PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA AMBIENTAL
LABORATÓRIO DE SIMULAÇÃO DE ESCOAMENTOS COM SUPERFÍCIE LIVRE
UNIVERSIDADE FEDERAL DO ESPÍRITO SANTO – UFES

DANILO DE ALMEIDA BARBOSA

ESTUDO NUMÉRICO DO *SLOSHING* UTILIZANDO O MÉTODO *SMOOTHED PARTICLE HYDRODYNAMICS*

Vitória, 2018

DANILO DE ALMEIDA BARBOSA

ESTUDO NUMÉRICO DO *SLOSHING* UTILIZANDO O MÉTODO *SMOOTHED PARTICLE HYDRODYNAMICS*

Tese apresentada ao Curso de Doutorado do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Ambiental da Universidade Federal do Espírito Santo, como requisito parcial para obtenção do título de Doutor em Engenharia Ambiental.
Área de concentração: Recursos Hídricos
Linha de pesquisa: Gestão de águas interiores e costeiras
Orientador. Dr.Sc. Julio T. A. Chacaltana
Coorientador: Dr.Sc. Fábio Pavan Piccoli

Vitória 2018

DEDICATÓRIA

Aos poucos brasileiros honestos que ainda existem.

Aos meus pais que abdicaram da felicidade deles em prol da minha.

À Maria Flor, minha dádiva, que me dá força o tempo inteiro e consegue me erguer com apenas um sorriso**.**

Agradecimentos

Aos meus pais que financiaram a maior parte de meus estudos.

A minha esposa, que foi o meu “porto seguro” quando a bolsa me foi retirada.

A todos os meus professores.

Ao Programa Institucional da Universidade Federal do Espírito Santo em Petróleo e Gás PRH-ANP 29 e **CAROLINE COUTO DOMINGUES** financiadores desta pesquisa.

Ao Doutor Fábio Pavan Piccoli por prestar assessoria em vários momentos durante a pesquisa com contribuições fundamentais para o andamento do trabalho.

Ao Doutor Julio, que aceitou a proposta.

Ao Doutor Fabiano Petronetto por ajudar a compreender parte da estrutura matemática do método *SPH*.

Ao Doutor Juan Romero por fornecer assessoria quanto à linguagem de programação adotada – FORTRAN.

Ao Doutor Antônio Frasson que contribuiu de forma direta na alteração do método de *simetrização* onde a busca é realizada por meio do maior comprimento de suavização – SMCS, além de atuar em outras frentes para melhoramento (ou aprimoramento) do método.

Ao Doutor Antonio Souto-Iglesias da Technical University of Madrid - ETSIN Naval Architecture Department que nos forneceu material sobre o tema, inclusive para validação do modelo.

Ao Doutor José Joaquim, que por meio da PRH- ANP 29 contribuiu para divulgação do trabalho durante o encontro anual dos PRHs. E a Meyre Marques, secretária do programa naquela ocasião que advogou em meu nome em momentos críticos.

A Iury Pessôa que contribuiu com a ideia inicial da “Teoria das Parcerias”.

A Franciane Entringer Curbani por ajudar nas questões administrativas.

A Eduardo Domingues e Rita Maria Domingues pelo aporte durante os últimos seis meses.

Ao Luis Fernando Lavezzo que me mostrou que um Problema é uma oportunidade de crescimento.

A Marina de Almeida Barbosa, que me ajudou no momento em que eu pensava em desistir:

> “*DEUS é louco por você! ELE te manda flores em toda a primavera, faz nascer o sol todas as manhas e em qualquer momento que você quiser conversar com ELE, ELE te escuta. ELE bem pode morar em qualquer lugar do universo, mas escolheu o teu coração! Lembre-se: DEUS não prometeu dias sem dor, risos sem sofrimento, sol sem chuva, mas... força para o dia, conforto para as lágrimas e luz para o teu caminho. JESUS TE AMA!*“

Às agências de fomento FAPES e CAPES.

"*O ato de sonhar dá direito ao Homem de poder progredir"*
Danilo de Almeida Barbosa (2002)

LISTA DE SIGLAS

ETSIN	-	Escuela Técnica Superior de Ingenieros Navales
FPSO	-	Floating Production, Storage and Offloading
GNL	-	Gás Natural Liquefeito
IMO	-	International Maritime Organization
ISPH	-	Incompressible Smoothed Particle Hydrodynamics
L-J	-	LENNARD-JONES
NASA	-	National Aeronautics and Space Administration
SMCS	-	Simetrização pelo Maior Comprimento de Suavização
SPH	-	Smoothed Particle Hydrodynamics
TLD	-	Tuned Liquid Damper
UPM	-	Universidade Politécnica de Madrid

RESUMO

A crescente explotação de petróleo *offshore* e consequente aumento no número de plataformas FPSO e embarcações para o transporte deste fluido exige atenção cada vez maior aos efeitos produzidos pela oscilação da superfície livre em tanques de transporte e armazenamento de petróleo líquido e gás liquefeito. Nesta Tese, um estudo sobre os impactos nas paredes laterais de contêineres retangulares provocados pelo *sloshing* é proposto. O método lagrangiano de partículas livres (sem malha) conhecido como *SMOOTHED PARTICLE HYDRODYNAMICS – SPH*, que em sua forma genuína faz uso da força oriunda do potencial de Lennard-Jones para manter as partículas no interior do domínio foi aplicado. Contribuições ao método também foram realizadas, como a alteração no sistema de busca de partículas vizinhas; proposta de uma relação entre o número de partículas virtuais e comprimento de suavização; e apontamento para um "número ótimo" de partículas de contorno. Além do controle dos parâmetros de correção que permitiram reduzir o tempo de processamento. Porém a contribuição de maior relevância foi a criação de uma nova técnica de tratamento do contorno utilizando a FORÇA DE COULOMB, que se mostrou mais robusta do que a técnica clássica (Lennard-Jones). A modelagem matemática passou pelas equações da conservação da massa e conservação de momento linear. Com isso, simulações em duas dimensões, com diferentes geometrias foram feitas e após a identificação das causas e efeitos produzidos pelo *sloshing*, mecanismos de supressão foram instalados no interior dos tanques. Para validação dos modelos foram recuperados três testes experimentais realizados por autores distintos dos quais dois simularam em escala reduzida o comportamento de tanques sob a ação de forças horizontais e um terceiro o movimento de arfagem com o tanque sobre uma plataforma do tipo pêndulo invertido. A coleta dos dados quantitativos da pressão hidrodinâmica se deu por transdutores instalados nas paredes dos recipientes. Os testes seguiram com defletores de duas alturas distintas e com defletores em forma de seta atuando como aletas. Todos os *baffles* (defletores) se mostraram eficientes na redução das tensões normais, contudo aqueles na forma de seta se apresentaram superiores aos *baffles* verticais padrão, indicando que uma morfologia adequada pode reduzir os danos gerados pelo *sloshing*.

ABSTRACT

The increasing exploitation of offshore oil and consequent increase in the number of FPSO platforms and vessels to transport this fluid requires increasing attention to the effects produced by the free surface oscillation in transport tanks and storage of liquid petroleum and liquefied gas. In this thesis, a study on the impacts on the sidewalls of rectangular containers provoked by sloshing is proposed. The lagrangian free-particle method known as SMOOTHED PARTICLE HYDRODYNAMICS-SPH, which in its genuine form makes use of the force from the Lennard-Jones potential to keep the particles inside the domain was applied. Contributions to the method were also performed, such as the alteration in the search system of neighboring particles; proposal of a relation between the number of virtual particles and smoothing length; and pointing to an "optimal number" of contour particles. Besides the control of the correction parameters that allowed to reduce the processing time. However, the most relevant contribution was the creation of a new contour treatment technique using the COULOMB FORCE, which proved to be more robust than the classical technique (Lennard-Jones). The mathematical modeling passed through the equations of mass conservation and conservation of linear momentum. With this, two-dimensional simulations with different geometries were made and after identification of the causes and effects produced by sloshing, suppression mechanisms were installed inside the tanks. For validation of the models, three experimental tests were carried out by different authors, two of whom simulated the behavior of tanks under the action of horizontal forces on a reduced scale, and a third the movement of pitch with the tank on an inverted pendulum platform. The quantitative data of the hydrodynamic pressure were collected by transducers installed on the walls of the containers. The tests followed with baffles of two different heights and with arrow-shaped deflectors acting as fins. All baffles were effective in reducing normal stresses, however, those in the arrow shape presented higher than standard vertical baffles, indicating that adequate morphology may reduce sloshing damage.

SUMÁRIO

1.0 INTRODUÇÃO **06**

2.0 OBJETIVOS **11**
2.1 GERAL 11

2.2 ESPECÍFICOS 11

3.0 REVISÃO DE LITERATURAS **12**

3.1.TEORIA ANALÍTICA E MÉTODOS EXPERIMENTAIS 12

3.2 MÉTODOS NUMÉRICOS. 15

3.3 SMOOTHED PARTICLE HYDRODYNAMICS
3.3.1 Trabalhos Correlatos 17
3.3.2 Efeitos De Borda 19

4.0 ASPECTOS METODOLÓGICOS **28**

4.1 COMPARAÇÃO ENTRE A FORÇA DEVIDO AO POTENCIAL DE LENNARD-JONES E A FORÇA DE COULOMB. 28

4.2 ANÁLISES DE UM TANQUE PARCIALMENTE CHEIO POR UM FLUIDO VISCOSO 31

4.3 EQUAÇÕES DE BALANÇO APLICADAS AO MÉTODO *SPH* 32
4.3.1 Teoria das Parcerias: primeiros passos 33
4.3.2 Fatores de correção no método SPH: *XSPH* e Viscosidade Artificial 34
4.3.3 Sobre a busca pelas partículas vizinhas e o *XSPH* 35

4.4. COMPRESSIBILIDADE ARTIFICIAL 39

4.5. CONDIÇÕES INICIAIS E DE CONTORNO 40

4.6 TABELAS COMPARATIVAS ENTRE AS FORÇAS DE COULOMB E LENNARD JONES. 42

5.0 RESULTADOS E DISCUSSÕES **43**

5.1 *XSPH* E A VISCOSIDADE ARTIFICIAL 43

5.2. CAVIDADE QUADRADA: COMPARAÇÃO ENTRE AS FORÇAS DE LENNARD-JONES E COULOMB 48

5.2.1 Cavidade Quadrada dimensional 49
5.2.2 Cavidade Quadrada adimensional 52

5.3 RUPTURA DE BARRAGEM 54

5.4 CENÁRIOS DO *SLOSHING:* BREDMOSE *et al*.,(2003). 61
5.4.1 Estudo qualitativo e quantitativo da pressão 68
5.4.2 Supressores de Pressão 72

5.5 CENÁRIOS DO *SLOSHING:* KISHEV *et al.*, (2006). 77
5.5.1 *Simetrização* da Interação Inter-Partículas 83
5.5.2- Quantificação da pressão por comparação dos fatores de correção 85

5.6 CENÁRIOS DO SLOSHING: DELORME et.al., 2009. 90

6 .0 CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES 95
6.1 CONCLUSÕES 95
6.1.1 Efeitos De Borda 96
6.1.2 Fatores De Correção 97
6.1.3 Escoamento Em Superfícies Livre 99

6.2 RECOMENDAÇÕES 100

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS 103

APÊNDICE A - Resultados para diferentes configurações. KISHEV *et.al*., 2006. 112

APÊNDICE B - Resultados para diferentes configurações. DELORME *et.al*. 2009. 114

APÊNDICE C – Tanque prismático 117

APÊNDICE D – Experimento V21 - Bredmose *et al.,* (2003) 120

ANEXO I - Figuras 121

1.0 INTRODUÇÃO

O *Sloshing* é um fenômeno que ocorre em estruturas que possam transportar fluidos ou qualquer material que possua capacidade de escoar desde que a estrutura se mantenha em movimento, sendo na maior parte das vezes um movimento oscilatório. De maneira que se pode definir o *Sloshing* como efeito resultante do deslocamento da estrutura devido a um movimento oscilatório que por sua vez provocará um movimento de mesma natureza naquela substância transportada pela estrutura oscilante e novamente alterando o estado da estrutura. Este efeito final é o efeito *Sloshing*. Ou de uma forma bem simples, pode-se afirmar que *Sloshing* é a oscilação de um fluido dentro de um recipiente parcialmente cheio devido a transferência de momentum.

Apesar da discussão sobre ondas de superfície ser antiga (POISSON, 1829; RAYLEIGH, 1876; LAMB, 1932; CHWANG, 2004), o tema *sloshing* como tratado atualmente - de acordo com Eswaran & Saha (2011) - é relativamente recente. Antes mesmo da aquisição daquele *review* (ESWARAN & SAHA, 2011) que reza sobre a história da investigação experimental do *sloshing* esta tese já havia caminhado em direção semelhante. Nesta busca bibliográfica – que será detalhada mais tarde – constatou-se que a literatura aponta estudos envolvendo o *sloshing* desde a década de 50 e 60 do século passado (GRAHAM & RODRIGUEZ, 1952; LUSKIN & LAPIN, 1951; ABRAMSON, 1969). Abramson (1969) estudou o *sloshing* e mecanismos de supressão, o qual apresentou exemplos fatídicos onde veículos espaciais e satélites tiveram problemas durante o voo devido ao *sloshing*. O autor também analisou os diversos tipos de mecanismos defletores de *sloshing* em tanques de armazenamento de combustíveis propulsores de satélites ou aeronaves. Assim, buscou-se encontrar as cargas hidrodinâmicas que atuam na estrutura do veículo ou sobre os dispositivos de supressão após o deslocamento do fluido. Para isso, as geometrias cilíndricas e esféricas e cônicas com e sem defletores foram testados pelo autor. Na ocasião, já se conheciam os efeitos produzidos pelo *sloshing.* Estes se manifestam como fadiga induzida por ressonância e instabilidade veicular (embarcação), causados pelo carregamento hidrodinâmico e pela oscilação do centro de massa da porção fluida.

Em situações “cotidianas” existem relatos sobre acidentes provocados pelo *sloshing* em embarcações marítimas. Filho (2006, p.17) cita acidentes envolvendo navios e barcos pesqueiros como o que aconteceu com o pesqueiro GAUL que afundou em fevereiro de 1974. O mesmo aconteceu com o pesqueiro *Artic Rose*, que submergiu em 2 de abril de 2001, trazendo perdas de vidas e danos ao *meio ambiente* com derramamento do combustível. Segundo Filho (2006), estudos na época, sugeriam que as embarcações afundaram rapidamente devido ao efeito dinâmico da superfície livre da água associado ao alagamento no interior dos compartimentos, já que o líquido passa a se movimentar livremente. Por isso, estudar o *sloshing* requer estimar como a pressão é distribuída e como controlar a forças externas envolvidas. E esta pressão em líquidos confinados provocada pela transferência de quantidade de movimento do recipiente ao fluido é proporcional à taxa de variação da velocidade do recipiente e ao movimento da superfície livre (IBRAHIM, 2005) (CARNEIRO JUNIOR, 2009).

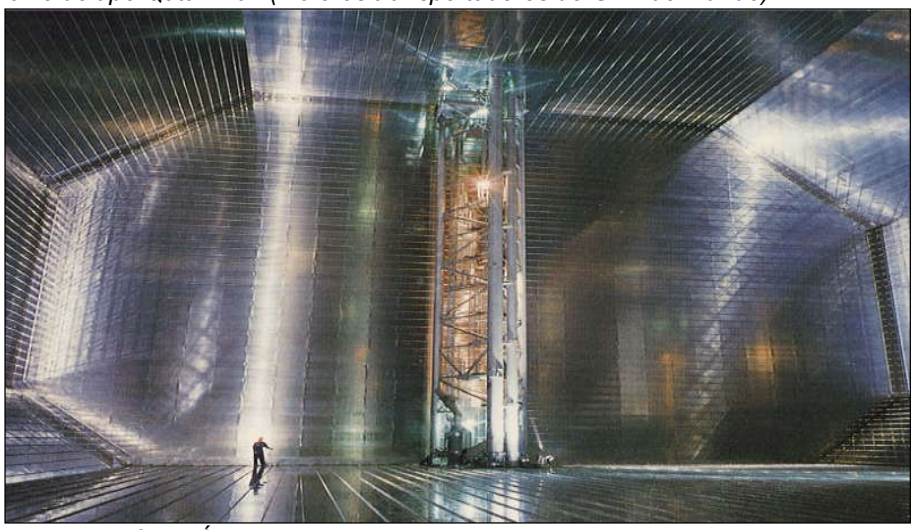
Outra abordagem aplica-se à crescente exploração e explotação de petróleo *offshore* e consequente aumento no número de Unidade Flutuante de Produção, Armazenamento e Transferência (do acrônimo *Floating Production Storage and Offloading, FPSO)* e embarcações para o transporte deste fluido. Em condições padrão de transporte de massa fluida, o *sloshing* pode produzir um efeito negativo sobre as estruturas devido às cargas dinâmicas que são geradas, das quais podem provocar sérios danos a embarcações além de elevar a temperatura do fluido e, no caso do GÁS NATURAL LIQUEFEITO de petróleo (GNL) vaporização (BAI & JIM, 2015 apud CARNEIRO LUZ, 2016). Tsukamoto (2010), por exemplo, afirma que em Navios GNL do tipo *Technigas Membrane* são mais suscetíveis às violentas pressões de impacto e às pressões hidrodinâmicas negativas ocorridas na separação brusca da massa líquida junto às paredes dos tanques. Estas pressões podem resultar no arrancamento da membrana de revestimento dos tanques – a figura 1 apresenta uma foto real de um tanque do tipo *Techingas Membrane*.

Para tentar reduzir o *efeito sloshing* em contêineres, tem-se proposto a instalação de dispositivos de atenuação como pás defletoras posicionadas nas paredes e no teto ou no fundo dos tanques, porém, de acordo com Abramson (1969) e Tsukamoto

(2010) estes mecanismos se mostraram eficazes apenas para baixos níveis de preenchimento.

Investigar estes fenômenos muitas vezes pode se tornar custoso, principalmente ao elaborar experimentos físicos, por isso experimentos numéricos são alternativas mais baratas. Ocorre que existe uma dificuldade em realizar modelagens principalmente devido: (i) a não-linearidade do *sloshing*, (ii) o acoplamento dos efeitos da fase gasosa e (iii) a interação fluido estrutura. Por isso, é comum adotar o conceito de escoamento potencial, considerando o fluido incompressível não-viscoso, assumindo pequenos deslocamentos e campo de fluxo irrotacional. Estas questões são minuciosamente tratadas por Ibrahim (2005).

FIGURA 1. Exemplo de container prismático utilizado no transporte de GNL em um navio do tipo Qatar-Max (maiores transportadores de GNL do mundo).



Fonte: EXXON MÓBIL – Business Wire Website.

A teoria da dinâmica de *sloshing* em recipientes parcialmente cheios é conhecida. Ela é baseada nas deduções e aplicações de equações de campo vetoriais e de fluxo (ou pela derivada material das equações de governo), estimando o movimento da superfície livre e momentum resultantes das forças devido à pressão e forças devido às tensões viscosas. A partir das informações supracitadas, juntamente com um levantamento bibliográfico e a necessidade de testar novas ferramentas para o tratamento dos contornos em *SPH (Smoothed Particle Hydrodynamics)* se formulou três hipóteses. A primeira suposição está em que as tensões normais sobre as

paredes podem ser reduzidas não apenas com a inclusão de defletores verticais, mas também empregando defletores com outro tipo de morfologia na forma de aletas aerodinâmicas. Esta especulação foi testada com comparações qualitativas e quantitativas entre as morfologias. Quanto a segunda e terceira hipótese, elas, serão explanadas nas próximas linhas.

Nesta tese, um modelo bidimensional pautado no método *SPH* foi desenvolvido para realizar uma investigação sobre o problema do *SLOSHING*: causas e efeitos, aplicando condições de contorno, identificando as tensões viscosas e cargas hidrodinâmicas sobre as paredes do tanque por intermédio da equação da conservação do momentum e suas respectivas componentes e da equação de estado para pressão. Assim se produziu dados de pressão em função do tempo e dados do campo de escoamento. De posse destas informações o perfil do escoamento e a pressão hidrodinâmica qualitativa e quantitativa foram conhecidos. Em seguida os *baffles* (defletores) foram acrescentados e os resultados foram comparados.

O tratamento do contorno no método *SPH* genuíno é realizado com o uso de partículas fantasmas (LIU & LIU, 2003) e diferentemente de todas as literaturas anteriores que usam a força oriunda do potencial de Lennard-Jones ou Colisões Geométricas, nesta tese a força repulsiva utilizada para evitar a interpenetração foi a força de *Coulomb*. Esta nova ferramenta de tratamento de contorno surgiu da necessidade de evitar acúmulos de partículas nas quinas e sobreposições de centro de massa. Lennard-Jones (L-J) atua como força repulsiva e é de difícil calibração. Foi considerada a hipótese (segunda hipótese) que outra força de natureza repulsiva ou reflexiva também pudesse ser utilizada no tratamento do contorno. Os primeiros testes foram realizados com o modelo *soft-sphere*, porém este modelo não respondeu com a mesma eficiência que a força de Coulomb. Simulações envolvendo as forças de L-J e Coulomb foram realizadas e os resultados são apresentados a partir do capítulo 4.

Em *SPH* a influência das partículas vizinhas sobre a partícula de referência é limitada pelo comprimento de suavização h. Esta variável é fundamental e a necessidade de controle desta variável numérica culminou no levante da terceira hipótese: a aplicação correta e equilibrada dos parâmetros de correção do método

SPH genuíno (que são dependentes de h) retira a necessidade de modificações ou hibridações para obtenção de boas aproximações. Variantes como *I-SPH,* por exemplo, surgiram da necessidade de realizar correções no *SPH* genuíno que trazia efeitos de bordas indesejáveis devido a oscilação não-física da pressão e acúmulos de partículas nas quinas.

Todo este estudo foi motivado pelo crescimento na produção de petróleo em águas profundas. As descobertas nas camadas pré-sal provocarão, sem dúvidas, elevação no tráfego náutico. Até 2016 a produção anual de gás natural havia ultrapassado a casa dos 3,5 trilhões de metros cúbicos e quase 40% deste montante é transportado via navios metaneiros (BP 2017, p.28). Em 2011 navegavam embarcações com capacidade de transporte de até 300.000 metros cúbicos de GNL (THIAGARAJAN *et al.,* 2011). Segundo Kuo & Campbell (2009, p.241), a indústria do GNL de 1965 a 1975 elevou sua capacidade de transporte de aproximadamente 75.000 m^3 para 130.000 m^3. E em 2005 este número já estava em 250.000 m^3. O fato que com a elevação do fluxo de transporte marítimo, automaticamente, a ocorrência de acidentes também podem aumentar. Alguns destes acidentes podem estar ligados à instabilidade do meio de transporte, gerada por forças internas como resposta as forças externas. Sendo assim, justifica-se nossa investigação, já que devido ao grande carregamento hidrodinâmico que é gerado nas paredes internas dos tanques este fenômeno passa a ter uma relevância considerável, sendo inclusive tema de diversas pesquisas voltadas para os projetos de contêineres de transportes de gás liquefeito (DELORME, 2005; SOUTO-IGLESIAS *et al,.* 2006; GUILCHE *et al.,* 2010; RAFIEE & THIAGARAJAN, 2009; KUO & CAMPBELL, 2009; THIAGARAJAN *et al.,* 2011).

2.0 OBJETIVOS

2.1 GERAL

- Analisar o problema do sloshing: causas e efeitos aplicando o método *Smoothed Particle Hydrodynamic* a fim de identificar o comportamento hidrodinâmico sobre as paredes do tanque.

2.2 ESPECÍFICOS

- Realizar análise **qualitativa** do carregamento hidrodinâmico sobre as paredes dos contêineres por meio do gradiente de pressão.
- Aplicar o Método *SPH* para analisar **quantitativamente** a interação das ondas produzidas pelo *sloshing* com a estrutura do recipiente a partir do diagrama de pressão hidrodinâmica.
- Estudar os parâmetros de correção do método *SPH* e testar a Força de Coulomb como força repulsiva nos contornos.
- Testar o método *SPH* genuíno em contêineres com aletas hidrodinamica supressoras do *sloshing.*

3.0 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

3.1.TEORIA ANALÍTICA E MÉTODOS EXPERIMENTAIS

Lamb cap IX (1932) retrata duas pesquisas anteriores e independentes: de Poisson (1829) e Lord Rayleigh (1876) sobre oscilações de um liquido em bacias circulares a pequenas profundidades. Na ocasião da citação, Lamb (1932, p.426) mostrou um estudo sobre o comportamento de ondas em regiões finitas com profundidade uniforme, afirmando que o problema poderia ser “reduzido” à mesma forma analítica a empregada pelos autores supracitados. As equações de governo de movimento de um líquido em tanques retangulares e circulares com profundidade uniforme e com condições de contorno linearizadas foram apresentadas por Rayleigh (1887) e por Steklov (1902) e Lamb (1945).

