UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
ESCOLA DE ENGENHARIA DE SÃO CARLOS

Pedro Augusto Fernandes Pereira

Macro cavidades em líquidos:
visualização e fenomenologia.

São Carlos – SP

2018

PEDRO AUGUSTO FERNANDES PEREIRA

Macro cavidades em líquidos:
visualização e fenomenologia

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

Área de concentração: Termociências e
Mecânica dos 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

2018

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.

Ficha catalográfica elaborada pela Biblioteca Prof. Dr. Sérgio Rodrigues Fontes da EESC/USP com os dados inseridos pelo(a) autor(a).

P426m Pereira, Pedro Augusto Fernandes
Macro cavidades em líquidos: Visualização e
fenomenologia / Pedro Augusto Fernandes Pereira;
orientador Harry Edmar Schulz. São Carlos, 2018.

Tese (Doutorado) - Programa de Pós-Graduação em
Engenharia Mecânica e Área de Concentração em
Termociências e Mecânica dos Fluidos -- Escola de
Engenharia de São Carlos da Universidade de São Paulo,
2018.

1. Macro cavidades. 2. Formação de jatos. 3.
Expansão de bolha unidimensional. 4. Equilíbrio
metaestável. I. Título.

FOLHA DE JULGAMENTO

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

Título da tese: "Macro cavidades em líquidos: visualização e fenomenologia".

Data da defesa: 20/11/2018.

Comissão Julgadora:

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

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

Prof. Dr. **Dawson Tadeu Izola**
(UNIARARAS)

Prof. Dr. **Carlos Eugenio Pereira**
(Universidade Federal de Uberlândia/UFU)

Prof. Dr. **Iran Eduardo Lima Neto**
(Universidade Federal do Ceará/UFC)

Resultado:

Aprovado

Aprovado

APROVADO

Aprovado

Aprovado

Coordenador do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica:
Prof. Associado **Gherhardt Ribatski**

Presidente da Comissão de Pós-Graduação:
Prof. Associado **Luís Fernando Costa Alberto**

AGRADECIMENTOS

Gostaria de agradecer a todos que, de alguma forma, possibilitaram a conclusão desta tese.

A CAPES pelo apoio financeiro no desenvolvimento deste trabalho.

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

Ao Dr. Marcelo Souza de Castro pela ajuda com as filmagens.

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

A meus pais, pelo incentivo dado por eles na continuidade dos meus estudos, e sem os quais eu jamais haveria terminado o doutorado.

A Ana Cláudia, por ter aguçado minha curiosidade com a leitura, e ter me inspirado a ser uma pessoa melhor.

A Nina Weber, sempre me apoiando, me incentivando e sempre disposta a me ajudar. E, sobretudo, por ser um constante lugar de conforto nas horas difíceis.

Mas principalmente, gostaria de agradecer ao meu orientador, Harry E. Schulz, sem o qual essa tese seria impossível. Agradecer por ele ser um exemplo de pesquisador, não só para mim, mas para todos que o cercam. Agradecer pela sua paciência com seus orientandos. E acima de tudo, pela compreensão que ele tem do processo de doutoramento e dos seus efeitos psicológicos em quem enfrenta o mesmo. Por sempre me dizer que dessa “maquina de moer gente”, costuma sair pessoas melhores.

RESUMO

PEREIRA, P. A. F. **Macro cavidades em líquidos**: Visualização e fenomenologia. 109 f. Tese (Doutorado) – Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2018.

Devido à importância de cavidades de vapor em meios líquidos, para áreas como transferência de calor e de escoamento em tubos (nos quais elas podem causar sérios danos), o processo de formação e colapso de bolhas tem sido largamente estudado, e boa parte do que ocorre em escala micro já foi reportado. Nos últimos anos, novos estudos no campo têm demonstrado que cavidades de diâmetro não desprezível (chegando a dezenas de centímetros), podem ser geradas em condições controladas. O mecanismo dos experimentos de formação dessas cavidades se aproveita do fato de que substâncias puras (ou quase puras) podem ser mantidas como líquido em temperaturas bem acima das de mudança de fase, e a transição de fase propriamente dita necessita de um mecanismo facilitador ou um ponto de iniciação, de modo que um estado superaquecido pode ser mantido por muito tempo até que essa condição seja alcançada, gerando uma mudança de fase extremamente rápida, e muitas vezes explosiva. As chamadas macro cavidades, geradas por esse processo, possuem uma dinâmica geral de formação e colapso bem semelhante as que ocorrem em escala micro, porém uma série de outros aspectos podem ser observadas nas mesmas, tais como formação de jato central e de película de líquido ascendente junto a parede. Esses aspectos específicos do escoamento, embora descritos em trabalhos anteriores, ainda não foram completamente compreendidos, e se mostram como um desafio na reprodução dos experimentos e na quantificação de força útil gerada. Dessa forma, este estudo se propõe ao melhor entendimento desses detalhes específicos acerca das macro cavidades.

Através de filmagens em alta velocidade dos experimentos, e da análise dos dados gerados por essas filmagens, foi realizada uma análise dos mecanismos envolvidos na formação dos jatos centrais e dos filmes ascendentes, comparando a forma como esses efeitos se dão para o caso de macro cavidades com o relatado na bibliografia para casos semelhantes. A fim de facilitar a compreensão da física por trás dos mecanismos de amplificação de ondas, um modelo simplificado da instabilidade de Rayleigh-Taylor aplicado ao fenômeno também foi abordado.

Palavras-chave: Macro cavidades, Formação de jatos, Expansão de bolha unidimensional, Equilíbrio metaestável.

ABSTRACT

PEREIRA, P. A. F. **Macro cavities in liquids**: Visualization and phenomenology. 109 p. Thesis (Doctorate) – School of Engineering of São Carlos, University of São Paulo, São Carlos, 2018.

Because of the importance of vapor cavities in liquid, for areas such as heat transfer and pipe flow (in which they can cause serious damage), the process of formation and collapse of bubble has been largely studied, and much of what occurs on a micro scale has already been reported. In recent years new studies in the field have shown that cavities of non-negligible diameter (up to tens of centimeters) can be generated under controlled conditions. The mechanism for the experiments of cavity formation takes advantage of the fact that pure (or near pure) substances can be kept as liquid at temperatures well above the phase change, and the phase transition itself requires a facilitating mechanism or a starting point, such that an overheated state can be maintained for a long time until this condition is reached, generating an extremely rapid, and often explosive, phase change. The so-called macro cavities, generated by this process, have a general dynamics of formation and collapse very similar to those that occur in micro scale, but a number of other aspects can be observed in them, such as formation of central jet and a liquid climbing film close to the wall. These specific aspects of the flow, although described in previous work, have not yet been fully understood, and are shown as a challenge in the reproduction of experiments and in the quantification of useful force generated. Thus, this study proposes to better understand these specific details about the macro cavities.

Through high speed filming of the experiments and analysis of the data generated by these films, an analysis was made of the mechanisms involved in the formation of the central jets and the climbing films, comparing the way these events occur in the case of macro cavities, with the reported in the bibliography for similar cases. In order to facilitate the understanding of the physics behind the mechanisms of wave amplification, a simplified model of Rayleigh-Taylor instability applied to the phenomenon was also addressed.

Keywords: Macro cavities, Jet formation, one-dimensional bubble expansion, metastable equilibrium.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1: Sequência de quadros e esquema mostrando a formação e o colapso da macro cavidade.	18
Figura 3.1: Mudança de estados para líquidos.	24
Fonte: Franc e Michel, (2004), tradução livre.	24
Figura 3.2: Esfera sob campo gravitacional em posição de equilíbrio metaestável.	25
Figura 3.3: Diagrama do colapso de uma bolha em contato com uma parede. As letras latinas indicam a evolução sequencial da posição da interface ar-água que forma a bolha. O esquema do toro foi introduzido neste estudo.	27
Figura 3.4: Observação experimental do crescimento e colapso de uma cavidade próxima a uma superfície livre. Os números indicam a evolução sequencial da posição da interface ar-água que forma a bolha e os jatos. O esquema do toro foi introduzido neste estudo.	28
Figura 3.5: Fotografia da lâmpada e arranjo experimental utilizado por Schulz et al.	29
Figura 3.6: Fotografia da sequência de colapso da macro cavidade.	29
Figura 3.7: Filme ascendente que se forma na parede da lâmpada.	30
Figura 3.8: Arranjo para o experimento de macro cavidades unidimensional.	30
Figura 3.9: Um tubo contendo fluido que molha a parede cai sob efeito da gravidade e forma um forte jato após o impacto. Tempo total do experimento: 0,66s.	31
Figura 3.10: Diferentes momentos de geração de jatos verticais em escala hiper-ampliada, obtidos por ação de ondas circulares geradas no equipamento FloWave, na Universidade de Edinburgh, Escócia.	32
Figura 4.1: Contêiner 3 antes do enchimento, evidenciando o tubo capilar na parte superior.	36
Figura 4.2: Placas de PVC (a) e O-rings (b).	38
Figura 4.3: Mão francesa utilizada como suporte (a) e célula de carga (b).	38
Figura 4.4: Formação e colapso de uma macro cavidade. Tempo transcorrido para todo o evento: 0.25 s. São apresentados 9 de 80 quadros registrados.	40
Figura 4.5: Parte superior de um contêiner durante um experimento, evidenciando o Jato central, o “climbing film” e o pistão de líquido.	42
Figura 4.6a: Fotos e esquema ilustrativo da formação de jato reentrante e do efeito de “espalhamento” do mesmo devido às instabilidades interfaciais de distorção. Tempo total: 0,078 s, Usados 4 quadros de um total de 25.	43
Figura 4.6b: Segunda e terceira fotografias da Figura 4.6a, indicando a fronteira do jato reentrante em formação. Estão evidentes as instabilidades de superfície.	43

Figura 4.7: Sinuosidades em uma macro cavidade ao fim de sua expansão. Tempo total: 0,044 s. Usados 7 quadros de um total de 14.	44
Figura 4.8: Sequência de quadros mostrando a rápida formação de micro bolhas no líquido. Tempo entre quadros de 0,0031 s. Usados 3 de um total de 3 quadros.....	45
Figura 4.9: Jato central formado após a colisão da bolha. Tempo total: 0,075 s. Utilizados 5 de um total de 150 quadros.	46
Figura 4.10: Serie de expansões e contrações de uma bolha (“rebound”). O tempo total do evento foi de 0.094s. Utilizados 8 de um total de 30 quadros.....	46
Figura 5.1: desenvolvimento de jatos a partir da amplificação de ondas estacionárias preexistentes (no caso, a primeira onda estacionária tem a forma da superfície plana vinculada aos meniscos).....	48
Figura 5.2: Diagrama para a análise de perturbações.....	48
Figura 5.3: Diagrama para a análise de perturbações em uma interface sob o campo gravitacional g e acelerada verticalmente para cima com aceleração g_1	52
Figura 5.4: Linhas isobáricas formadas em uma superfície deformada por uma bolha após um impulso de pressão.	55
Figura 5.3: Corte transversal do projétil de uma bazuca do exercito dos Estados Unidos.....	56
Figura 5.4: Carga oca com forro em forma de cunha (“liner”) no processo de explodir. Onda de detonação que foi iniciada pelo detonador já passou sobre a maior parte do forro que está no processo de colapso.	56
Figura 5.5: Diagrama $x-t$ para a propagação de ondas de compressão (vermelhas) e rarefação (azuis). Meniscos indeformáveis e deformáveis são definidos respectivamente como casos onde não há ondas de choque (de compressão ou rarefação) interagindo com o menisco e para o caso onde as ondas de choque, ao interagir com o menisco, aceleram e desaceleram o mesmo. Na Figura, u é a velocidade na direção y , t é o tempo, U_0 é a velocidade da base do tubo na direção y , H o nível de água, ρ é a densidade do líquido, c a velocidade longitudinal do som. p_i e u_i são a pressão e a velocidade induzidas pela onda de choque, os índices $i = 1$ e 3 se referem a base do tubo, e os índices $i = 0, 2$ e 4 são os novos valores que essas variáveis adquirem ao interagir com a superfície livre. A figura (a) é para um caso onde não há cavitação, e a figura (b) para um caso onde a cavitação se instaurou em consequência das ondas de rarefação. As linhas pretas finas e em negrito representam respectivamente as posições do fundo do tubo e da interface líquido-gás.	59
Figura 6.1: Diagrama da interface entre fluidos: (a) interface plana, em equilíbrio, (b) Interface perturbada.....	61

Fonte: Piriz, (2006), tradução livre.....	61
Figura 6.2: (a) Situação da figura 1 enfatizando o ponto em estudo; (b) O cálculo da pressão utilizando o fluido acima da interface; (c) O cálculo da pressão utilizando o fluido abaixo da interface.	62
Figura 6.3: Ação da diferença de pressão na deformação da interface.	62
Figura 6.4: Diagrama para a interface superior no experimento de macro cavidades.....	64
Figura 6.5: Diagrama para a interface inferior no experimento de macro cavidades.....	66
Figura 7.1: Fotografia e esquema do líquido em movimento, enfatizando as duas superfícies livres com diferentes geometrias.	74
Figura 7.2: As figuras apresentadas na sequência mostram a bolha durante a expansão enquanto cavidades de vapor se formam no filme líquido entre ela e o tubo, a partir da base do contêiner. Na fotografia a bolha possui tamanho superior ao enquadramento, e a interface da bolha com o líquido não é visível. Tempo total: 0,038 s. Mostrados 7 quadros de um total de 12.	75
Figura 7.3: Comparação entre os a evolução dos jatos do tipo “splash” (a), cavitante (b) e de macro cavidades (c).	76
Figura 7.4: Sequência de fotos mostrando o colapso de uma cavidade e a ocorrência de cavitação devido à onda de choque produzida no impacto. No quadro h) pode-se observar as micro bolhas formadas por cavitação e sequências praticamente horizontais, as quais não se formaram ainda no quadro g) e já se colapsaram no quadro i), mostrando a brevidade do fenômeno (menos que 0,0016 s).....	77
Figura 7.5: sequência de dois quadros mostrando o colapso de uma cavidade em um tubo de 32 mm, e a formação de cavitação em faixas horizontais devido às ondas de choque. O impacto é tão grande que rompe o fundo do tubo no segundo quadro. Tempo total: 0.062 s. Mostrados 2 quadros sequenciais.	77
Figura 7.6: Formação de um jato tipo “splash” após o colapso de uma macro cavidade. Tempo total: 0,047 s. Foram utilizados 8 de um total de 15 quadros.	78
Figura 7.7: A sequência da figura apresenta o colapso da cavidade inicial entre os quadros a) até e), os quadros f) a j) mostram a formação de uma segunda cavidade como resultado do impacto do pistão líquido com o fundo do container. Tempo total: 0,048 s. Foram utilizados 10 quadros de um total de 96.....	79
Figura 8.1: Gráfico de aceleração para o experimento 1.....	82
Figura 8.2: Gráfico de aceleração para o experimento 2.....	83
Figura 8.3: Gráfico de aceleração para o experimento 3.....	83

Figura 8.4: Gráfico de aceleração para o experimento 4.....	84
Figura 8.5: Gráfico de aceleração para o experimento 5.....	84
Figura 8.6: Gráfico de aceleração para o experimento 6.....	85
Figura 8.7: Evolução com o tempo da força aplicada sobre o contêiner.....	87
Fonte: Adaptado de Schulz et al. (2012), tradução livre.	87
Figura 8.8: Superfície livre superior durante a expansão de uma bolha. Tempo total dos quadros 0,022 s. Foram utilizados 7 quadros sequenciais.....	88
Figura 8.9: Fotografia e esquema dos perfis desenvolvidos devido à velocidade superior próximo as paredes dos tubos. Em a) é mostrado o perfil obtido para os casos em que se formam jatos centrais na superfície superior. Em b) é exibido o perfil para os casos em que não se formam os jatos.	89
Figura 8.10: Gráfico de velocidade para o experimento 1.	90
Figura 8.11: Fotografia e esquema da formação de uma protuberância na superfície do líquido em dois experimentos distintos. No esquema o líquido é representado por cinza escuro e a protuberância, por cinza claro.	90
Figura 8.12: Inversão do menisco e formação da protuberância na superfície superior do líquido. Tempo total 0,07s. Utilizados 7 de um total de 140 quadros.	91
Figura 8.13: Comparação para o início de dois jatos conforme o obtido pelo colapso de macro cavidades, à esquerda, e no experimento de Pokrovski, à direita.....	93
Figura 8.14: Formação do jato central após o impacto. Tempo total dos quadros 0,0156 s. São mostrados 5 quadros sequenciais.....	93
Figura 8.15: Gráficos de aceleração do contêiner dividido pela aceleração da gravidade para casos onde não há formação de jatos durante a expansão da cavidade. A linha vermelha indica o momento em que o pistão líquido atinge a sua altura máxima.....	98

SUMÁRIO

Resumo	7
Abstract.....	9
Lista de figuras	11
Sumário.....	15
1 Introdução.....	17
2 Objetivos.....	21
3 Análise e Revisão Bibliográfica	23
3.1 Mudança de fase e equilíbrio metaestável	23
3.2 Colapso de bolhas	26
3.2.1 Colapso próximo a paredes	26
3.3 Macro cavidades	28
3.4 O experimento de Pokrovski.....	31
3.5 Sobre a visualização de escoamentos	33
4 O procedimentos experimentais e as macro cavidades.	35
4.1 O preparo do experimento	35
4.2 O suporte.....	37
4.2.1 Placas de apoio	37
4.2.2 Mão francesa e célula de carga	38
4.2.3 O experimento e o registro de movimento	39
4.3 O desenvolvimento das macro cavidades	40
5 Formação de jatos em superfícies livres.....	47
5.1 Instabilidade de Rayleigh-Taylor.....	47
5.2 Impulso de pressão.....	54
5.3 Shaped-charge effect.....	55
5.4 Ondas de choque	58
5.5 Movimentos axiais das paredes do recipiente.....	60
6 Modelo simplificado para ampliação de instabilidade	61
6.1 Discussão e conceituação proposta para este estudo	63
6.1.1 Para a interface superior:	64
6.1.2 Para a interface inferior:	65
6.2 Discussão e conceituação complementar envolvendo a tensão superficial	67
6.2.1 Para a interface superior:	67
6.1.2 Para a interface inferior:	68
6.3 Comparações com resultados do item 5.1	69
6.4 Presente visão da ampliação das perturbações em macro cavidades.....	71

7 Ondas de choque como mecanismos de cavitação e rebound	73
7.1 Ondas de choque a partir da formação e expansão das macro cavidades.....	73
7.2 Ondas de choque devido ao colapso da cavidade	76
8 Análise das características do escoamento	81
8.1 Análise quantitativa.	81
8.1.1 Padrões nos gráficos de aceleração	85
8.2 Comparações com o esperado para cada mecanismo de formação de jatos	87
8.2.1 Movimentos axiais das paredes.....	88
8.2.2 Instabilidade de Rayleigh-Taylor	90
8.2.3 Impulso de pressão e a inversão do menisco.....	91
8.3 Desenvolvimento de jatos após o colapso da macro cavidade inicial	92
8.4 Análise de efeitos de compressibilidade no fluido que compõe a fase gasosa.	94
9 Considerações acerca da não formação de jatos centrais e da repetibilidade dos experimentos.....	97
10 Conclusões.....	101
10.1 Fenômenos observados e descritos qualitativamente (fenomenologia):.....	101
10.2 Quantificação da formação do jato:	102
10.3 Medidas quantitativas dos eventos de cavidade:	102
10.4 Fenômenos aqui observados e não encontrados na literatura consultada:.....	103
10.5 Considerações finais	103
10.6 Sugestões para trabalhos futuros:	103
Referências	105

1 INTRODUÇÃO

O universo de estudos da cavitação e de escoamentos bifásicos compostos de água e bolhas de ar, no qual se insere o presente texto, é amplo e ainda repleto de fenômenos paralelos (ou concomitantes) à própria formação e colapso das bolhas ou cavidades, que não estão devidamente descritos e explicados. Este texto apresenta o segundo estudo conduzido nesta área no Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo. Ele complementa o estudo inicial apresentado em Pereira (2014), no qual o aspecto do movimento da cavidade com vistas à utilização da energia transferida ao invólucro foi mais evidenciado. Mesmo no estudo inicial mencionado foram observados eventos concomitantes ao mero movimento da bolha, os quais não estavam relatados na literatura de cavitação, mas cujo detalhamento não foi possível devido ao tempo restrito à realização da dissertação que motivou o estudo mencionado.