Mesmo não estando de forma explícita na obra de Lamb (1932) as implicações sobre o tema “*sloshing*” foram importantes, principalmente, quanto ao uso das aproximações para o tratamento analítico deste tipo escoamento. Um ano depois da publicação de Lamb, Westergaard (1933) estudando mecanismo de redução de impacto produzido por tremores de terra sobre uma barragem retangular, determinou as pressões sobre uma barreira vertical sujeita a uma aceleração horizontal. Jacobsen (1949) resolveu o problema para um tanque cilíndrico contendo um fluido. Para aquele estudo algumas considerações foram feitas, tais como: (1) admitir que os tanques e cais experimentem deslocamentos translacionais, impulsivos (não especificados) apenas na direção horizontal; (2) os limites circulares, cilíndricos dos tanques e pilares não são deformados como consequência de seus movimentos; (3) o fluido é incompressível e não viscoso; (4) O deslocamento do fluido gerado pelo movimento impulsivo do contorno é tratado por simplificação das equações hidrodinâmicas desprezando os efeitos das ondas de gravidade. Naquele trabalho o conceito de velocidade potencial é aplicado. Por fim comparou as curvas teóricas com as experimentais de um tanque cilíndrico de raio igual a 11.56 in (0,293 m) sujeito a uma aceleração horizontal máxima de 46 in/s² (1,1684m/s²) – ver figura AN1 em Anexo 1. No entanto, alguns anos antes, Hoskins & Jacobsen (1934) já haviam determinado experimentalmente a pressão impulsiva de um fluido. Jacobsen

(1951), ainda publicaria outro trabalho experimental semelhante ao de 1934 com a proposta de analisar o comportamento do fluido em um cilindro sujeito a movimentos transientes. No trabalho de 1951, quatro tanques com diâmetros que variavam entre 6, 12, 23 e 47 polegadas foram postos em movimento horizontal senoidal simultaneamente. O aparato experimental foi formado por uma plataforma sobre rodas conectadas em uma extremidade por molas ajustáveis a um cais fixo (ver figura AN2 em Anexo 1).

Na mesma época, com a corrida espacial em curso, a DOUGLAS AIRCRAFT COMPANY por meio de Graham (1951) passou a tentar resolver o problema da instabilidade das aeronaves produzida pelo movimento do tanque de combustível parcialmente cheio, com citações importantes (apud) aos trabalhos de Lorell (1951) e Schy (1951). Destaca-se a pesquisa de Luskin & Lapin (1951) que traz uma definição para o *sloshing* como “um problema do movimento de uma aeronave com tanques de combustível parcialmente cheio”, além de tratar as questões cinemáticas quanto à oscilação da superfície livre devido a uma força externa (dinâmica) e ao mesmo tempo relaciona o impacto do fluido sobre as paredes (carga dinâmica) com a energia de movimento. Aqueles autores afirmam que o primeiro a publicar uma contribuição analítica para o problema em questão foi Schy (1951). Nos trabalhos de Schy, Graham, Lorell, Luskin & Lapin abordagens analíticas para problemas de dinâmica de aeronave foram discutidas. Luskin & Lapin (1951), por exemplo, criaram um esquema para representar oscilações de combustível em um tanque que foi usado no estudo do movimento longitudinal de uma aeronave com um tanque de combustível parcialmente cheio. O movimento foi composto de três oscilações: o *phugoid*, o curto período do avião e o modo natural do combustível. Ainda em 1951, Graham & Rodríquez (1951) formularam uma teoria linear especificamente para o *sloshing*. Aplicaram a transformada de Laplace sobre as funções potenciais com o intuito de obter equações lineares para o problema. Consideraram o fluido como incompressível e não viscoso. Todo o tanque restrito a pequenas acelerações e o momento angular a pequenos deslocamentos. Observou-se que esta teoria é restrita a tanques retangulares com baixo nível de preenchimento. Mais tarde, Budiansky (1958, 1960), teorizou sobre os modos naturais e frequências de *sloshing* de líquidos com pequenas amplitudes em canais circulares e tanques esféricos parcialmente cheios. O referido autor encontrou as tendências estabelecidas para estimar

frequências para a profundidade arbitrária do líquido em um tanque esférico. Uma análise dinâmica do sistema contêiner-fluido por meio da abordagem modo-superposição foi discutida. O deslocamento potencial para o deslocamento do fluido em relação ao tanque foi definido, onde os potenciais foram associados com o modo natural de oscilação do liquido. As equações de Lagrange constituíram as bases para estabelecer as equações diferenciais relacionadas com as coordenadas generalizadas. O resultado foi usado então, para calcular o que ele chamou de "força de *sloshing*" sobre as paredes do tanque. Para isso, ele encontrou os termos da energia potencial e cinética. Além desta relação analítica, testes numéricos foram realizados e comparados com resultados experimentais. Esta ideia conduziu a boas aproximações, principalmente no trato das equações como equações lineares para um problema não-linear.

Chu (1962) elaborou um esquema numérico e aplicou o procedimento para avaliar as características e calcular a pressão devido ao *sloshing* nas paredes. Uma função *kernel* para *sloshing* líquido em um tanque esférico, dependendo de uma profundidade arbitrária, foi relacionada à função de *Green*. As frequências naturais foram então calculadas como autovalores de uma matriz e as autofunções obtidas para um número finito de pontos como autovetores, sendo suficientes para encontrar um valor aproximado da força que atua no recipiente. Expressões da força e momento foram encontradas, tanto para o *pitching* quanto para a oscilação de translação sob um campo gravitacional fixo. Após esta etapa, uma rotina computacional foi organizada, um programa desenvolvido e comparações com dados experimentais realizados. Os testes ocorreram em tanques com 25% de preenchimento. As frequências naturais previstas e resposta de força com os experimentos também passaram a ser comparadas. Um ano depois, Abramson & Chu (1963) adicionaram defletores ao tanque esférico. Antes realizaram experimentos e comparam os dados obtidos com as previsões proposta por Budiansky (1958). Os resultados daquele estudo revelaram várias características importantes de *sloshing* em tanques esféricos. Por exemplo, embora as previsões básicas da teoria de Budiansky (1958) tenham sido confirmadas, particularmente para a frequência natural do fluido, a resposta da *força de sloshing* é bastante dependente da magnitude da amplitude de excitação. Assim, os movimentos de superfície livres de grandes amplitudes são excitados com mais facilidade e

parecem ser mais significativas na modificação da resposta da força total em tanques esféricos do que nos tanques cilíndricos. 6Os defletores de anel perfurados (ver figura AN3 no Anexo I) orientados horizontalmente mostraram ser bastante eficazes na supressão das cargas sobre as paredes, com redução significativa da frequência fundamental. Aqueles autores concluíram também que para níveis de preenchimento relativamente alto o uso de *baffles* é ineficiente.

3.2 MÉTODOS NUMÉRICOS.

Vimos que as literaturas de 1950 a 1960 apontam para direção do uso de métodos numéricos em consonância com as teorias analíticas, como os trabalhos de Chu (1958) - por quadratura numérica para integração - e Abramson (1960) e Abramson *et al.,* (1963). De acordo com Ibrahim (2005, p.5), a descrição analítica das equações de campo de escoamento está documentada para diferentes casos de tanques com geometrias distintas entre os anos de 1950 e 1999. Porém a maioria, até aquela data, estavam pautada nas hipóteses para escoamento potencial, o que tornou o método numérico mais viável (ou mais fácil de ser implementado) devido as considerações e consequentes simplificações que são assumidas em torno do escoamento. Faltinsen (1974) propôs o uso da teoria potencial não-linear, assumindo um fluido irrotacional. Estudou o movimento dentro do tanque quando a frequência de excitação é próxima da frequência natural mais baixa para a água dentro do tanque onde neste ponto a teoria linear (GRAHAM & RODRÍGUEZ, 1952) é ineficaz. Aquele modelo linear de Graham possuía (ou possui) algumas “desvantagens”, como restrição a pequenos movimentos do tanque; limitado a poucas variações de preenchimento e até mesmo limitado à geometria do contêiner. Fato que não reduz a importância da aplicação, pois conduziu investigações em outras vertentes, como em estudos sísmicos, muitas vezes aplicados à construção civil em edificações “resistentes” a terremotos e em tanques de estocagem/armazenamento de Gás Natural Liquefeito (GNL) e óleo cru em regiões propensas a tremores de terra (JAISWAL, 2003; MIRZABOZORG *et al.,* 2012; CHEN, 1996; GRADINSCAK, 2009; CHANG-ZANG, 2015) ou pela indústria do petróleo no que se refere à estabilidade de plataformas *offshore*.

Com o avanço nas máquinas de processamento de dados os métodos numéricos foram surgindo e aplicados em vários campos da ciência, inclusive sobre o tema *sloshing*. As equações de governo passaram a ser tratadas de acordo com a característica de cada método proposto, sendo ele *euleriano* (com malha) ou *lagrangiano* (com e/ou sem malha). Do ponto de vista dos métodos com malha as condições de contorno de superfície livre foi uma questão que impôs dificuldade à simulação. Esta dificuldade provém do alto grau de não linearidade dos diferentes modos. As aproximações para resolução desta demanda foi proposta por Ehrlich (1959) ao obter uma solução exata do problema do valor de contorno. Mais tarde surgiram técnicas para o tratamento da variação da amplitude da superfície livre em contêineres retangulares e cilíndricos (MOISEEV, 1958; HUTTON, 1962; CHU 1968).

Na maioria dos casos encontrados na literatura, o problema do *sloshing* é estudado a partir de um referencial euleriano (FALTINSEN, 1974,1978; NAKAYAMA & WASHIZU, 1981; CHO *et al.,*2000; CHEN & NOKES, 2005; AKYILDIZ & ERDEM, 2005; HOU *et al.,* 2012; BAUTISTA-JACOBO *et al.,* 2015), além disso, outra parte, considera o fluido incompressível e não-viscoso, de maneira que acabam por aplicar o conceito de potencial de velocidade (ARMÊNIO, 1996 p.706; MODI & SETO, 1997) (WARNITCHAI & PIKAEW 1998; FRANDSEN 2003; LEE *et al.,* 2011; THIAGARAJAN *et al.,* 2011; WANG & KHOO, 2005; KOLUKULA & CHELLAPANDI, 2013). No entanto, desde 1994, trabalhos que passaram a usar técnicas lagrangianas sem malha, como o *Smoothed Particle Hydrodynamics*, começaram a tomar forma quando Monagham (1994) realizou simulações de ruptura de barragem, utilizando a força derivada do potencial de *Lennard-Jones* para manter as partículas no interior do domínio. O ponto alto está na assertiva de que as partículas do contorno devem entrar no cálculo das forças viscosas. Deve-se acentuar que o método *SPH* foi apresentando dezessete anos antes, com a finalidade de analisar fluidos compressíveis no âmbito da astrofísica - sem a preocupação com os limites. Atualmente uma gama de cenários envolvendo superfície livre estão sendo estudado com o método *SPH*.

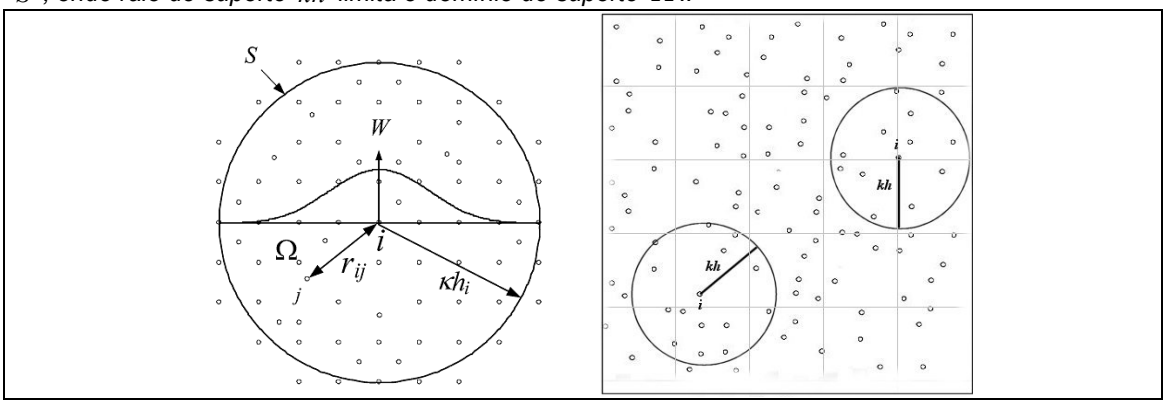
3.3 SMOOTHED PARTICLE HYDRODYNAMICS

O *Smoothed Particle Hydrodynamics* – *SPH* – foi proposto por Lucy, (1977) e Gingold & Monaghan (1977), os quais apresentaram uma técnica baseada no conceito de núcleo reprodutor (*kernel*). Pretendia-se inicialmente modelar fenômenos astrofísicos e que posteriormente foi estendido a problemas diversos dentro do âmbito da mecânica do contínuo, sendo que preliminarmente o aplicava a fluidos compressíveis.

A filosofia do *SPH* está na interpolação integral onde do ponto de vista computacional representa-se o fluido como um conjunto de partículas evoluindo com a velocidade do escoamento. Sendo assim, o processo de descrição de um fenômeno através deste procedimento ocorrerá inicialmente com a escolha e discretização de um domínio, onde as equações diferenciais parciais (EDPs) são definidas. Em seguida é realizada uma aproximação através de uma função *kernel* W (ou função de suavização), representando um conjugado de pontos, a fim de gerar um conjunto de equações diferenciais ordinárias (EDOs) numa forma discreta dependentes do tempo, onde as variáveis são atualizadas utilizando um algoritmo de integração explicita.

Agora, a resolução pelo método pode ser facilmente alcançada para variáveis como a massa específica. As referidas partículas têm uma distância espacial e a influência entre elas é limitada por uma propriedade geométrica conhecida como comprimento de suavização "h" - ver figura 2. As propriedades físicas de uma partícula fluidas (velocidade, massa específica e pressão, por exemplo) podem ser calculadas por este método e "suavizadas" pelo kernel – supracitado. A aplicação fundamental da função núcleo no método *SPH* está em determinar como as grandezas físicas são avaliadas em uma posição genérica no espaço. Isto significa que qualquer quantidade física em qualquer posição pode ser obtida pela soma de todas as propriedades das partículas que se encontram dentro do domínio de influência do kernel (CHANIOTIS, 2000, p. 71).

Figura 2 – A circunferência representa o domínio de suporte da partícula i. Observa-se que r_{ij} é a distância entre a partícula i e uma partícula j, situadas numa região que compreende a superfície S, onde raio de suporte kh limita o domínio de suporte Ω..



Fonte: Adaptado de Paiva Neto, 2003

Em resumo, o *SPH* é um método numérico que utiliza ferramentas lagrangianas associadas à técnica de malhas livres, discretizando o domínio em um conjunto de partículas para descrever o estado de um fluido. Didaticamente falando, é como se inseríssemos traçadores em amostra de fluidos para definir a trajetória das partículas fluidas. A diferença é que agora se pode prever a posição da partícula em qualquer instante ou intervalo de tempo.

E a elaboração da formulação matemática do método *SPH* passa pelo método *kernel* em conformação com a distribuição delta de Dirac e suas propriedades – para detalhes quanto estas propriedades consultar Liu & Liu (2003).

$$\delta(x - x')\begin{cases}1 \; se \; x = x', \\ 0 \; se \; x \neq x', \end{cases} \quad \text{- função delta de Dirac} \qquad (01)$$

Aqui x é a posição do ponto fixo, x' é a posição do ponto variável.

$$f(x) = \int_\Omega f(x')\delta(x - x', h)dx' \qquad (02)$$

$$\lim_{h\to 0}\int_\Omega W(x - x', h)dx' = \int_\Omega \delta(x - x')dx' \qquad (03)$$

onde $W(\vec{x}-\vec{x}',h)$ é a função peso ou função de suavização (kernel).

Como este método pode ser representado por um número finito de partículas que possuem massa e ocupam um volume no espaço, pode-se então buscar uma aproximação da integral:

$$\langle f(x)\rangle = \int_{\Omega} f(x')W(x-x',h)dx' \qquad (04)$$

A partir daí, com as devidas manipulações algébricas, alcança-se a aproximação discretizada da formulação básica do método *SPH* (LIU & LIU, 2003 p.42; LIU, 2010):

$$\langle f(x^a)\rangle = \sum_{b=1}^{N} \frac{m^b}{\rho^b} f(x^b)W(x^a-x^b,h) \qquad (05)$$

Equação (05) afirma que o valor aproximado de uma função em a é encontrado utilizando a média ponderada dos valores da função em todas as partículas no domínio de suporte da partícula a. Essa tarefa é realizada por intermédio da função de suavização W. O domínio suporte é delimitado por uma variável chamada comprimento de suavização h. A variável h multiplicada por um fator de escala define quais partículas vizinhas b exercerão influência sobre as propriedades da partícula de referência a.

E a derivada espacial de um campo de função qualquer é dada por:

$$< \frac{\partial f(x^a)}{\partial x_i^a} >= \sum_{b=1}^{N} \frac{m^b}{\rho^b} f(x^b) \frac{\partial W^{ab}}{\partial x_i^a} \qquad (06)$$

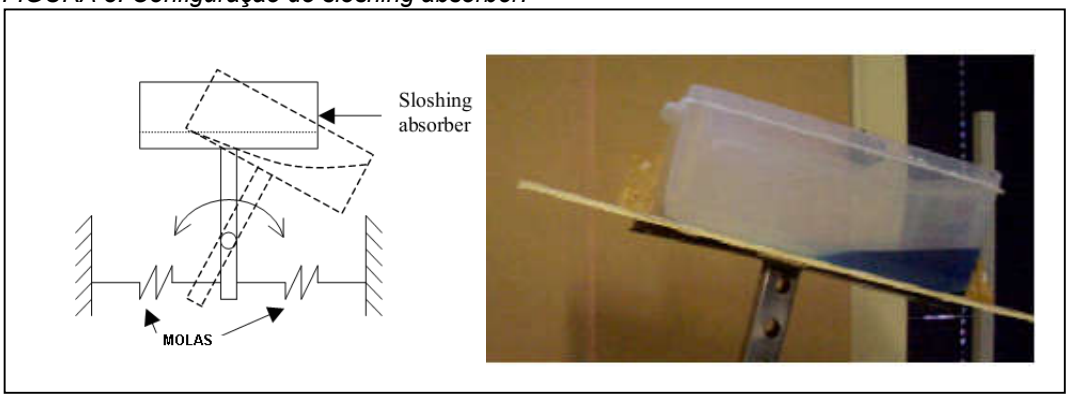
Nesta tese a função de suavização utilizada foi função *spline* cúbico (MONAGHAN 1992; LIU & LIU, 2003 p. 64). A formulação *SPH* e suas variantes para o divergente e gradiente é amplamente difundida na literatura (LUCY, 1977; MONAGHAN & KOCHARYAN, 1995; LIU & LIU, 2003, 2009; PAIVA NETO, 2007).

3.3.1 Trabalhos Correlatos

A aplicação do método *SPH* em fluidos incompressíveis teve inicio em 1994 com ruptura de barragens (MONAGHAN, 1994). Atualmente diversas aplicações são

executadas em fluidodinâmica computacional. Se tratando do *sloshing absorber*, por exemplo, citam-se os trabalhos de Marsh (2007, 2009, 2010, 2011), nos quais os estudos deste efeito foram em torno da condição dissipativa de energia do *sloshing*. Em várias situações, este efeito dissipador é utilizado como ferramenta de redução de danos provocados por tremores. Marsh *et al.,* (2007) realizaram um experimento físico e um numérico. O tanque físico consistia de um oscilador mecânico cuja estrutura era configurada como um pêndulo invertido com rigidez estrutural fornecida por molas anexas. Segundo os autores um pêndulo invertido pode elevar a dissipação de energia de um amortecedor liquido sintonizado (do acrônimo *Tuned Liquid Damper* - TLD) em até sete vezes quando comparada com TLD sobre ação puramente vertical ou horizontal (figura 2). As forças restauradoras se deram por molas acopladas na base do pêndulo - no eixo horizontal - e o amortecimento viscoso a cargo do líquido no interior do tanque (ver figura 3 ou figura AN4 no Anexo I). Os valores dos parâmetros físicos do experimento foram utilizados durante a modelagem numérica: profundidades de líquido de 5,5 mm e 22 mm. O recipiente rígido de 340 mm de largura e 142 mm de altura foi posicionado a 670 mm acima do ponto de articulação em uma posição central, replicando o braço da estrutura. O tanque foi preenchido com água. O recipiente cheio de líquido é girado para a posição inicial de 16º no sentido horário, com uma velocidade angular constante nos primeiros 3 segundos da simulação. O recipiente permaneceu estacionário neste ponto por 4 segundos para permitir que as partículas de fluido se assentassem. O objetivo do experimento era Investigar o efeito *sloshing* como um mecanismo de controle estrutural.

FIGURA 3. Configuração do sloshing absorber.



Fonte: MARSH et al., 2007.

Marsh *et al.,* (2010) utilizam em um estudo similar ao apresentado em 2007 (MARSH *et al.,* 2007) um tanque físico e o método *SPH* na investigação do processo de dissipação de energia durante a ocorrência do *sloshing* em recipientes fechados. O objetivo daquele trabalho foi o de verificar os fenômenos de transferência e dissipação de energia cinética dentro de um tanque retangular com a variação da profundidade e largura do recipiente por meio do monitoramento da variação da velocidade. O recipiente esteve sujeito a uma excitação senoidal. Desta forma uma análise quantitativa da variação da energia cinética específica em função do comprimento do tanque foi realizada. Aqueles autores concluíram que para aquela configuração existe uma condição de transferência de energia ideal quando se varia a largura do recipiente, para uma profundidade de líquido constante de 20 mm. Dos casos simulados por eles, esta condição ideal ocorre mais próxima da largura do recipiente de 125 mm. O modelo físico-matemático se deu por resolução das equações de conservação da massa e quantidade de movimento posteriormente aplicadas ao método numérico *SPH.*

Durante a modelagem numérica eles aplicaram um *kernel* cúbico. Ao passo que o cálculo da massa específica ρ foi realizado a partir da *forma indireta* (este termo será explicado no capítulo Aspectos Metodológicos – capítulo 4) e a equação que representa a conservação da quantidade de movimento linear aplicada por eles foi:

$$\frac{Du_i}{Dt} = -\sum_{b=1}^{n} m_b \left[\left(\frac{P^a}{(\rho^a)^2} + \frac{P^a}{(\rho^b)^2} \right) - \frac{\Pi}{\rho_b \rho_a} \frac{4\mu_a \mu_b}{\mu_a + \mu_b} u_{ab} \frac{r_{ab}}{r_{ab}^2 + \eta^2} \right] \frac{\partial W^{ab}}{\partial x_i^a} + g_i \qquad (07)$$

onde $W(\vec{x} - \vec{x}', h)$ é a função de suavização (kernel) e u_i o vetor velocidade e $i = 1,2,3$ são os eixos cartesianos em notação de Einstein. a e b representam as partículas de referências e a partículas vizinhas, respectivamente; Π corresponde a viscosidade artificial. μ é a viscosidade dinâmica. De forma não muito clara, alguns autores atribuem um valor para este parâmetro (CLEARY, 1998 apud MARSH, 2009, p.155). Vários testes realizados aqui demonstraram que não há um valor específico ou genérico. Existe uma dependência muito forte do comprimento de suavização e do número total de partículas: contorno e domínio. Afirmar que há um valor específico é prematuro.

A equação de estado usada por aquele autor para determinar a incompressibilidade foi a equação de Tait (equação 8). Esta equação governa a relação entre a massa específica do fluido e a pressão.

$$P = P_0\left[\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\gamma} - 1\right], \qquad (08)$$

onde $P_0 = c^2\frac{\rho_0}{\gamma}$ é dada como a magnitude da pressão e ρ_0 é a massa específica de referência e c a velocidade do som γ é uma constante algébrica obtida a partir da função de Riemman (COLE, 1948 p. 43). Esta expressão será comentada no capitulo metodologia, na seção Compressibilidade artificial.

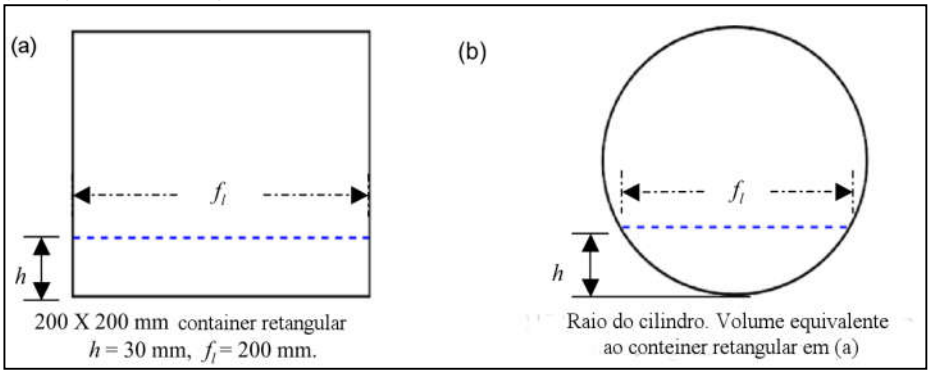
Marsh *et al.,* (2010), mostraram que o *sloshing* também pode ser usado na construção de amortecedores (no caso em edificações ou até mesmo plataformas, no controle das vibrações naturais). Concluíram que a dissipação da energia aumenta à medida que o gradiente de velocidade cai e identificaram dois eventos responsáveis por este efeito: o primeiro a interação onda-onda e o segundo a interação onda-parede, sendo a primeira mais intenso.

Marsh *et al.,* (2011) aplicaram o método *SPH* para analisar o efeito *sloshing* em tanques com geometrias distintas, parcialmente cheios. Estes tanques foram utilizados para estudar a dissipação de energia (*sloshing absorber*) com o objetivo de verificar qual formato de tanque se mostraria mais eficaz. O comprimento de superfície-livre f_l foi o mesmo em todos os casos estudados exceto para o cilindro. Naquele estudo o absorvedor retangular mostrou-se mais eficaz. O desempenho eficaz daquele tanque foi justificado pelo fato do comprimento da superfície livre f_l de 200 mm e a profundidade h de 30 mm estarem em sintonia com a frequência natural da estrutura. A figura 4 mostra duas das oito geometrias estudas por Marsh *et al.,* (2011).

Outros autores estudaram o comportamento da superfície livrem em contêineres de transporte de GNL. Perez *et al.,* (2005) e Delorme *et al.,* (2005; 2009) investigaram os efeitos dinâmicos analisando a interação fluido-estrutura. Delorme *et al.,* (2009)

realizaram um experimento físico onde a pressão durante o impacto foi aferida com a utilização de um sensor de pressão. Os dados obtidos foram utilizados na validação do modelo numérico que se baseou no método *SPH*.

FIGURA 4. Duas das oito geometrias de tanques investigadas por MARSH et al., (2011) onde h é a profundidade.



Fonte: *MARSH et al., (2011)*

Perez *et al.,* (2005), citaram algumas aproximações possíveis para simulação do efeito *sloshing* em tanques de GNL. Mostraram resultados de suas aplicações dentro do conceito do método *SPH* em comparação com um experimento físico usando um pêndulo invertido. Consideraram necessárias algumas aproximações devido ao caráter não-linear do *sloshing*. A primeira destas se refere ao tratamento do efeito de ressonância, na qual se admite que o comprimento de onda λ das ondas superficiais no tanque será sempre igual ao dobro da dimensão da mesma onda inicial na direção do movimento. Afirmaram também que a viscosidade pode ser desprezada em águas superficiais.

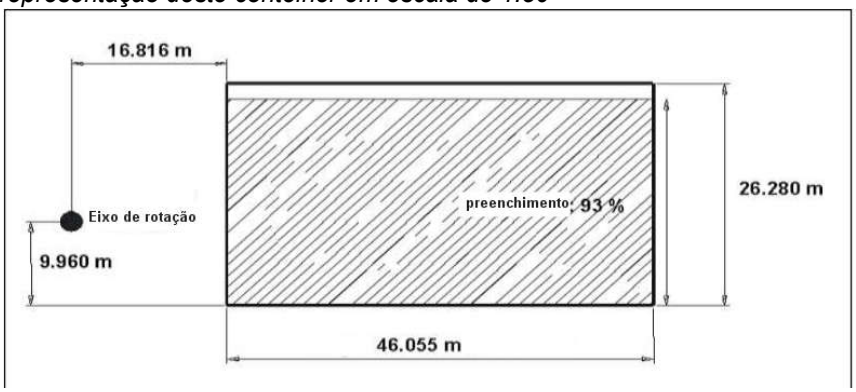
Delorme *et.al.* (2005) examinaram as ações das forças exercidas pelo liquido sobre as paredes de tanques. Diferentes aproximações para a previsão das cargas (carregamentos) foram comentadas. Aplicou o método *SPH* e o kernel utilizado foi aquele baseado na função *spline* (MONAGHAN & LATTANZIO, 1985 apud MONAGHAN, 1992). Em relação às condições de contorno, considerou que se uma partícula fluida "a" estiver a uma distância $r_{\perp}$ do contorno, a força do contorno agindo sobre a partícula "a" será:

$$F_i^a = 0.01 c_s^2 \frac{f_i(r_\perp)}{r_\perp}, \qquad (09)$$

onde c_s é a velocidade do som e f_i é uma função similar ao gradiente do *kernel*, porém constante quando $r_\perp$ tende a zero, existindo uma força singular quando uma partícula está muito próxima ao contorno. A razão para esta singularidade é para evitar a saída das partículas do domínio.

A formulação *SPH* em 2D naquele caso foi utilizada para calcular a pressão sobre as paredes de um tanque de transporte de gás natural liquefeito devido ao sloshing de um navio-tanque construído no Estaleiro de Puerto Real Shipyard de Navantia, Espanha. As dimensões deste tanque são 26,280 m de altura e 46,055m de comprimento, contendo 93% do nível completo por fluido. O centro de rotação foi posicionado a uma altura de 9,960m e a uma distância de 18,816 metros a direita da parede esquerda do tanque (figura 5).

FIGURA 5 – configuração do tanque de GNL, na qual DELORME et.al., 2005 utilizaram o SPH para realizar simulações. A figura 6 é a representação deste contêiner em escala de 1:50



Fonte: DELORME et al.,2005

Os parâmetros para o movimento (períodos e amplitudes), o nível de enchimento e a posição do centro de rotação foram selecionadas para produzir um dos casos a serem calculados.

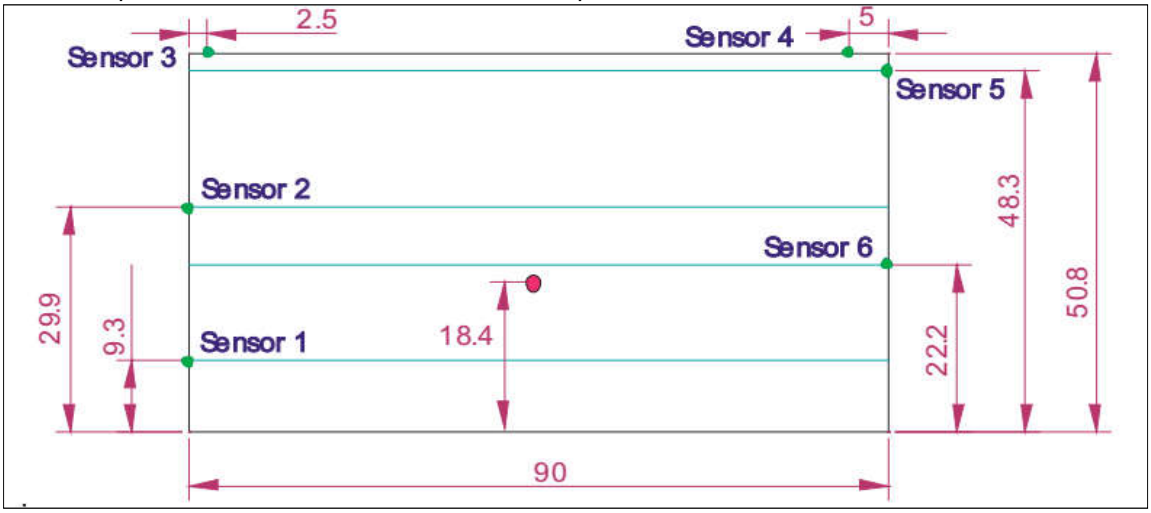
CAO *et.al.* (2014) inquiriram a pressão (quantitativa) de impacto do tanque bidimensional sob rolamento forçado com diferentes frequências de excitação e ângulos de excitação. Em seguida, foram analisadas as influências de um defletor em um tanque bidimensional. O modelo de tanque foi o mesmo do modelo

experimental de Akyildiz *et al.,*(2005): tanque retangular com comprimento de L = 0,92 m; altura de H = 0,62 m e profundidade D = 0,25 H. A menor frequência natural sendo $\omega_1 = 4,025$ rad/s. A excitação externa dada por $A_0 \sin(\omega_r t)$, onde A_0 é o deslocamento angular e ω_r é a frequência angular do rolamento. O eixo de rolamento está localizado no eixo central do modelo. Verificou-se naquele trabalho que com o aumento da amplitude de excitação, a pressão de impacto no tanque é aumentada e o pico da pressão de impacto dobra quando a frequência de excitação é próxima da frequência natural mais baixa do tanque. Constataram que para o tanque em movimento ascendente o defletor pode efetivamente reduzir a altura da onda de *sloshing* em mais de 90% em tanques bidimensionais sob uma única excitação. Os autores também realizaram testes em tanques quadrados com e sem anteparos sob a ação de uma força vertical ascendente.

No mesmo ano, Gotoh *et al.,* (2014) realizaram testes utilizando o *SPH* para o *sloshing* em condições que reproduziram o trabalho experimental de Delorme *et al.,*(2009) e Kishev *et al.,* (2006). Há de se comentar que Delorme *et al.,* (2009) também reproduziram o próprio experimento utilizando o método *SPH*. Provavelmente Gotoh *et al.,* (2014) validaram o modelo por meio da gravação do experimento físico encontrada no site do **Canal de Ensayos Hidrodinámicos - Escuela Técnica Superior de Ingenieros Navales de Madri, Espanha.*

Observou-se também que os trabalhos experimentais da equipe da *Naval Architecture Department da Escuela Técnica Superior de Ingenieros Navales (ETSIN), Technical of* Universidade Politécnica de Madrid *(UPM), Avda Arco de la Victoria, 28040 Madrid, Spain* tem sido utilizado para validação de vários modelos (DELORME *et al.,* 2009; BRIZZOLARA *et al.,* 2009; GOTOH *et al.,*2014; BULIAN *et al.,* 2014).

Figura 6. Representação geométrica do modelo físico do contêiner citado por Delorme et al.,2005. Este modelo foi desenvolvido pelo departamento de Arquitetura Naval da Universidade Pontifícia de Madri – Espanha[1]*. A escala utilizada durantes os experimentos foi de 1:50.*



Fonte: *Canal de Ensayos Hidrodinámicos - Escuela Técnica Superior de Ingenieros Navales de Madri - http://canal.etsin.upm.es/papers*.

3.3.2 Efeitos De Borda

Como já fora dito, o método *SPH* originalmente foi desenvolvido para o tratamento de escoamentos de fluidos compressíveis. Posteriormente foi adaptado para fluidos incompressíveis na qual (a adaptação) segue a ideia de fluidos quase-compressíveis. Para realizar esta conformação se faz uso de uma equação de estado (sendo esta técnica denominada *WCSPH - Weakly Compressible SPH*). Esta imposição acaba por criar a necessidade de se usar passos de tempo muito pequenos e também provoca o surgimento de pressões não físicas, como fora demonstrado em várias oportunidades aqui nesta Tese. Na necessidade de reduzir ou eliminar estes problemas em 1999 surge uma variante do método *SPH* chamada *Incompressible Smoothed Particle Hydrodynamics* (CUMMINS & RUDMAN 1999). A maioria das literaturas datadas de 2009 a 2015 aplicaram *ISPH* que elimina a necessidade da utilização da equação de estado, pois passa a calcular a pressão por meio da equação de *Poisson*. No entanto, não resolve o problema do acúmulo

[1] *Link para os experimentos apresentados nos trabalhos de Delorme et al., (2009) e Gotoh et al., (2014) desta tese: http://canal.etsin.upm.es/papers/SAOS2010/*

de partículas nas bordas, principalmente nas quinas, que por sua vez conduz a lacunas ou espaçamentos não físicos nas proximidades do contorno ou subestimação da pressão (GOTOH *et al.*, 2014). Na tentativa de reduzir estes efeitos Chaniotis *et al.,* (2002), Ozbulut *et al.,* (2013), Cordeiro *et al.,* (2013) e Gotoh *et al.*, (2014) apresentaram outras novas “variantes” sobre a variante *ISPH*. Nesta Tese, aplicou-se o *SPH* genuíno e a redução destes efeitos foi realizada por meio da calibração dos parâmetros de correção em combinação com o número adequado de partículas de contorno com a intensidade apropriada da força reativa de fronteira.

4.0 ASPECTOS METODOLÓGICOS

Alguns cenários (em 2D) foram utilizados durante este estudo, dos quais o primeiro foi à análise do problema clássico da cavidade quadrada. A adimensionalização das equações da conservação da massa e de *Navier-Stokes* foi realizada para este problema e simulações foram realizadas para número de Reynolds igual a um. Em seguida, o problema da ruptura de barragem foi testado assim como o problema do *sloshing* para dimensões variadas da altura, comprimento e profundidade.

Para processamento das infromações e aquisição de dados se utilizou o compilador *GNU fortran* na plataforma UNIX *Ubuntu* 14 em uma máquina Core i3, 1.2 Ghz com memória RAM de 4Gb. O passo de tempo para todos os problemas foi de $5{,}10^{-5}$ segundos. A rotina computacional utilizada como base foi a fornecida pela literatura Liu e Liu, (2003) escrita em linguagem FORTRAN.

4.1 COMPARAÇÃO ENTRE A FORÇA DEVIDO AO POTENCIAL DE LENNARD-JONES E A FORÇA DE COULOMB

A maioria das literaturas em *SPH* – estudadas -- costumam tratar o contorno com a utilização de partículas virtuais (partículas fantasmas). Estas partículas são organizadas ao redor do domínio. Atribui-se a elas uma força repulsiva cuja finalidade é evitar a interpenetração. Classicamente a força repulsiva utilizada provém do potencial de Lennard-Jones (L-J), bastante empregado em dinâmica molecular.

É importante ressaltar que apesar do potencial de L-J possuir, naturalmente, uma explicação física, durante o tratamento do contorno em *SPH* a natureza desta força é puramente numérica, pois L-J é um modelo matemático que representa a interação entre moléculas neutras que compõe a mesma substância (CHIQUITO & ALMEIDA 1999) e nos cenários tratados aqui, têm-se um líquido interagindo com um sólido, onde, obviamente em situações reais, as massas específicas e viscosidades e outras propriedades entre o contorno e fluido são distintas. Portanto as moléculas do sólido e do fluido não se correlacionam fisicamente com este tipo de energia.

A dificuldade em implementar Lennard-Jones (equação 10) está em calibrar os parâmetros de potencial de poço D e a ordem dos polinômios p. Apesar de Liu & Liu (2003) afirmarem que esta técnica é amplamente usada em Dinâmica Molecular, não foram encontrados, até o presente, um estudo direcionado destas variáveis ao método *SPH*. Muito embora Monagham (1994) apresente a relação $D = gH/h$ em que H e h são a altura da coluna de fluido e o comprimento de suavização, respectivamente. Durantes os testes de ruptura de barragem se verificou que não é possível utilizar esta expressão em configurações diferentes daquela apresentada por Monagham (1994).

$$\Upsilon_i = \begin{cases} D\left[\left(\frac{r_o}{r^{ab}}\right)^{p_1=12} - \left(\frac{r_o}{r^{ab}}\right)^{p_2=4}\right]\frac{x_i^{ab}}{(r^{ab})^2} & , r^{ab} \le r_o \\ 0 & , r^{ab} > r_o \end{cases} \qquad (10a)$$

$$x_i^{ab} = x_i^a - x_i^b \qquad (10b)$$

$$r^{ab} = \left\| x_a^i - x_b^i \right\| \qquad (10c)$$

A equação 10 descreve a força derivada do potencial de L-J. o coeficiente D é o potencial de poço ou a profundidade do potencial de poço. r_o é a distância (finita) em que o potencial entre duas moléculas é zero. O potencial "onde $r^{ab} = r_{\min}{}^{ab}$ corresponde à posição de equilíbrio estável. E as energias negativas correspondem aos átomos ligados formando moléculas (energias discretas) enquanto que as energias positivas formam um contínuo e correspondem às moléculas dissociadas (átomos separados)" (CHIQUITO & ALMEIDA 1999). E o termo onde *p=12* representa o termo de repulsão, enquanto o termo negativo onde *p=4* descreve a atração.

Uma alternativa à força oriunda do potencial de Lennard-Jones, apresentada nesta Tese é a força de Coulomb - equação 11 - que assim como a técnica clássica L-J, tem a finalidade única e exclusiva de manter as partículas no interior do domínio delimitado pelas partículas fantasma. Semelhantemente ao caso anterior, a polarização (ou neutralização) possui a mesma natureza das partículas fantasma, ou

seja, virtual e numérica, e por isso não permite discussão física. E a vantagem em relação a L-J está em três pontos:

(1) Fácil calibração e há relação física com o fluido de trabalho para o caso da constante elétrica (apesar da natureza numérica) e isto facilita a determinação deste parâmetro onde a variação do valor se mostrou independente da geometria do problema, o que não ocorre de forma direta para o caso de L-J que além do poço de potencial necessitar calibração em alguns problemas, os termos associativos são polinômios de ordem elevada;

(2) está no âmbito da mecânica clássica o que à torna a constante elétrica um parâmetro determinístico ao invés de probabilístico - que é o caso do poço de potencial;

(3) possui equivalência com as forças de campo da mecânica clássica, podendo ser facilmente implementada.

Em todos os casos foram realizados comparações entres as forças de L-J (equação 10) e Coulomb (equação 11) e aprofundamento do estudo sobre os parâmetros de correção.

$$F_i^{Coulomb} = \begin{cases} k\dfrac{\left|Q^a\right|\left|Q^b\right|}{r^2}\hat{r}_i & ,r^{ab} \le r_o \\ 0 & ,r^{ab} > r_o \end{cases} \qquad (11a)$$

ou

$$F_i^{Coulomb} = \begin{cases} k\dfrac{\left|Q^a\right|\left|Q^b\right|}{\left(x^2+y^2+z^2\right)^{3/2}}\left(x^2 e_i + y^2 e_j + z^2 e_k\right) \\ 0 \end{cases} \qquad (11b)$$

onde $\hat{r}_i = \dfrac{r_i}{|r_i|}$ e $|r_i| = r$ e $r^{ab} = \left\|x_a^i - x_b^i\right\|$ e r_o é o raio de corte

Nos cenários envolvendo ruptura de barragem e *sloshing* se atribuiu até duas camadas de partículas fantasma na construção do contorno.

Durante a formulação generalizada dos cenários assumiu-se que:

1. O Contêiner/tanque é rígido;
2. Fluido Newtoniano e viscoso
3. Movimento oscilatório horizontal da caixa para o caso do *sloshing* e nulo para a ruptura de barragem e da cavidade;
4. O fluido é incompressível
5. Força de corpo nula para o caso da cavidade quadrada

4.2 ANÁLISES DE UM TANQUE PARCIALMENTE CHEIO POR UM FLUIDO VISCOSO.

A formulação matemática aplicada aos efeitos do *sloshing*, assim como a maior parte dos fenômenos naturais, se baseia em princípios fundamentais da física. Aplica-se aqui a leis da conservação da mecânica clássica. As leis que regem fenômenos hidrodinâmicos podem ser expressas em termos de equações matemáticas, que, em suas formas mais gerais, são equações diferenciais parciais. Neste caso as equações que governam o fenômeno são as da conservação da massa e conservação do momento linear.

Equação da Conservação da massa:

$$\frac{D\rho}{Dt} = -\rho \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \qquad (12)$$

Onde a derivada total do lado esquerdo da equação 12 representa a taxa de variação da massa específica de um volume que se move com um escoamento; enquanto o termo após a igualdade é o fluxo de massa por unidade de volume. Esta equação da conservação da massa possui duas incógnitas: a massa específica ρ e o vetor velocidade u_i.

Equação da Conservação do Momento Linear:

$$\frac{Du_i}{Dt} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + f_i \qquad (13)$$

onde $\tau_{ij} = \mu\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) - \frac{2\mu}{3}\frac{\partial u_m}{\partial x_m}\delta_{ij}$ (14)

e P ($ML^{-1}T^{-2}$) é a pressão; μ ($ML^{-1}T^{-1}$) a viscosidade cinemática; f_i forças externas (gravidade, Coulomb ou Lennard-Jones) por unidade de massa; o primeiro termo após igualdade é a força de superfície devido à pressão por unidade de massa; o segundo termo é a força de superfície devido à tensão cisalhante (ou devido à viscosidade) por unidade de massa.

A expressão 13 é constituída por três equações e cinco incógnitas: sendo três componentes da velocidade, a pressão e a massa específica. Uma equação de estado (equação 08, por exemplo) se faz necessária para determinar a pressão em função da massa específica.

$$P = P_0\left[\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\gamma} - 1\right], \quad \text{(reescrita aqui para que o leitor não precise ir ao inicio)} \qquad (08)$$

4.3. EQUAÇÕES DE BALANÇO APLICADAS AO MÉTODO *SPH*

De modo que as equações de balanço aplicadas ao método *SPH*, são as equações 16 e 17, onde estas representam a forma compacta das equações da conservação da massa (eq. 12) e *momentum* (eq.13).

$$\rho^a = \sum_{b=1}^{n} m^b W(x^a - x^b, h^b) \qquad (15)$$

$$\frac{D\rho^a}{Dt} = \rho_a \sum_{b=1}^{n} \frac{m^b}{\rho^b}(u_i^b - u_i^a)\frac{\partial W^{ab}}{\partial x_i^a} \qquad (16)$$

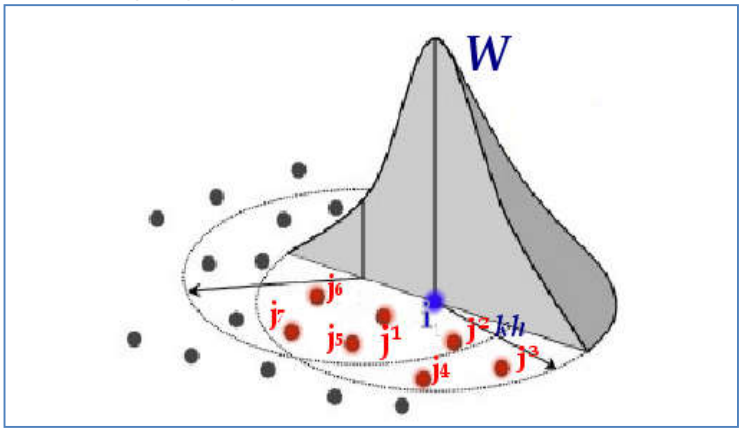
$$\frac{Du_i{}^a}{Dt} = -\sum_{b=1}^{n} m^b\left(\frac{P^a}{\left(\rho^a\right)^2} + \frac{P^b}{\left(\rho^b\right)^2}\right)\frac{\partial W^{ab}}{\partial x_i^a} + \sum_{b=1}^{n} m^b\left(\frac{\mu^a \varepsilon_{ij}^a}{\left(\rho^a\right)^2} + \frac{\mu^b \varepsilon_{ij}^b}{\left(\rho^b\right)^2}\right)\frac{\partial W^{ab}}{\partial x_j^a} + f_i \qquad (17)$$

A equação 15 é a forma direta para o cálculo da massa específica ρ, ou seja, a aplicação da formulação básica do método *SPH.* A equação 15 e a equação 17 foram usadas nas simulações envolvendo a cavidade quadrada, e a equação 16 é a forma indireta, calculada a partir da equação da continuidade para massa. A equação 17 representa a conservação da quantidade de movimento linear. As equações 16 e 17 foram usadas nos problemas de ruptura de barragem e *sloshing*. As variáveis μ e ε_{ij} são, respectivamente, a viscosidade dinâmica e o tensor taxa de deformação e P a pressão e f_i a força externa por unidade de massa. Outras variantes da derivada da função podem ser consultadas na literatura Liu & Liu (2003).

4.3.1. *SPH* e a Teoria das Parcerias: primeiros passos

Uma das dificuldades de quem está iniciando o estudo em *Smoothed Particle Hydrodynamics* é relacionar a convolução geradora da função aplicada à distribuição delta de Dirac – equação 02 - com a uma função de suavização ou função peso, que é chamada de *Kernel* – equação 03 (para melhor compreensão consultar LIU & LIU, 2003).

Figura 7 – Parcerias entre empresas j podem ser representadas pelo método Smoothed Particle Hydrodynamics, onde o sucesso i está na interpolação por meio de W.



Fonte: Adaptado de Raymond et.al. 2013.

Como pré-requisito é preciso conhecer a papel do domínio de suporte e o que vem a ser uma função de suavização. Apesar do tema desta tese ser *SLOSHING*, durante

os estudos sobre *SPH* surgiu uma hipótese que adentra ciências econômicas e administrativas. Acredita-se que a filosofia do método *Smoothed Particle Hydrodynamics* pode fundamentar uma nova teoria: A Teoria das Parcerias. Para compreensão, considere um conjunto de empresas que atuam no mesmo segmento – chame-as de partículas j. Estas empresas estão situadas em uma ilha chamada domínio de suporte - que é vizinha de outras ilhas com características semelhantes; digamos que um cliente em potencial deseje comprar um produto fornecido por estas empresas, cujo estoque é limitado. No entanto, o cliente deseja adquirir um volume que elas não possuem individualmente e para suprir à demanda as empresas precisariam formar parcerias. Contudo, estas firmas, outrora se encontravam em constantes desacordos devido à competição de mercado. Por sorte na ilha (figura 7) havia um agente mediador chamado *Kernel*, que possui experiência em reduzir ou suavizar ruídos. Desta maneira, num curtíssimo espaço, o *Kernel* foi responsável por aproximar as empresas j do sucesso i. Onde j pode ser entendido, também, como o sucesso individual de cada empresa dentro do domínio de suporte. O que significa que o resultado obtido em i, ou seja, o sucesso dependerá das parcelas obtidas em j.

Sendo assim, para que todas as empresas alcance o sucesso i é necessário que o Kernel W (a função peso) junte os valores individuais de cada empresa j e realize uma média ponderada entre os participantes; e agora os valores encontrados i representam uma totalidade que depende da contribuição de cada empresa j.