O presente texto relata brevemente alguns aspectos dissertados em Pereira (2014), no tocante à parte da literatura consultada e parte dos resultados obtidos. No avanço do estudo, buscou-se a visualização detalhada dos fenômenos concomitantes ao movimento das bolhas, inicialmente observados “colateralmente”. Tal visualização mostrou-se de difícil efetivação, porque mesmo contando com câmaras de alta resolução e alta velocidade, a análise quadro a quadro exige grande dose de atenção e capacidade instalada para a edição das imagens.

Em termos históricos, os estudos acerca de cavidades e dinâmica de bolha vêm de longa data, seja abordando a influência das mesmas em processos de transferência de calor, seja abordando efeitos danosos decorrentes do desenvolvimento de cavitação em certos escoamentos, como mencionado, por exemplo, em Sánchez et al., (2008) e d’Agostino e Salvetti (2007). Devido às influências em equipamentos hidráulicos, os estudos de cavitação por muito tempo se ocuparam apenas com os aspectos danosos da mesma. Entretanto, este “foco nos danos” está paulatinamente mudando, sendo que possíveis usos da cavitação em aplicações industriais e mesmo na natureza passaram a interessar os pesquisadores. Neste contexto Lohse et al. (2001) e Versluis et al. (2000) mostram como o camarão pistola se utiliza do rápido fechamento de suas garras para criar uma cavidade que gera um jato de água e afugenta seus inimigos e Brujan (2011) mostra a utilização da cavitação na biomedicina, onde 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. O uso efetivo da cavitação em desinfecção de águas é descrito em Dalfré Filho et al. (2015) e a

possibilidade de uso da energia transferida ao invólucro no qual ocorre a cavitação é estudada em Pereira (2014), Pereira et al. (2013a e 2013b) e Schulz et al. (2012).

Embora a bibliografia já tenha tratado do fenômeno como um todo, ela se concentra sobretudo no estudo de micro cavidades, havendo pouquíssima informação acerca da geração e dinâmica de cavidades com diâmetros maiores que a ordem de grandeza de 10^{-3} m. Somente recentemente, provavelmente com o trabalho pioneiro de Schulz et al. (2012) (considerando a bibliografia consultada), foram iniciadas pesquisas a respeito da utilização de cavitação em macro escala. Schulz et al. (2012) descreveram a geração de macro cavidades em um contêiner preenchido com água, atingindo diâmetros de bolhas da ordem de 10^{-1} m, as quais provocam o deslocamento do recipiente e produzem uma força de até 476 N.

Para se obter estas macro cavidades, parte-se de um invólucro cilíndrico preenchido com água e um pouco de areia. Esta água é mantida em estado de ebulição por horas e fechado ainda durante a fervura, de forma a garantir a ausência de ar no recipiente. Esse procedimento cria um sistema de água e vapor de água no contêiner, que, ao esfriar, fica sujeito à pressão de vapor. Essa condição permite atingir a condição metaestável do equilíbrio vapor/líquido ao se aquecer uma parte do líquido, o que é feito junto ao fundo do recipiente, no volume ocupado pela pequena quantidade de areia. O aquecimento local força a criação de uma única bolha, cuja expansão ocorre de forma explosiva, conforme se vê na Figura 1.1.

Figura 1.1: Sequência de quadros e esquema mostrando a formação e o colapso da macro cavidade.

Fonte: (SCHULZ et al. 2012).

Seguindo os procedimentos experimentais para obtenção de macro cavidades apresentados em Schulz et al. (2012), porém com um arranjo experimental voltado para a

geração de uma expansão de bolha unidimensional, Pereira (2014) observou uma série de desenvolvimentos secundários na evolução e colapso dessas cavidades, além de obter valores bem distintos de força devido ao deslocamento do contêiner. Como já citado no trabalho de Schulz et al. (2012), observou-se a formação de um filme de líquido junto a parede, o qual se move com velocidade superior àquela do crescimento da cavidade (climbing film), fenômeno que ficou muito mais destacado devido ao tamanho das cavidades que se formaram (até 0.5m de comprimento). Outra característica observada em Pereira (2014) foi o desenvolvimento, a partir da superfície livre do líquido, de uma coluna de líquido central de diâmetro não desprezível (spike), a qual também se move com velocidade superior à do restante do líquido. Interessantemente, embora Schulz et al. (2012) não tenham descrito a formação do “spike”, os autores descreveram a formação de um macro jato central voltado para o interior da cavidade, que “reproduz” o micro jato descrito com bastante frequência na literatura de microcavidades.

Ainda que jatos centrais sejam comuns em vários estudos, tais como os de colapso de bolhas próximas a superfícies livre, como pode ser visto em Chahine (1982) e Duchemin et al. (2002), ou em estudos referentes à queda vertical de um tubo preenchido com água e a subsequente colisão do tubo com uma superfície líquida (definido como experimento de Pokrovski em Antkowiak et al., 2007), ainda há muita discussão sobre o principal mecanismo por trás da formação dos mesmos, sendo mais comum atribuir o efeito a eventos ampliadores de instabilidade superficial, como pode ser visto em Milgrain (1969), Cooker e Peregrine (1995) e Kiyama et al. (2016).

Tendo a dissertação de mestrado apresentada em Pereira (2014) se focado no entendimento e modelagem do comportamento da cavidade de uma forma geral, o presente estudo se propõe, através de filmagens em câmeras de alta velocidade e modelos analíticos, a efetuar uma análise mais detalhada dos escoamentos secundários decorrentes da formação e colapso de macro cavidades e dos mecanismos associados a estes escoamentos. Nesse sentido, a observação detalhada dos fenômenos é relevante, o que confere o aspecto de visualização e explicação do fenômeno enfatizado nesta tese.

Como macro cavidades é um fenômeno ainda pouco explorado, com o intuito de deixar a tese mais clara ao leitor, esta foi estruturada de forma que algumas partes referentes à análise de revisão bibliográfica foram colocadas em um capítulo posterior à explicação da montagem do experimento e do comportamento observado, o qual foi feito no capítulo 4. Dessa forma, almeja-se que o estudo dos mecanismos associados à formação de jatos e de outros fenômenos seja mais diretamente vinculado às macro cavidades.

2 OBJETIVOS

Este estudo tem por objetivo a visualização, a análise da dinâmica e a apresentação do possível equacionamento para a formação dos fenômenos associados às macro cavidades.

Os objetivos específicos são:

- Descrição da ebulição e da dinâmica de bolhas.
- Discussão físico-matemática sobre as condições de expansão das perturbações superficiais, de modo que se formem jatos;
- Descrição da fenomenologia dos eventos concomitantes à geração de macro cavidades, tais como jatos centrais, “climbing films”, instabilidades interfaciais, “rebounds”, para justificar qualitativamente a existência desses fenômenos;
- Checagem quantitativa do processo físico de expansão das perturbações superficiais, com foco no cálculo das acelerações experimentadas pelos pistões de água e a comparação com a aceleração da gravidade, g

3 ANÁLISE E REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Este capítulo contém uma revisão bibliográfica dos princípios básicos da mudança de fase, com extensão à dinâmica de colapso de bolhas e ao estudo já realizado acerca de macro cavidades, com uma breve descrição do experimento de Pokrovski (citado por Antkowiak et al. 2007), o qual produz escoamentos semelhantes aos jatos centrais para macro cavidades e concluindo com um tópico sobre a importância da visualização de escoamentos. Estes tópicos têm como função servir de informação essencial para a compreensão das macro cavidades e para comparações efetuadas no estudo das mesmas. Como comentado na Introdução, este texto considera aspectos também aventados em Pereira (2014), no tocante à parte da literatura consultada.

3.1 Mudança de fase e equilíbrio metaestável

A mudança de estado de substâncias puras é um fenômeno conhecido e relatado na literatura, havendo descrições detalhas, por exemplo, em Moran e Shapiro (2006) e Tester e Modell (1996). No caso específico da água, pode-se dizer que este evento é corriqueiro, podendo ser observado em diversos momentos do cotidiano, tais como durante a preparação de refeições (fervura da água), nos fenômenos naturais de formação de neblina, ou no derreter do gelo colocado em uma bebida. No caso deste estudo, a alteração água/vapor é aquela que interessa.

O processo de mudança de fase gás/líquido, além de depender da composição específica da substância, depende de condições existentes entre a pressão e a temperatura da mesma, podendo ocorrer de diferentes maneiras, conforme o “equilíbrio pressão/temperatura” é “quebrado” através de uma variação de um desses parâmetros. A Figura 3.1 elucida o comentado.

O diagrama da Figura 3.1 é bastante geral, representando o diagrama de alteração de fase de uma substância em se considerando a pressão (p) e a temperatura (T). No caso da água, a Figura 3.1 é a representação da curva da pressão de vapor (p_v) com o ponto crítico indicado por Cr . O ponto crítico é definido como o ponto do diagrama de fase a partir do qual não existem limites de fase e a substância se comporta com “propriedades misturadas” dos estados líquido e gasoso. O ponto triplo está indicado por Tr na Figura 3.1, sendo a única posição em que os estados líquido, sólido e gasoso podem coexistir.

Figura 3.1: Mudança de estados para líquidos.

Fonte: Franc e Michel, (2004), tradução livre.

A descrição aqui feita é uma adaptação de Franc e Michel (2004). Partindo-se do ponto F indicado na Figura 3.1, a substância (água no caso) que se encontra em estado líquido, poderá passar por um de dois processos diferentes para a mudança de fase. Se a mudança ocorre devido a um aumento de temperatura, o processo é chamado de ebulição; caso ocorra devido a uma diminuição da pressão, é chamado cavitação. Embora possuam nomes distintos, os eventos em si são semelhantes, normalmente sendo caracterizados pela formação de uma cavidade de vapor de água que se expande no meio líquido. Evidentemente mudanças de fase podem ocorrer por combinações de variações de temperatura e pressão, o que implica em “caminhos” não-horizontais e não-verticais, mas inclinados ou seguindo curvas que representem as operações efetuadas.

No tocante à fenomenologia observada, vale lembrar que a curva $p_v(T)$ não é uma divisão “absoluta” entre os estados líquido e gasoso, no sentido de que não há uma relação de “causa e efeito” ao se atingir um ponto sobre a curva, implicando em mudança obrigatória de estado. De fato uma substância pode frequentemente suportar temperaturas ou pressões acima (ou abaixo) das de mudança de fase, sem que essa ocorra de fato. Se o líquido passa por uma mudança que resulta em valores de temperatura superior ou pressão inferior às de mudança de fase, e continua no estado líquido, ele é chamado de superaquecido, e se um vapor passa por um processo no qual a pressão final é maior ou a temperatura é menor que as de mudança de fase, e o vapor ainda mantém seu estado gasoso, ele é chamado subresfriado.

Enriquecendo a terminologia da área, as condições de “equilíbrio” nas quais há líquido superaquecido ou vapor subresfriado são chamadas de metaestáveis. Para o presente caso,

equilíbrio metaestável é aquele no qual uma substância, aparentemente em equilíbrio, pode sofrer grandes alterações caso seja submetida a uma pequena perturbação das condições de temperatura e pressão.

Uma ilustração gravitacional pode aqui induzir um entendimento mais imediato. Considera-se a analogia da esfera utilizada por Tester e Modell (1996). Uma esfera colocada sobre uma superfície com a forma indicada na Figura 3.2 e sujeita a um campo gravitacional vertical poderia ter duas formas básicas de equilíbrio: 1) o seu equilíbrio seria estável se, independentemente da perturbação aplicada a ela, ela voltasse a sua posição original; 2) se após uma perturbação pequena a esfera tender a sair de sua posição inicial (A) para uma posição diferente e mais estável (B), o seu equilíbrio é adjetivado de “metaestável”. A própria figura sugere que o equilíbrio é metaestável na posição A.

Figura 3.2: Esfera sob campo gravitacional em posição de equilíbrio metaestável.

Segundo Collier et al. (1994), a energia necessária para a formação de um embrião de vapor estável em um meio líquido, (energia livre de formação e fenômeno de nucleação) faz com que sejam necessárias temperaturas superiores àsquelas de mudança de fase para que uma cavidade de vapor realmente se forme. Esse primeiro embrião é chamado de núcleo de vapor e age como ponto de iniciação da mudança de fase. Vários fatores podem diminuir a energia necessária para a formação do primeiro núcleo de vapor, sendo usualmente correlacionados com mudanças induzidas no ângulo de contato entre o líquido e a superfície confinante. Entretanto, nucleações podem ocorrer distantes de superfícies, mostrando que há campo para mais estudos nesta área. Fatores que introduzem perturbações no fluido também podem servir de “mecanismo” de iniciação de mudança de fase (que podem induzir locais específicos para que a nucleação ocorra, por exemplo).

De acordo com Franc e Michel, (2004) e Brennen (1995), existem vários fatores que podem levar a perturbações 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 à 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.

3.2 Colapso de bolhas

A evolução das bolhas ou cavidades de vapor em líquidos é geralmente dividida em estágios de “expansão” e “colapso”. Os estudos de expansão usualmente se focam no entendimento do limiar da mudança de fase e os meios possíveis de induzir aceleração ou retardamento da mesma. Os estudos de colapso de bolhas usualmente se focam nas características que levam a danos/perdas em um sistema mecânico ou civil voltado ao transporte ou uso de líquidos. A evolução do colapso de uma bolha depende de seus arredores, tal como a presença de paredes ou superfícies livres. O presente estudo considera formação e colapso de bolhas próximas a superfícies livres e a paredes. Assim, a busca na literatura de situações similares é um procedimento naturalmente seguido aqui, inclusive considerando os casos em que há a formação de jatos centrais.

3.2.1 Colapso próximo a paredes

Bolhas de cavitação são frequentemente associadas a danos em tubulações e equipamentos hidráulicos (Falvey, 1990), sendo o colapso das mesmas um fator normalmente associado a esses danos. Isso ocorre quando, ao se colapsarem próximo a paredes, as bolhas

tendem a formar um jato reentrante em direção à parede, o qual, devido às altas velocidades e energia associadas, pode causar grande erosão.

Na Figura 3.3 observa-se o esquema indicando os passos que uma cavidade passa ao se colapsar. A parte inferior, em contato com a parede, tende a diminuir sua área mantendo a curvatura da bolha, enquanto a parte superior tende a ganhar velocidades descendentes cada vez maiores, resultando em uma mudança de concavidade, formando um jato reentrante que atinge a parede. O formato de “pneu” assumido pela bolha em seus últimos passos é chamado de cavidade tipo toróide. O esquema em três dimensões da Figura 3.3 permite justificar este nome. A Figura 1.1 mostra a formação de um jato central em macro cavidade toroidal decorrente dos estudos na presente linha de pesquisa.

Figura 3.3: Diagrama do colapso de uma bolha em contato com uma parede. As letras latinas indicam a evolução sequencial da posição da interface ar-água que forma a bolha. O esquema do toro foi introduzido neste estudo.

Fonte: O esquema bi-dimensional foi adaptado de Plesset e Chapman, (1970).

3.2.2 Colapso próximo a superfícies livres

Semelhantemente às bolhas próximas a paredes, aquelas que expandem e colapsam próximas a superfícies livres também tendem a desenvolver jatos centrais, porém podendo ocorrer em direções opostas nos ambientes externo e interno da bolha formada.

A Figura 3.4 mostra o resultado obtido por Blake (1981) em seu experimento com expansão e colapso de bolhas. Ainda durante a expansão da bolha observa-se a formação de um jato vertical na superfície livre do líquido, em sentido oposto àquele da evolução da bolha, que ocorre para o interior do líquido. Esse jato continua a se expandir durante o colapso da bolha atingindo proporções bem alongadas. Na base do jato formado na superfície livre, mais

especificamente na interface entre a água que forma este jato vertical e o ar no interior da bolha, paulatinamente desenvolveu-se uma deformação protuberante para baixo, a qual se torna um jato reentrante que se acelera na direção da base da bolha, atingindo-a antes do fim do colapso e também formando uma cavidade tipo toróide.

Figura 3.4: Observação experimental do crescimento e colapso de uma cavidade próxima a uma superfície livre.

Os números indicam a evolução sequencial da posição da interface ar-água que forma a bolha e os jatos. O esquema do toro foi introduzido neste estudo.

Fonte: O esquema bi-dimensional foi adaptado de Blake, (1981).

3.3 Macro cavidades

Procurando desenvolver um equipamento que permitisse gerar trabalho utilizável a partir das explosões de cavidades em líquidos, Schulz et al. (2012) propuseram desenvolver macro cavidades em contêineres que permitissem acompanhar o desenvolvimento da macro bolha. Inicialmente, para produzir cavidades de vapor de diâmetro significativamente maior que os encontrados na literatura, Schulz et al. (2012) utilizaram uma lâmpada de mercúrio como contêiner, com um arranjo seguindo o esquema da Figura 3.5.

Figura 3.5: Fotografia da lâmpada e arranjo experimental utilizado por Schulz et al.

Fonte: Schulz et al., (2012).

A Figura 3.5 mostra o contêiner contendo água e um pouco de areia junto ao fundo (região mais escura na fotografia). Ao se aquecer o fundo dessas lâmpadas por alguns segundos, as quais foram fechadas de forma a garantir que o seu interior contenha apenas água (nos estados líquido e gasoso), uma cavidade de vapor rapidamente se formava na base das lâmpadas, expandindo e criando um movimento de pistão no líquido, o qual subia com velocidade rápida (não observável a olho nu) até quase colidir com a parte superior da lâmpada. Após atingir seu ponto mais elevado, a cavidade começava a colapsar, formando um jato reentrante na parte superior e, assim como o que se observa em micro cavidades, assumindo um formato toroidal. A Figura 3.6 é formada de uma serie de fotogramas coletados de um filme de alta velocidade, apresentando a sequência do fenômeno de colapso na geometria da lâmpada.

Figura 3.6: Fotografia da sequência de colapso da macro cavidade.

Fonte: Adaptado de Schulz et al., (2012).

Também foi observado nos experimentos de Schultz et al. (2012) um filme líquido que se forma junto a parede da lâmpada, o assim denominado “climbing film”. Esse filme se move com velocidades superiores as do resto da água impulsionada pela bolha e continua a subir mesmo após a cavidade ter começado a se colapsar, chocando-se com a parte superior da lâmpada. O filme ascendente é mostrado em uma fotografia do primeiro equipamento desta linha de pesquisa e em um esquema apresentados na Figura 3.7.

Figura 3.7: Filme ascendente que se forma na parede da lâmpada.

Fonte: Adaptado de Schulz et al. (2012).