4.3.2 Fatores de correção no método *SPH*: Viscosidade Artificial e *XSPH*

O processo de interação entre as partículas no método *SPH*, independentemente do algoritmo de busca utilizado, requer necessariamente o conhecimento do comprimento de suavização h. Em geral, o domínio de suporte circular, delimitado pelo comprimento de suavização, pode comportar até 21 partículas quando aplicada a duas dimensões. Em casos como o problema da cavidade quadrada, esta propriedade é tratada como constante e a busca entre as partículas é realizada a partir da média entre o comprimento de suavização da partícula de referência e sua vizinha de maneira que os erros de precisão são menores e previsíveis. Contudo, quando se deseja simular deformações abruptas, necessariamente se precisa usar

um comprimento de suavização variável e os erros de precisão passam a ser maiores e não previsíveis; além disso, o algoritmo de busca requer mudanças, pois, para que a terceira lei de Newton seja respeitada, ao passo que a partícula de referência exerça influência sobre a partícula vizinha, a partícula vizinha deve exercer a mesma influência sobre a partícula de referência.

A importância desta variável pode ser mais bem entendida quando se passa a analisar a forma básica do método *SPH*. Ao atentar para expressão 05 fica claro que quanto maior a quantidade de b, ou seja, quanto maior o número de partículas na região delimitada por h, mais próximo da solução analítica estará à função. Como dito anteriormente, para o caso em que o comprimento de suavização seja constante, pode-se prever o número máximo de partículas no interior do subdomínio, mas ainda assim, não se pode garantir que domínio de suporte terá sempre 21 partículas, e esta flutuação pode acarretar resultados incoerentes com a física do problema.

$$\left\langle f(x^a)\right\rangle = \sum_{b=1}^{N} \frac{m^b}{\rho^b} f(x^b) W(x^a - x^b, h) \quad \text{(reescrita aqui para que o leitor não precise ir ao inicio)} \qquad (05)$$

Todavia algumas oscilações, referentes às respostas à pressão dinâmica e à difusão numérica, podem ser corrigidas ao usar a viscosidade artificial - equação 18.

$$\Pi^{ab} = \begin{cases} \dfrac{\beta\left(\phi^{ab}\right)^2 - 0.5\alpha(c_i + c_j)\phi^{ab}}{0.5(\rho_i + \rho_j)} & se \quad u_i^{ab} \bullet x_i^{ab} < 0 \\ 0 & se \quad u_i^{ab} \bullet x_i^{ab} > 0 \end{cases} \qquad (18)$$

onde

$$\phi^{ab} = \frac{0.5(h^a + h^b) u_i^{ab} \bullet x_i^{ab}}{\left|x_i^{ab}\right|^2 + [0.1(h^a + h^b)]^2} \qquad (19)$$

4.3.3 Sobre a busca pelas partículas vizinhas e o *XSPH*

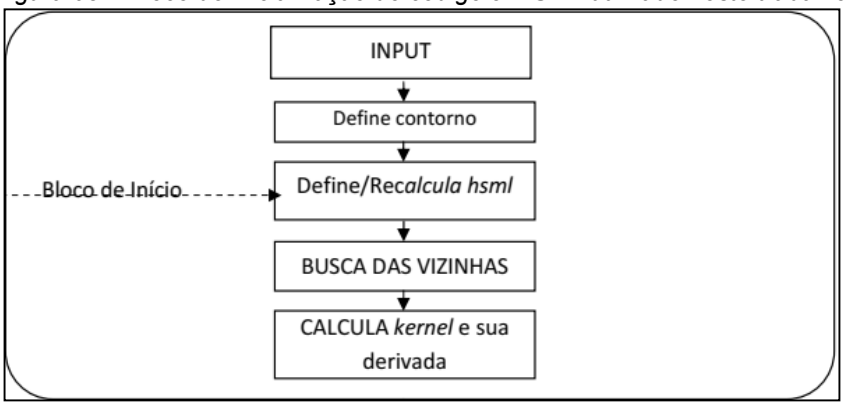
Um pseudocódigo pautado no *SPH* (cujo domínio é limitado) deve além de definir as condições iniciais, estabelecer as partículas do contorno, realizar a busca das partículas vizinhas (nesta tese se usou o algoritmo de busca direta "*All-pair search*",

ver LIU & LIU, 2003, p. 143), escrever a função de suavização (kernel) e calcular a sua derivada – figura 08. Um passo importante que faz parte do bloco de inicialização é a determinação do comprimento de suavização h (ou $hsml$). Para o caso da ruptura de barragem e/ou do *sloshing* se fez necessário atualizar esta variável (equação 20). Durante a primeira iteração o comprimento de suavização recebe um valor arbitrário – já mencionado anteriormente, que em geral corresponde à distância inicial entre as partículas e isso é necessário para definir o cálculo da massa específica pela equação 16 (apresentada na página 22). Reiterando que neste instante $(t=0)$ ainda é possível garantir 21 partículas no interior do subdomínio, o que permite prever o valor da massa específica ρ até o passo posterior $h = h(\rho(t))$.

$$\frac{dh^a}{dt} = -\left(\frac{h^a}{2\rho^a}\right)\frac{d\rho^a}{dt} \qquad (20)$$

E neste caso, primeiro o valor da massa específica ρ é calculado conhecendo os valores iniciais de h e o comprimento de suavização é atualizado pela equação 20 como última tarefa antes da próxima iteração. Nesta Tese o esquema de integração numérica utilizado em todas as simulações foi o *leap-frog* (para detalhes consultar Liu & Liu 2003 p.208-210).

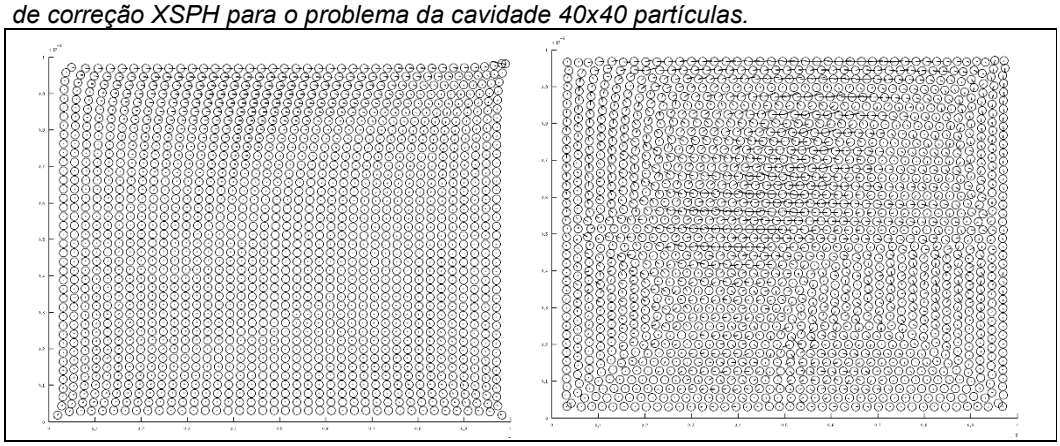
Figura 08 – Bloco de inicialização do código em SPH utilizado neste trabalho



Após algumas iterações as partículas seguem de forma desordenada, pois as velocidades das partículas fluidas (do fluido incompressível) da mesma camada

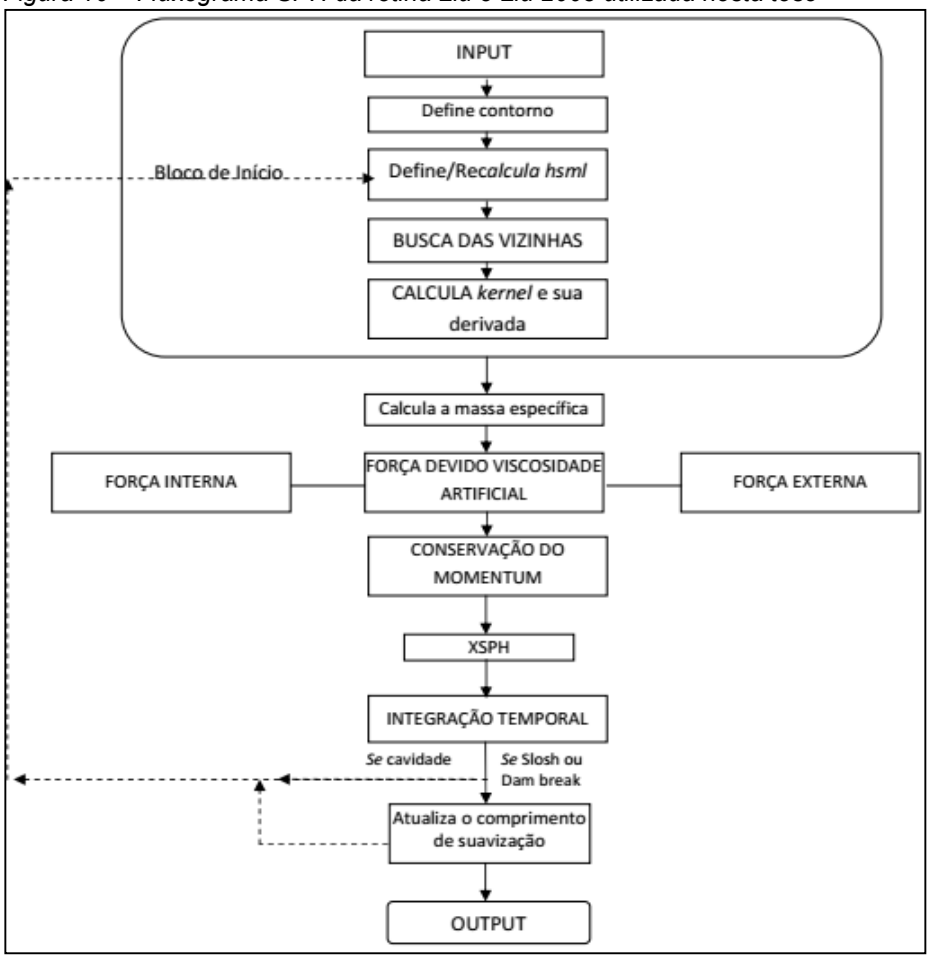
passam a ter velocidades discrepantes e acabam por se sobrepor ou se distanciam desordenadamente (figura 09).

FIGURA 09 – Lado esquerdo, uso do XSPH enquanto lado direito a não aplicação do fator de correção XSPH para o problema da cavidade 40x40 partículas.



Por esta razão que Monagham (1987) propôs a correção *XSPH*, que recalcula a velocidade. A figura 10 mostra o fluxograma do código computacional utilizado para simulações da cavidade, ruptura de barragem e *sloshing,* onde ao final apresenta o ponto da implementação do fator *XSPH*. Na seção 5.1 há exemplos e discussão do uso da técnica *XSPH. O XSPH* inclui a contribuição de partículas vizinhas na média das celeridades, e, portanto, faz com que o movimento das partículas de referência esteja a uma velocidade próxima da média entre velocidade das partículas vizinhas. Com isso, quando aplicada aos escoamentos incompressíveis, pode manter as partículas mais ordenadas. Além disso, torna-se eficiente no tratamento de interfaces já que a velocidade média das partículas na fronteira é usada para controlar a velocidade local. No caso da superfície livre, por exemplo, a partícula da camada mais externa sofrerá e realizará influência nas/das partículas das camadas abaixo (que em geral possui velocidades menores). Em movimentos violentos, esta tarefa pode reduzir descontinuidades não-físicas no perfil do escoamento.

Figura 10 – Fluxograma SPH da rotina Liu e Liu 2003 utilizada nesta tese



$$\frac{dx_i^a}{dt} = u_i^a + \varepsilon \sum_b \frac{m^b}{\bar{\rho}^{ab}} (u_i^b - u_i^a) W^{ab} \tag{21}$$

$$\bar{\rho}^{ab} = 0.5\left(\rho^b + \rho^a\right) \tag{22}$$

O *XSPH* sofre influência da função peso (kernel) W^{ab} e consequentemente, do comprimento de suavização. Além do mais, em uma fronteira com velocidade nula as condições de não deslizamento devem ser obedecidas de modo que naquela região $u_i^b = u_i^a = 0$ e a equação 21 toma valor nulo.

Da mesma forma que β e α da equação 18, ε também é um fator de correção pouco explorado. Para o problema da cavidade, por exemplo, usou-se $\varepsilon = 0.3$ e $\beta = 1.0$ e $\alpha = 0.01$; para o problema da ruptura de barragem se usou $\varepsilon = 0.1$ e $\beta = 0.0$ e $\alpha = 0.3$ e para o *sloshing* $\varepsilon = (0.0);(0.1);(0.05)$ e $\beta = (0.0);(1.0)$ e

$\alpha = (0.1); (0.01); (0.2)$. Alguns testes elaborados aqui revelaram que estes fatores podem variar com o número de partículas e com a distância inicial entre elas e com a celeridade do som. Até o presente, não foram encontrados trabalhos conclusivos a este respeito e os valores utilizados durante a simulação foram obtidos por erro e tentativa.

4.4. COMPRESSIBILIDADE ARTIFICIAL

O método *SPH* genuíno foi desenvolvido para simular escoamentos de fluidos compressíveis. O movimento da partícula se dá por intermédio do gradiente de pressão, enquanto a pressão é uma função da massa específica da partícula e a energia interna é calculada com o uso da equação de estado para o gás. No entanto, a equação de estado produz resultados inconsistentes se aplicada a fluidos incompressíveis, a não ser que o passo de tempo utilizado durante a simulação seja extremamente pequeno, o que tornaria o modelo computacionalmente caro. Desta forma surgiu a necessidade de usar a técnica chamada "*weakly compressible SPH*, que faz uso da equação de Tait (com exceção do *Incompressible SPH* – ver CUMMINS & RUDMAN, 1999; ELLERO *et al*., 2007; LIND *et al*., 2012) para tratar o fluido como quasi-incompressível, onde a pressão do fluido é uma função explícita da massa específica fazendo que o gradiente desta função exerça influência sobre o movimento da partícula (COLE, 1948, p. 44; BATCHELOR, 1967, p. 57):

$$P = \frac{c_o^{\,2}\rho_o}{\gamma}\left[\left(\frac{\rho}{\rho_o}\right)^{\gamma} - 1\right] \text{ (reescrita aqui para que o leitor não precise ir ao inicio)} \qquad (08)$$

O termo $\frac{c_o^{\,2}\rho_o}{\gamma}$ possui unidade de pressão e controla a flutuação da massa específica $\frac{|\rho|}{\rho_o}$, onde ρ_o é a massa específica de referência e γ é uma constante algébrica obtida a partir da função de Riemman (COLE, 1948 p. 43). O termo no interior dos colchetes é adimensional.

E ainda $\frac{|\rho|}{\rho_o}$ é proporcional ao quadrado do número de Mach (COLE, 1948 p.44; BECKER & TESCHNER, 2007, p.3):

$$\frac{|\rho|}{\rho_o} \sim \frac{u^2}{c_o^{\,2}} \tag{23}$$

onde u é o módulo da velocidade do escoamento.

Para garantir o estado de quasi-incompressível a equação 23 deve possuir valor inferior a 0.01 (1% da massa específica), o que significa que a velocidade do som de referência c_o deverá ser muito maior que a velocidade do escoamento. E de acordo com Monagham (1994), pode-se estimar a velocidade máxima do escoamento como $u = \sqrt{2gH}$, onde $g = |g_i|$ e H é a altura da coluna de fluido. Ou seja:

$$u^2 = 2gH \tag{24}$$

Se $\frac{|\rho|}{\rho_o} \approx 0.01$ e $\frac{|\rho|}{\rho_o} \sim \frac{u^2}{c_o^{\,2}}$, então (25)

$$\frac{u^2}{0.01} \approx c_o^{\,2} \tag{26}$$

Substituindo 24 em 25, e 26 têm-se:

$$c_o \approx \sqrt{\frac{2gH}{0.01}} \tag{27}$$

4.5. CONDIÇÕES INICIAIS E DE CONTORNO

As condições iniciais envolvem funções temporais e no trabalho em questão, a equação governante da conservação do movimento linear se aplica a velocidade da partícula fluida $u_i(x_1, x_2, x_3, t)$ e elevação da superfície livre $\eta(x_1, x_2, t)$ em $t = t_o$, onde t_o é o tempo inicial.

Para o caso do *sloshing*, considera-se inicialmente que o tanque está em repouso. A superfície do fluido está na horizontal e em relação às coordenadas O está em $x_2 = h$. Desta forma no instante de tempo $t = 0$, tem-se:

$$u_i(x_1, x_2, x_3, 0) = 0 \text{ e } \eta(x_1, x_2, 0) = 0 \qquad (28)$$

A imposição das condições de contorno de superfície livre, incluindo a condição de fronteira cinemática e dinâmica diferem do tratamento dado a métodos eulerianos. Em métodos lagrangianos de partículas a condição cinemática é diretamente satisfeita, enquanto que a condição dinâmica é implementada através da regulação da pressão nula sobre as partículas da superfície livre (YANG *et al.,* 2015).

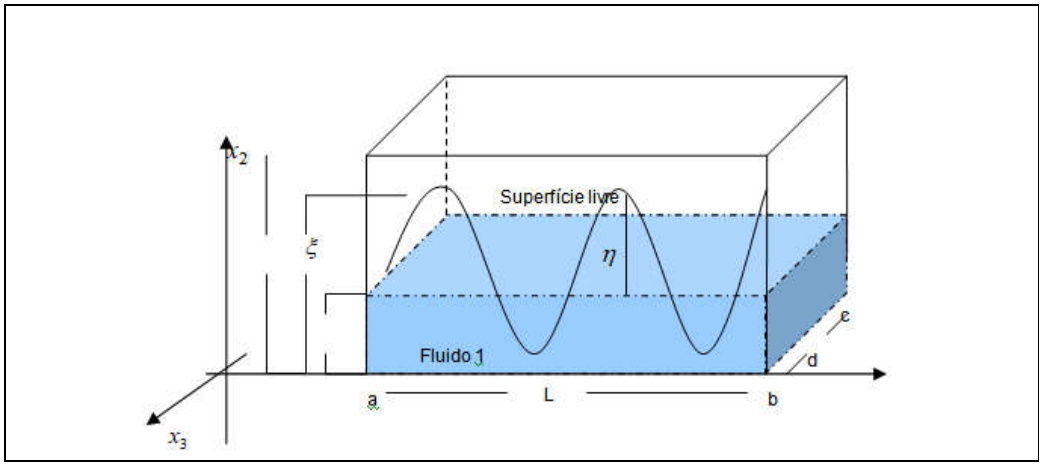
E se U_i corresponde à velocidade do contorno, então de acordo com equação da continuidade:

$$u_i(x_1, x_2, x_3, t) = U_i(x_1, x_2, x_3, t) \text{ sobre o contorno.} \qquad (29).$$

A equação 28, expressa uma condição de contorno generalizada.

E no contorno fluido-sólido a continuidade da velocidade tangencial deve ser mantida e esta condição é conhecida como a de não-deslizamento. Neste caso, a tensão do fluido sobre o sólido pode ser desprezada (YEH, 1994, p.13).

FIGURA 11. Comportamento da onda de sloshing se propagando no interior do tanque com velocidade u_i, onde L é a distância entre os pontos "a" e "b" e 'd' a distância entre os pontos "b" e "c".



A figura 11 representa um modelo de tanque em 3D, onde se destaca as condições de superfície livre comumente observada em métodos eulerianos. Em métodos lagrangianos de partículas como SPH esta condição não é imposta.

4.6 TABELAS COMPARATIVAS ENTRE AS FORÇAS DE COULOMB E LENNARD JONES.

As tabelas 1, 2 e 3 trazem comparações entre os valores dos parâmetros utilizados durante a calibração das forças repulsivas. Observe que não foi necessário alterar os valores das constantes da força de Coulomb. A primeira tabela reflete o problema da microcavidade quadrada com 1600 partículas. A segunda se refere à ruptura da barragem referente ao experimento de Cruchaga *et al.*, (2005) e a terceira tabela reflete o parâmetros utilizados durante a reprodução do experimento do Bredmose *et al.,* (2003).

Tabela 1 – Comparação entre os parâmetros L-J e Coulomb para microcavidade quadrada 40x40 partículas

LENNARD-JONES	COULOMB
$D = 1eV$	$k = 1.1\text{x}10^{-8}\text{N}\cdot\text{m}^2 / \text{C}^2.$
$p_1 = 12$	$Q_1 = 5C$
$p_2 = 4$	$Q_2 = 5C$
$r_o = 6.2510^{-6}m$	$r_o = 6.2510^{-6}m$

Tabela 2. – Comparação entre os parâmetros L-J e Coulomb para ruptura de barragem - Cruchaga *et al.,* (2005).

LENNARD-JONES	COULOMB
$D = 1\times10^{-3}eV$	$k = 1.1\times10^{-8}\text{N}\cdot\text{m}^2 / \text{C}^2.$
$p_1 = 12$	$Q_1 = 5C$
$p_2 = 4$	$Q_2 = 5C$
$r_o = 0.005m$	$r_o = 0.005m$

Tabela 3. – Comparação entre os parâmetros L-J e Coulomb para o problema do sloshing - Bredmose et al., (2003).

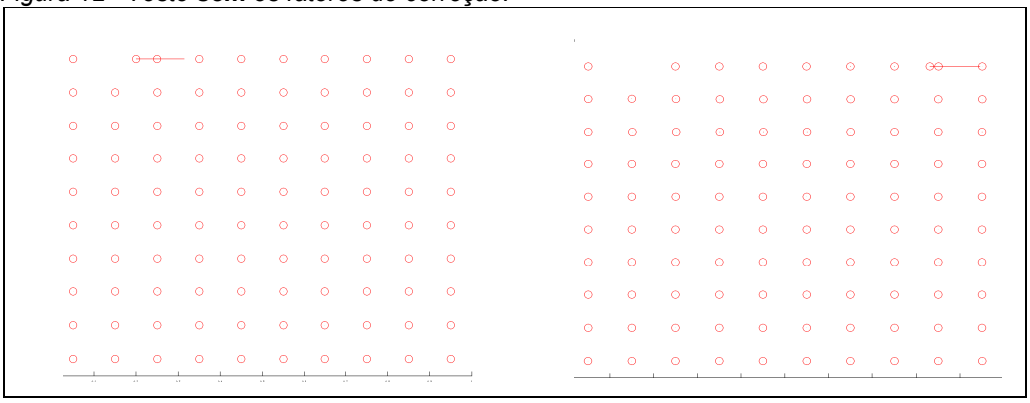
LENNARD-JONES	COULOMB
$D = 1\times10^{-2}eV$	$k = 1.1\times10^{-8}\text{N}\cdot\text{m}^2 / \text{C}^2.$
$p_1 = 12$	$Q_1 = 5C$
$p_2 = 4$	$Q_2 = 5C$
$r_o = 0.005m$	$r_o = 0.005m$

5.0 RESULTADOS E DISCUSSÕES

5.1 *XSPH* E A VISCOSIDADE ARTIFICIAL

Uma vasta quantidade de autores ao replicarem Liu & Liu (2003), afirmam que a viscosidade artificial (equação 18) ou a associação com o *XSPH* pode eliminar a interpenetração entre as partículas do domínio (LIU & LIU, 2003, p. 126; VACA, 2014, p.57; AHMED *et al.,* 2016). Porém, apesar da existência do termo u_i^{ab} que relaciona as velocidades das partículas de referência e sua vizinha mais próxima em comparação com o comprimento de suavização, aquela assertiva requer cuidado. Para testar o comportamento do escoamento sob a interferência dos fatores *XSPH* e Viscosidade Artificial se construiu um experimento numérico com 10 x 10 partículas em uma cavidade quadrada 0.001m². Foi mapeada uma partícula arbitrariamente (**p20**) e da mesma forma arbitrou a ela uma velocidade de 1m/s e as demais partículas do domínio se adotou velocidade nula. A figura 12 mostra o resultado parcial da configuração na qual ***não*** foi usado nenhum dos dois fatores. Neste teste a partícula de número 20 (p20) atravessa o domínio na direção horizontal. A p20 segue no sentido da esquerda para direita sem sofrer interferência ou sem interferir nas partículas vizinhas.

*Figura 12– Teste **sem** os fatores de correção.*



A figura 13 mostra o comportamento do escoamento onde foi usado o *XSPH* e negligenciado a viscosidade artificial. As partículas vizinhas a p20 por meio de uma média ponderada ganham velocidades diferente de zero. Qualquer partícula sob o

domínio de influência de **p20** tem a sua velocidade somada e posteriormente atualizada por intermédio do *XSPH*. Este fator funciona como um “reagrupador” das partículas. Na figura 14 foi usado a viscosidade artificial de desprezou-se o *XSPH*. Já na figura 15, usou-se os dois fatores.

Figura 13 – Teste onde o XSPH foi usado, e a viscosidade artificial desprezada

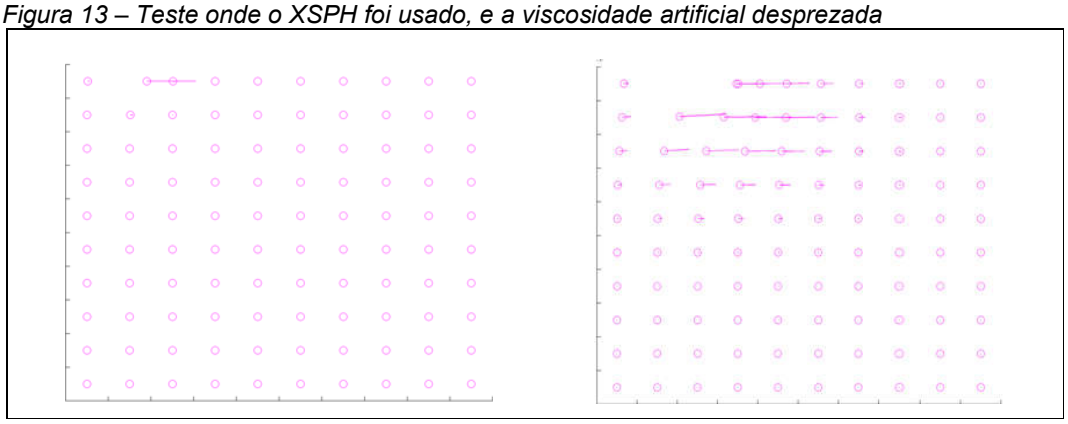
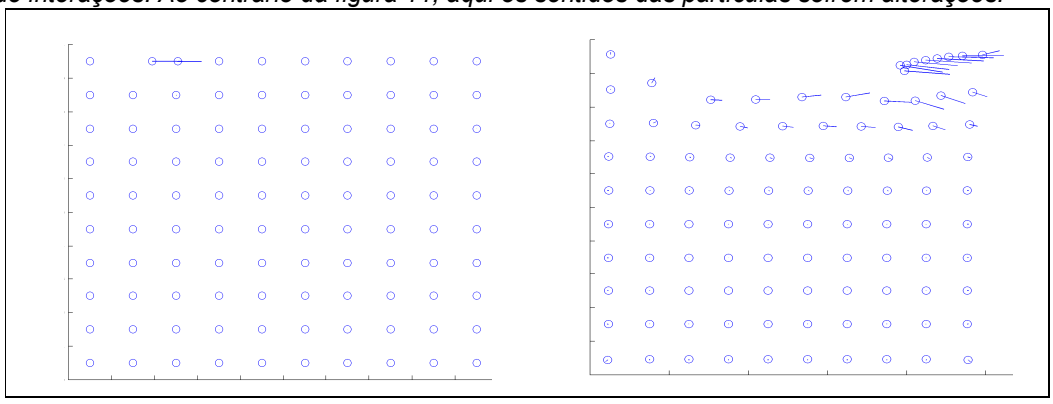


Figura 14 – Uso da viscosidade artificial e ausência do XSPH. Assim como no exemplo anterior, a interação entre as partículas ocorrem a uma distância h que atua como um campo de interações. Ao contrário da figura 11, aqui os sentidos das partículas sofrem alterações.



A figura 14 mostra o uso da viscosidade artificial e ausência do *XSPH*. Sempre que o produto escalar entre a velocidade relativa e a distância relativa for negativo ou nulo este fator é ativado. O termo ϕ^{ab} expresso pela equação 19 (mostrado anteriormente na página 35) possui unidade de velocidade e mostra a relação da velocidade relativa entre as partículas vizinhas com o comprimento de suavização. Isto implica em dizer que as partículas que permanecem no domínio de influência e

que estão sob a condição imposta pela força devido viscosidade artificial irão receber momentum - por intermédio do balanço na qual esta força estará inclusa.

A figura 15 descreve o resultado da combinação entre os fatores *XSPH* e Viscosidade Artificial. Neste caso ocorre uma redução mais significativa na energia cinética de ***p20*** em comparação aos outros testes (figuras 12 a 14). Sempre controlada pelo comprimento de suavização as partículas sofrem alteração no sentido do movimento – determinado pelo deslocamento relativo x_i^{ab}.

Figura 15 – Uso dos fatores de correção em conjugado.

Ainda sobre as “colisões” entre **p20** e a suas vizinhas, é importante lembrar que em uma situação na qual fosse determinado um raio de corte para que uma partícula percebesse a presença da outra, a resposta à colisão deveria obedecer à lei de conservação da quantidade de movimento linear (ou momentum, se preferir). E como as partículas possuem massas iguais e o ângulo da primeira colisão foi 180 graus, a partícula p20 deveria tomar a posição inicial da partícula p30 que seguiria com a velocidade recebida durante a colisão e iria transferir para p40 e assim sucessivamente.

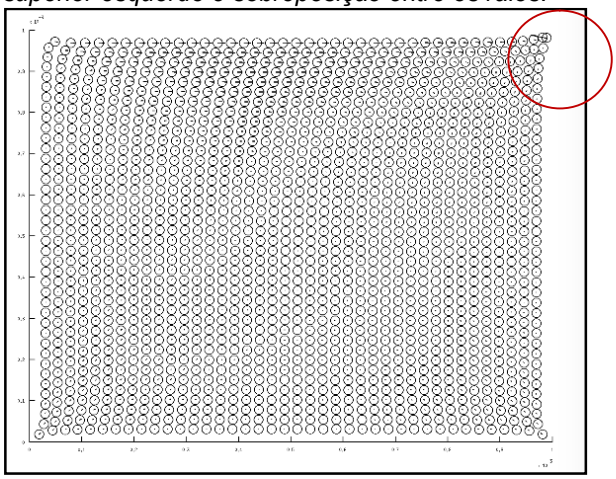
Sobre a interpenetração, a figura 13 do lado direito mostra partículas uma sobre a outra (observe as primeiras fileiras), onde os centros de massa estão muito próximos. Testes com 80x80 partículas mostram que em alguns momentos estes centros de massa podem coincidir. Deve-se salientar que Liu & Liu (2003) se basearam em Lattanzio *et al.,* (1986) e Monaghan (1989). No entanto, pode ter ocorrido um equívoco durante interpretação já que Lattanzio *et al.,* (1986), por

exemplo, conclui (página 598) que a viscosidade artificial REDUZ aproximadamente a penetração em um *comprimento de resolução*.

É provável que Liu & Liu (2003) tenham sido induzidos pelos testes com a microcavidade 40x40, onde podem ocorrer sobreposições sem que os centros de massa coincidam ou pela afirmativa inicial de Monaghan (1989) que durante a introdução daquele trabalho assevera que uma técnica para ELIMINAÇÃO da penetração e mistura em métodos de partícula como o *SPH* será PROPOSTA e estudada. A técnica a qual ele se refere naquele momento era o *XSPH* que combinada à viscosidade artificial produziu os resultados publicados. Além disso, ao concluir, Monaghan, (1989, p. 15) afirma que a técnica apresenta resultados relevantes quanto a PREVENÇÃO da interpenetração quando as duas técnicas são combinadas. Porém os resultados apresentados por ele são confusos, pois não fica claro se as partículas se sobrepõem ou se são borrões de impressão. A figura 16, por exemplo, é uma simulação do problema da microcavidade com 1600 partículas realizadas nesta tese. Aqui o número de Reynolds foi igual com aplicação da viscosidade artificial. Ressalta-se que os centros de massa não coincidiram, no entanto houve sobreposição (*overlap)* entre as partículas.

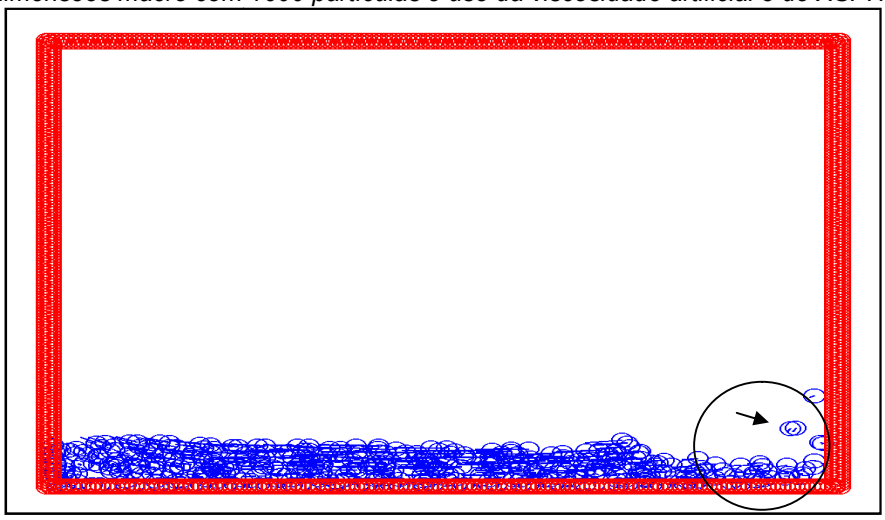
O que é certo dizer é que há sim uma expressiva redução na interpenetração, mas não a eliminação total, mesmo porque, agora, trata-se de um número pequeno de partículas, como mostra a figura 17.

FIGURA 16 – Acúmulo de partículas no canto superior esquerdo e sobreposição entre os raios.



Na figura 17, ao contrário dos resultados da figura 16, surgiram resultados não físicos como a sobreposição dos centros de massas entre partículas mesmo com o uso dos fatores de correção. Nesta avaliação foi usada à força de Lennard-Jones. Para fechar, o trabalho de Nejad-Asghar *et al.,* (2008) corroboram com a esta tese. Naquela literatura os autores propõem uma modificação na viscosidade artificial, onde segundo eles, possui melhor efeito. No entanto, esta modificação não foi testada neste trabalho.

FIGURA 17 – Sobreposição das partículas na simulação do sloshing em dimensões macro com 1600 partículas e uso da viscosidade artificial o do XSPH.



Salienta-se que a expressão da viscosidade artificial (que deve ser adicionada à equação da conservação de momentum em *SPH*) é influenciada pela celeridade do som c, pelo quadrado da distância relativa entre as partículas e principalmente pelo comprimento de suavização h. Quanto maior a distância entre as partículas, mais próximo de zero estará a equação 19 (página 35). E como h limita a região de interação, qualquer partícula que esteja a uma distância superior a h não produzirá efeitos sob **p20**. Esta é uma propriedade característica das funções de suavização (kernel) conhecida como “Suporte Compacto” e que também pode e deve ser aplicada à viscosidade artificial.

Sob o aspecto do balanço, sendo a viscosidade artificial um fator de correção, a flutuação deste valor ocorre no sentido inverso da flutuação da equação 17 (ver página 32) e este balanço ocorre por intermédio das relações supracitadas.

De acordo com Vasco (2014, p.73), em escoamentos de fluidos incompressíveis o uso do termo $\beta\left(\phi^{ab}\right)^2$ é desnecessário, já que foi adicionado à equação 18 com a finalidade de evitar a interpenetração das partículas em simulações com alto número de Mach e assim, justifica a sua afirmação sob a leitura dos trabalhos de Monaghan & Kos (1999). De maneira independente, foram realizados testes a respeito. Os resultados estão expostos na seção 5.3 e 5.4 onde é mostrado que o termo $\beta\left(\phi^{ab}\right)^2$ pode melhorar a morfologia do perfil do escoamento (ruptura de barragem) e também reduzir a flutuação da pressão (*sloshing*) em escoamentos de fluidos incompressíveis.

Em consideração às dimensões do termo $u_i^{ab} \bullet x_i^{ab}$, este possui unidade de viscosidade. Já o comprimento de suavização h inicial (nesta Tese) é dado pela razão $h = L/Np$, onde L é comprimento da cavidade ou da coluna de água ou do tanque e Np é o número de partículas na direção de L. E por isso, se h variar com Np, então h será atualizado como função de ρ já que nos casos da ruptura de barragem e *sloshing* aplicamos a equação da continuidade para o cálculo do comprimento de suavização (equação 20).

5.2 CAVIDADE QUADRADA: COMPARAÇÃO ENTRE AS FORÇAS DE LENNARD-JONES E COULOMB

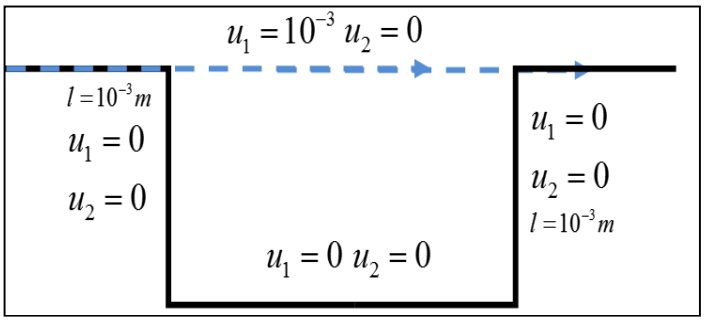
A primeira configuração para resolução do problema da cavidade envolveu 1600 pontos (partículas) em uma distribuição inicial uniforme de 40 x 40. A distância entre as partículas dx no tempo igual a zero é de $l/40 = 2,5\times10^{-5} m$, onde $l = 10^{-3} m$. O Comprimento de suavização é $h = 1,2dx$. A viscosidade cinemática e a massa específica possui valores de $\upsilon = 10^{-6} m^2/s$ e $\rho = 10^3 kg/m^3$ respectivamente. Os contornos são definidos a partir da técnica de partículas virtuais, onde neste caso possuem velocidades nulas nas laterais e no fundo. A velocidade do contorno superior (placa se movendo) é de $U_{top} = 10^{-3} m/s$. A segunda configuração envolveu

o mesmo número de partículas, porém, as equações de governo foram adimensionalizadas. A simulação obedecendo a adimensonalização considerou a cavidade sendo 1x1 e a massa específica típica $\rho_T = 10^3 kg/m^3$ e $\rho = 1$.

A figura 18 apresenta a configuração do problema da cavidade quadrada com tampa deslizante. Pode ser comparada a uma cavidade em um leito de rio ou em um canal. A região superficial (linha descontínua) é representada por uma tampa deslizante que transfere quantidade de movimento para o fluido no interior da cavidade.

.

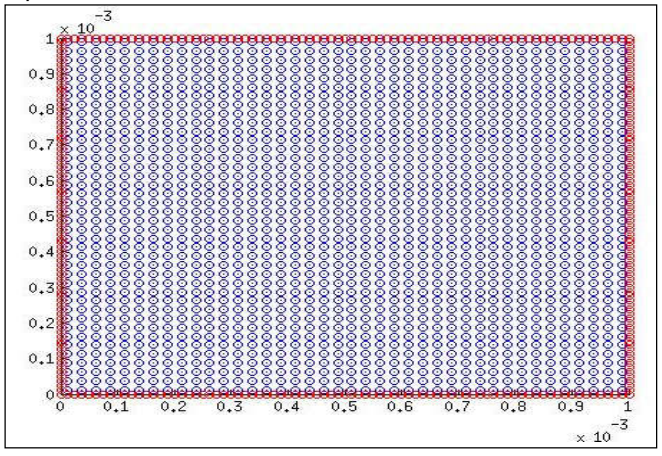
Figura 18 – Configuração do modelo e as condições de contorno adotadas



5.2.1 Cavidade Quadrada dimensional

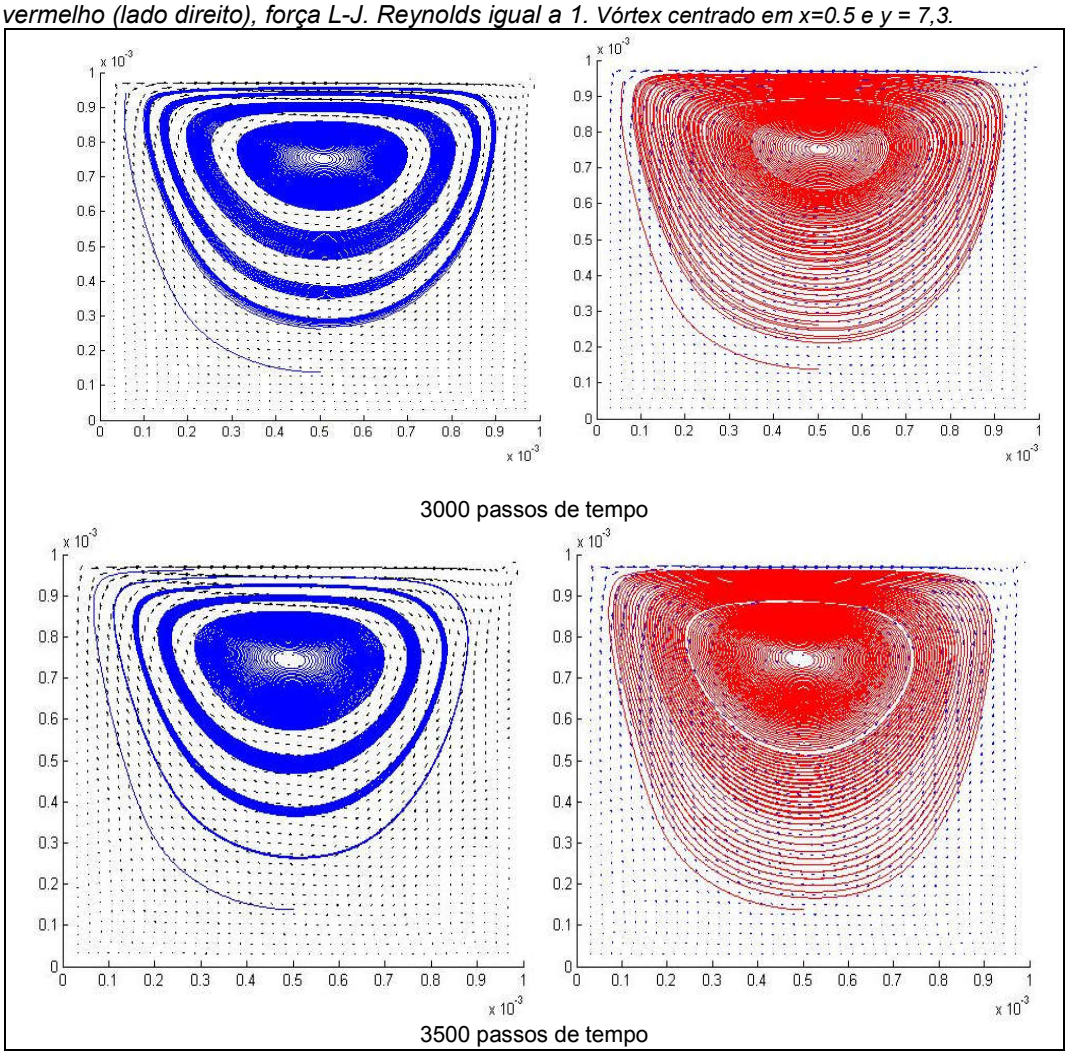
A figura 19 é o domínio computacional do problema da microcavidade 40x40 em *t=0*.

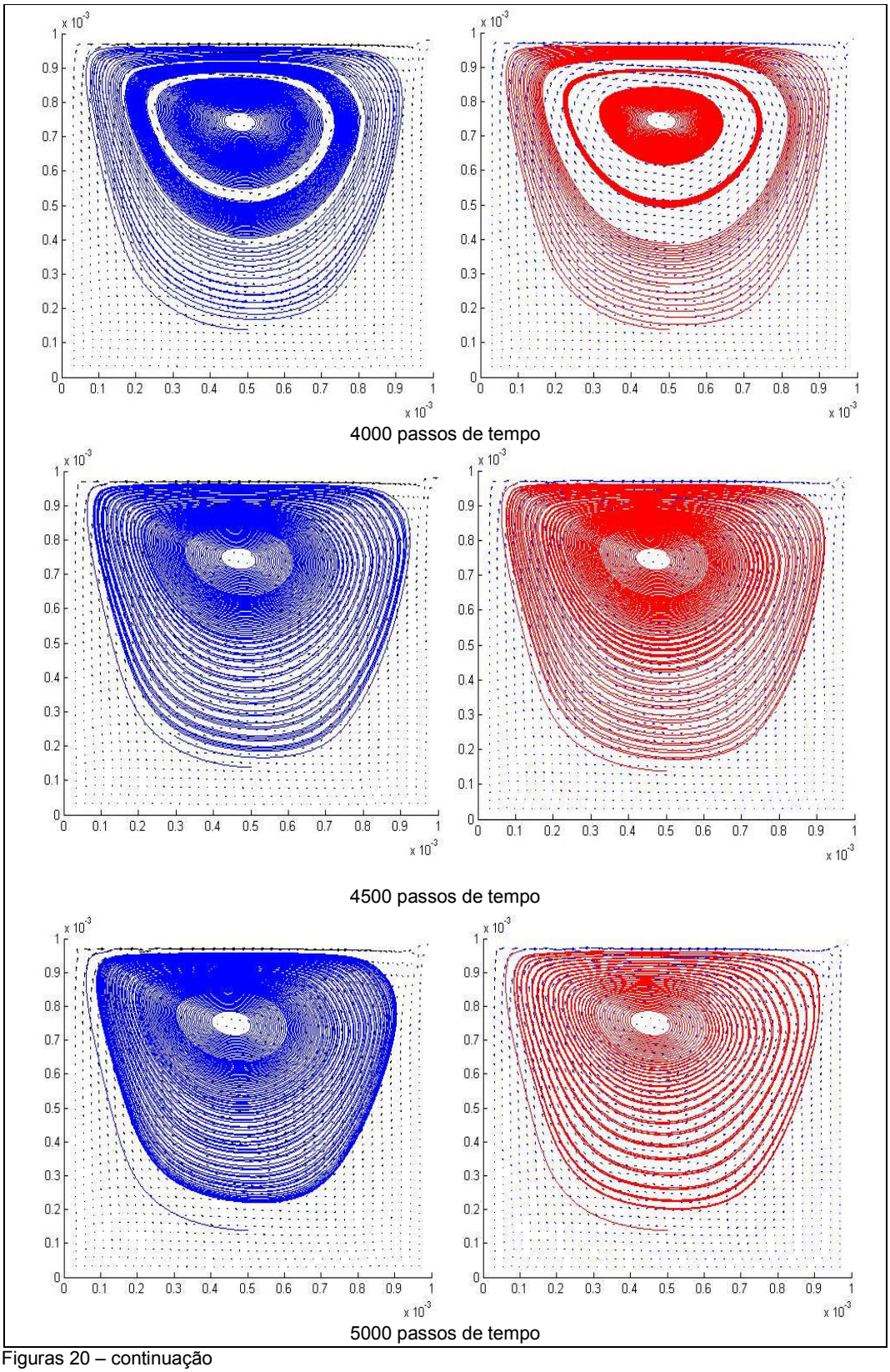
Figura 19. Distribuição inicial da partícula cavidade dimensional. Em vermelho as partículas virtuais. Em azul, as partículas do domínio.



As figuras 20 são resultados qualitativos do escoamento que indicam o campo de velocidade e a posição das partículas em função do tempo no interior da microcavidade. Às cavidades do lado esquerdo se aplicou Coulomb, enquanto nas do lado direito se usou L-J como força repulsiva. Observa-se que não há acúmulo nas quinas, principalmente no canto superior direito para o caso do *SPH-COULOMB.* A sobreposição observada com L-J foi aparentemente extinta. Ressalta-se que o uso de partículas foi de apenas 1600 e por isso ainda não é possível afirmar que o *SPH-COULOMB* em associação aos fatores de correção elimina definitivamente efeitos difusivos.

Figuras 20. Linhas de correntes. Em azul (lado esquerdo), força de Coulomb. Em vermelho (lado direito), força L-J. Reynolds igual a 1. Vórtex centrado em x=0.5 e y = 7,3.

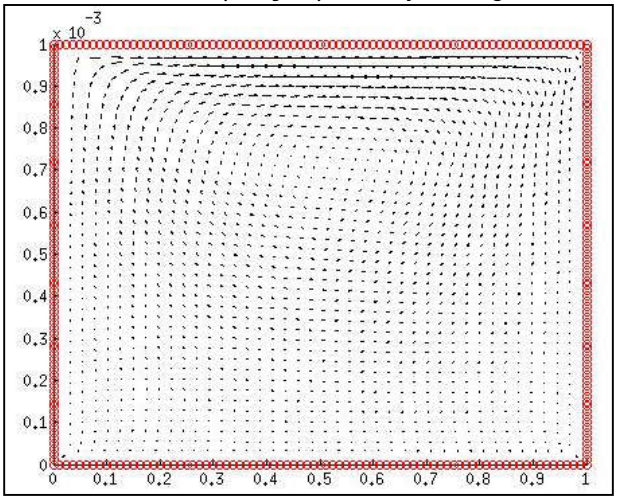




Figuras 20 – continuação

A distribuição das partículas é uniforme no instante zero e as velocidades são nulas. As partículas que forma o contorno (em vermelho) possuem velocidades nulas durante toda simulação com exceção do contorno superior que possui velocidade de 0.001. A condição de estacionariedade é atingida apões 3000 passos de tempo.

Figura 21. Representação vetorial. Relação entre os vetores velocidade e posição para Reynolds igual a 1.



5.2.2 Cavidade Quadrada adimensional

Os testes com o problema da cavidade tiveram como finalidade conhecer e testar a rotina Liu & Liu (2003) escrita em Fortran. Como já mostrado na subseção 5.2.1 testes foram realizados em microcavidade. Em seguida, as equações de governo foram adimensionalizadas e os resultados comparados – figuras 22 e 23.