Seguindo a metodologia estabelecida pelos trabalhos “pioneiros” desta linha de pesquisa, para os estudos posteriores, descritos com detalhes em Pereira (2014), foram desenvolvidos contêineres de vidro concebidos de maneira a tornar o evento de macro cavidades mais próximo ao unidimensional, em se tratando do movimento tipo pistão da massa de água utilizada em seu interior, conforme mostra a Figura 3.8.

Figura 3.8: Arranjo para o experimento de macro cavidades unidimensional.

Fonte: Pereira, (2014).

Esse arranjo teve como uma vantagem almejada, se comparado às lâmpadas utilizadas anteriormente, a possibilidade de se controlar a expansão da bolha de modo que não entrasse em contato com o topo do invólucro. Note-se que a lâmpada de mercúrio permitia o desenvolvimento da bolha sem o toque no topo, porém o “climbing film” avançava até o topo, gerando um impacto nesta posição. O fenômeno como um todo se desenvolve de forma semelhante nos dois recipientes, sendo que em ambos há a formação de filmes ascendentes junto à parede, e de jatos reentrantes (descendentes) na parte superior da cavidade. Porém no

caso do contêiner unidimensional, há também a formação de um jato central ascendente a partir da superfície livre, o qual se move com velocidade superior a do pistão líquido, sendo esta próxima da velocidade do “climbing film”. Essa evolução do jato superior ascendente não foi observada nos experimentos filmados nas lâmpadas de mercúrio devido à falta de espaço físico para o seu desenvolvimento.

3.4 O experimento de Pokrovski

Embora jatos centrais formados por expansão e colapso de bolhas estejam normalmente associados a micro escalas, um outro experimento com geometria similar ao do tubo de macro cavidades nos experimentos unidimensionais produz resultados semelhantes quanto a formação de jatos, embora neste caso a formação de jatos seja decorrente de um impacto, o experimento de Pokrovski. Como descrito por Antkowiak et al (2007), o experimento de Pokrovski consiste de um tubo de vidro preenchido com água e que cai verticalmente sob a ação do próprio peso, colidindo com um plano rígido. Uma sequência mostrando o experimento é apresentada na Figura 3.9.

Figura 3.9: Um tubo contendo fluido que molha a parede cai sob efeito da gravidade e forma um forte jato após o impacto. Tempo total do experimento: 0,66s.

Fonte: Antkowiak et al., (2007).

Em um sistema de referência livre de gravidade, a tensão superficial do fluido acentua o formato côncavo de seu menisco e no impacto do tubo com a superfície, a curvatura da superfície é drasticamente revertida, formando um jato concentrado que atinge alta velocidade e se expande até atingir característica bem alongada. Como resultado do impacto, o vidro também ricocheteia na superfície, voltando a cair logo após. Esse processo ocorre algumas

vezes, com amplitude cada vez menor, até que toda energia se dissipe e o tubo fique estático na superfície.

Embora não se trate do experimento de Pokrovski, atualmente os jatos gerados em situações de superfície livre em contato com a atmosfera estão sendo investigados também em experimentos de escala hiper-ampliada (vários metros), como aqueles descritos na página da Internet do equipamento “FloWave TT” projetado pelo grupo Edinburgh Designs Ltd. e instalado na Universidade de Edinburgh, na Inglaterra. Nesse caso o jato vertical é gerado em um tanque de grande diâmetro no qual oscilações circulares são induzidas por peças móveis localizadas no perímetro do tanque. O tanque possui 168 pás móveis, 28 bombas e fundo móvel para gerar diferentes visualizações de fenômenos superficiais de escala hiper-ampliada. As imagens geradas pelo grupo da Universidade de Edimburgo são impressionantes, podendo ser observadas, por exemplo, no vídeo disponível no site <http://www4.edesign.co.uk/portfolio/edinburgh-university/>.

A Figura 3.10 mostra diferentes momentos de geração de um jato central decorrente de movimentos ondulatórios.

Figura 3.10: Diferentes momentos de geração de jatos verticais em escala hiper-ampliada, obtidos por ação de ondas circulares geradas no equipamento FloWave, na Universidade de Edinburgh, Escócia.

Fonte: <http://www4.edesign.co.uk/portfolio/edinburgh-university/>.

3.5 Sobre a visualização de escoamentos

A percepção de qualquer processo físico pode ser melhorada significativamente quando o padrão relacionado a este processo pode ser observado visualmente. Nesse contexto, física de fluidos é uma das áreas afortunadas, pois seus fenômenos são relativamente de fácil visualização. A observação desses escoamentos torna possível ter uma ideia da estrutura do fenômeno e de seu desenvolvimento, o que é essencial no desenvolvimento de teorias, de medições e até mesmo para simulações numéricas.

Assim, métodos de visualização têm sido uma ferramenta essencial no avanço da área de mecânica de fluidos, sendo utilizados em estudos fundamentais, tais como os de Prandtl e Reynolds.

Devido aos diversos tipos de escoamentos, e às dificuldades vinculadas à observação destes, uma série de técnicas foi desenvolvida ao longo dos anos de forma a permitir essas visualizações, tais como PIV, injeção de fumaça, fotografia schlieren, entre muitos outros, e várias formas de divulgação destes métodos também surgiram, como o “Journal of Flow Visualization and Image Processing”, o “Journal of Visualization” e “Journal of Flow Control, Measurement & Visualization”, além do livro “An album of Fluid Motion”, voltado completamente para imagens de escoamentos distintos.

De acordo com Van Dyke (1982), ao longo da literatura de fluidos no século, foi produzida uma rica coleção de fotografias, que representam um recurso de imenso valor para a pesquisa e ensino na área. Como consequência, a maioria dos livros didáticos de mecânica dos fluidos contém ao menos algumas dessas fotografias.

Essa importância histórica de visualização de escoamentos serve como base para justificar grande parte do estudo apresentado ao longo dessa tese. Uma vez que macro cavidades é um fenômeno ainda novo na literatura, e pouco se conhece sobre seu desenvolvimento específico, imagens e vídeos gerados desse tipo de experimento devem levar ao entendimento, de forma mais clara, dos mecanismos físicos associados e das estruturas básicas do escoamento.

4 O PROCEDIMENTOS EXPERIMENTAIS E AS MACRO CAVIDADES.

Para a observação e estudo das macro cavidades foram utilizados quatro contêineres, construídos de forma a possibilitar a visualização do desenvolvimento completo do fenômeno. Os tubos foram confeccionados em vidro Pirex e as diferentes dimensões são mostradas na Tabela 4.1

Tabela 4.1 Dimensões dos tubos utilizados.

Dimensões para cada contêiner			
	Contêiner número	D (mm)	Z (mm)	H (mm)
	1	60	950	158
	2		450	136
	3		220	82
	4	32	900	146

4.1 O preparo do experimento

De forma a eliminar as tensões térmicas residuais que pudessem existir nos tubos de vidro devido à confecção que lhes deu a forma mostrada na Figura 4.1 (com o pequeno tubo superior ainda aberto), eles passaram por um processo de recozimento a 465° C por um período de 24h.

Após o recozimento, 15 g de areia limpa foram inseridas nas câmaras para observação das cavidades, através do pequeno tubo superior ainda aberto e, em seguida eles foram preenchidos com água destilada até a metade, no caso dos contêineres 2 e 3, e completamente no caso dos contêineres 1 e 4. Essa mudança se deveu ao tempo do procedimento de fervura da água pelo qual cada tubo passa. A fervura tem como objetivo eliminar a presença de ar na

atmosfera superior (*head space*) dentro dos tubos, impondo que reste apenas água nos estados líquido e gasoso. Para tubos de menor comprimento esse procedimento pode ser rapidamente realizado, mesmo com eles completamente preenchidos. Já no caso de tubos de comprimento maior há um acréscimo substancial de tempo para que ocorra a evaporação da água até o nível desejado. Este tempo pode ser de até 4 horas de fervura. Assim, encher tubos longos completamente com água implica em gasto desnecessário de tempo e de material combustível (gás, no caso). Considerando a experiência adquirida ao longo desses procedimentos, é esperado que evaporando cerca de 300 mm de coluna de água consegue-se eliminar o ar existente na atmosfera superior do tubo, restando ali apenas vapor de água e gotículas de água.

A areia inserida no experimento tem como papel evitar a formação de movimentos térmicos convectivos, mantendo o líquido aquecido na parte inferior do recipiente, garantindo que a nucleação ocorra no fundo do contêiner.

Para o enchimento dos recipientes providenciou-se a solda de um tubo capilar na parte superior de cada câmara de cavitação, com 60 a 100 mm de comprimento. Para evitar a entrada de ar, ainda durante a fervura da água, quando o líquido atingia o nível desejado para o experimento (cerca de 15 cm para os tubos 1,2 e 4, e de 8,0 cm para o tubo 3) derretia-se o tubo capilar superior com o auxílio de um maçarico a gás, lacrando o contêiner. Apenas depois desta operação o fogareiro a gás que produzia a fervura da água era apagado. Esta era uma operação bastante rápida. Cada contêiner ficava então em repouso, resfriando até entrar em equilíbrio térmico com o ambiente, quando estava então pronto para a montagem no suporte. A Figura 4.1 mostra um invólucro de vidro em um momento anterior à montagem do experimento. Nele é indicado o tubo capilar utilizado para o enchimento.

Figura 4.1: Contêiner 3 antes do enchimento, evidenciando o tubo capilar na parte superior.

No procedimento de preparação do *head space* (atmosfera de vapor) e fervura do líquido interno, foi utilizado um fogareiro fixo sobre um botijão de gás de 2 kg. Um cilindro de aço de aproximadamente 15 cm de diâmetro foi colocado entre o fogo e o bulbo de vidro, de forma a canalizar o ar aquecido. Para manter o tubo fixo foram utilizadas duas garras universais para condensadores, tendo as mesmas tido seus dedos revestidos em silicone com o intuito de impedir deslizamentos e de amortecer eventuais impactos, os quais poderiam levar à quebra do vidro. As garras foram conectadas a um robusto suporte universal com base de aço, evitando assim oscilações muito bruscas do contêiner durante a fervura.

4.2 O suporte

Os resultados obtidos por Schulz et al. (2012) indicam que forças de grande magnitude estão envolvidas nos eventos de macro cavidades, gerando valores medidos de até 476 N. Essas forças acabam por gerar vibrações, as quais podem influenciar nas medidas e observações dos fenômenos. Devido a isso, se faz necessário uso de uma estrutura robusta, para que se possa obter medidas adequadas e garantir a integridade do contêiner. Tal estrutura foi construída e descrita em Pereira (2014), estudo que serviu de base para os experimentos efetuados no presente doutorado. A estrutura do suporte utilizado possuía vários componentes desmontáveis, uma maneira encontrada para facilitar o manuseio da mesma. Estes componentes são descritos na sequência.

4.2.1 Placas de apoio

Para que se pudesse manter o contêiner o mais estático possível durante as observações foram confeccionadas três placas circulares de PVC para servir de apoio para o tubo, como mostra a Figura 4.2. Duas delas foram moldadas em formato toroidal, para encaixar na base e no topo do contêiner, e a terceira foi moldada na forma de um círculo maciço, possuindo um furo menor no centro, utilizado para conectar um parafuso que permitisse afixar a estrutura a uma base ou a uma célula de carga, conforme a conveniência. As placas descritas foram conectadas entre si por hastes e porcas de aço, sendo que a estrutura completamente montada assumia a forma da Figura 4.1.

Figura 4.2: Placas de PVC (a) e O-rings (b).

A fim de evitar impactos excessivamente intensos dos tubos de vidro com as placas de PVC, resultando em eventuais danos e até na quebra dos mesmos, foram colocados dois anéis de borracha, ou O-rings (Figura 4.2-b), cada um entre uma das placas toroidais e o tubo em uso, ajustando perfeitamente os eventuais espaços e protegendo o contêiner.

4.2.2 Mão francesa e célula de carga

Depois de montada a estrutura de suporte e o contêiner conforme visto na Figura 4.1, ela era afixada a uma célula de carga e a uma mão francesa, utilizando para isso um parafuso conectado à placa maciça superior de PVC, conforme já mencionado. A forma final da instalação é exibida na Figura 4.3.

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

Em decorrência dos substanciais valores de força obtidos nos experimentos de Schulz et al. (2012), foi empregada uma mão francesa de ferro maciço bem robusta (Figura 4.3), tendo por finalidade evitar eventuais vibrações que pudessem afetar as medidas e as filmagens.

Para efetuar medidas de força foram utilizados dois modelos de célula de carga. A primeira com limite de carga de 2000 N, e a segunda (exibida na Figura 4.3) com limite máximo de 500 N. Essas células de carga foram instaladas entre a mão francesa e a placa de PVC superior e eram conectadas a uma base de aquisição de dados.

4.2.3 O experimento e o registro de movimento

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

- Células de carga: Descrita no item 4.2.2

Embora se tenha realizado ensaios utilizando as duas células de carga, a resposta obtida não foi significativa em termos dos valores de força medidos. Interessantemente os eventos de cavitação (ebulição) geraram bolhas maiores do que aquelas de Schulz et al. (2012), conforme projetado, porém sem a contrapartida da força maior. Os motivos dessa discrepância ainda estão sendo estudados, mas não compõem o foco de atenção do presente doutorado.

- Câmera filmadora:

Foram utilizadas duas câmaras filmadoras, com diferentes velocidades e resoluções.

Inicialmente se utilizou uma câmera Fujifilm Finepix HS 20, com velocidade de 320 qps e de resolução 320 x 112 pixels. Esta câmera mostrou-se adequada para o acompanhamento de grande parte das bolhas unidimensionais geradas neste experimento, entretanto verificou-se que: 1) para detalhes de quantificação de velocidades e acelerações, tempos mais reduzidos entre os quadros (portanto maior velocidade da câmera) produzem menor espalhamento dos dados, e 2) para observação dos fenômenos ultra-rápidos que ocorrem nessa ordem de grandeza das cavitações, ambas as características de resolução e velocidade devem ser as maiores possíveis.

Como consequência, nas etapas seguintes do estudo, 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.

Após a montagem do experimento, e com a câmera instalada e filmando, foi começado cada experimento individual. Como forma de inicialização de um processo de nucleação no experimento, utilizou-se para a fonte de calor localizada (no fundo do contêiner) um isqueiro comum, o qual foi mantido a uma pequena distância da base do tubo de vidro, de maneira que

apenas a chama amarela atingisse o mesmo, evitando assim o aparecimento de tensões térmicas no vidro. O aquecimento lento tem também por objetivo manter o sistema água-vapor no estado metaestável o maior tempo possível, posto que fortes gradientes térmicos (indesejados) podem iniciar a nucleação mais rapidamente. Aumentando o tempo de aquecimento evidentemente aumenta-se a energia acumulada, havendo a expectativa de obter cavidades com amplitude mais substanciais.

4.3 O desenvolvimento das macro cavidades

As cavidades de vapor se formavam junto ao fundo do contêiner após um tempo de aquecimento em torno de 20 segundos. Embora não fosse visível a olho nu, a expansão ocorria rapidamente, criando um efeito explosivo que propulsiona a coluna de água localizada acima da bolha em um movimento semelhante ao de um pistão mecânico em motores (tendo em vista a expansão e o colapso da bolha). Essas cavidades se estendem significativamente, atingindo, nos experimentos aqui conduzidos, amplitudes registradas superiores a 0,6 m. Quase que imediatamente elas colapsam sob o peso do líquido e possivelmente de efeitos residuais de pressão (Figura 4.4). Como frisado, todo o fenômeno ocorre muito brevemente, durando apenas frações de segundo. Menciona-se que o maior tempo registrado para a sequência de expansão e colapso de uma bolha com amplitude de 0,51 m, foi menor que 0,8 s. Em decorrência das velocidades e das acelerações que as produziram, a força no fundo do contêiner atinge valores substanciais em todos os eventos, mesmo quando se considera a baixa energia utilizada no aquecimento.

Figura 4.4: Formação e colapso de uma macro cavidade. Tempo transcorrido para todo o evento: 0.25 s. São apresentados 9 de 80 quadros registrados.

Embora o comportamento de expansão e colapso das macro cavidades seja o evento de maior proeminência para o estudo de energia utilizável, assim como o denominador comum em todos os experimentos aqui realizados, escoamentos localizados secundários e outros fenômenos que adquirem importância na compreensão da física das macro cavidades, também ocorrem. Aqui se menciona que o estudo ora apresentado se insere na linha de pesquisa mais ampla da utilização da energia em um evento de cavitação ou ebulição. Entretanto, se eventos secundários ocorrem envolvendo, por exemplo, movimento de líquido e formação de bolhas adicionais que não atuem na parede do contêiner, então energia estará sendo desperdiçada, ou seja, não será convertida em energia utilizável. Assim, para entender as variações na obtenção da energia utilizável (manifestada pela força medida no contêiner), é preciso conhecer os fenômenos secundários com detalhe, para depois quantificar seu efeito na redução da energia útil. O presente texto, como já mencionado, se concentra na visualização e na descrição da fenomenologia. A aplicação para a eficiência no uso da energia não é tema deste trabalho.

Observando cuidadosamente as filmagens em alta velocidade, vários fenômenos se sobressaem: 1) jatos centrais ascendentes; 2) jatos centrais reentrantes e 3) os filmes ascendentes.

Como um fenômeno adicional, por vezes presente, citam-se as “instabilidades interfaciais de distorção” e as “instabilidades interfaciais explosivas”.

Os jatos centrais ascendentes são eventos recorrentes, embora não tenham ocorrido em todos os experimentos aqui conduzidos. Eles se caracterizam pela formação, durante a expansão da bolha, de um jato de líquido que se inicia a partir do centro da superfície superior do pistão de líquido e que expande com velocidade superior à da expansão da bolha (ou, o que é o mesmo, velocidade superior à da superfície do líquido). O jato continua seu movimento de ascendência mesmo após a bolha entrar em processo de colapso. Dependendo das condições do experimento, ele pode posteriormente ser totalmente desacelerado ou colidir com a parte superior do contêiner. Na Figura 4.5 pode ser visto um jato central obtido em uma tomada privilegiada, na qual a sua ponta está prestes a tocar o contêiner ao mesmo tempo em que se vê o filme líquido literalmente “subindo pelas paredes” do contêiner.

Figura 4.5: Parte superior de um contêiner durante um experimento, evidenciando o Jato central, o “climbing film” e o pistão de líquido.

Os chamados “climbing films” da Figura 4.5 já foram visualizados nos experimentos de Schulz et al. (2012). Estes consistem de uma fina camada de líquido (um filme) que se propaga pela parede do tubo com velocidades próximas às do jato central, também continuando o movimento de subida após o início do colapso da bolha.

Como mencionado, jatos centrais ocorrem também na forma de jatos reentrantes, sendo observados no intervalo de tempo em que ocorre o colapso da bolha. A interface inferior entre líquido e vapor se desacelera e inicia o movimento de descida, observando-se que a velocidade descendente no centro da interface circular é maior que em regiões mais próximas à parede. Assim se forma um jato que penetra na bolha dirigindo-se para a base do contêiner. Em casos onde há a formação de cavidades pequenas (com dimensão de amplitude da ordem do diâmetro do tubo) é possível observar a formação de cavidades toroidais (ver Figuras 3.3 e 3.4), porém nos experimentos com cavidades maiores (grandes amplitudes), ocorrem perturbações ou instabilidades na interface, acarretando em “espalhamento da visualização” do jato reentrante, conforme observado na Figura 4.6. Essas instabilidades foram denominadas brevemente de “instabilidades de distorção”.

Figura 4.6a: Fotos e esquema ilustrativo da formação de jato reentrante e do efeito de “espalhamento” do mesmo devido às instabilidades interfaciais de distorção. Tempo total: 0,078 s, Usados 4 quadros de um total de 25.

Na Figura 4.6 apresenta-se a fotografia do jato reentrante em diversas fases de sua evolução junto a esquemas elucidativos dela. Observa-se a grande ocorrência de irregularidades na interface, sendo isto por si só um fenômeno curioso no contexto das macro cavidades. No presente caso, essas irregularidades “prejudicam” observar o desenvolvimento do jato reentrante devido à rarefação irregular dos raios de luz. Assim, os esquemas acrescentados às fotografias visam enfatizar a presença do jato, mas com visão distorcida, como que o espalhando. Para evidenciar a formação da cavidade reentrante, a Figura 4.6b é apresentada, correspondendo a uma ampliação e localização da fronteira da cavidade das segunda e terceira fotografias da Figura 4.6a.

Figura 4.6b: Segunda e terceira fotografias da Figura 4.6a, indicando a fronteira do jato reentrante em formação. Estão evidentes as instabilidades de superfície.

Acerca das perturbações da interface da cavidade no processo de expansão, elas se separam em dois tipos, o primeiro ocorre na forma de micro cavidades que se formam no filme líquido e rapidamente se colapsam, essas normalmente iniciam na parte mais baixa da

bolha, avançando por sobre a interface e por fim ocorrendo nela como um todo. Nota-se que durante a expansão parece ocorrerem micro “explosões” na própria interface, um fenômeno não relatado na literatura (pelo menos na literatura consultada). O segundo tipo consiste de instabilidades interfaciais que ocorrem na forma de ondulações na superfície da bolha. Uma sequência de quadros é apresentada na Figura 4.7 em que o aspecto da formação das instabilidades interfaciais é enfatizado. A Figura 4.7 mostra a formação de uma rápida reentrância no líquido, posicionada na interface semiesférica inferior. Note-se que esta reentrância não se amplia, mas imediatamente “implode”, gerando ondas superficiais que se propagam circularmente. Instabilidades relatadas na literatura têm a tendência de amplificação, mas esta é um evento momentâneo. Portanto, não é uma instabilidade que se expande (a reentrância não se torna maior), mas um evento ainda mais rápido que a própria geração e colapso da cavidade, com “vida própria” no contexto do tempo de vida da cavidade. Há perguntas associadas a esta nova instabilidade, discutidas com o orientador, que permanecem sem resposta e que suscitarão maiores estudos. A causa da formação é uma dessas perguntas. As discussões efetuadas permitem tecer algumas considerações acerca da velocidade de propagação das ondas circulares. Considerou-se a relação $V=\sqrt{gh}$, sendo h a amplitude da onda, válida para os eventos em escala humana. Considerando que a amplitude da onda pode ser da ordem de 1 mm, a ordem de grandeza da velocidade de propagação é $V\sim 0,1$ m/s. Isto faz com que exposições fotográficas que tenham um intervalo de tempo entre si da ordem de grandeza de 0,01 s apresentem um deslocamento da onda de 0,001 m, ou seja, de um milímetro.

Figura 4.7: Sinuosidades em uma macro cavidade ao fim de sua expansão. Tempo total: 0,044 s. Usados 7 quadros de um total de 14.

Após o completo colapso da cavidade de vapor, outros três eventos relevantes ainda se desenvolvem, são eles: 1) a formação de novos jatos centrais, 2) a formação de pequenas bolhas de vapor e seu “rebound” (re-formação subsequente oscilatória). No momento em que o pistão líquido colide com o fundo do contêiner, bolhas se formam quase instantaneamente de forma distribuída ao longo do líquido e rapidamente se colapsam de novo (o choque com o fundo e a formação das bolhas se dão no mesmo quadro em uma filmagem a 320 qps). Nos experimentos, essas micro bolhas são avistadas muito brevemente, sendo registrada em apenas um quadro da filmagem, e tendo portanto um tempo de vida (tempo entre a formação e a implosão) necessariamente menor que 0.0062 segundos (dois quadros sucessivos em uma filmagem feita com 320 qps). Na Figura 4.8 são mostrados três quadros consecutivos, sendo possível notar as bolhas formadas no segundo quadro. A presença em apenas um quadro sugere um tempo de vida da ordem de 0,0031 s, uma vez que não há presença das bolhas nem antes, nem depois deste quadro.

Figura 4.8: Sequência de quadros mostrando a rápida formação de micro bolhas no líquido. Tempo entre quadros de 0,0031 s. Usados 3 de um total de 3 quadros.

Como consequência do choque do líquido com a base do contêiner, forma-se um novo jato partindo do centro da superfície líquida. O jato desenvolve-se de forma alongada e, após um tempo de vida curto, colapsa-se. Na Figura 4.8, no terceiro quadro, é visível o início da formação do jato central, que se dá em menos que 0.0031 segundos após a colisão. Essas imagens enfatizam as velocidades envolvidas nesses eventos, sendo possível observar em algumas filmagens a 2000 qps que no quadro posterior ao colapso da bolha já há indícios de formação do jato central, ou seja, 0.0005 segundos após o colapso da cavidade. Na Figura 4.9 é apresentada uma sequência de quadros nos quais o jato central está em formação.

Vale mencionar que esta formação de um jato delgado com uma base cônica tem maior semelhança com os resultados do experimento de Pokrovski apresentados por Antkowiak et al. (2007) e reproduzidos na Figura 3.9.

Figura 4.9: Jato central formado após a colisão da bolha. Tempo total: 0,075 s. Utilizados 5 de um total de 150 quadros.

O “rebound” (repercussão ou reformação) consiste de cavidades de vapor que passam por uma série de expansões e contrações, semelhantemente ao comportamento de uma mola na dissipação de energia, e ocorrem após o colapso completo da macro cavidade. Essas bolhas de menor diâmetro podem formar-se no fundo do contêiner e na parte central do líquido (como consequência do colapso da macro cavidade), ou ainda serem resultado de vapor que foi engolfado pelo líquido durante o desmoronamento do pistão líquido e do jato central formado durante a expansão. Um conjunto de quadros mostrando as sucessivas expansões e contrações de uma bolha são mostradas na Figura 4.10. (Forma-se um aglomerado de bolhas que expande e colapsa)

Figura 4.10: Serie de expansões e contrações de uma bolha (“rebound”). O tempo total do evento foi de 0.094s. Utilizados 8 de um total de 30 quadros.

5 FORMAÇÃO DE JATOS EM SUPERFÍCIES LIVRES

Como comentado no item 3.2.2, existem vários estudos de experimentos associados ao desenvolvimento de jatos a partir de superfícies de fluido (ver BLAKE, 1981, e Figura 3.4) e uma série de eventos é associada ao desenvolvimento dos mesmos. Parte destas referências relaciona a formação de jatos com a amplificação de ondas superficiais, como são os casos da instabilidade de Rayleigh-Taylor (TAYLOR, 1950) e do “shaped-charge effect” (BIRKHOFF et al., 1948) enquanto outra parte cita como mecanismo principal a transferência de uma quantidade relativamente grande de energia cinética para uma pequena massa de líquido perto da superfície livre (BERGMANN et al. 2008), podendo-se citar os casos de impacto de gotas com uma superfície livre (BARTOLO et al., 2006) e o colapso de bolhas próximas a superfícies livres (DUCHEMIN et al., 2002).

Neste capítulo são apresentados e discutidos os experimentos e mecanismos através dos quais se têm usualmente a formação dos jatos líquidos, de forma a posteriormente correlacionar mecanismos e jatos quando efetuando a análise dos movimentos que ocorrem nas macro cavidades.

5.1 Instabilidade de Rayleigh-Taylor

Instabilidade de Rayleigh-Taylor é como é conhecido o mecanismo pelo qual ocorre a ampliação de perturbações em interfaces entre fluidos quando estes são submetidos a uma aceleração perpendicular a esta interface. Esta forma de instabilidade recebe este nome em homenagem a Rayleigh, que a descreveu matematicamente em 1883, para o caso de um fluido mais denso sobre um menos denso em um campo gravitacional, e em homenagem a Taylor, que posteriormente, em 1950, generalizou a análise para fluidos sob uma aceleração qualquer.

Os estudos teóricos de Taylor (1950 e 1953) e experimentais de Lewis (1950) mostram que ondas estacionárias em um container acelerado serão instáveis caso essa aceleração exceda um valor limite, o qual é estipulado como sendo g (a aceleração da gravidade) para casos sem tensão superficial. A Figura 5.1 apresenta um possível esquema de amplificação de ondas estacionárias e de formação de jatos considerando um recipiente circular e perturbações que ocorrem a distâncias iguais, amplificando sua amplitude. Note-se a presença de uma perturbação junto à parede do tubo, uma referência aos “climbing films”.

Figura 5.1: desenvolvimento de jatos a partir da amplificação de ondas estacionárias preexistentes (no caso, a primeira onda estacionária tem a forma da superfície plana vinculada aos meniscos).

Os desenvolvimentos aqui apresentados partem do equacionamento básico para escoamento potencial e do trabalho de Taylor (1950):

Considera-se um escoamento bidimensional contendo uma interface horizontal entre dois fluidos de densidade ρ_1 e ρ_2 sujeitos verticalmente à aceleração da gravidade, como indicado na Figura 5.2. Considerando um escoamento irrotacional ($\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} = 0$), pode-se definir uma função de potencial de velocidade $\phi(x, y, t)$ tal que,

$$u = \frac{\partial \phi}{\partial x} \text{ e } v = \frac{\partial \phi}{\partial y} \quad (1)$$

Considerando ainda que o escoamento é incompressível, ϕ satisfaz a equação de Laplace, de forma que $\nabla^2 \phi = 0$.

Figura 5.2: Diagrama para a análise de perturbações

O movimento da superfície livre surge de uma perturbação (Figura 5.2), podendo-se definir a forma da equação da superfície como $y = \eta(x, t)$. Definindo uma função F tal que $F(x, y, t) = y - \eta(x, t)$, observa-se que a mesma será nula sempre que y estiver localizado na superfície perturbada. Dessa forma, pode-se sugerir que operações sobre F , quando se estiver estudando a superfície perturbada, também se anulem, isto é:

$$\frac{DF}{Dt} = \frac{\partial F}{\partial t} + (u \cdot \nabla)F = 0 \text{ em } y = \eta(x, t) \quad (2)$$

Ou seja,

$$\frac{\partial y}{\partial t} - \frac{\partial \eta}{\partial t} + u \frac{\partial \eta}{\partial x} + u \frac{\partial \eta}{\partial y} = 0 \quad (2a)$$

A atenção deste estudo se concentra nas perturbações localizadas, que permanecem fixas em x e crescem em y . Assim, as eventuais velocidades horizontais (u) ou são nulas, ou são desprezíveis frente às velocidades verticais (v , de ampliação das perturbações). Isto é, $u \ll v$ ou $u=0$. $\frac{\partial \eta}{\partial y}$ é identicamente nulo porque η é só função de x (derivada se anula). Isto produz:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} - u \frac{\partial \eta}{\partial x} = v \text{ em } y = \eta(x, t) \quad (3)$$

Adicionalmente, considera-se que o produto $u \frac{\partial \eta}{\partial x}$ também seja desprezível, restando $\frac{\partial \eta}{\partial t} = v(x, \eta, t)$. Da série de Taylor para o ponto $y=0$, segue que:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = v(x, 0, t) + \eta \frac{\partial v}{\partial y}(x, 0, t) + \eta^2 \frac{\partial^2 v}{\partial y^2}(x, 0, t) + \eta^3 \frac{\partial^3 v}{\partial y^3}(x, 0, t) + \dots \quad (4)$$

A hipótese feita por Taylor é que os termos envolvendo as derivadas sucessivas da velocidade são menores do que o termo envolvendo apenas a velocidade. Isto reproduz a equação da qual se partiu, mas especificando a posição $\eta=0$. Utilizando a equação (1) para a velocidade v , tem-se uma nova equação na forma:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = v(x, 0, t), \quad \text{ou seja} \quad \frac{\partial \eta}{\partial t} = \frac{\partial \phi}{\partial y} \text{ em } y = 0 \quad (5)$$

Nos estudos hidrodinâmicos de perturbações é comum se utilizar perturbações senoidais e exponenciais. Taylor (1950) sugere a seguinte equação da perturbação:

$$\eta = A k n^{-1} e^{nt} \cos(kx) \quad (6)$$

Onde k é o número de onda angular, A é a amplitude de onda e n um termo de ajuste a se determinar. Observe-se que Taylor sugere que haja uma perturbação periódica em x e continuamente crescente ou decrescente em t . Assim,

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = A k e^{nt} \cos(kx) = \frac{\partial \phi}{\partial y} \quad (7)$$

e

$$\phi = \int A k e^{nt} \cos(kx) dy \quad (8)$$

Esta integral teria como integração mais imediata a forma:

$$\phi = A k e^{nt} \cos(kx) y + C(x, t) \quad (8a)$$

Esta forma pode ser alterada convenientemente para:

$$\phi = A k e^{nt} \cos(kx) y + A k e^{nt} \cos(kx) D(x, t) \quad (8b)$$

Rearranjando:

$$\phi = A k e^{nt} \cos(kx) [y + D(x, t)] \quad (8c)$$

Ou, lembrando que a própria variável y é função de x e t , resulta:

$$\phi = Ake^{nt} \cos(kx) q(y) \quad (9)$$

$C(x,t)$, $D(x,t)$ e $q(x,t)$ são funções em princípio desconhecidas.

Como ϕ satisfaz a equação de Laplace, tem-se:

$$\frac{\partial^2 q(y)}{\partial y^2} Ake^{nt} \cos(kx) - q(y)k^2 Ake^{nt} \cos(kx) = 0 \quad (10)$$

$$\frac{\partial^2 q(y)}{\partial y^2} - q(y)k^2 = 0 \quad (11)$$

$$q = C_1 e^{ky} + C_2 e^{-ky} \quad (12)$$

$$\phi = (C_1 e^{ky} + C_2 e^{-ky}) Ake^{nt} \cos(kx) \quad (13)$$

Se $k > 0$, e considerando um fluido profundo em comparação com o comprimento de onda da perturbação (de Taylor, 1950), $C_1 = 0$, pois a velocidade do fluido não pode fisicamente tender ao infinito conforme y tende ao infinito (grandes profundidades, ver Figura 5.2).

Assim, nesse caso, o resultado é:

$$\phi = C_2 e^{-ky} Ake^{nt} \cos(kx) \quad (14)$$

Note-se que o artifício da introdução da função $q(y)$ não garantiu a validade da equação (7), cuja integração imediata (equação 8a) foi rearranjada até se chegar à equação (9). Assim, como $\frac{\partial \eta}{\partial t} = \frac{\partial \phi}{\partial y}$ em $y = 0$, utilizando as equações (7) e (14) para efetuar as derivadas e aplicar o contorno $y = 0$, resulta:

$$C_2 = -\frac{1}{k} \quad (15)$$

$$\phi = -Ae^{-ky+nt} \cos(kx) \quad (16)$$

Esta equação de velocidade potencial é próxima à obtida por Taylor para o fluido superior, porém, em Taylor (1950), utiliza-se a equação com sinal invertido, como na Eq. (19).

Seguindo ainda os passos de Taylor (1950), considerando que o fluido é acelerado verticalmente por uma aceleração g_1 , e desconsiderando as velocidades de perturbação ao quadrado, a pressão do fluido superior, segundo Taylor, pode ser dada pela seguinte equação:

$$p_1 = p - (g + g_1)\rho_1 y + \rho_1 \cdot \phi_1 \quad (17)$$

E para o fluido inferior, segundo Taylor:

$$p_2 = p - (g + g_1)\rho_2 y + \rho_2 \cdot \phi_2 \quad (18)$$

Onde p é a pressão média na interface e ϕ_1 e ϕ_2 são as equações de velocidade potencial para os fluidos superior e inferior respectivamente, tal que:

$$\phi_1 = Ae^{-ky+nt} \cos(kx) \text{ e } \phi_2 = -Ae^{ky+nt} \cos(kx) \quad (19)$$

Figura 5.3: Diagrama para a análise de perturbações em uma interface sob o campo gravitacional g e acelerada verticalmente para cima com aceleração g_1 .

É importante notar que, um movimento negativo do fluido superior causa um movimento positivo do fluido inferior, assim as equações têm sinal diferente, assim como também é diferente o sinal do primeiro termo da exponencial (ky), pois para o fluido inferior, a velocidade tem que ser limitada conforme y tende a menos infinito.

Portanto, na interface:

$$-(g + g_1)(\rho_2 - \rho_1)y = (\rho_1 + \rho_2)n A e^{nt} \cos(kx) \quad (20)$$

E da Equação 6 para η :

$$n = \sqrt{-K(g + g_1) \frac{(\rho_2 - \rho_1)}{(\rho_2 + \rho_1)}} \quad (21)$$

Onde n é tomado como o termo positivo da raiz.

Se o deslocamento inicial da interface entre os fluidos é de $\eta_0 = C \cos(kx)$ e a velocidade inicial é zero, obtemos:

$$\eta = C \cosh(nt) \cos(kx), \quad (22)$$

$$\phi_1 = \frac{nC}{k} e^{-ky} \sinh(nt) \cos(kx) \quad (23)$$

$$\phi_2 = -\frac{nC}{k} e^{ky} \sinh(nt) \cos(kx) \quad (24)$$

Portanto Taylor (1950) conclui que, se $(g + g_1)$ é positivo (para o caso de $\rho_2 < \rho_1$), a perturbação inicial da interface irá crescer exponencialmente com nt , e a taxa de crescimento será proporcional a $\sqrt{\frac{(\rho_2 - \rho_1)}{(\rho_2 + \rho_1)}}$.

Embora os estudos de Taylor não considerassem explicitamente a força restauradora da tensão superficial, ela foi considerada de diferentes maneiras desde os estudos iniciais, posto que, para um fluido em repouso, a curvatura da superfície livre associada ao contato do fluido com o recipiente (o menisco) pode caracterizar a onda estacionária inicial, a qual é amplificada devido a aceleração do container, como exemplificado em Antkowiak et al.

(2007), onde mostra que, ao realizar o experimento de Pokrovski com água em tubos hidrofóbicos, de forma a se ter uma interface inicialmente plana, após impacto não há a formação de jatos na superfície.

Para o caso em que $\rho_1 < \rho_2$, podemos concluir da Eq. (21) que, para que η seja positivo e haja amplificação das perturbações, temos a condição $(g + g_1) < 0$, e consequentemente $g_1 > g$ (A soma $g + g_1$ é vetorial, com g e g_1 com sentidos opostos). Em artigos posteriores ao de Taylor (MILGRAM, 1969), nos quais se considera a tensão superficial, calcula-se que a aceleração g_1 tenha que ser superior a $g + \frac{\sigma}{\rho} k^2$ (sendo ρ a densidade do líquido) ou que $\frac{\sigma}{\rho} k^2$ para os casos do recipiente em queda livre, sendo σ o coeficiente de tensão superficial, e k uma função de curvatura da superfície. Esta função representa, no presente estudo, uma complicação bastante relevante, por ser função de derivadas de desníveis da superfície livre com relação ao raio do recipiente. Esses desníveis ainda são motivos de estudo. Caso a aceleração seja maior que o valor limite mencionado, a instabilidade (chamada instabilidade de Taylor) se implementará, resultando em um aumento da amplitude das ondas superficiais, uma vez que essas são entendidas como presentes e estacionárias.