As equações de governo na forma adimensional são:

$$\frac{D\rho^*}{Dt^*} = -\rho^* \frac{\partial u_i^*}{\partial x_i^*} \tag{30}$$

$$\frac{Du_i^*}{Dt^*} = -\frac{\partial P^*}{\partial x_i^*} + \frac{1}{\mathrm{Re}} \frac{\partial \tau_{ij}^*}{\partial x^*_j} \tag{31}$$

$$\frac{1}{\mathrm{Re}} = \frac{\mu}{u_T L \rho_T} \tag{32}$$

$$P^* = \frac{P}{\rho_T u_T^2} \tag{33}$$

$$\tau_{ij}^* = \mu \frac{u_T}{\tau_T L_T} \left(\frac{\partial u_i^*}{\partial x_j^*} + \frac{\partial u_j^*}{\partial x_i^*} \right) \tag{34}$$

Cujos parâmetros primários de adimensionalização adotados são:

$$x_i^* = \frac{x_i}{L_T} \qquad t_T = \frac{L_T}{u_T} \qquad t^* = \frac{L_T}{t_T u_T} \qquad u_i^* = \frac{t_T u_i}{L_T} \qquad \rho^* = \frac{\rho}{\rho_T}$$

Figura 22. Problema da cavidade. Reynolds 1. A paleta de cores descreve a magnitude do vetor velocidade. Em (a) sistema onde as equações foram adimensionalizada. Em (b) forma dimensional

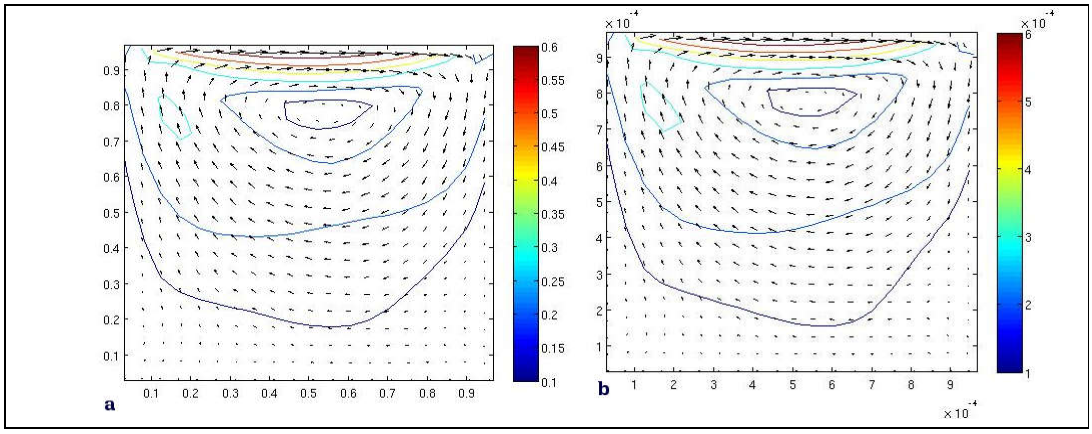
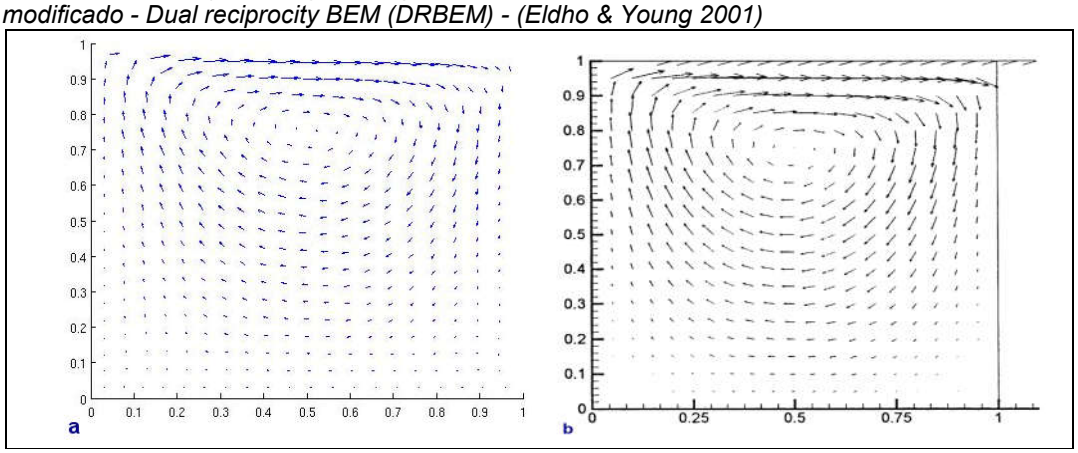


Figura 23. Problema da cavidade. Reynolds 1. Em a) caso de estudo utilizando o método SPH desta tese. Em b) simulação do problema da cavidade utilizando elementos de contorno modificado - Dual reciprocity BEM (DRBEM) - (Eldho & Young 2001)

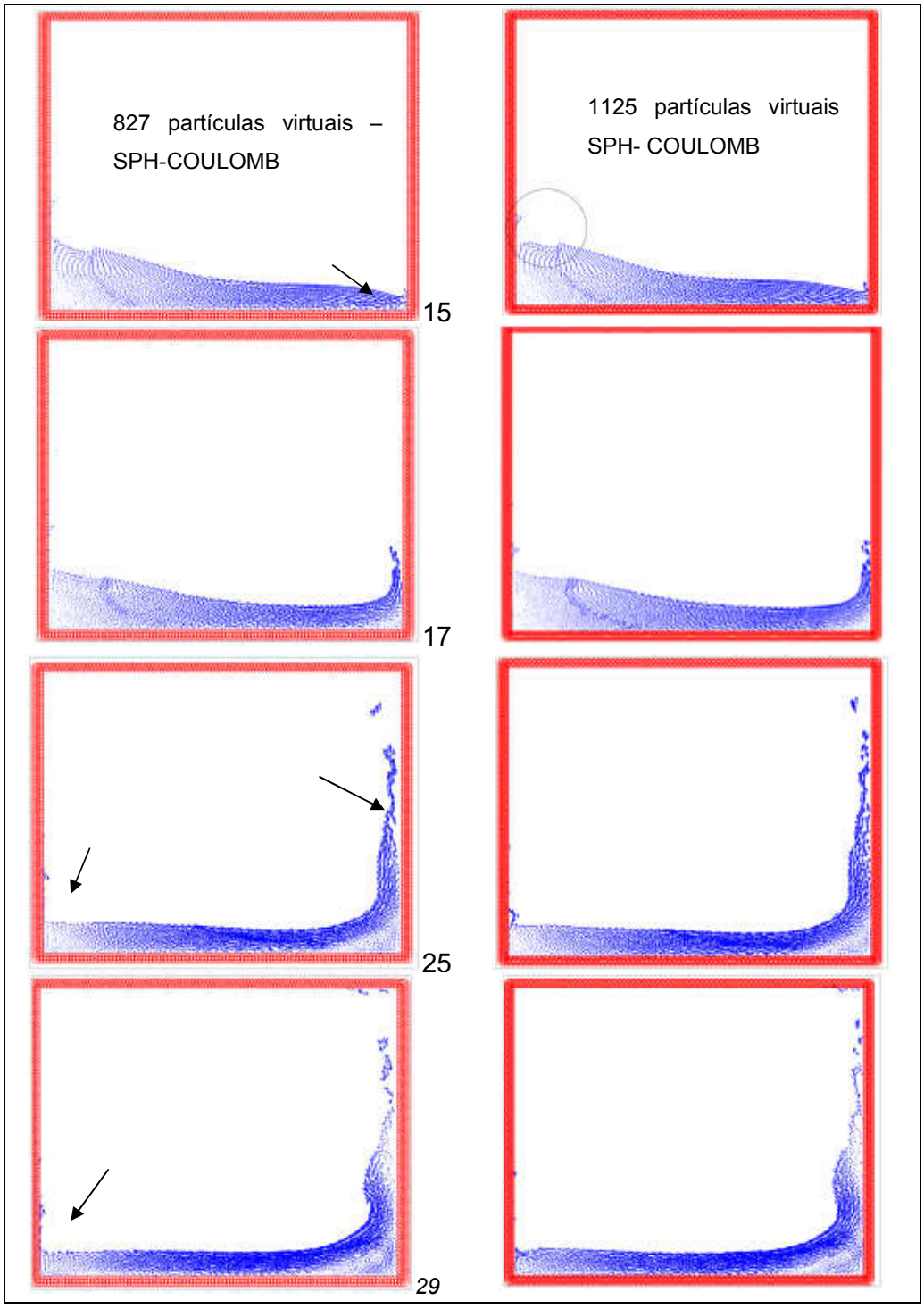


5.3 RUPTURA DE BARRAGEM

Uma revisão bibliográfica sobre o tema “ruptura de barragem” seria interessante e extremamente valiosa, porém, o objetivo desta Tese se concentra no *sloshing*, e por isso, a atenção ao problema da ruptura de barragem se restringiu ao trabalho de Monagham (1994) e ao trabalho exeprimental de Cruchaga *et al.,* (2005) que na ocasião usaram água e shampoo durante os testes. Esta parte do trabalho foi utilizada como ferramenta de testes para determinar uma relação apropriada para as constantes de correção. Devido a isso, durante o tratamento do contorno se verificou que o número de partículas virtuais produzem alterações no perfil do “*splash*” que é produzido durante o impacto do fluido com a parede (figuras 24 e 25). A técnica usada foi a de partículas fantasma em duas camadas onde estas possuem velocidades nulas durante toda a simulação e as condições iniciais e condição de contorno adotada seguem a equações 28 e 29 (página 41). Além disso, a interface fluido superfície-livre é tratada com o *XSPH*. Tanto as forças de Lennard-Jones quanto a de Coulomb apresentaram ótimas conformidades com o perfil do escoamento experimental.

Durante a pesquisa bibliográfica, em sua totalidade, literaturas que usam o método *SPH* como ferramenta numérica tratam o contorno com partículas fantasmas. No entanto, não foi observado em nenhuma destas, a afirmação que a técnica de partículas virtuais (ou fantasmas, se preferir) possa também ser usada como um parâmetro de correção. Nesta Tese se constatou esta “capacidade” ou característica. Nas figuras que seguem (inclusive dos capítulos a frente) será possível verificar a interferência na “qualidade” do perfil dos escoamentos apresentados. Existe uma faixa limiar que determina se os resultados podem estar ou não de acordo com a física do problema. Alterações no número de partículas do contorno fora desta faixa podem acarretar resultados não-fisicos e até a não convergência do modelo.

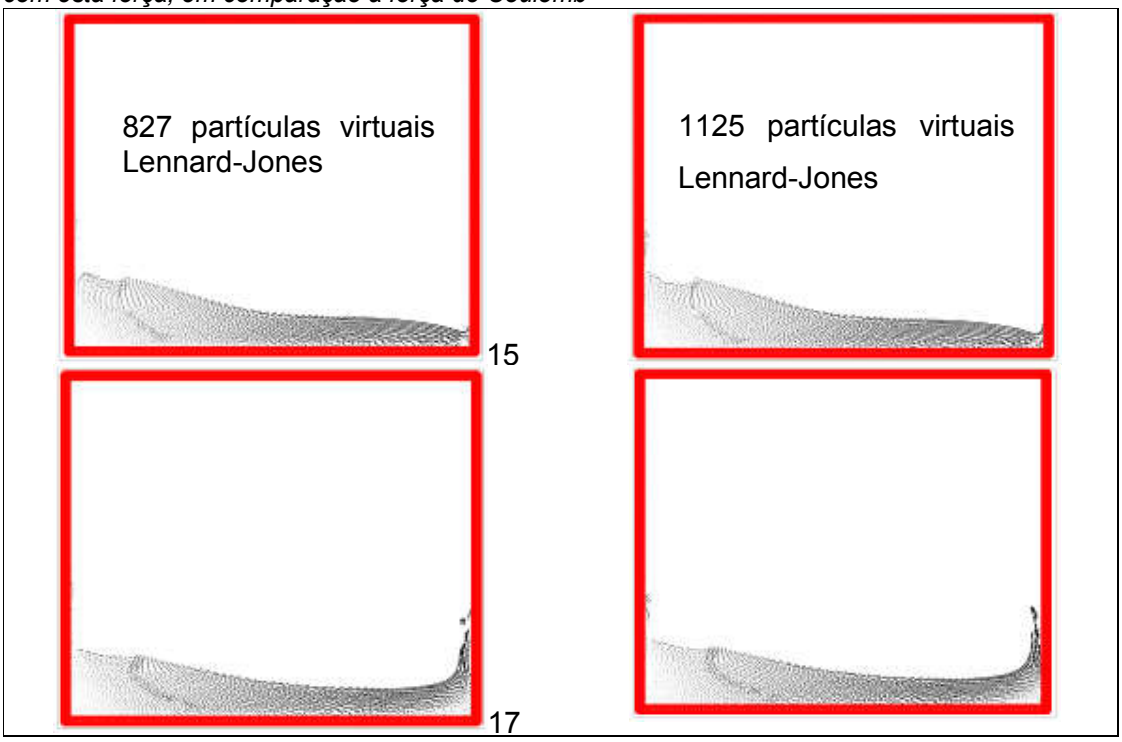
Figuras 24.Força repulsiva Coulomb

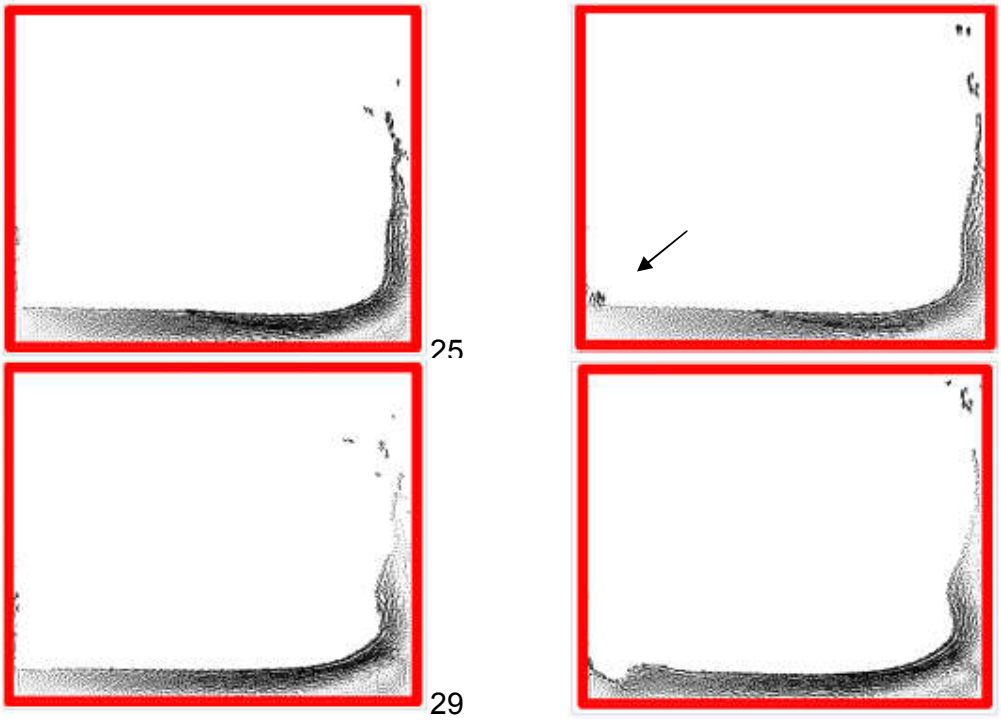


Será mostrado que a partir das equações 35 e 36 (página 58) que o comprimento de suavização h está condicionado a razão entre o número de partículas e comprimento lateral do domínio L. No caso específico do contorno, o comprimento

de suavização do contorno h_{vp} será sempre constante e menor do que o comprimento de suavização das partículas do domínio h. Consequentemente, reduz-se a possibilidade de uma partícula do contorno Vp interferir em partículas que compõem a segunda camada mais próxima da borda. O que significa que quanto maior o número de partículas fantasmas (N_{vp}) menor será o h_{vp} (pois $h_{vp} = L / N_{vp}$). Então se o número de Vp_s for muito pequeno, há o risco das Vp_s não influenciar ou pouco influenciar nas partículas da camada mais próxima às bordas, e se for muito grande irá conduzir efeitos em partículas mais distantes, o que prejudica sensivelmente as condições de contorno.

Figuras 25. A Mesma comparação realizada nas figuras 22, porém agora o tratamento do contorno utilizado foi L-J. A resposta a variação ao número de partículas no contorno são mais discrepantes com esta força, em comparação à força de Coulomb



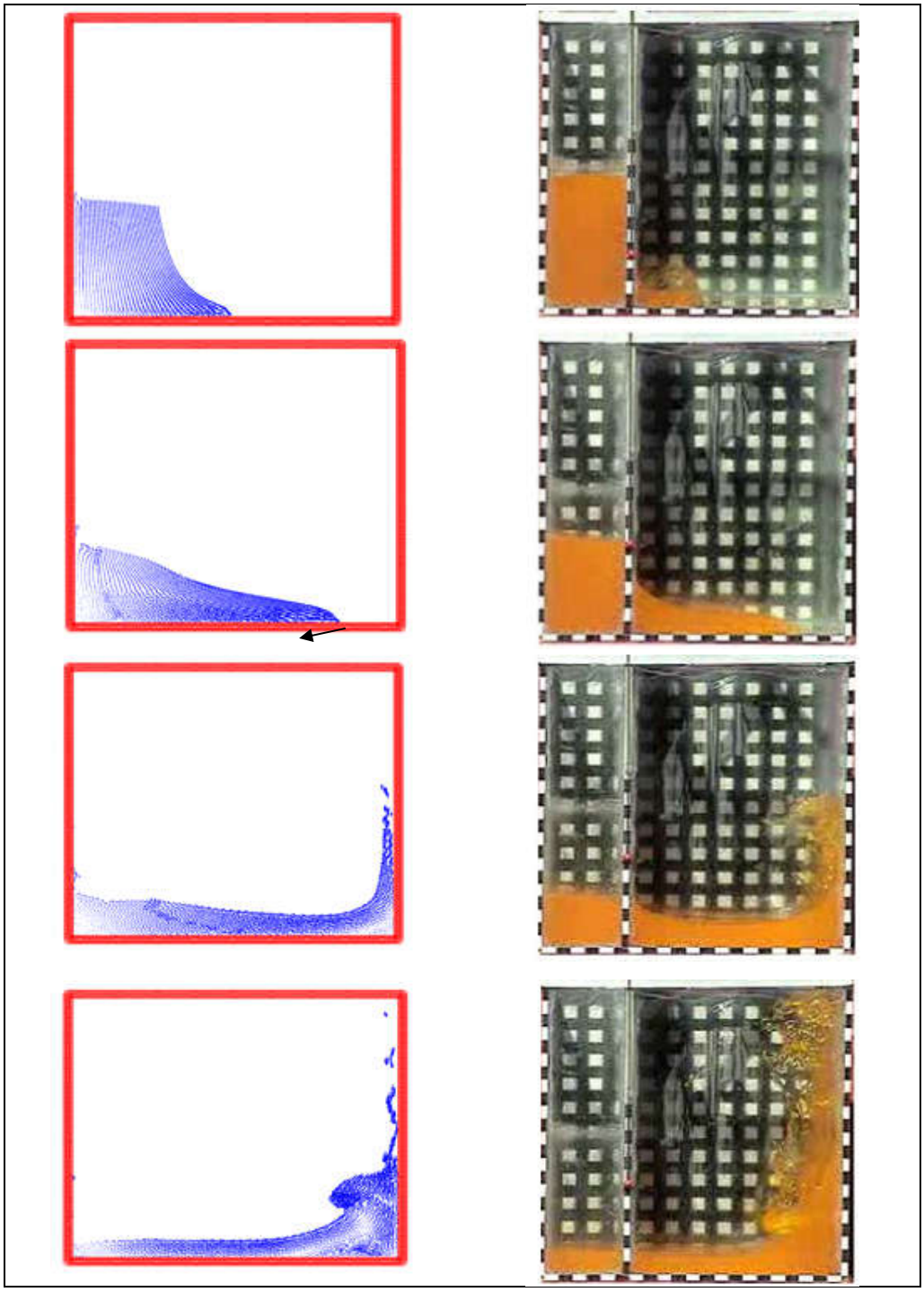


Continuação da figura 25

Até aqui, o Trabalho se concentrou em comparar duas técnicas para evitar que as partículas do domínio atravessem o contorno e a interferência do número de partículas virtuais na descrição do fenômeno físico. A partir de agora serão realizadas comparações com trabalhos experimentais e numéricos já consolidados. As figuras 24 mostraram testes com a força de Coulomb, onde a coluna esquerda apresenta resultados cujo contorno foi tratado com 827 partículas virtuais e a coluna da direita com 1125 partículas virtuais. A numeração ao lado de cada figura corresponde ao passo de tempo corrente. O passo de tempo utilizado em todos os cenários foi de $5x10^{-4}$ segundos. Algumas diferenças foram destacadas por setas. As figuras 25 a mesma configuração, porém com a força de L-J. Durante estes testes o fator de correção *XSPH* usado foi de 0,01, enquanto o fator alfa da viscosidade artificial foi 0,2 e beta igual à zero; e a celeridade do som de 10 m/s. O fluido de trabalho possui as propriedades da água as quais foram descritas durante o problema da cavidade. O domínio é composto por 35x70 partículas, com um comprimento de coluna d'agua de 0,114 metros e altura de 0,228 metros.

A primeira comparação após os testes com *SPH-COULOMB* para o problema da cavidade foi feita sob avaliação do perfil do escoamento do trabalho experimental de Cruchaga *et al.,* (2005) - figura 26.

Figura 26. RUPTURA DE BARRAGEM. Lado esquerdo, experimento de Cruchaga et. al., (2005). Lado direito, uso do método SPH com força repulsiva de Coulomb para o tratamento do contorno desenvolvida nesta Tese.



Como já fora previsto, observa-se (desstacado pela seta) que existe um ligeiro erro devido à influência da fronteira (mais evidente na figura 27). Constaou-se que este erro tem relação com o comprimento de suavização e com o número de partículas do contorno. Isso porque as partículas podem ser de referência e vizinhas no mesmo passo de tempo, sendo assim, não apenas a ação repulsiva e atrativa é influenciada pela partícula do contorno, mas também outras propriedades. O fato é que ela também é partícula vizinha e deste modo a flutuação das suas propriedades irá afetar as partículas do domínio mais próxima a ela. Para reduzir este erro, o comprimento de suavização das partículas do contorno h_{vp} foi equacionado da seguinte forma:

$$h = \kappa \Delta x \tag{35}$$

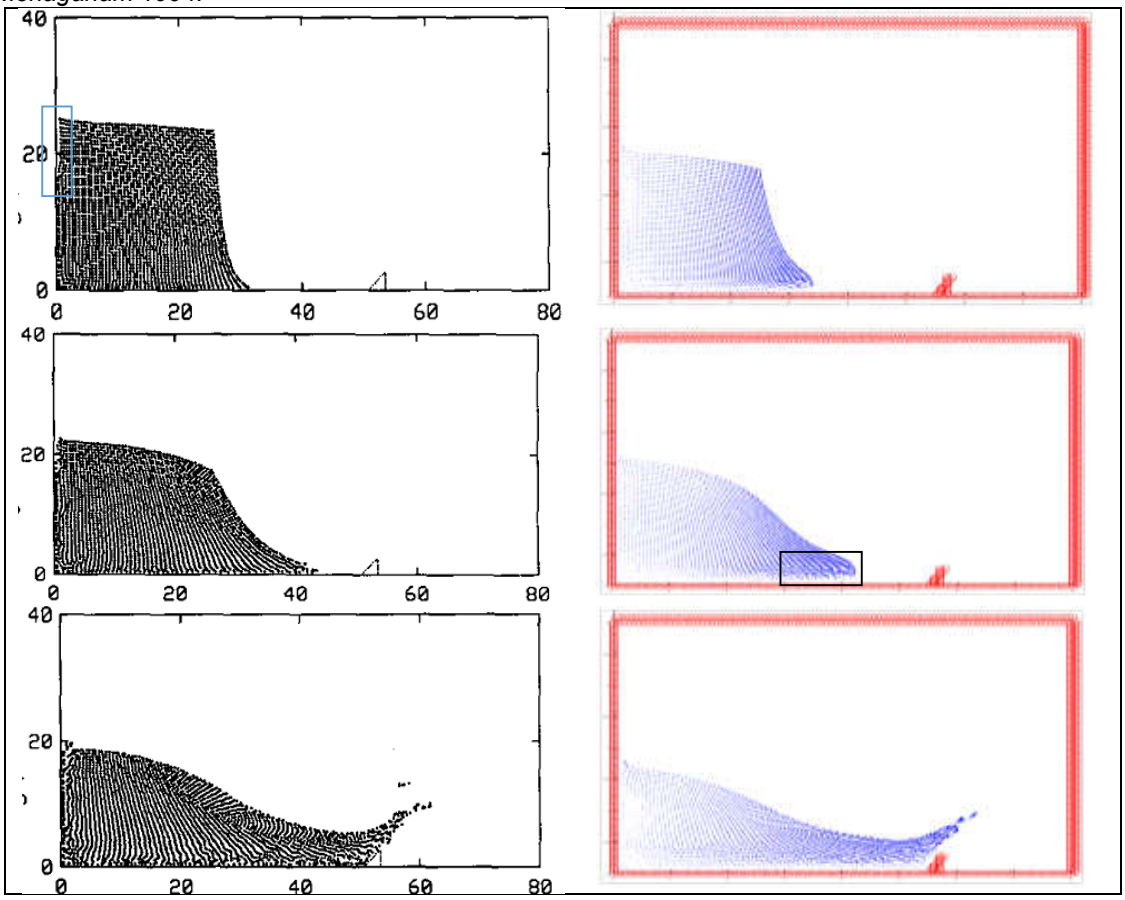
$$h_{vp} = \Delta x_{vp} / \kappa \tag{36}$$

onde Δx é a distância inicial entre o centro de massa das partículas do domínio e Δx_{vp} é a distância inicial entre os centros de massa das partículas fantasmas. O fator κ foi arbitrado em 1,2 (para garantir 21 partículas no seu interior no instante inicial). Com isso o comprimento de suavização do contorno h_{vp} exerce influência sobre o domínio com menor flutuação sem ferir a terceira lei de Newton.