5.2 Impulso de pressão

O termo surgiu dos estudos de colisões de objetos rígidos com uma superfície livre, normalmente água (COOKER et al., 1995), sendo analogamente levado para o estudo de colisão de ondas contra paredes sólidas e posteriormente generalizado para todo caso de superfícies de fluidos que sofrem aceleração súbita e de curta duração. Segundo Batchelor (1967), como a variação de velocidade é muito abrupta, os termos da equação de movimento relacionados às velocidades ou suas derivadas espaciais são negligenciáveis em comparação com a derivada temporal da velocidade, produzindo:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{1}{\rho} \nabla p \quad (25)$$

Para a variação de velocidade durante um intervalo de tempo curto:

$$\Delta u = -\frac{1}{\rho} \nabla \pi \quad (26)$$

Onde $\pi = \int p dt$ é chamado de impulso de pressão.

No caso de fluidos em um recipiente acelerado verticalmente de forma abrupta, essa súbita mudança de velocidade cria fortes gradientes de pressão, que por sua vez produzem uma súbita mudança de velocidade no líquido. O movimento induzido por estes gradientes de pressão em superfícies deformadas (devido a uma bolha, ou ao próprio menisco) seria o responsável pela formação de jatos. A Figura 5.4 mostra os resultados de gradiente de pressão gerado por uma súbita aceleração em uma superfície deformada por uma bolha.

Figura 5.4: Linhas isobáricas formadas em uma superfície deformada por uma bolha após um impulso de pressão.

Fonte: Antkowiak et al. (2007).

O impulso de pressão, de forma geral, é considerado o mais importante mecanismo associado à criação de jatos centrais em superfícies livres sendo que, em alguns artigos referentes ao experimento de Pokrovski, são utilizadas abordagens baseadas unicamente no impulso de pressão (ANTKOWIAK et al., 2007).

5.3 Shaped-charge effect

É considerado que a tensão superficial tenha um papel fundamental no que é denominado de shaped-charge effect, um fenômeno vinculado a interfaces. Essa terminologia surgiu quando da criação de armas com ogivas explosivas mais eficientes que aquelas tradicionais (BIRKHOFF et al., 1948), e envolve um mecanismo cujo efeito é conhecido a mais de um século, sendo frequentemente utilizado no que é conhecido como munição HEAT (High Explosive Anti Tank), ou Anti-Tanque Altamente Explosivo.

Figura 5.3: Corte transversal do projétil de uma bazuca do exercito dos Estados Unidos.

Fonte: Birkhoff et al., (1948), tradução livre.

Em essência, o conceito é utilizado em projéteis anti-tanque. Nesse tipo de projétil coloca-se uma chapa metálica fina com formato cônico (“liner”) entre os explosivos e a ogiva (parte metálica oca) como mostrado na Figura 5.3. O projétil é normalmente lançado por uma bazuca e ao entrar em contato com o alvo, o impacto faz com que o fusível inercial se ative (“espoleta”). A detonação iniciada com o fusível gera uma onda explosiva, com a queima rápida do combustível, que se propaga em direção ao “liner”. Na Figura 5.3, a onda de choque se inicia entre o fusível e os explosivos e se propaga para a direita. Considerando apenas o aspecto descritivo do mecanismo, e não suas causas intrínsecas, quando essa onda atinge a ápice do “liner” provoca ali pressões altíssimas, fazendo com que o “liner” se colapse (nesse sentido, forma um corpo cilíndrico líquido comprimido no centro do projétil). Devido à magnitude das forças associadas à onda de explosão, a resistência do “liner” se torna negligenciável e o mesmo se comporta como um fluido perfeito (invíscido e incompressível). O Ápice do “liner” (na forma de um cilindro comprimido) se desloca rapidamente para a direita, com as paredes imediatamente próximas ao ápice movendo-se quase perpendicularmente a sua superfície (Figura 5.4). A parte central do cone forma então um jato metálico que é lançado para a direita com velocidades de até 10.000 metros por segundo.

Figura 5.4: Carga oca com forro em forma de cunha (“liner”) no processo de explodir. Onda de detonação que foi iniciada pelo detonador já passou sobre a maior parte do forro que está no processo de colapso.

Fonte: Birkhoff et al., (1948), tradução livre.

No contexto do experimento de Pokrovski, Antkowiak et al. (2007) citam que o “shaped-charge effect” lembra, devido ao efeito da pressão e à ejeção do material fluidificado, a formação de jato central relacionado à abrupta mudança da curvatura do menisco. Note-se que há diferenças físicas marcantes entre os dois fenômenos: 1) queima de combustível em um e inexistência de combustível no outro; 2) gaseificação do combustível em um e inexistência de gaseificação no outro; 3) aumento brusco do volume de gás em um e manutenção do volume das fases envolvidas no outro; 4) extremo aumento de temperatura em um e ausência de crescimento de temperatura no outro; 5) mudança de fase de sólido para líquido em um (devido à combinação de temperatura e pressão) e ausência de mudança de fase no outro; por exemplo. A analogia que Antkowiak et al. (2007) sugerem decorre da modificação (ou inversão) do ângulo que a parte móvel (jato e arredores imediatos) faz com os arredores seguintes, sendo meramente geométrica. Durante a queda do tubo preenchido com líquido, o referencial pode ser o de queda livre (sem efeito gravitacional). A tensão superficial, nessa condição faz com que a interface do fluido com o ar se deforme ainda mais de acordo com a molhabilidade da parede e a ausência de peso, ressaltando o formato côncavo da mesma. Ao colidir com uma superfície rígida, o impacto faz com que a massa de líquido anteriormente “sem peso” e acima da posição horizontal de repouso assuma todo o peso conferido pela aceleração da gravidade somado à intensa desaceleração, gerando um movimento dessa massa para baixo que inverte a curvatura da interface violentamente e, na sequência, auxilia na formação do jato concentrado que se ejeta da superfície do líquido e se torna paulatinamente alongado. Como resultado mais útil ao presente estudo relacionado à analogia qualitativa descrita, Antkowiak et al. (2007) mostram que o efeito do jato central no experimento de Pokrovski possui dependência direta da geometria do escoamento (ou da superfície) e que em casos adaptados para que a superfície livre não forme um menisco, não há a formação de jatos. Esse dado foi obtido através de experimentos com areia como fluido operante. Nos casos em que se deixava a superfície da areia em formato plano, não ocorria a formação de jato central. Por outro lado, nos casos em que se formava artificialmente um menisco cônico na areia, pôde-se observar a formação dos jatos centrais de areia. A partir disso, os autores mencionados concluíram que, embora a tensão superficial tenha o papel de criar os meniscos em um fluido, ela não possui relação direta com o fenômeno, pois mesmo uma substância fluidizada e não coesiva (areia, portanto sem tensão superficial) é capaz de formar os jatos.

5.4 Ondas de choque

Estudos iniciais sobre a formação de jatos em superfície livre sugeriam que o fenômeno poderia ser resultado das propagações de ondas de choque através do líquido, criando variações de velocidade em sua superfície. Para o caso do experimento de Pokrovski, a onda de choque, produzida durante o impacto do tubo com uma superfície rígida propaga-se pelo meio líquido e interage com a superfície do mesmo, sendo refletida por esta e propagando em sentido contrário até interagir com o fundo do recipiente e ser novamente refletida. Quando uma onda de compressão (gerada pelo impacto) que se propaga por um meio líquido interage com uma superfície gás-líquido, a onda praticamente não é transmitida para o gás (a diferença de massas específicas sendo a causa para isso), a interface é acelerada e a onda é refletida na forma de onda de rarefação. Em contraste, quando a onda de rarefação interage com o fundo do tubo, este praticamente não se move, se comportando como uma superfície fixa, e reflete a onda ainda na forma como chegou (onda de rarefação, no caso). De acordo com Kiyama et al. (2016), esse processo faz com que intercaladamente chegue ondas de rarefação e de compressão na superfície do líquido. Como as ondas de rarefação tendem a desacelerar a interface, e as ondas de compressão a acelerá-la, é admitido que, conforme interagem com a superfície livre, essas ondas de choque fazem com que a velocidade da superfície oscile entre um valor médio (U_0) e um Δu , conforme mostrado na Figura 5.5. Na figura, a linha pontilhada à direita do gráfico representa a posição da interface de acordo com sua velocidade média (U_0), que é a mesma velocidade da base do tubo e que tem sua posição representada pela linha sólida fina preta à esquerda dos gráficos. As linhas vermelhas e azuis representam a posição de uma onda de choque que se propaga pelo líquido, sendo a linha vermelha uma onda de compressão e a azul uma onda de rarefação. Pode-se notar que, conforme essas ondas interagem com a linha preta sólida (em negrito) da direita (que representa a posição real da interface) elas se transformam de ondas de compressão em rarefação (e vice-versa), enquanto que quando interagem com a linha sólida preta fina à esquerda (fundo do reservatório), elas são refletidas na mesma cor. Caso a onda de choque rarefeita (linha azul) possua pressões suficientemente baixas, ocorrerá cavitação no líquido em decorrência da passagem da mesma (Figura 5.5b).

O conceito de formação de jatos a partir de ondas de choque diz que, essas oscilações de velocidade, poderiam perturbar a superfície do fluido, de forma que a instabilidade de Rayleigh-Taylor se estabeleceria.

Figura 5.5: Diagrama $x-t$ para a propagação de ondas de compressão (vermelhas) e rarefação (azuis). Meniscos indeformáveis e deformáveis são definidos respectivamente como casos onde não há ondas de choque (de compressão ou rarefação) interagindo com o menisco e para o caso onde as ondas de choque, ao interagir com o menisco, aceleram e desaceleram o mesmo. Na Figura, u é a velocidade na direção y , t é o tempo, U_0 é a velocidade da base do tubo na direção y , H o nível de água, ρ é a densidade do líquido, c a velocidade longitudinal do som. p_i e u_i são a pressão e a velocidade induzidas pela onda de choque, os índices $i = 1$ e 3 se referem a base do tubo, e os índices $i = 0, 2$ e 4 são os novos valores que essas variáveis adquirem ao interagir com a superfície livre. A figura (a) é para um caso onde não há cavitação, e a figura (b) para um caso onde a cavitação se instaurou em consequência das ondas de rarefação. As linhas pretas finas e em negrito representam respectivamente as posições do fundo do tubo e da interface líquido-gás.

Fonte: Kiyama et al, (2016), tradução livre.

A ideia de ondas de choque como mecanismo principal de estabelecimento de instabilidades normalmente é descartada, devido principalmente ao atraso observado entre o estabelecimento das ondas de choque e o início do jato central (as ondas se propagam a velocidades dezenas de vezes maiores que o tempo necessário para o aparecimento dos jatos), mas também ao fato de que a variação de energia devido ao impulso de pressão é muito maior que devido às ondas de choque.

Porém, Kiyama et al. (2016) mostra que a propagação de ondas de choque tem um papel fundamental em fenômenos secundários, tais como vibrações, formação de escoamentos secundários e iniciação de cavitação no líquido. Nestes processos, as ondas de rarefação refletidas e propagadas no líquido podem criar pontos onde a pressão seja baixa o suficiente para instaurar cavitação, formando pequenas bolhas de vapor ao longo do líquido, as quais podem ser brevemente observadas em filmagens em alta velocidade, antes de rapidamente se colapsarem.

5.5 Movimentos axiais das paredes do recipiente

Milgram et al. (1968) em um estudo sobre o experimento de Pokrovski, fizeram ensaios iniciais a partir de copos de papel finos preenchidos parcialmente com água. Tais experimentos ocasionalmente resultavam em copos de papel sendo divididos em dois devido, sobretudo, ao grande impulso de pressão produzido pelo impacto. Dessa forma especulou-se que um pulso de pressão tão súbito (gerado pelo impacto do tubo com o chão) deveria causar movimento vibratório das paredes (em alguns casos rompendo-as), o qual poderia em princípio também afetar o escoamento. Através de procedimento analíticos foi mostrado que, quando há um movimento oscilatório nas paredes, esse tende a deformar a superfície do líquido causando instabilidade na mesma, assim como transmitindo o impulso de pressão. Todavia este processo prediz que o máximo deslocamento da superfície da água ocorre proximamente às paredes do recipiente.

Para o equacionamento, Milgram et al. (1968) partiram da análise de escoamento potencial (irrotacional e invíscido) e uma função $f(t)$ qualquer para a variação do raio do recipiente. Como exemplo, foi estipulada a função geral dada pela Equação (27), estabelecendo um movimento uniforme para o raio do contêiner.

$$f(t) = \begin{cases} \frac{1}{2} \left(1 - \cos \left(\frac{2\pi t}{\delta_t} \right) \right) & , 0 \leq t \leq \delta_t \\ 0 & , \text{de outra forma} \end{cases} \quad (27)$$

Onde δ_t representa o curto período no qual ocorre o pulso de pressão.

Entretanto, como nos experimentos de Milgram et al. (1968) obteve-se um perfil de velocidade na interface que não apresentava velocidades significativas próximo das paredes, o deslocamento devido ao agitação axial das paredes foi descartado como mecanismo significativo.

6 MODELO SIMPLIFICADO PARA AMPLIAÇÃO DE INSTABILIDADE

Considerando os diferentes mecanismos para ampliação de instabilidades observados na revisão bibliográfica, procurou-se localizar aquele que mais adequadamente permite o entendimento do fenômeno de formação de jatos observado durante o movimento da cavidade.

Embora seja uma das instabilidades de observação mais fácil no cotidiano (basta que se vire um copo com água, derramando-a, a instabilidade de Rayleigh-Taylor raramente é estudada em livros de graduação, sendo que Piriz et al. (2006) consideram que uma das razões para essa ausência de descrições seja o fato de as equações clássicas, embora produzam soluções exatas, não facilitem o entendimento físico imediato dos mecanismos subjacentes a essas instabilidades.

De forma a melhorar a compreensão destes mecanismos, Piriz et al. (2006) apresentam uma descrição simplificada da ampliação de instabilidades para o caso da interface entre dois fluidos semi-infinitos, desconsiderando as ações da viscosidade, tensão superficial e compressibilidade, conforme esquematizado na Figura 6.1.

Figura 6.1: Diagrama da interface entre fluidos: (a) interface plana, em equilíbrio, (b) Interface perturbada.

Fonte: Piriz, (2006), tradução livre.

Se a interface é completamente plana, temos que para dois pontos imediatamente acima e abaixo da interface as pressões são expressas por $p_1 = p_2 = p_0$ e o sistema composto pelos dois fluidos estará em equilíbrio. Quando uma perturbação $\xi(x)$ é introduzida na interface, conforme Figura 6.1(b), esse equilíbrio muda, e escolhendo novamente dois pontos em posições imediatamente superior e inferior à interface já perturbada, podemos escrever para as novas pressões:

$$p'_1 = p_0 + \rho_1 g \xi \quad \text{e} \quad p'_2 = p_0 + \rho_2 g \xi. \quad (28)$$

Uma visualização em termos de “coluna de líquido” é apresentada na Figura 6.2, onde a perturbação inicial é reproduzida na Figura 6.2 (a), a coluna do fluido 2 que produz a pressão acima da superfície perturbada é indicada na Figura 6.2 (b) e a coluna de fluido 1 que produz a pressão abaixo da superfície perturbada é indicada na Figura 6.2 (c).

Figura 6.2: (a) Situação da figura 1 enfatizando o ponto em estudo; (b) O cálculo da pressão utilizando o fluido acima da interface; (c) O cálculo da pressão utilizando o fluido abaixo da interface.

Devido à diferença de massa específica entre os dois fluidos ($\rho_1 < \rho_2$), há para o caso com perturbação uma diferença de pressão naquele ponto da interface entre os dois fluidos. Como a interface é contínua, diferenças de pressão se estabelecerão ao longo de toda interface, tendendo a deformá-la ainda mais, conforme esquematizado na Figura 6.3.

Figura 6.3: Ação da diferença de pressão na deformação da interface.

É interessante observar que, caso o fluido na parte de cima fosse mais denso, haveria uma inversão na direção do gradiente de pressão (diferença de pressão, no caso exemplificado), e esse tenderia a estabilizar a interface.

Esta é uma análise ainda simplificada, porque não considera todos os efeitos envolvidos, como a tensão superficial, por exemplo, porém ela deixa clara a fundamentação física subjacente à instabilidade, ou sua causa primeira, e nos mostra que balanços de força podem esclarecer os mecanismos vinculados à formação de jatos superficiais, que são o tema desta tese.

6.1 Discussão e conceituação proposta para este estudo

O tema de instabilidade de Rayleigh-Taylor tem sido motivo de estudo e de busca de melhor compreensão e quantificação, como mostra, por exemplo, o texto de Kleinstein (2011). Com base no balanço de forças desenvolvido por Kleinstein (2011) buscou-se desenvolver também um balanço de forças para o caso dos jatos observados nos tubos de macro cavidades, tanto para a interface superior como para a inferior. Porém, devido às características de montagem específicas do experimento de macro cavidades, surgem duas diferenças principais em relação ao considerado nas análises de Kleinstein (2011): 1) o invólucro para os experimentos de macro cavidades é fechado em ambos os lados, impedindo o escoamento livre na parte superior, e 2) a pressão a qual a atmosfera interna está sujeita é a pressão de vapor (ou muito próximas a ela).

Devido às características geométricas e de escoamento do experimento, podemos analisar dois casos, gerados através de hipóteses distintas para o comportamento do vapor:

- Vapor incompressível e liquefação instantânea do mesmo. Este caso é comumente utilizado nos estudos de micro cavidades ao se assumir pressão constante na parte interna das mesmas;

- Vapor compressível e sob pressões superiores à pressão de vapor, implicando em um fluido no equilíbrio metaestável. Neste caso, trata-se de uma análise da parte superior do tubo de macro cavidades como um meio finito, e não semi-infinito como feito em Kleinstein (2011) e Piriz et al. (2006).

É importante salientar que ambas as hipóteses representam casos limites. Liquefação instantânea não é fisicamente plausível, assim como não o é um sistema metaestável sob condições tão adversas (súbita aceleração e variação de pressão). Portanto, o esperado de um

caso real é algo entre estas duas hipóteses, na qual haja tanto compressão quanto uma rápida liquefação ocorrendo simultaneamente.

6.1.1 Para a interface superior:

Considere-se uma interface entre dois fluidos, sendo o fluido superior vapor de água e o inferior água líquida, sofrendo uma aceleração (a) perpendicular à interface, conforme esquematizado na Figura 6.4.

Figura 6.4: Diagrama para a interface superior no experimento de macro cavidades.

Para uma perturbação na interface com volume ΔV , conforme indica a figura, desconsiderando viscosidade e tensão superficial, obtemos do balanço entre as forças peso e de aceleração do pequeno volume de água e o empuxo que o vapor de água aplica na perturbação:

Para o caso de vapor compressível

$$F_{sc} = \rho_1(g - a)\Delta V - \rho_2(g - a)\Delta V \quad (29)$$

$$F_{sc} = (\rho_1 - \rho_2)(g - a)\Delta V \quad (30)$$

Como $\rho_1 > \rho_2$, podemos ter dois casos:

Aceleração $a > g$, gerando uma força resultante com sentido contrário ao da gravidade, desta forma tendendo a deformar ainda mais a interface.

Aceleração $a < g$, gerando uma força resultante no sentido da gravidade, o que faz com que a interface tenda a ser restaurada.

Para o caso de liquefação instantânea.

$$F_{sl} = \rho_1(g - a)\Delta V - \rho_2 g \Delta V \quad (31)$$

$$F_{sl} = (\rho_1 - \rho_2)g\Delta V - \rho_1 a \Delta V \quad (32)$$

A força resultante positiva aponta para baixo e negativa aponta para cima. Sendo $\rho_1 \gg \rho_2$, uma primeira aproximação indica que, para que haja força resultante para cima, de forma a ampliar a perturbação, é preciso que

$$a > g \quad (33)$$

Sem a consideração simplificadora de grande diferença de densidades, tem-se:

$$a > \left(1 - \frac{\rho_2}{\rho_1}\right)g \quad (34)$$

No caso de se ter $a < g$ ou, mais exatamente, $a < \left(1 - \frac{\rho_2}{\rho_1}\right)g$, há restauração da superfície plana (supressão da perturbação).

6.1.2 Para a interface inferior:

Podemos fazer a análise de forma análoga ao que foi feito anteriormente, mas de acordo com a Figura 6.5.

Embora haja uma inversão nas posições do vapor e da água líquida, o mesmo balanço de forças anterior pode ser usado, dado que o sentido das forças peso e de empuxo continua o mesmo, e se considerando ainda que $\rho_1 > \rho_2$, obtemos:

Figura 6.5: Diagrama para a interface inferior no experimento de macro cavidades.

Para o caso de vapor compressível

$$F_{ic} = \rho_1(g - a)\Delta V - \rho_2(g - a)\Delta V \quad (35)$$

$$F_{ic} = (\rho_1 - \rho_2)(g - a)\Delta V \quad (36)$$

Aceleração $a > g$, nesse caso a força resultante estará contrária ao sentido da gravidade (a força é negativa), resultando em um efeito restaurador na interface.

Aceleração $a < g$, nesse caso a força resultante estará no sentido da aceleração da gravidade, o que gerará uma tendência à ampliação da perturbação inicial.

Para o caso de liquefação instantânea.

$$F_{il} = \rho_1(g - a)\Delta V - \rho_2 g \Delta V \quad (37)$$

$$F_{il} = (\rho_1 - \rho_2)g\Delta V - \rho_1 a \Delta V \quad (38)$$

Novamente, se considerarmos que $\rho_1 \gg \rho_2$, para que haja força resultante para cima, de forma a ampliar a perturbação, é preciso que

$$a < g \quad (39)$$

Sem a consideração simplificadora de grande diferença de densidades, tem-se:

$$a < \left(1 - \frac{\rho_2}{\rho_1}\right)g \quad (40)$$

No caso de se ter $a > g$ ou, mais exatamente, $a > \left(1 - \frac{\rho_2}{\rho_1}\right)g$, há restauração da superfície plana (supressão da perturbação).

6.2 Discussão e conceituação complementar envolvendo a tensão superficial

Avaliando também os efeitos devidos à tensão superficial, de acordo com Piriz et al. (2006), a força na interface entre os fluidos, devido à tensão superficial, é dada pela fórmula de Laplace, sendo F_σ uma força restauradora que tende a manter o fluido 1 coeso.

$$F_\sigma = A \frac{\sigma}{R_c} \quad (41)$$

σ é o coeficiente de tensão superficial (em unidades de N/m), e R_c é o raio de curvatura da interface. Como F_σ é dado por uma diferença de pressão criada pela tensão na interface, a área A deve ser avaliada como a área interfacial da perturbação (projeção da perturbação sobre a superfície).

6.2.1 Para a interface superior:

Dado que a tensão superficial terá sempre um efeito restaurador no sistema apresentado, temos para o caso de vapor compressível:

$$F_{sc} = \rho_1(g - a)\Delta V - \rho_2(g - a)\Delta V + A \frac{\sigma}{R_c} \quad (42)$$

$$F_{sc} = (\rho_1 - \rho_2)(g + \frac{\sigma}{(\rho_1 - \rho_2)f - a})\Delta V \quad (43)$$

$$\text{Sendo } f = \frac{A}{\Delta V} \frac{1}{R_c} \quad (44)$$

Assim, para que haja instabilidade, é necessário que:

$$a > g + f \frac{\sigma}{(\rho_1 - \rho_2)} \quad (45)$$

Para o caso em que se considera liquefação instantânea, temos:

$$F_{sl} = \rho_1(g - a)\Delta V - \rho_2 g \Delta V + A \frac{\sigma}{R_c} \quad (45a)$$

$$F_{sl} = (\rho_1 - \rho_2) \left(g + \frac{\sigma}{(\rho_1 - \rho_2)} f \right) \Delta V - \rho_1 a \Delta V$$

A instabilidade será ampliada no caso de

$$a > \left(1 - \frac{\rho_2}{\rho_1} \right) \left(g + \frac{\sigma}{(\rho_1 - \rho_2)} f \right). \quad (45b)$$

6.1.2 Para a interface inferior:

Para o caso da superfície inferior e vapor compressível, a tensão superficial age no sentido oposto, gerando o resultado:

$$F_{ic} = (\rho_1 - \rho_2) \left(g - \frac{\sigma}{(\rho_1 - \rho_2)} f - a \right) \Delta V \quad (46)$$

E para que o jato se forme, temos a nova condição.

$$a < \left(g - \frac{\sigma}{(\rho_1 - \rho_2)} f \right) \quad (47)$$

Para o caso de liquefação instantânea, tem-se

$$F_{il} = (\rho_1 - \rho_2) \left(g - \frac{\sigma}{(\rho_1 - \rho_2)} f \right) \Delta V - \rho_1 a \Delta V \quad (47a)$$

E para haver ampliação da instabilidade,

$$a < \left(1 - \frac{\rho_2}{\rho_1}\right) \left(g - \frac{\sigma}{(\rho_1 - \rho_2)} f\right). \quad (47b)$$

6.3 Comparações com resultados do item 5.1

Nas considerações a partir das equações obtidas do equacionamento de Taylor (item 5.1) tem-se que o critério para a amplificação das perturbações, quando considerada a tensão superficial, é a aceleração ser maior que $g + \frac{\sigma}{\rho} k^2$ (Como ρ é a densidade do líquido, $\rho = \rho_1$) para o caso da superfície superior. Comparando com os resultados obtidos pela análise simplificada para situação compressível e que resultou na Eq. (45), temos que:

$$\frac{\sigma}{\rho_1} k^2 = \frac{A}{\Delta \nabla R_c} \frac{\sigma}{(\rho_1 - \rho_2)} \quad (48)$$

$f = \frac{A}{\Delta \nabla R_c} \frac{1}{\rho_1}$ da Eq. (45) é um termo puramente geométrico e dependente apenas da curvatura da superfície, assim como em princípio também k^2 para a equação de Rayleigh-Taylor. Em se considerando a equação (48) tem-se:

$$k = \sqrt{\frac{A}{\Delta \nabla R_c}} \sqrt{\frac{\rho_1}{(\rho_1 - \rho_2)}} \quad (49)$$

De fato observa-se que k envolve, nesta comparação, um coeficiente com termos dinâmicos (envolvendo massa) na forma adimensional, o que não interfere na própria dimensão de k . Caso $\rho_2 \ll \rho_1$, então o termo dinâmico se resume à unidade e há uma correspondência imediata entre k e f , isto é:

$$k^2 = f \quad (50)$$

É preciso enfatizar que o volume $\Delta \nabla$, se visto como o volume de expansão “realizada”, evolui ao longo do tempo e cresce ou decresce constantemente. Assim, a menos que o raio de curvatura decresça com o tempo na mesma taxa de crescimento do volume (ou vice-versa), ou

seja, $\Delta \forall \alpha 1/R_c$, a expressão para k não resulta em uma constante. Esta situação contraditória pode ser superada se se considerar apenas o momento inicial, da instabilidade.

Note-se que a restrição apenas deve ser levada em conta se se efetua a comparação com k , que é constante (para que as operações de derivação, por exemplo, possam ser feitas como apresentado por Taylor). Para a análise geral desenvolvida no presente item, contudo, não é necessário que f seja constante, mas que as desigualdades em questão sejam observadas ao longo do tempo. Isto decorre do fato de apenas operações algébricas terem sido efetuadas aqui.

De forma geral, para os casos de macro cavidades, considerando $\rho_1 \gg \rho_2$, tem-se como delimitador para a ampliação de ondas superficiais, o critério de aceleração resultante (a_r), onde já se considera o sentido da aceleração.

Para a superfície superior, considerando a equação 45:

$$a_r = g - a < -f \frac{\sigma}{(\rho_1 - \rho_2)} \quad (51a)$$

Ou

$$a_r < -\delta \quad (51b)$$

Onde $\delta = f \frac{\sigma}{(\rho_1 - \rho_2)}$ é uma variável que depende da tensão superficial, da geometria da onda inicial e da diferença de densidades, conforme indicado pela equação (52a).

E para a superfície inferior:

$$a_r = g - a > \frac{\sigma}{(\rho_1 - \rho_2)} f \quad (52a)$$

Ou:

$$a_r > +\delta \quad (52b)$$

Embora simplificada, essa abordagem permite um entendimento do mecanismo de formação dos jatos centrais nos experimentos de macro cavidades. No presente estágio dos

estudos observa-se que a compressibilidade pode ser relevante para a explicação da própria causa do movimento global, mas sua desconsideração no momento não implica em dificuldades adicionais para a compreensão da ampliação das perturbações. Da mesma forma, os efeitos de viscosidade podem se mostrar relevantes na supressão dos movimentos e sua dissipação, mas a análise desses efeitos não é necessária para o presente ponto de vista da ampliação das perturbações.

6.4 Presente visão da ampliação das perturbações em macro cavidades

Neste capítulo forneceu-se uma explicação para a ampliação das perturbações geradas em macro-cavidades baseada nos estudos de Taylor (1950), Kleinstein (2011) e de Piriz et al. (2006). É interessante observar que ambas as interfaces, superior e inferior, puderam ser analisadas a partir do mesmo princípio do balanço de forças, permitindo considerar a presença de tensão superficial e de fluidos com massas específicas próximas ou distantes. Para o caso do vapor de água gerado a partir da água, basta utilizar as conclusões para massa específica do vapor muito menor que a massa específica da água.

É interessante verificar que se estabelece, portanto, um critério de formação de jato a partir da comparação da magnitude da aceleração do movimento induzido pela bolha cavitante com a magnitude da aceleração da gravidade.

Entretanto, é ainda preciso verificar se a proposta é observada experimentalmente.

Esta análise é feita no capítulo 7 do presente texto, para experimentos que permitiram o cálculo da aceleração.

7 ONDAS DE CHOQUE COMO MECANISMOS DE CAVITAÇÃO E REBOUND

No presente capítulo efetua-se uma análise descritiva dos fenômenos de micro cavitação observados “em paralelo” ao fenômeno de macro cavitação, associando-os às descrições de ondas de choque anteriormente efetuadas. Para se analisar os experimentos a partir da perspectiva de ondas de choque “separamos” o fenômeno global observado em dois momentos determinantes, a partir dos quais o modelo descritivo da propagação e intensidade das ondas de choque se torna aparente. O primeiro momento é a formação da macro cavidade e o segundo momento é o impacto do pistão líquido com o fundo do contêiner.

7.1 Ondas de choque a partir da formação e expansão das macro cavidades.

O escoamento gerado pela expansão de uma macro cavidade em um tubo difere do experimento de Pokrovski não apenas devido às pressões as quais os fluidos estão sujeitos, mas também devido ao impulso de pressão ao qual o fluido é submetido, e à forma como as ondas de choque são refletidas pelas superfícies livres.

Mudanças no sentido da velocidade, as quais são causadas pelo impacto e ricochete de um contêiner no experimento de Pokrovski, são impostas em um tempo de contato ínfimo com a superfície de impacto, sendo da ordem de 5.10^{-4} s nos experimentos de Kiyama et al. (2016). Essa abrupta variação de velocidade é a responsável pelas ondas de choque que posteriormente se propagam no líquido. De forma diferente, no experimento de macro cavidades, o fluido é acelerado por uma bolha que se expande até amplitudes significativas e, conseqüentemente, o fluido passa por um tempo de aceleração, atingindo distâncias muito maiores que aquelas dos experimentos de Pokrovski.

Embora grandes quantidades de energia estejam envolvidas na formação das macro cavidades, a geometria do problema cria fundamentais diferenças na propagação de ondas de choque, pois nesse a reflexão ocorre em duas superfícies livres. A Figura 5.5 mostra que as superfícies livres são deformáveis e alteram a natureza da onda durante a reflexão, fazendo com que ondas de compressão reflitam-se como ondas de rarefação e vice-versa. Nesta condição surge a possibilidade de se ter, por exemplo, apenas a chegada de ondas de compressão na superfície superior e de rarefação na superfície inferior. Isto pode provocar diferenças significativas entre os desenvolvimentos de ambas as superfícies. A Figura 7.1 mostra o pistão líquido em um experimento, enquanto a cavidade se desenvolve, enfatizando a presença de duas superfícies livres.

Figura 7.1: Fotografia e esquema do líquido em movimento, enfatizando as duas superfícies livres com diferentes geometrias.

Entende-se que os fenômenos de ampliação da cavidade e da propagação das ondas de choque entre as duas interfaces ar-água sejam independentes entre si. A grande diferença das ordens de grandeza das acelerações e das dimensões geométricas atesta isto. As acelerações para as macro cavidades ocorrem em tempos de até duas ordens de grandeza maiores que aqueles vinculados às ondas de pressão. Os deslocamentos associados também são cerca de duas ordens de grandeza superiores (até $3,5 \cdot 10^{-3}$ m nos experimentos de Kiyama et al. (2006) e até $6,5 \cdot 10^{-1}$ m nos experimentos de macro cavidades). Entretanto, variações súbitas de velocidade (e aceleração) ocorrem em ambos os experimentos. Considerando que há proximidade entre as massas específicas dos líquidos dos experimentos de Kiyama et al. (2006) e dos presentes experimentos, é de se esperar que as ondas de choque sejam geradas em ambos os experimentos.

Um efeito das ondas de choque nos experimentos de macro cavidades é o surgimento de micro cavitação no filme líquido descendente (filme de líquido entre a parede do tubo e a macro cavidade propriamente dita), provocado pela propagação destas ondas enquanto a bolha se expande. Durante a expansão, cavidades menores se formam e colapsam, iniciando-se na base do tubo e subsequentemente se formando cada vez mais alto, aproximando-se da superfície da macro bolha (superfície inferior do pistão líquido), como se uma onda se propagasse a partir da base. O fenômeno é observável em apenas alguns quadros registrados para a evolução de uma micro-cavidade, que corresponde a uma duração próxima de 0.031 segundos no experimento apresentado na Figura 7.2.

Figura 7.2: As figuras apresentadas na sequência mostram a bolha durante a expansão enquanto cavidades de vapor se formam no filme líquido entre ela e o tubo, a partir da base do contêiner. Na fotografia a bolha possui tamanho superior ao enquadramento, e a interface da bolha com o líquido não é visível. Tempo total: 0,038 s.

Mostrados 7 quadros de um total de 12.

Como comentado anteriormente, ainda que estas ondas de choque possam interagir com as superfícies livres das macro cavidades (superior e inferior), em decorrência da falta de um plano sólido em contato com a parte inferior do líquido, elas provavelmente produzem efeitos diferentes àqueles do experimento de Pokrovski.

As diferenças de reflexão em superfícies sólidas e livres no fenômeno (manutenção da característica de pressão e sua inversão, respectivamente) tendem a criar jatos mais limpos (sem vibrações na superfície) nos casos de macro cavidades, visto que as perturbações de velocidade provocadas por tipos distintos de ondas colidindo intercaladamente com a superfície livre são tidas como as responsáveis pelos esguichos oscilantes que se formam nos experimentos de Kiyama et al. (2006), tanto nos do tipo “splash”, quanto nos do tipo cavitante, nos quais o impulso de pressão inicial é bem maior, e conseqüentemente, a onda de choque, e os efeitos decorrentes dela, mais fortes.

A Figura 7.3 mostra uma comparação entre os jatos obtidos nos experimentos de macro cavidades durante a expansão da bolha e os jatos do tipo “splash” e cavitante. Nos dois primeiros, a) e b), estão evidentes os esguichos formados pela vibração da superfície, enquanto que em c), essa característica não é observada.

Figura 7.3: Comparação entre os a evolução dos jatos do tipo “splash” (a), cavitante (b) e de macro cavidades (c).

Fonte: As fotos em (a) e (b) foram retiradas de Kiyama et al., (2006).

Embora também haja casos nos experimentos de Pokrovski de jatos que não apresentem na sua formação essas ondulações na superfície, elas estão sempre presentes em impactos de maior magnitude do tubo com o chão. Para os experimentos de macro cavidades, as ondulações nunca foram observadas na formação do jato durante a propagação da cavidade, mesmo em eventos de significativo impacto inicial (instante de nucleação), sugerindo o acerto da hipótese de que a ausência de ondulações se deva à interação da onda de choque com as duas superfícies livres.

7.2 Ondas de choque devido ao colapso da cavidade

Uma segunda fase do experimento de macro cavidades é o colapso da bolha e o sucessivo impacto do pistão líquido com o fundo do tubo. Essa fase pode ocorrer de formas variadas, a depender de fatores como a formação do jato reentrante na superfície inferior e o quanto de líquido desceu pela parede do tubo até o completo colapso da cavidade (que implica na diminuição de volume do pistão líquido). Porém, considerando os casos em que ainda se tem uma quantidade considerável de água formando o pistão líquido, o comportamento é altamente semelhante com o experimento de Pokrovski. O líquido colide com o fundo do tubo, gerando uma reação contrária, que faz com que haja um ricocheteio do próprio líquido, formando na base do tubo uma nova cavidade, ainda que com poucos centímetros de comprimento (ou uma série de cavidades ainda menores). No primeiro momento do impacto também se forma uma quantidade de bolhas, resultantes de cavitação devido à onda de choque do próprio impacto, como descreve Kiyama et al. (2006). O colapso da macro cavidade e a formação de bolhas de cavitação são mostrados na Figura 7.4 e 7.5.

Figura 7.4: Sequência de fotos mostrando o colapso de uma cavidade e a ocorrência de cavitação devido à onda de choque produzida no impacto. No quadro h) pode-se observar as micro bolhas formadas por cavitação e sequências praticamente horizontais, as quais não se formaram ainda no quadro g) e já se colapsaram no quadro i), mostrando a brevidade do fenômeno (menos que 0,0016 s).

Figura 7.5: sequência de dois quadros mostrando o colapso de uma cavidade em um tubo de 32 mm, e a formação de cavitação em faixas horizontais devido às ondas de choque. O impacto é tão grande que rompe o fundo do tubo no segundo quadro. Tempo total: 0.062 s. Mostrados 2 quadros sequenciais.

Assim como nos experimentos de Pokrovski, a partir do impacto há a tendência à formação de um novo (segundo) jato central com velocidade ascendente e com formato alongado. Embora em todos os experimentos haja indícios desse segundo jato central, ele somente pode se desenvolver em eventos onde não ocorre a formação de jatos na superfície superior devido à expansão da cavidade, pois o colapso do jato central formado inicialmente ainda está em andamento quando ocorre a colisão com o fundo, assim impedindo o desenvolvimento livre de um novo jato ali.

Nos experimentos onde se observa o desenvolvimento do segundo jato central nota-se também a instauração de vibração e ondulações na superfície, semelhantes às produzidas nos jatos tipo “splash” observadas em Kiyama et al. (2006). Uma sequência de quadros exibindo um jato central e as vibrações na superfície do líquido são apresentadas na Figura 7.6.