O *erro* destacado na figura 26 ficou mais evidente em comparação com Monagham (1994). Refere-se o *erro* aos espaçamentos entre o fluido e o contorno e aos efeitos disfusivos da viscosidade, como aglomerados não-fisicos nas paredes observados nas figuras 24 e 25.

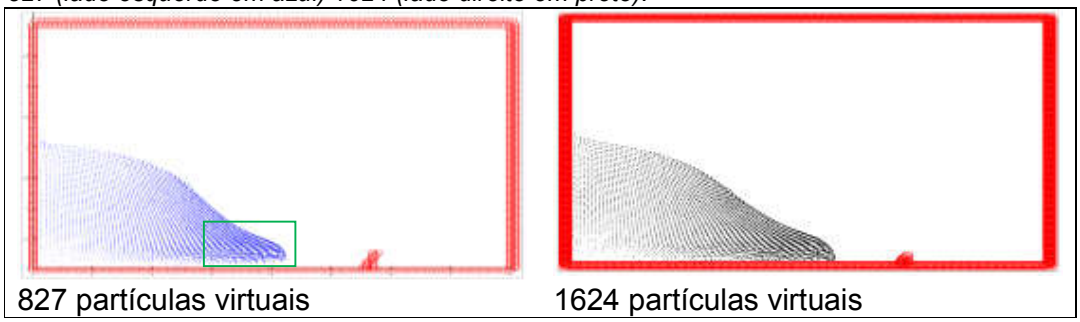
Monagham (1994) analisou uma coluna d'agua com 0,25 x 0,25 metros e 50x50 partículas de domínio. No presente trabalho, uma configuração semelhante com 827 partículas fantasma foi testada (figuras 27). A com velocidade das partículas do contorno foi nula durante toda simulação. Inicialmente os parâmetros de correção foram os mesmos do teste da figura 26.

Figura 27 – Lado esquerdo tratamento do contorno com a força de Coulomb para o mesmo problema. A literatura (lado direito) apresenta flutuações semelhantes e pode ser verificada em Monagaham 1994.



Para reduzir o *erro,* paralelamente às equações 35 e 36, realizou-se alteração no parâmetro *XSPH* de 0,01 para 0,05 e o número de partículas virtuais passou de 827 para 1624 (figura 28).

Figura 28. Redução do efeito de borda devido à elevação no número de partículas virtuais de 827 (lado esquerdo em azul) 1624 (lado direito em preto).



Ficou claro durante as realizações dos testes que fatores como a geometria do domínio e número de partículas envolvidas na simulação contribui com a redução ou elevação do *erro*. Recuperando o estudo sobre a cavidade quadrada, explicou-se a relação entre o comprimento do domínio com o número de partículas para determinar a distância inicial entre os centros de massa das partículas. Esta relação, então, origina o comprimento de suavização que, como colocado acima, também pode alterar o resultado (equações 35 e 36). Verificou-se que estas variantes são responsáveis por alterar o valor dos fatores de correção juntamente com a celeridade do som, ou seja, existe uma relação ainda não verificada cuja função é:

$$fatordecorreção = F(h(\Delta x_i, t), c, \mu) \quad (37)$$

onde $h(\Delta x_i, t)$ é o comprimento de suavização com dependência da distância entre os centros de massa e tempo; c é a velocidade do som e μ a viscosidade absoluta. E ainda, se o comprimento de suavização for variável e obedecer a equação da continuidade o *hsml* será $h = h(\Delta x_i, \rho, t)$ após o primeiro passo de tempo.

5.4 CENÁRIOS DO *SLOSHING:* BREDMOSE *et al.*,2003

Durante esta etapa, foram testadas geometrias retangulares e quadrada do tanque com número de partículas variadas. Os tanques foram preenchidos parcialmente com água. As condições iniciais implicam no fluido em repouso. O referencial adotado é solidário ao tanque e as partículas do domínio adjacentes ao contorno possuem a mesma velocidade imposta pelo movimento harmônico do tanque.

Bredmose *et al.,* (2003) realizaram um estudo experimental no qual um tanque de vidro de dimensões 1480 × 400 × 750 mm^3 foi posto em movimento horizontal e vertical (separadamente). O fluido de trabalho utilizado foi a água, cujas propriedades já foram especificadas. Em um dos testes (H10) o tanque foi posto em movimento horizontal com a profundidade da água de 0.155m. A amplitude do movimento se inicia em zero (com amplitudes normalizadas). Assume-se que o tanque ao atingir os dois primeiros segundos de trabalho passa a ter amplitude constante de aproximadamente 0,01 metros durante 4,21 segundos, quando em

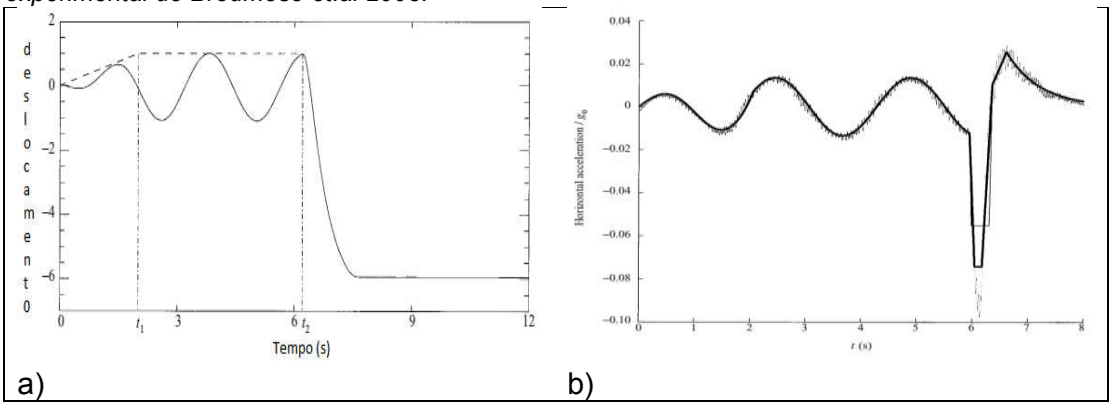
6,21 segundos a amplitude decai exponencialmente de 0,01 metros para -0,06 metros. As informações contidas na figura 29 (a) indica um movimento oscilatório de características distintas que pode ser dividida em quase-periódico, periódico e não periódico criticamente amortecido forçado, nas quais a solução homogênea pode ser representada pela equação 38 e a não homogênea por 39, onde existe um fator de amortecimento crítico ξ.

$$x(t) = A_o \sin(\omega_n t + \phi) \tag{38}$$

$$x(t) = A_o e^{-\xi\omega_n t} \sin(\omega_d t + \phi) \tag{39}$$

onde ϕ é a fase da onda, que neste caso é zero.

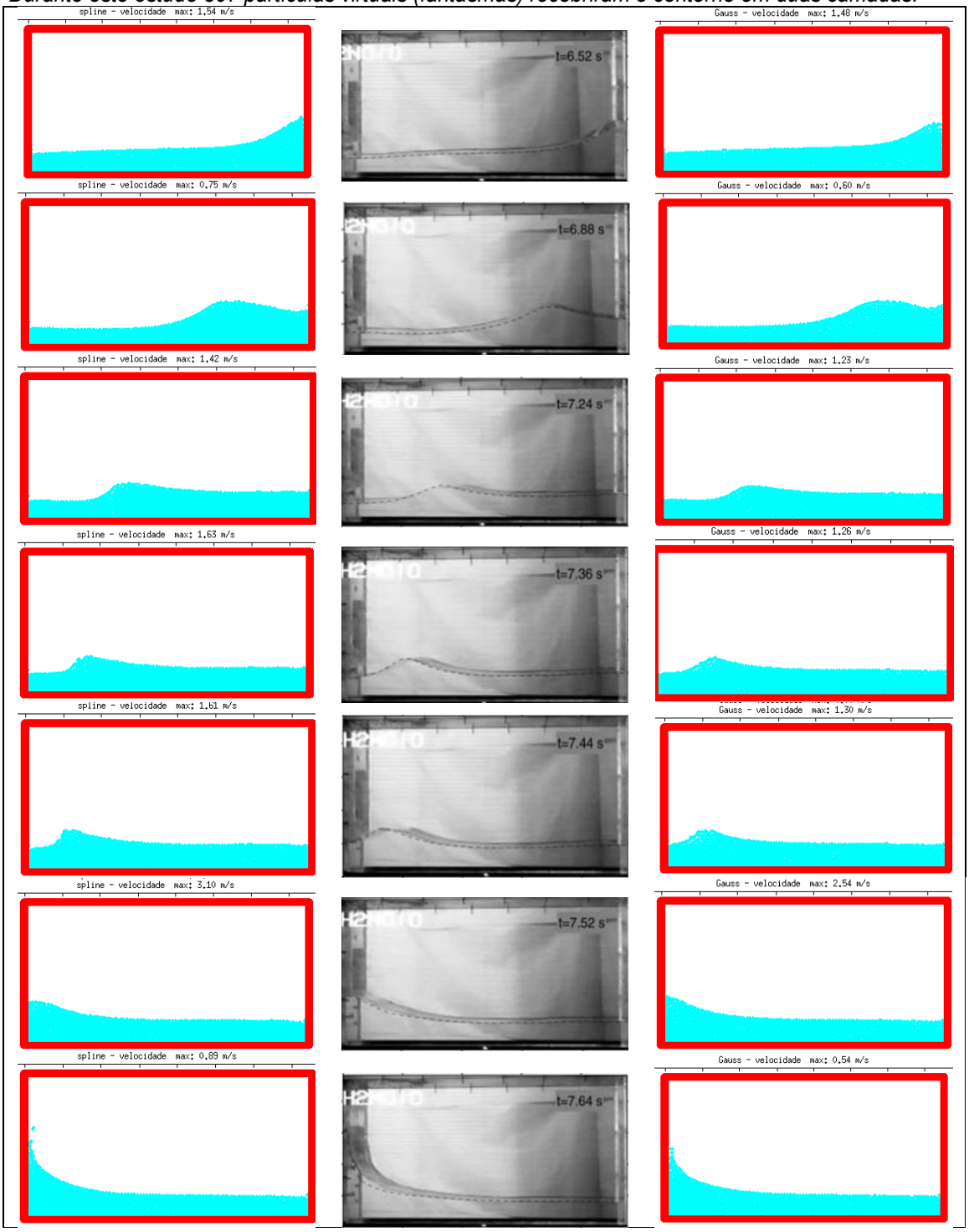
Figura 29. (a) Deslocamento e (b) aceleração em função do tempo horizontais do tanque experimental de Bredmose et.al 2003.

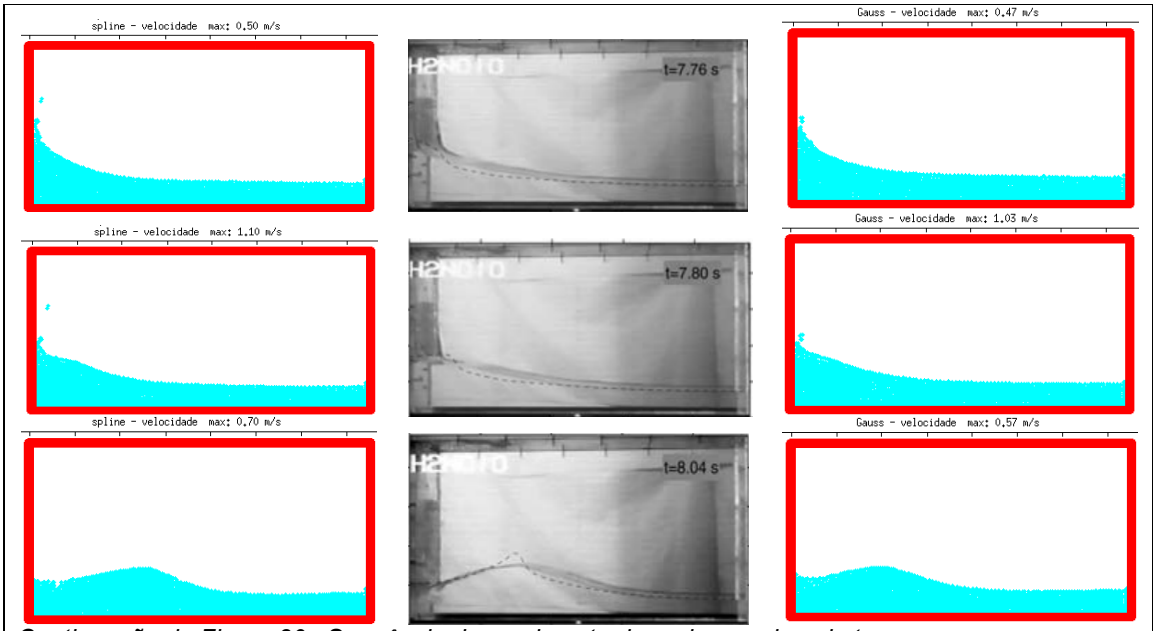


Enquanto a amplitude do movimento se mantém constante o período desta oscilação é aproximadamente 2,443 segundos. Após a amplitude decair (em -0,06 m), o movimento oscilatório da caixa cessa. A onda gerada pela quantidade de movimento da caixa transferida ao fluido colide com a parede produzindo um jato vertical (*run up*) em aproximadamente 6,52 segundos e naturalmente refletida. Bredmose *et al.,* (2003) ainda fazem uso do modelo de Boussinesq em comparação ao próprio experimento. Durante a análise daquele trabalho não se evidencia pelo modelo (de Boussinesq) os "*splash*" de colisão, bem como a precipitação das gotas produzidas com o impacto. O modelo utilizado nesta Tese – com 15x150 partículas de domínio - captou estes fenômenos. Para tanto, foram testados os *kernel* de *Gauss* e o *Spline* Cúbico, como mostra a figura 30. O fator de correção *XSPH* usado

nos primeiros testes foi de 0,005 e o parâmetro alfa da viscosidade artificial foi de 0,01. O número de partículas de contorno foi 807.

Figura 30a. Comparação com o experimento de Bredmose et al., 2003. Lado esquerdo, teste com o Kernel Spline Cúbico. No centro o experimento H10. E no lado direito teste com o Kernel Gauss. Durante este estudo 807 partículas virtuais (fantasmas) recobriram o contorno em duas camadas.





Continuação da Figura 30 . Sequência do movimento da onda gerada pelo tanque.

Constatou-se que o *kernel Spline* Cúbico produziu um menor custo computacional, no que se refere ao tempo decorrido de simulação. O *Kernel Gauss* apresentou uma diferença temporal de aproximadamente 12 minutos com um retardo de um passo de tempo maior em relação ao *Kernel Spline* Cúbico. Contudo, o efeito de suavização da superfície surgiu com menos ruídos quando *Gauss* foi usado. O tempo real de simulação numérica possui - em ambos os casos - um aumento de quase meio segundo até o primeiro impacto em comparação ao tempo real experimental. A primeira colisão com a parede a direita no experimento ocorre em 6,52 segundos e neste trabalho ocorre em 7,01 segundos. O segundo impacto, já na parede esquerda, se dá em 7,52 segundos no experimento e em 8.15 segundos em nosso trabalho. Esta discrepância pode ser atribuída a diversos fatores, tais como a diferença ente o tamanho da caixa experimental (1480 × 750 mm^3) e caixa numérica (1500 × 750 mm^3); lembrando que o delay da diferença de sinal (no caso experimental) não ocorre na simulação numérica; ao fator de amortecimento viscoso usado na equação que rege o movimento da caixa – foram testadas taxa de amortecimento entre 0,8 à 1,8; além disso, os passos de tempo ($5x10^{-5}$s) somados não se igualam aos tempos reais, apesar de próximos dos valores experimentais; ao número de partículas fantasmas – que influenciam diretamente na transferência do momentum; aos fatores de correção utilizados que interferem no perfil do

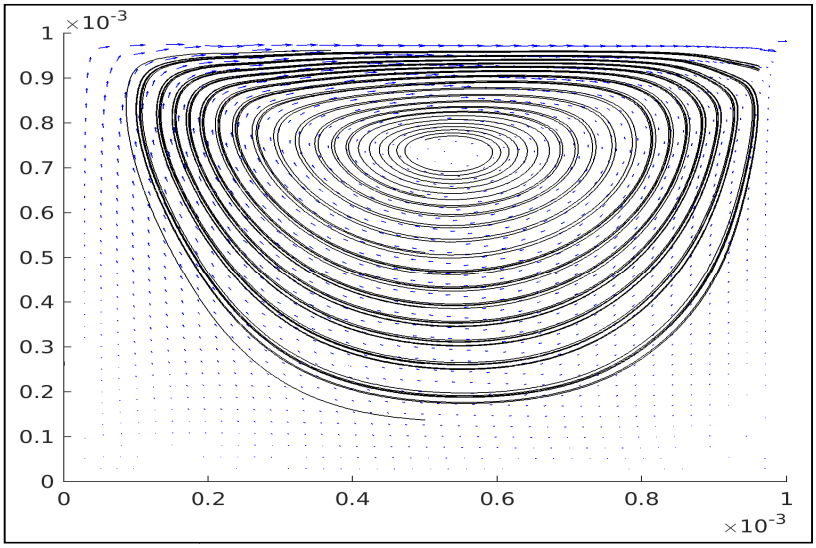
escoamento e até na suavização dos contornos da superfície livre; ao tipo de *kernel* aplicado que altera o custo computacional, mas que também reduz o ruído e tal como a viscosidade artificial pode suavizar o contorno ou não da superfície livre, apesar de que numericamente a viscosidade artificial ser um parâmetro controlador da pressão dinâmica.

A figura 30 apresenta os resultados utilizando o método *SPH*-COULOMB em comparação ao experimental (coluna do meio). A coluna da esquerda estão os resultados da simulação onde o *kernel* aplicado foi o *Spline Cúbico*, enquanto que na coluna da direita estão os resultados do método com o *Kernel Gauss.* Como dito anteriormente o *kernel* também influencia o perfil do escoamento. As mesmas variantes foram aplicadas para dois tipos de *kernel* e uma comparação qualitativa é mostrada na figura 30. Observe que em todos os frames, as velocidades máximas das figuras da coluna à esquerda são maiores do que as da direita.

Uma das dificuldades encontradas durante a pesquisa foi o controle dos parâmetros de correção *XSPH* e os da Viscosidade Artificial. A combinação dos valores destes parâmetros, juntamente com a adequação da técnica de partículas fantasma para o contorno podem produzir resposta não-físicas quando aplicados ao léu. E mesmo quando produzem resultados satisfatórios podem implicar em um custo computacional maior. Durante as primeiras simulações realizadas, verificou-se um consumo de um pouco mais de 12 horas de processamento. Ao final desta pesquisa, este tempo se reduziu para pouco mais de 90 minutos. Esta redução ocorreu a partir do momento que a relação entre o *XSPH* com a Viscosidade Artificial e com o número de partículas do contorno foram satisfeitas.

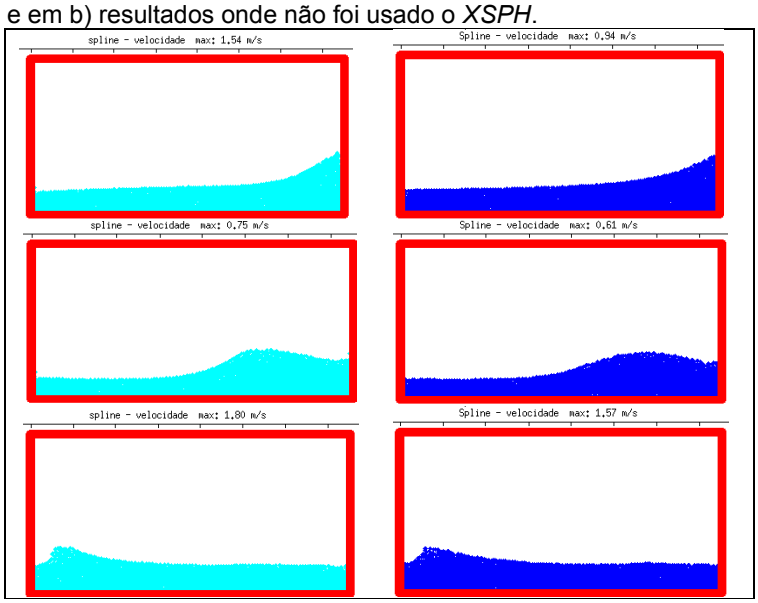
Ao contrário que dizem vários autores, o parâmetro do *XSPH* não possui uma faixa de valores definida e também não depende do problema (LIU & LIU 2003 p. 138; MONGHAN 1992; PAIVA NETO 2007), pois foram encontrados perfis semelhantes para fatores distintos quando comparados com o perfil do escoamento real. As figuras 31 e 32 mostram inclusive, que esta técnica pode ser extinta sem maiores prejuízos, para a cinemática da questão, desde que ocorra recalibração da viscosidade artificial em consonância com o tratamento do contorno. Um teste simples com uma cavidade 40x40 mostrou que mesmo com fator épsilon do *XSPH* igual a 1,3, ou seja, maior que 1, foi possível obter convergência – figura 31.

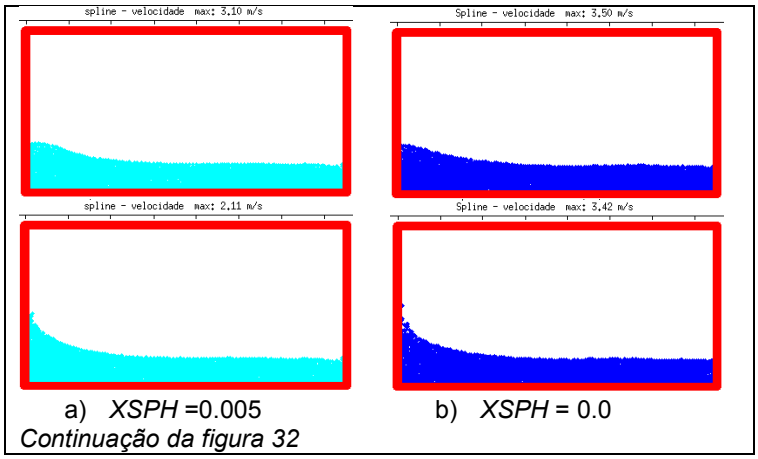
Figura 31 – problema da microcavidade 40x40 para Reynolds igual a 1 e XSPH=1.3 e Viscosidade artificial nula.



Para alcançar os resultados da figura 32b, o fator alfa da viscosidade artificial foi alterado de 0,1 para 0,01 e o fator beta passou a ser nulo. Esta calibração permitiu reavaliar o número de partículas do contorno, como mostra a figura 33.

Figura 32. Uso do *Kernel Spline* Cúbico. 807 partículas de fronteira foram usadas neste teste. Em a) resultados com *XSPH* e em b) resultados onde não foi usado o *XSPH*.





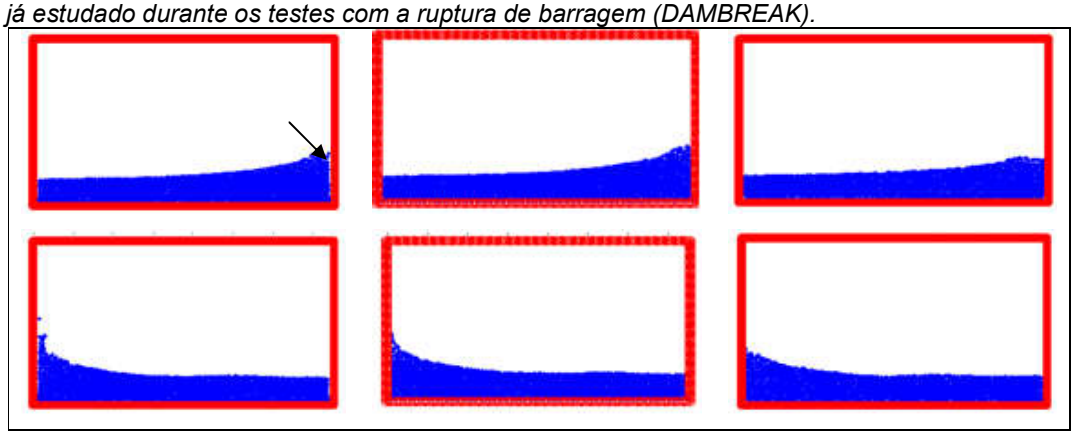
a) *XSPH* =0.005 b) *XSPH* = 0.0

Continuação da figura 32

Foi necessário também, readequar a busca direta pelas partículas vizinhas. Passou-se a usar em alguns casos o maior comprimento de suavização entre duas partículas. Além disso, condicionou-se o comprimento de suavização das partículas do contorno menor que as do domínio – equação 36. Somado a isso, ao encontrar o valor apropriado para a Viscosidade Artificial foi possível reduzir o número de partículas fantasmas, que inicialmente era de 2027 para 487 (figura 33).

$$h_{vp} = \Delta x_{vp} / \kappa \qquad (36)$$

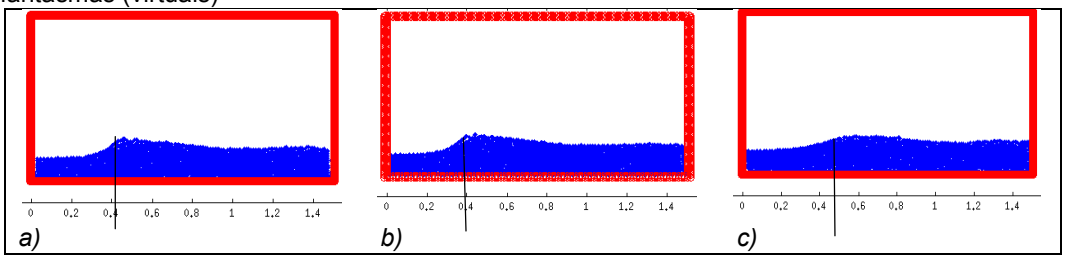
Figura 33. Comparação entre os números de partículas do contorno. Da esquerda para direita segue a sequência: 487;807 e 1607 partículas. O Kernel utilizado foi Gauss. Os efeitos de bordas surgem com mais intensidade quando setado menor número de partículas virtuais, fato já estudado durante os testes com a ruptura de barragem (DAMBREAK).