Figura 7.6: Formação de um jato tipo “splash” após o colapso de uma macro cavidade. Tempo total: 0,047 s.

Foram utilizados 8 de um total de 15 quadros.

Como nesse caso há o contato entre o líquido e o fundo do tubo, as ondas de choque resultantes do impacto se comportam conforme o experimento de Pokrovski, atingindo a superfície superior intercaladamente como onda de compressão e rarefação e causando as vibrações perceptíveis nas filmagens. Essas formações evidenciam que, embora nos jatos centrais devido à expansão da cavidade não se formarem essas oscilações, as energias associadas às macro cavidades são suficientes para produzir ondas de choque. A ausência das oscilações da superfície livre onde se formam os jatos devido à expansão da cavidade deve-se provavelmente às diferenças já mencionadas da reflexão de ondas de choque em duas superfícies livre no fluido, conforme explicado no item 7.1.

Outro indício de se estar observando ondas de compressão e rarefação se disseminando na água após a colisão do líquido com o fundo do tubo é a sequência de eventos de expansão e colapso que bolhas maiores formadas logo após o impacto passam a exibir, como mostrado na Figura 4.10. Este fenômeno de oscilação do diâmetro de uma bolha é denominado de “rebound” na literatura. Descrevendo o fenômeno mais detalhadamente, após a nova cavidade se formar, por cavitação ou pelo engolfamento do vapor pelo movimento turbulento da superfície após o colapso, esta nova cavidade passa por uma sequência rápida de expansões e contrações, até que a cavidade se colapse completamente. Note-se que isto pode ser resultado da própria dinâmica da bolha (o rebound estudado na literatura da área), com as equações permitindo calcular a sequência de oscilações do diâmetro. Eventualmente pode

ocorrer a submissão da bolha ao efeito da oscilação de pressão externa, que é a possibilidade aventada aqui.

Finalmente, como sequência unificadora dos eventos aqui descritos, o “rebound” de escala maior pode também surgir como consequência do colapso da macro bolha inicial. Após o impacto do líquido com o fundo do contêiner, a segunda macro cavidade se forma e se expande por alguns centímetros de amplitude, criando um segundo movimento de pistão no líquido e o segundo jato central da superfície superior, conforme pode ser visto na Figura 7.7.

O aspecto surpreendente de todos esses eventos é a rapidez com que todos ocorrem, falando-se sempre de frações de segundo, implicando em necessidades especiais para que a sua visualização e correta interpretação seja possível.

Figura 7.7: A sequência da figura apresenta o colapso da cavidade inicial entre os quadros a) até e), os quadros f) a j) mostram a formação de uma segunda cavidade como resultado do impacto do pistão líquido com o fundo do container. Tempo total: 0,048 s. Foram utilizados 10 quadros de um total de 96.

8 ANÁLISE DAS CARACTERÍSTICAS DO ESCOAMENTO

Neste capítulo faz-se uma análise dos escoamentos secundários durante a formação das macro cavidades e a comparação destes fenômenos com o previsto para cada um dos mecanismos físicos associados a formação de jatos centrais.

8.1 Análise quantitativa.

Com exceção da discussão físico-matemática efetuada no capítulo 6, na qual se propôs condições de expansão das perturbações superficiais, de modo que se formassem jatos, as análises efetuadas nos capítulos anteriores visaram clarificar a fenomenologia dos eventos concomitantes à geração de macro cavidades. Em outros termos, justificou-se qualitativamente a existência desses fenômenos. No presente capítulo é feita uma checagem quantitativa das proposições do capítulo 6, no tocante ao cálculo das acelerações experimentadas pelos pistões de água e a comparação com a aceleração da gravidade, g .

De forma a avaliar o comportamento geral do fenômeno, foram feitos gráficos de aceleração para seis experimentos utilizando-se de dados de posição coletados a partir de filmagens realizadas a uma taxa de 320 qps. Embora os gráficos iniciais de posição e até mesmo de velocidade possuíssem uma característica contínua, os gráficos de aceleração, devido à própria natureza do processo de obtê-la diretamente de medidas de posição, mostraram grande oscilação e pouca tendência específica. Portanto, para melhor analisar o padrão de comportamento das acelerações com o tempo, elas foram então calculadas por dois processos, conforme definido na sequência.

- Aproximação polinomial/aceleração da gravidade (adimensional):

Gerou-se, para os dados de posição, um polinômio de 6ª ordem, que foi derivado duas vezes em relação ao tempo para se obter uma função para a aceleração. Essa função, dividida por g , foi então plotada em função do tempo de experimento.

- Aceleração suavizada /aceleração da gravidade (adimensional):

Os dados de posição foram inicialmente suavizados em torno de cinco posições (média móvel), sendo dados de duas posições anteriores, duas a frente mais os valores da posição original. Após isto calculou-se a aceleração suavizada através de cinco pontos de posição (média móvel). Esta aceleração, dividida por g , foi utilizada então para visualizar o comportamento do fenômeno contendo flutuações em torno do comportamento médio, bem

como para verificar a consistência do polinômio usado para cálculo da aceleração polinomial. Em todos os experimentos esta consistência foi verificada.

As duas análises para a aceleração foram lançadas em gráfico em função do tempo para os seis experimentos mencionados. Adicionalmente, inclui-se nesses gráficos retas verticais que indicam o tempo em que foi possível se observar nos experimentos a iniciação da formação dos jatos centrais superiores e inferiores. Há, portanto, em cinco dos gráficos a presença de duas retas verticais, uma para o início do jato superior e uma para o início da jato inferior. Para o experimento 6 não há o dado de início da formação do jato inferior pois o mesmo foi filmado em close, assim não permitindo a observação da formação da superfície inferior do mesmo.

As Figuras 8.1 a 8.6 mostram os gráficos resultantes desses experimentos. Neles é plotado o valor da aceleração do contêiner dividido pela aceleração da gravidade. Um valor positivo corresponde a uma aceleração vertical para baixo.

Figura 8.1: Gráfico de aceleração para o experimento 1.

Figura 8.2: Gráfico de aceleração para o experimento 2.

Figura 8.3: Gráfico de aceleração para o experimento 3.

Figura 8.4: Gráfico de aceleração para o experimento 4.

Figura 8.5: Gráfico de aceleração para o experimento 5.

Figura 8.6: Gráfico de aceleração para o experimento 6.

8.1.1 Padrões nos gráficos de aceleração

As equações (45) e (47) fornecem as seguintes previsões:

Para interface superior

$$\frac{a}{g} < 1 - f \frac{\sigma}{g(\rho_1 - \rho_2)} \quad (53)$$

Para a interface inferior:

$$\frac{a}{g} > 1 + f \frac{\sigma}{g(\rho_1 - \rho_2)} \quad (54)$$

Os valores apresentados para a/g na Tabela 8.1 consideram preferencialmente a aproximação polinomial. No caso dos valores entre parêntesis também se considera o valor da análise suavizada.

Tabela 8.1: Razão entre os valores de aceleração nos quais ocorre o início da formação do jato e a aceleração da gravidade (a/g).

Figura Fonte	Formação do Jato Superior	Formação do Jato Inferior
Figura 8.1	6,14	7,48
Figura 8.2	2,11	1,90
Figura 8.3	3,14	2,56
Figura 8.4	3,78	5,38 ou (4,45)
Figura 8.5	1,48	1,63 ou (1,48)
Figura 8.6	3,39	Não registrado

A Tabela 8.1 mostra valores da razão a/g para jatos descendentes (superfície inferior) coerentes com a desigualdade proposta na equação (54). Entretanto o mesmo não ocorre para os jatos ascendentes (superfície superior) e a equação (53).

A coerência do comportamento observado em relação ao esperado para o jato inferior encontra respaldo na quantificação proposta por Taylor (1950, 1953) para o experimento de Pokrovski. As duas formulações (aqui proposta e de Taylor, 1950) produzem resultados semelhantes e observáveis nos experimentos aqui descritos. Entretanto, a diferença em relação ao comportamento esperado para a formação do jato superior provavelmente indica problemas nos referenciais adotados em parte da formulação, uma vez que se observa que ambos os jatos são formados para valores de aceleração próximos aos valores máximos dos diferentes experimentos. A verificação da influência da inversão de comportamento da aceleração em torno do seu máximo não foi, entretanto, explorada no presente estudo, sendo um aspecto a ser aprofundado em futuros estudos desta linha de pesquisa.

Os gráficos apresentados deixam claro que diferentes amplitudes de aceleração são obtidos em diferentes experimentos, havendo casos de aceleração máxima (pico geral superior) próxima à aceleração da gravidade, até casos em que as acelerações máximas (pico geral superior da aceleração polinomial) atingem cerca de 7,5 vezes a aceleração da gravidade.

Por outro lado, a maior aceleração em módulo se dá no início de cada ciclo do experimento (maior aceleração local), tendendo a diminuir em módulo com o tempo e invertendo seu sinal, de forma a parar a expansão da cavidade e iniciar o colapso da mesma. Outro padrão interessante que se desenvolve nos gráficos são as oscilações da aceleração em torno de um comportamento médio. Mesmo obtendo os gráficos através de suavizações com 5 pontos, ainda há indícios de vibrações ocorrendo no contêiner. Oscilações semelhantes foram

observadas por Schulz et al. (2012) ao medir a aceleração de uma lâmpada com um acelerômetro (Ver Figura 8.7). Embora se tenha especulado que as mesmas poderiam ser derivadas de oscilações do próprio aparelho de medida. Os gráficos das Figuras 8.4 e 8.5 não têm oscilações evidentes, porém os mesmos foram obtidos com metade da resolução temporal (Filmados a 160 qps), o que pode levar à supressão artificial desse tipo de fenômeno.

Figura 8.7: Evolução com o tempo da força aplicada sobre o contêiner.

Fonte: Adaptado de Schulz et al. (2012), tradução livre.

A obtenção destes mesmos indicativos de vibração em experimentos sem a célula de carga mostra que elas devem ser provenientes de outra fonte, sendo a propagação de ondas de choque no fluido a causa mais provável.

O gráfico de aceleração obtido por Schulz et al. (2012) também mostra um padrão geral de comportamento semelhante aos obtidos através das filmagens, com um pico de aceleração (maior valor local) que se dá logo ao início dos ensaios. Note-se que o eixo de referência de Schulz et al. (2012) é orientado positivamente para cima, enquanto que o eixo de orientação do presente trabalho é orientado positivamente para baixo.

8.2 Comparações com o esperado para cada mecanismo de formação de jatos

Neste item são feitas algumas considerações sobre a aplicação de cada um dos mecanismos estudados de maneira geral aos fenômenos específicos de macro cavidades e à formação dos jatos durante a expansão da macro bolha inicial. Para tal análise foram utilizadas as filmagens feitas dos experimentos e os gráficos de aceleração obtidos para estes mesmos casos. Exclui-se desta análise as ondas de choque, já discutidas no capítulo 7.

8.2.1 Movimentos axiais das paredes

Embora Milgram et al. (1968) já tenha previsto, a partir de equacionamento, um movimento da superfície livre com velocidade máxima nas paredes, este mesmo fenômeno não foi relatado senão nos presentes estudos de macro cavidades (considerando a bibliografia consultada). Os próprios experimentos nos estudos de Milgram et al. (1968) não apresentaram nenhuma característica semelhante a sua previsão, o que fez com que se concluísse que tal efeito não era importante para a formação dos jatos centrais.

Em ensaios de macro cavidades, devido à expansão inicial da bolha, que possui uma componente axial, é aplicada uma força considerável na parede lateral do tubo, o que, juntamente com a diferença de pressão interna e externa ao contêiner, pode causar deslocamentos momentâneos seguidos de movimentos vibratórios axiais dessas paredes. Considerando ainda que as dimensões dos tubos são muito superiores às utilizadas nos experimentos de Pokrovski (apresentados na bibliografia consultada), é de se esperar que macro cavidades possam gerar vibrações de intensidade também maior. Outro fator relevante é o tempo no qual o experimento fica submetido a essas vibrações, sendo de até duas ordens de grandeza maior para o caso das macro cavidades do que para os experimentos de Milgram et al. (1968).

Contudo, ainda que o efeito de movimento axial das paredes seja maior, de forma a tornar-se relevante ao estudo macro cavidades, a formação de jatos centrais não pode ser diretamente associadas a este efeito, ou apenas a ele. Note-se que, se há geração de vibrações axiais quando da formação das macro cavidades, as maiores velocidades junto às paredes se formam em todos os experimentos, mesmo naqueles em que não há a formação de jatos centrais. A Figura 8.8 é um exemplo extraído dos experimentos aqui conduzidos, sendo este um evento sem jato central, mas verificando-se que foi gerado um perfil de velocidade com valores consideravelmente maiores próximo às paredes do contêiner.

Figura 8.8: Superfície livre superior durante a expansão de uma bolha. Tempo total dos quadros 0,022 s. Foram utilizados 7 quadros sequenciais.

Devido às velocidades superiores próximas a parede do tubo, dois tipos de efeitos podem ser desenvolvidos, os quais são classificados separadamente pela formação ou não do jato central.

1) Nos eventos em que não há a formação de jato central, desenvolve-se um perfil de velocidade côncavo na superfície do fluido, o qual se mantém até que a cavidade se colapse inteiramente.

2) Quando há a formação do jato central, o perfil de velocidade não é tão claro, mas forma-se um filme ascendente de líquido na parede, o qual sobe com velocidade superior à maior parte do líquido (climbing film), sendo acompanhado apenas pelo jato central (Ver Figura 8.9).

Figura 8.9: Fotografia e esquema dos perfis desenvolvidos devido à velocidade superior próximo as paredes dos tubos. Em a) é mostrado o perfil obtido para os casos em que se formam jatos centrais na superfície superior. Em b) é exibido o perfil para os casos em que não se formam os jatos.

Verifica-se, portanto, que a ocorrência de jato central e de um perfil de velocidades que conduza a maiores velocidades próximo às paredes parece indicar que esses desenvolvimentos ocorrem de forma independente. Por outro lado, o fato de que apenas quando há formação de jatos centrais também se forma o filme ascendente (climbing film) indica que os mesmos mecanismos que levam à formação desses jatos devem levar também à ampliação das velocidades próximas as paredes.

8.2.2 Instabilidade de Rayleigh-Taylor

Considera-se agora o caráter visual da obtenção do ponto de formação dos jatos centrais. Para todos os casos o momento de formação foi marcado como aquele a partir do qual o jato central se pronunciou na superfície e adquiriu velocidade superior ao resto do fluido. Devido aos tempos ínfimos envolvidos com esse tipo de fenômeno é de se esperar que o jato se forme antes do observado (resolução temporal da câmera), mas se mova inicialmente com velocidade próxima àquela do pistão líquido. Essa hipótese pode ser corroborada por duas características observadas:

- Os jatos superiores só foram observados após a velocidade de subida do pistão (valores negativos) líquido ter diminuído significativamente, conforme mostra a Figura 8.10:

Figura 8.10: Gráfico de velocidade para o experimento 1.

- Há uma formação inicial de uma protuberância na superfície livre superior desde os primeiros momentos da expansão, como mostrado na Figura 8.11.

Figura 8.11: Fotografia e esquema da formação de uma protuberância na superfície do líquido em dois experimentos distintos. No esquema o líquido é representado por cinza escuro e a protuberância, por cinza claro.

Menciona-se aqui que, ainda que a instabilidade Rayleigh-Taylor justifique a expansão de ondas existentes no escoamento, para que se desenvolva um jato de líquido é necessário que haja uma perturbação prévia. Portanto, outro mecanismo deve justificar a formação da ondulação inicial.

8.2.3 Impulso de pressão e a inversão do menisco.

Para todos os experimentos realizados foi observada a rápida inversão da geometria da superfície livre superior, no tocante ao direcionamento do menisco, nos momentos iniciais de expansão da bolha inicial. Estando inicialmente parada, a superfície mantém um formato côncavo (menisco) devido à tensão superficial. Ao ser acelerada devido ao impulso de pressão decorrente da formação da cavidade, o menisco rapidamente se reverte, tornando-se ligeiramente convexo. Observa-se também a formação de uma perturbação protuberante na superfície do líquido, assim como visto nas Figuras 8.11 e 8.12.

A perturbação que se forma inicialmente devido à rápida inversão do menisco, em alguns casos se desenvolve e se torna o jato central (Figura 4.4). Em outros a superfície livre retorna a seu formato côncavo inicial, conforme as velocidades aumentam e o perfil de velocidade próximo às paredes (que envolve o maior valor de velocidade) se desenvolve (Figuras 8.8 e 8.9).

Figura 8.12: Inversão do menisco e formação da protuberância na superfície superior do líquido. Tempo total 0,07s. Utilizados 7 de um total de 140 quadros.

Como em todos os experimentos há a inversão do menisco e a formação de uma ondulação (protuberância) na superfície livre, seria possível inferir, em uma primeira aproximação, que o impulso de pressão e a inversão do menisco no líquido seriam os eventos principais na determinação da formação dos jatos centrais. Note-se que não se pode inferir que o fator que estabeleceria o desenvolvimento ou não de jatos seria a intensidade do impulso inicial de pressão. Ainda que essa hipótese pareça válida, pois a justificativa de intensidade do impulso inicial condiz com a necessidade de grande energia para mover jatos com acelerações tão grandes, experimentos com cavidades de até 0,65 m foram obtidos nos quais não houve a formação de jatos na superfície livre superior. Dessa forma, pode-se propor que a sequência de eventos que leve à formação do jato seja: 1) O impulso de pressão inicial apenas produz uma perturbação na superfície do fluido, e 2) A ampliação ou não dessa perturbação de modo a formar um jato, depende da existência das condições que levem à instabilidade de Rayleigh-Taylor.

8.3 Desenvolvimento de jatos após o colapso da macro cavidade inicial

Comparando-se os tipos de jatos formados nos ensaios com os relatados na bibliografia, o desenvolvimento do jato central após o colapso da cavidade se assemelha muito mais com os obtidos nos experimentos de Pokrovski do que os jatos obtidos com a expansão das macro cavidades. Essa semelhança é evidenciada na Figura 8.13, onde se mostra uma foto do início da formação de um jato decorrente do colapso da cavidade comparado com o obtido por Kiyama et al. (2016), decorrente da queda do recipiente que contém o líquido.

O forte impacto, gerado pela completa desaceleração do pistão líquido ao entrar em contato com o fundo do contêiner, gera um impulso de pressão similar àquele obtido nos experimentos de Kiyama et al. (2016), explicando o aparecimento de jatos do tipo “splash”, conforme discutido no item 7.2.

Figura 8.13: Comparação para o início de dois jatos conforme o obtido pelo colapso de macro cavidades, à esquerda, e no experimento de Pokrovski, à direita.

Fonte: Figura à direita retirada de conforme Kiyama et al., (2016).

A súbita parada do movimento do pistão líquido por um impacto faz com que o menisco se reverta também abruptamente, como mostrado na Figura 8.14 (a mudança do menisco pode ser notada entre o segundo e o terceiro quadro, ou em menos de 0,031 s), o que coincide com a descrição do shaped-charge effect na geração do jato.

Figura 8.14: Formação do jato central após o impacto. Tempo total dos quadros 0,0156 s. São mostrados 5 quadros sequenciais.

Os incrementos no impulso de pressão e na intensidade da reversão do menisco justificam ter-se atingido a condição de formação de jatos após o colapso de bolhas, ainda que em casos onde a cavidade formada por “rebound” seja de poucos centímetros, enquanto que não há a formação de jatos para algumas cavidades em expansão que atingem amplitudes muito mais consideráveis.

8.4 Análise de efeitos de compressibilidade no fluido que compõe a fase gasosa.

Estudos gerais a respeito da dinâmica de cavidades em líquidos, geralmente micro cavidades, tendem a considerar a pressão interna destas como constantes no tempo (ver, por exemplo, FRANC E MICHEL, 2004). Essa parece uma hipótese inicial relativamente simples, posto que, caso a pressão interna se diferencie de $p_v + p_g$ (pressão de vapor do fluido + pressão parcial dos gases dissolvidos) deverá ocorrer mudança de fase. Porém, para que haja variação nula de pressão nesse processo é necessário que ocorra uma liquefação/condensação instantânea do fluido. Tal consideração pode ser aproximadamente válida para micro cavidades, onde a quantidade de fluido que passa por mudança de fase é quase desprezível, contudo, em se tratando de macro bolhas, em que há uma quantidade significativa de fluido em mudança de fase, a incerteza sobre o intervalo de tempo necessário para haver a transição aumenta significativamente.

Ainda que em macro cavidades a hipótese de pressão interna constante não pareça ser fisicamente válida, qualquer outra consideração induz necessariamente a uma hipótese de metaestabilidade em um fluido sob condições altamente turbulentas, o que não parece verossímil com a própria definição de metaestabilidade.

Embora medidas de pressão não tenham sido obtidas ao longo da pesquisa conduzida para esta tese, os gráficos de aceleração levantados permitem que alguns pontos sobre a compressibilidade do fluido sejam discutidos. Mesmo que não se possa afirmar muito a respeito da intensidade das acelerações durante o processo de expansão das cavidades, o valor que as mesmas assumem durante o colapso pode, a partir de uma análise para um processo de queda livre, levar à conclusão da existência de fluido compressível.

Partindo da hipótese de não compressão (e, portanto, da existência de mudança de fase instantânea), após a total desaceleração da bolha e fim da expansão, as acelerações com sentido para baixo seriam decorrentes apenas da força peso. Outras forças existem no sistema, contudo as mesmas possuem tendência a diminuir a velocidade de colapso da bolha, como é o caso do cisalhamento do fluido com a parede do contêiner e as mudanças de fase ocorrendo dentro da bolha e acima da superfície livre superior. Dessa forma, a hipótese de não compressibilidade exige fundamentalmente que as acelerações durante o colapso da bolha sejam menores que a aceleração da gravidade. Assim, a partir dos gráficos das Figuras (8.1) a (8.6), os quais mostram valores de acelerações superiores a 7,5 vezes à aceleração da gravidade, podemos inferir que a hipótese de não compressibilidade não se sustenta.

Para que tais acelerações se desenvolvam, duas possibilidades podem ser consideradas:

- O vapor acima da superfície livre está comprimido e em condição de vapor subresfriado.

- O vapor na parte interna da macro cavidade sofreu expansão e diminuição de pressão, assim o líquido na superfície da bolha e em contato com o vapor está em condição de líquido superaquecido.

Ambas as possibilidades implicam na existência de metaestabilidade em condições altamente adversas. Embora não esteja claro qual das duas (ou ambas) é responsável pelas altas acelerações observadas, a improbabilidade de mudança de fase instantânea para uma quantidade de fluido significativa leva à hipótese plausível de que haja fluido em condição de metaestabilidade nas duas partes da cavidade.

Nesse caso, medidas de pressão em macro cavidades são altamente desejáveis.

9 CONSIDERAÇÕES ACERCA DA NÃO FORMAÇÃO DE JATOS CENTRAIS E DA REPETIBILIDADE DOS EXPERIMENTOS

Devido às características das macro cavidades, a repetição de ensaios com os mesmos aparatos não gera, necessariamente, fenômenos exatamente iguais. Isso decorre de haver variáveis que interferem no desenvolvimento das mesmas e que não podem ser controladas. Embora variáveis como a temperatura e pressão sejam importantes, pois determinam a pressão interna do contêiner, é evidentemente possível obter temperaturas e pressão iguais em diferentes momentos nos quais se conduz os experimentos, (efetuando-os em uma sala com temperatura controlada, por exemplo), porém ainda assim há indeterminação acerca da ignição do processo de formação da cavidade, pois este se dá, sobretudo, em função da formação de um ponto de nucleação, como discutido no item 3.1 desta tese. A causa primeira da ignição é a chama utilizada, que aquece o vidro que compõe o contêiner. Nesta operação já interferem o posicionamento da chama e do vidro, bem como sua temperatura inicial, ainda que tais parâmetros difiram pouco entre diferentes experimentos. A localização e distribuição dos grãos de areia que visam minimizar correntes convectivas também variam de caso a caso, bem como a possibilidade de formação de correntes de densidade (convectivas) preferenciais no interior da matriz porosa da areia. A existência de micro bolhas de vapor em posições na areia que podem induzir nucleação “precoce”, ou simplesmente movimentos residuais no líquido, podem modificar as condições de geração das cavidades, implicando em maior ou menor energia térmica fornecida ao evento de nucleação e posterior expansão da bolha.

Como por vezes eram efetuados experimentos repetitivos com um mesmo equipamento, percebe-se imediatamente que as temperaturas envolvidas variavam de caso a caso (ainda que pouco), implicando em expectativas de resultados diferentes, que de fato ocorriam.

Nesse contexto, a baixa repetibilidade dos experimentos em uma mesma bateria, juntamente com a inconveniência oriunda da quebra dos tubos de vidros em decorrência de eventos muito explosivos, ambas as características limitando a quantidade de ensaios que podiam ser feitos, diminui a possibilidade de inferir conclusões exatas a partir da presente série de ensaios.

Por consequência, estudos adicionais ainda são necessários nessa área, de maneira que os dados possam ser adquiridos e devidamente classificados de acordo com as variáveis observadas, gerando a partir disso uma visão mais “contínua” do fenômeno, e não apenas composta de alguns pontos.

Como os estudos aqui conduzidos sugerem que a instabilidade de Rayleigh-Taylor é um mecanismo de significativa importância na geração de jatos em superfícies livres de cavidades, é de se esperar que ensaios nos quais não houve a formação de jatos tenham um comportamento distinto para aceleração do que aqueles ensaios em que houve esta formação. Foram então calculados os valores de aceleração para os casos de cavidades sem formação de jatos, sendo obtidos os gráficos da Figura 8.15. Diferentemente do que ocorre quando há formação de jatos, estes gráficos não mostram um comportamento evolutivo da aceleração. Ao invés disso, há a tendência de constância do comportamento médio, com oscilações em torno do valor zero (ou próximo a ele). Também não há indício, nesses gráficos de um período observável de aceleração de valor constantemente negativo nos primeiros momentos do evento. Esta evidentemente ocorre, senão não haveria a formação da cavidade, mas a sua pequena durabilidade difere esses experimentos daqueles anteriormente mostrados. A razoável constância da aceleração média e a não existência de máximos globais (de derivada nula para a aceleração) sugerem que busque a quantificação da instabilidade a partir da evolução das curvas de aceleração. Tal constatação é apresentada como proposta para futuros estudos.

Figura 8.15: Gráficos de aceleração do contêiner dividido pela aceleração da gravidade para casos onde não há formação de jatos durante a expansão da cavidade. A linha vermelha indica o momento em que o pistão líquido atinge a sua altura máxima.

Como informação adicional, menciona-se aqui que apenas no contêiner 1 da Tabela 4.1 houve eventos onde a formação de jatos centrais durante a expansão não foi observada, e que os jatos formados no mesmo obtiveram velocidades e comprimentos relativamente

inferiores aos obtidos nos demais ensaios. Adicionalmente, o contêiner 4 quebrou-se rapidamente, após poucos ensaios.

De forma a garantir que os fenômenos associados ao primeiro contêiner não fossem decorrentes de erros de montagem (como a existência de ar no interior do contêiner), o mesmo foi desmontado (aberto) e preparado novamente, mas ainda assim o mesmo efeito foi observado. A inexistência de ar no interior do maior contêiner é apoiada também pela obtenção de cavidades de amplitudes próximas de 0.65 m. Desta forma, as dimensões do tubo devem ter um fator significativo formação ou não dos jatos.

10 CONCLUSÕES

Como conclusões deste estudo, são arroladas:

10.1 Fenômenos observados e descritos qualitativamente (fenomenologia):

Verificou-se que os eventos de geração e colapso de macro-cavidades, concebidos para viabilizar a utilização de energia transferida para o contêiner, envolvem fenômenos paralelos que implicam em consumo de parte dessa energia. Note-se que a visualização foi ferramenta absolutamente necessária para a adequada discussão das macro cavidades, pois mesmo a existência de parte dos fenômenos secundários não era conhecida. Os fenômenos observados, que não necessariamente se repetiram em todos os experimentos, foram:

- Formação de jato vertical central ascendente a partir da superfície superior da cavidade durante o crescimento e colapso da cavidade.
- Formação de jato vertical central descendente a partir da superfície inferior da cavidade durante o colapso da cavidade.
- Impactos intensos do pistão de fluido com o fundo do contêiner no colapso da cavidade.
- Formação de jato vertical ascendente a partir da superfície do líquido impactado contra o fundo do contêiner após o colapso da cavidade.
- Formação de filme líquido ascendente na parede do contêiner, deslocando-se com velocidade superior à do pistão líquido.
- Formação de micro-cavidades oriundas de impulso de pressão no meio líquido.
- Formação de micro-cavidades oriundas de impulso de pressão no filme líquido que se forma junto à parede do contêiner. Tal efeito em filme líquido não foi reportado na literatura consultada.
- Formação de instabilidades superficiais reentrantes na cavidade em expansão, gerando expansão ondulatória circular como ondas em lagos. Essas instabilidades eram amortecidas, não possuindo a característica de se expandir. Tal efeito interfacial não foi reportado na literatura consultada.
- Aparecimento de rebound em comunidades de bolhas e em bolhas isoladas.

Essa gama de fenômenos paralelos mostra que energia é canalizada não apenas para a reação executada contra o contêiner quando da ejeção do pistão líquido para cima, mas

também para um número não desprezível de fenômenos secundários, que podem comprometer o uso pretendido desta energia. Nesse sentido, experimentos de medição de força transferida para o contêiner mostraram valores não significativos para uso.

10.2 Quantificação da formação do jato:

Tendo sido observada a formação do jato central, foram utilizados estudos de Taylor (1950 e 1953), Piriz et al. (2006) e Kleinstein (2011), visando localizar as condições nas quais instabilidades das superfícies superior e inferior de uma cavidade venham a ser ampliadas.

Os trabalhos aqui realizados estenderam os estudos dos autores mencionados e permitiram vincular a condição de ampliação à aceleração conferida ao pistão líquido que é movimentado pela cavidade, tomando-a em relação à aceleração da gravidade.

As conclusões teóricas são coerentes com as medidas experimentais para a inferior, porém verificou-se que não há esta mesma sobreposição para a superfície superior.

De forma geral, o critério de aceleração mostrou-se promissor, sendo que maior detalhamento do estudo é necessário para melhor compreender a evolução temporal da aceleração e sua influência nas perturbações da superfície superior.

10.3 Medidas quantitativas dos eventos de cavidade:

A partir das filmagens dos diferentes eventos experimentais de cavidade efetuadas neste estudo, foram feitas análises de deslocamento quadro-a-quadro, registrando-se em tabelas as ordenadas da posição e os tempos transcorridos entre os diferentes quadros que registravam as superfícies livres superior e inferior.

Os gráficos de posição da superfície sempre foram muito suaves.

Considerando a definição da aceleração como derivada segunda da posição, foram calculadas, a partir de séries de Taylor envolvendo cinco pontos, as acelerações ponto a ponto e traçados os respectivos gráficos. Adicionalmente, interpolações polinomiais de sexto grau foram efetuadas para verificar as tendências médias.

Estes cálculos permitiram localizar as acelerações nas quais os jatos ascendentes e descendentes iniciavam sua formação e comparar esses valores com as conclusões teóricas.

Igualmente esses cálculos permitiram observar as diferenças comportamentais da aceleração entre os eventos com formação de jatos e aqueles sem formação de jatos. Verificou-se que acelerações médias essencialmente constantes não geram jatos, enquanto que

acelerações que evoluem para a formação de máximos globais (derivadas nulas) geram os jatos estudados.

10.4 Fenômenos aqui observados e não encontrados na literatura consultada:

Foram observados dois fenômenos não encontrados na literatura consultada:

- Formação de micro cavidades no filme formado entre a bolha cavitante e a parede do contêiner. Essas micro cavidades evoluíram sequencialmente desde o fundo do contêiner até a superfície inferior da bolha cavitante.
- Formação de instabilidades interfaciais na forma de depressões momentâneas no líquido, cuja “implosão” gerou ondas circulares que se propagaram a partir da depressão inicial com velocidade da ordem de grandeza de $V=\sqrt{gh}$.

10.5 Considerações finais

O presente estudo mostra que eventos de cavidade são fenômenos que geram uma multiplicidade de fenômenos secundários paralelos, de pequeníssimo tempo de vida, cujo conhecimento apenas foi possível através de visualização adequada.

Em considerando como foco desta linha de pesquisa a utilização de energia devido à geração da cavidade, compreender a mecânica dos fenômenos paralelos é imprescindível para quantificar a energia necessária para formá-los.

Dessa maneira, o presente estudo representa um passo fundamental para a linha de pesquisa.

10.6 Sugestões para trabalhos futuros:

Para a melhor compreensão dos detalhes do fenômeno que não puderam ser estudados ao longo da presente tese, sugere-se que sejam realizados em futuros estudos:

- Análise do perfil de velocidade para os filmes ascendentes;
- Medidas de pressão interna na base e no topo do contêiner;
- Considerar a quantificação das instabilidades a partir da evolução das curvas de aceleração do pistão líquido;
- Medir oscilações nas paredes do contêiner, e se observadas, verificar suas características (como amplitude e frequência);

- Observar através de métodos avançados de filmagens como as ondas de choque se propagam no pistão líquido e no filme descendente;
- Avaliação da influência do formato do contêiner na formação dos fenômenos secundários;
- Viabilizar a repetibilidade dos experimentos através de construção de um contêiner que não se quebre devido aos impactos decorrentes do fenômeno.
- Simulação numérica da expansão das macro cavidades, de forma a avaliar as diversas influências na constituição dos jatos centrais.

REFERÊNCIAS

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

ANTKOWIAK, A.; BREMOND, N.; DIZÈS, S. LE; VILLERMAUX, E. Short-term dynamics of a density interface following as impact. **Journal of fluid mechanics**, v 577, p. 241-250, 2007.

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

BARTOLO, D.; JOSSERAND, C.; BONN, D. Singular jets and bubbles in drop impact. **Phys. Rev. Lett.**, v. 96, p. 124501-1-124501-4, 2006.

BATCHELOR, G. K. **An Introduction to Fluid Dynamics**. Cambridge University Press, 1973.

BERGMANN, R.; JONG, E. DE; CHOIMET, J-B.; MEER, D., VAN DER; LOHSE, D. The origin of the tubular jet. **Journal of fluid mechanics**, v. 600, p 19-43, 2008.

BIRKHOFF, G., MACDOUGALL, D. P., Pugh, E. M. & Taylor, G. I. Explosives with lined cavities. **J. Appl. Phys.**, v. 19, 563–582, 1948.

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

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

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

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

COOKER, M. J.; PEREGRINE, D. H. Pressure-impulse theory for liquid impact problems. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 297, p. 193-214, 1995.

COLLIER, J. G.; THOME, J. R. **Convective boiling and condensation**. 3rd edition, Oxford Engineering Science Series, 1994.

DALFRÉ FILHO, J. G.; ASSIS, M. P.; GENOVEZ, A. I. B. Alternative Uses of Cavitating Jets, In Schulz, H.E., **Hydrodynamics: Concepts and experiments**, Croatia: Intech Open, Chapter , p. 53-71, 2015. Open access. Disponível em: <https://www.intechopen.com/books/hydrodynamics-concepts-and-experiments/alternative-uses-of-cavitating-jets>

D'AGOSTINO, L.; SALVETTI, M. V. (eds.). **Fluid dynamics of cavitation and cavitating turbopumps**. International Centre for Mechanical Sciences, CISM Courses and Lecture, v. 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.

U.S. ENVIRONMENTAL PROTECTION AGENCY. **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, v. 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**, v. 91, n. 6, p. 3166-3183, 1992.

KIYAMA, A.; TAGAWA, Y.; ANDO, K.; KAMEDA, M. Effects of a water hammer and cavitation on jet formation in a test tube. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 787, p. 224-236, 2016.

KLEINTEIN, G. G., A note on Taylor's stability rule. **Acta Mech**, v. 219, p. 371–373, 2011.

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.**, v. 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.

LEWIS, D.J. The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their plane II. **Proceedings of the Royal Society of London**, series A, v. 202, p. 81–96 1950.

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

MILGRAM, J. H. The motion of a fluid in a cylindrical container with a free surface following vertical impact. **Journal of Fluid Mechanics**, v.37, part 3, p 435-448, 1969.

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**, v. 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. **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. **Pro. of 22th International congress of mechanical engineering**, Ribeirão Preto, Brasil, 2013b.

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

PIRIZ, A. R.; CORTÁZAR, O. D.; CELA, J. J. L. The Rayleigh-Taylor instability. **American Journal of Physics**, v. 74, p. 1095-1098, 2006.

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.

POTTS, H. E; DIVER, D. A. Ferrofluid Hydrodynamics: Waves, Jets and Free Drops. **Brazilian Journal of Physics**, v. 31, n. 3, p. 433-440, 2001.

SÁNCHEZ, R.; JUANA, L.; LAGUNA, F. V.; RODRIGUEZ-SINOBAS, L. Estimation of cavitation limits from local head loss coefficient. **Journal of Fluids Engineering**, v. 130, p. 101302-101302-9, 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, p. 477-485, 2012.

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

STOKELY, K.; MAZZA, M. G.; STANLEY, H. E.; FRANZESE, G. Metastable Water Under Pressure, In: RZOSKA, S.; DROZD-RZOSKA, A; MAZUR, V. **Metastable System Under Pressure**. Springer, 2008.

TAYLOR, G. The Instability of Liquid Surfaces when Accelerated in a Direction Perpendicular to their Planes. **Proceedings of the Royal Society of London**, series A, v. 201, n. 1065, p. 192-196, 1950.

TAYLOR, G. An experimental study os standing waves. **Proceedings of the Royal Society of London**, series A, v. 218, 44-59, 1953.

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.

UNIVERSIDADE DE EDINBURGH. **Website da universidade de Edinburgh**. Disponível em: < <http://www4.edesign.co.uk/portfolio/edinburgh-university/>> Acesso em: setembro de 2018.

VAN DYKE, M. **An Album of fluid motion**. The Parabolic Press, California, EUA, 1982.

VERSLUIS, M.; SCHMITZ, B.; von der HEYDT, A.; LOHSE, D. How snapping shrimp snap: through cavitating bubbles. **Science**, v. 289, p. 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. . Open access. Disponível em: <<https://www.intechopen.com/books/hydrodynamics-advanced-topics/laser-induced-hydrodynamics-in-water-and-biotissues-nearby-optical-fiber-tip>>

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.

ZIENLIŃSK, T. G. **Fundamentals of fluid dynamics: Waves in fluids**. Introductory course on multiphysics modeling. Classe note. Disponível em: <http://bluebox.ippt.pan.pl/~tzielins/doc/ICMM_TGZielinski_FluidWaves.Slides.pdf> .