Um ponto a ser ressaltado está na diferença entre os tempos. Surgiu um *adiantamento* maior (em relação ao experimento) a medida que o número de partículas de fronteira foi alterado (figura 34).

A figura 34 mostra claramente a relação entre o tratamento do contorno e o perfil do escoamento para o mesmo passo de tempo. Em (a) com 487 partículas virtuais, a crista está no sentindo da direita para a esquerda, correspondente a aproximadamente 0,42 metros. Em (b) com 807 partículas de contorno, a crista está próxima aos 0,39 metros. E em (c) com 1607 partículas fantasmas a posição da formação da crista está em torno dos 0,5 metros.

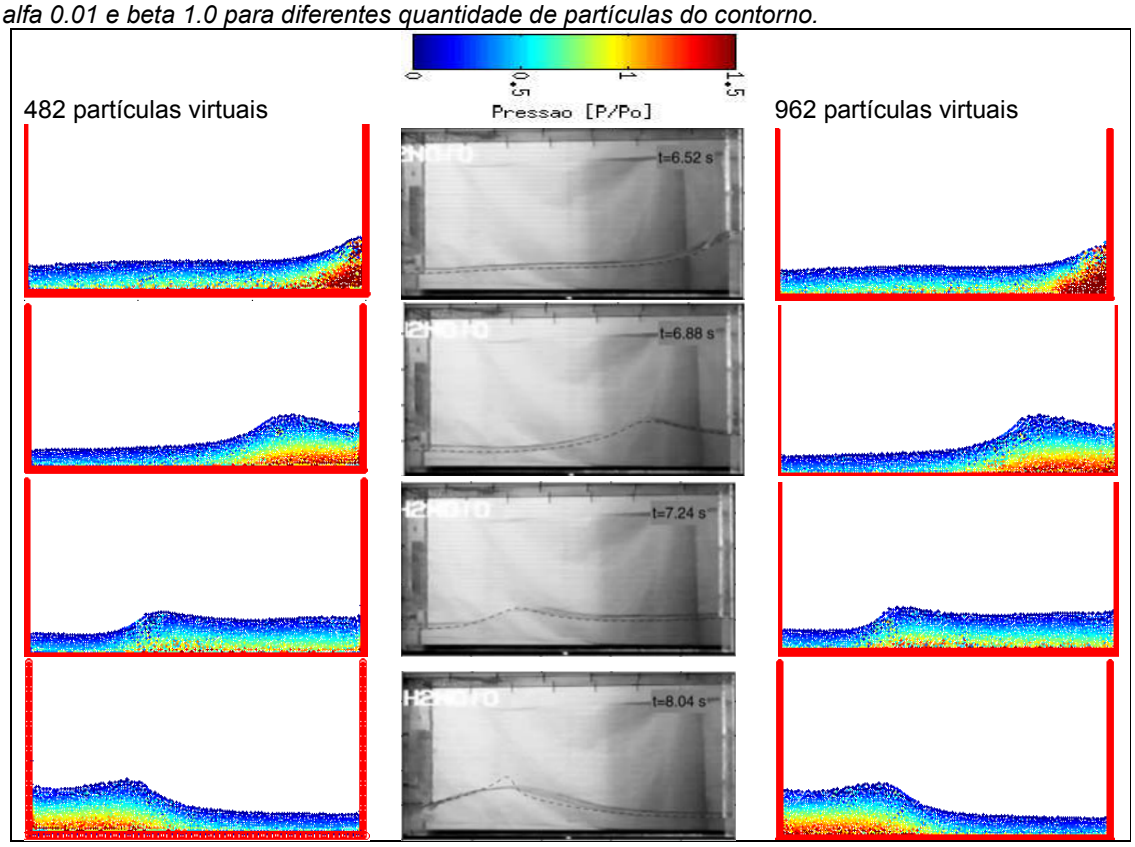
Figura 34 – Tratamento do contorno a) 487 partículas virtuais b) 807 e c) com 1607 partículas fantasmas (virtuais)



5.4.1 Estudo qualitativo e quantitativo da pressão

A figura 35 mostra o resultado qualitativo em comparação ao experimento de Bredmose *et al., (*2003). Dois valores, 0,0005 e 0,0008, para o fator *XSPH* foram aplicados com beta igual a uma unidade e alfa 0.01. Para otimizar o tempo de processamento, a parte superior do tanque foi desprezada sem produzir prejuízos ao experimento. A figura 35 apresenta a comparação citada em termos do gradiente de pressão global para duas quantidades diferentes de partículas de contorno e ambas com *XSPH* igual a 0,0008. O *kernel* utilizado foi o *Spline* Cúbico.

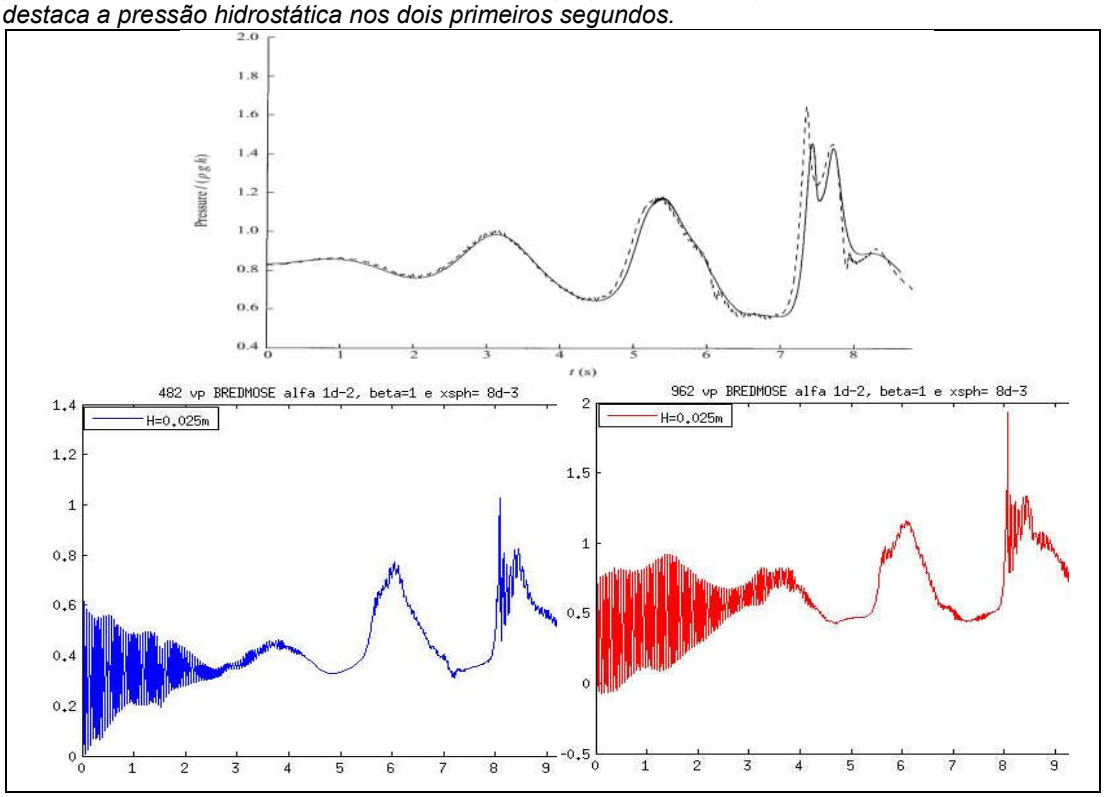
Figura 35 – Nova comparação entre os perfis experimental e numérico cujo fator XSPH foi 0.0008 e alfa 0.01 e beta 1.0 para diferentes quantidade de partículas do contorno.



Além da pressão global, valores locais da pressão sob a parede esquerda foram captados. Para isso, a partir do mapeamento das partículas do contorno e do domínio se passou a computar a pressão a uma distância de aproximadamente 0,025 metros do fundo, cujas coordenadas foram (x;y)=(0;0,025).

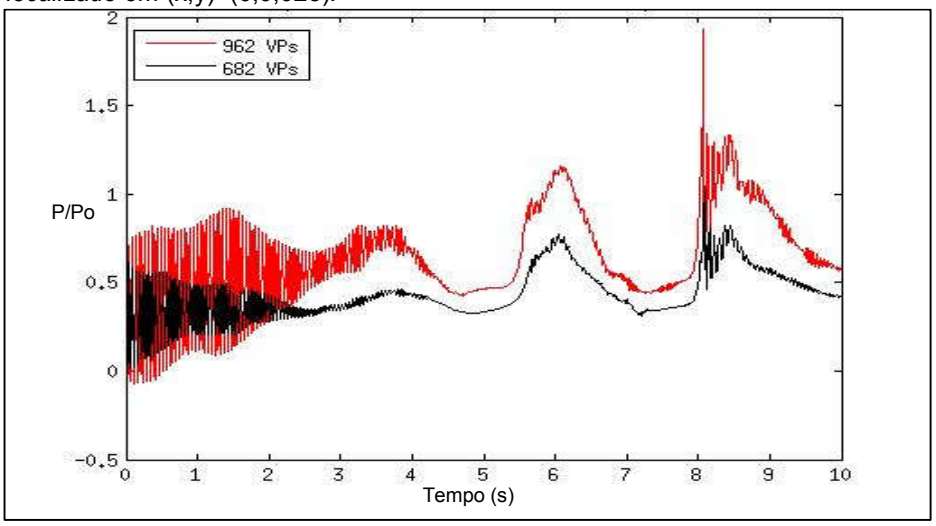
Ao contrário do que sugerem os autores Peregrine (2003), Kishev *et al.,* (2006) e Delorme *et al.,* (2009), que determinaram a pressão nas paredes por meio da integração temporal da própria pressão – pressão impulso, aqui neste trabalho realizamos esta tarefa por meio dos máximos de pressão num determinado intervalo.

Figura 36. Comportamento da pressão dinâmica adimensionalizada pela pressão hidrostática em função do tempo. Na figura primeira figura a quantificação por Bredmose et al.,2003. A linha pontilhada se refere ao experimento H10 e a linha continua ao teste com o modelo Boussinesq-type. *Abaixo quantificações realizadas durante a elaboração desta Tese. À esquerda, 482 partículas e à direita 962 partículas virtuais. A proposital diferença entre as escalas verticais destaca a pressão hidrostática nos dois primeiros segundos.*



A figura 37 destaca o comportamento da pressão dinâmica do escoamento durante os dois primeiros segundos para diferentes números de partículas de contorno, o qual foi mostrado separadamente na figura 36. Até 2,21 segundos a amplitude oscilou entre 0,01 e 0,05. Após este intervalo a amplitude sofre um acréscimo de mais dez vezes o valor inicial (esta configuração foi mostrada nos gráficos da figura 29). À medida que a velocidade do escoamento vai crescendo a pressão hidrostática vai reduzindo e a hidrodinâmica crescendo.

Figura 37 – Em vermelho comportamento da pressão para 962 partículas de contorno. Em preto, 682 partículas virtuais para as mesmas condições. Transdutor localizado em (x;y)=(0;0,025).



Um segundo ponto sob a parede também foi testado (figura 38). Este ponto estava localizado em 0,02813 metros de altura a partir do fundo. A figura 39 compara os resultados obtidos com transdutores de pressão virtuais em (x;y)=(0;0,025) e (x;y)=(0;0,02813).

Figura 38 – Diagrama da pressão pontual de uma partícula fantasma localizada em (0; 0,02813) como transdutor de pressão virtual

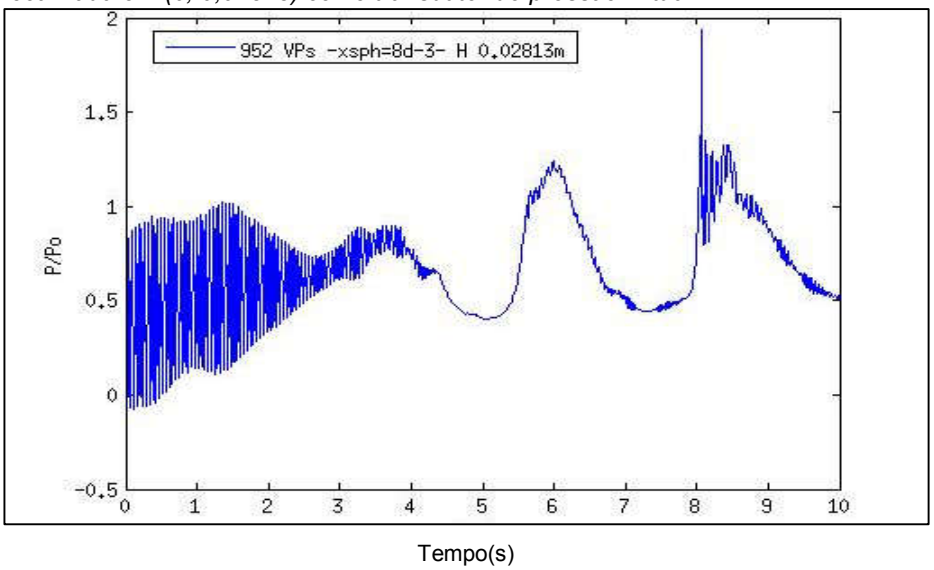
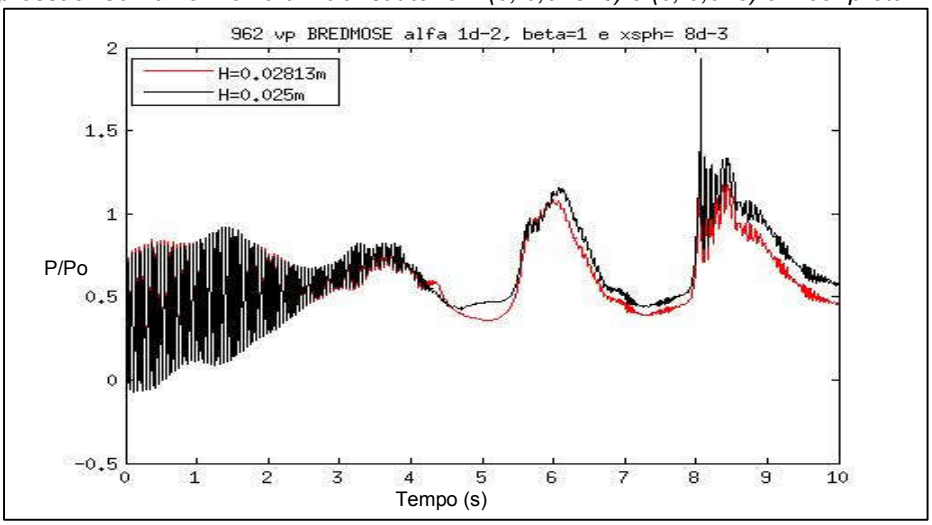


Figura 39. Dois pontos localizados na parede esquerda simulam trandustores de pressão. Curva vermelha um transdutor em (0; 0,02813) e (0; 0,025) em cor preta.



O pico duplo que ocorre no impacto com a parede é normal para impactos de ondas fortes, e representa a pressão necessária, primeiro para acelerar a água para cima da parede e, posteriormente, para abrandar a sua descida (BREDMOSE *et al.,* 2003).

5.4.2 Supressores de Pressão

Realizado estes testes se passou a estudar métodos de supressão do *sloshing*. Para esta finalidade um anteparo foi adicionado ao fundo do tanque e foi simulado o mesmo movimento da bancada de Bredmose *et.al*., (2003*)* como mostra a figura 41*. A figura 40 traz a configuração inicial do problema apresentado nas figuras 32 à 35* sem o anteparo*. Tanque retangular 1.5m x 0.75m. São partículas na vertical e 150 partículas na horizontal.*

Sob as mesmas condições (do experimento), dois testes foram realizados, alterando a estrutura interna do tanque adicionando defletores. As figuras 42 e 43 apresentam uma avaliação qualitativa da pressão. Nas figuras 42(b) e 43(b), um anteparo vertical de aproximadamente 0,1 metros de altura foi introduzido. Nas figuras 42(c) e 43(c), um *baffle* em forma de seta também com 0,1 metros foi justaposta ao centro, em relação ao eixo horizontal e em zero em relação ao eixo vertical.

Figura 40. Configuração inicial do problema apresentado nas figuras 32 à 35.

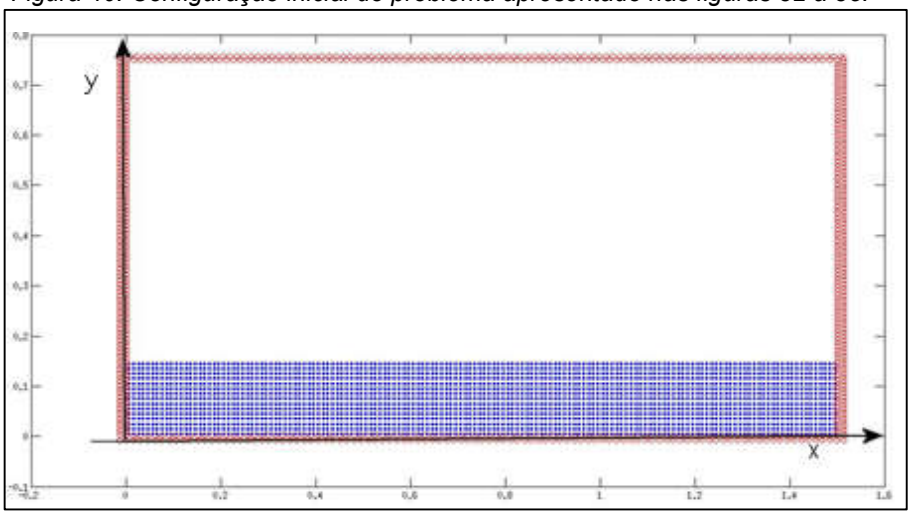


Figura 41. Configuração inicial do problema envolvendo a anteparo no fundo do tanque.

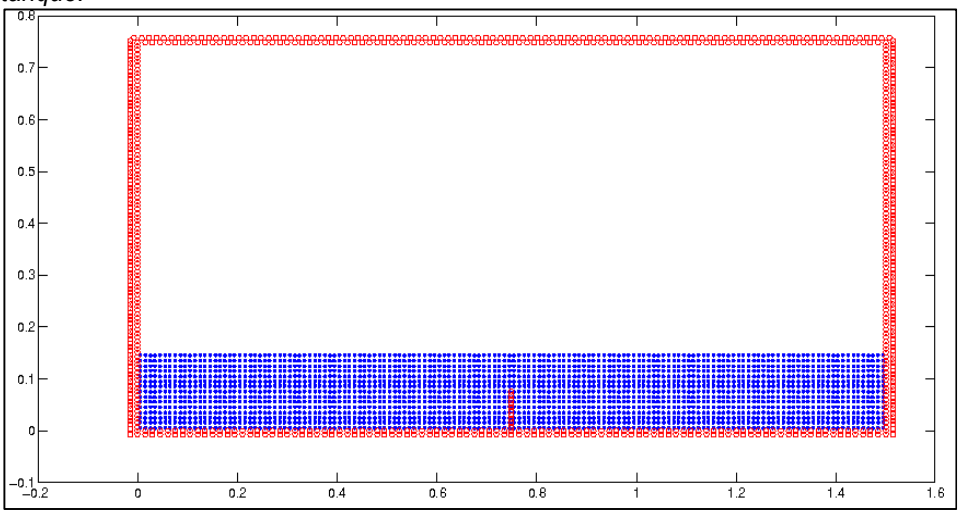
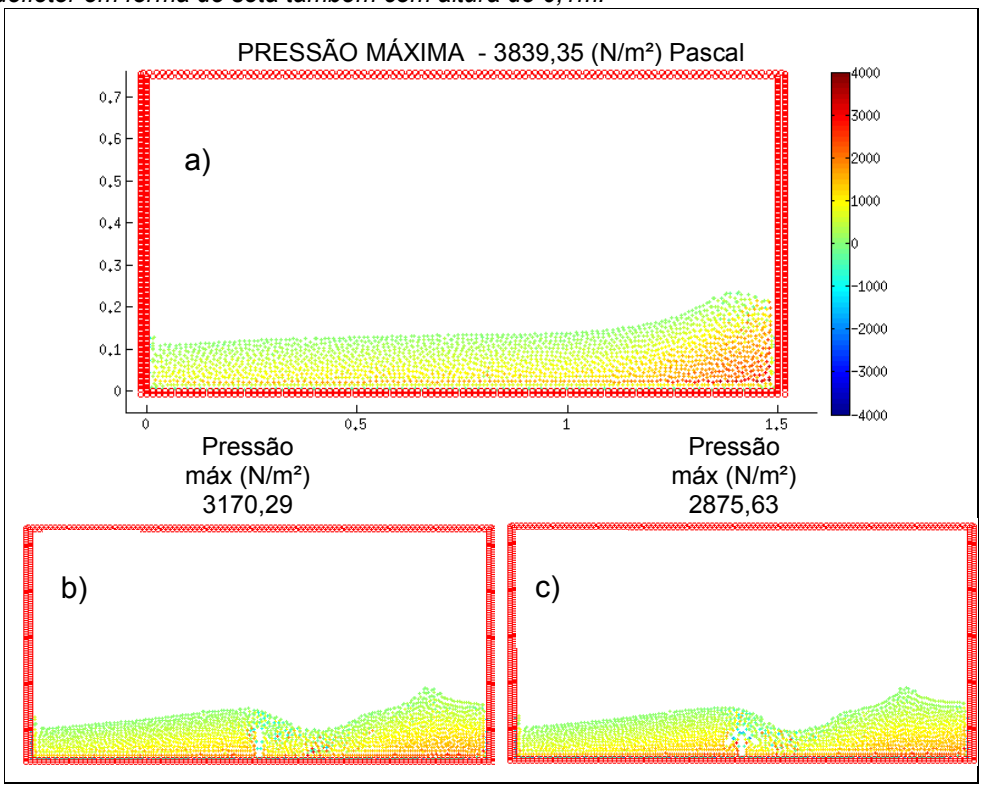
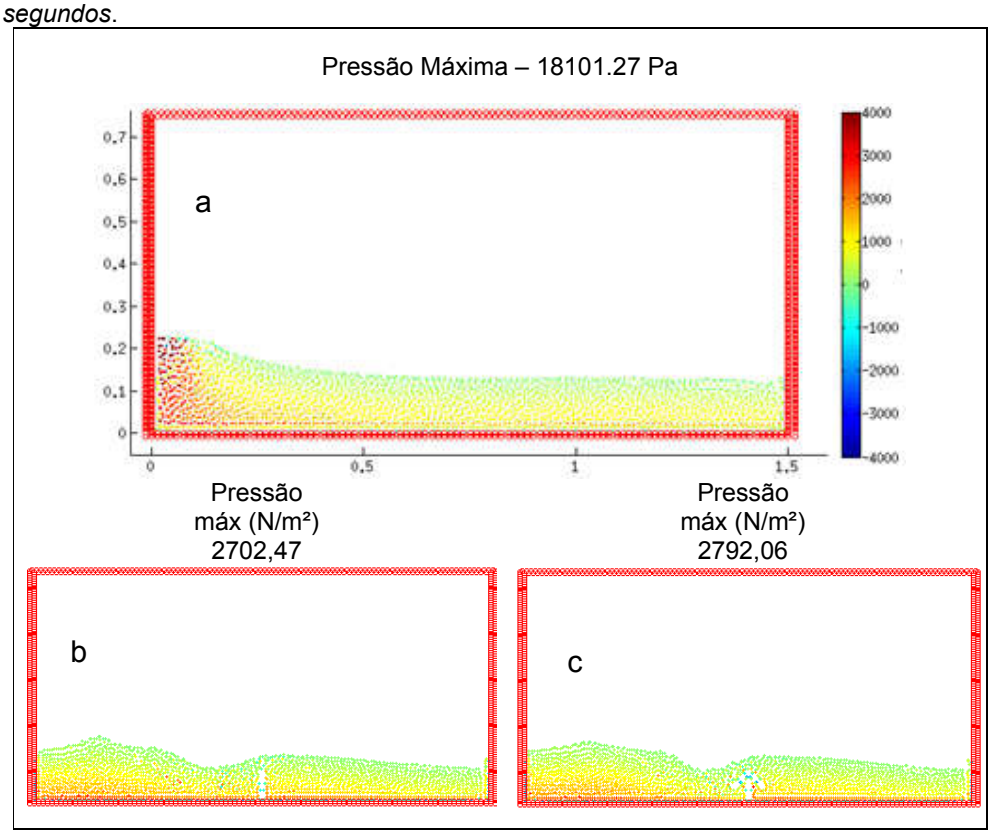


Figura 42. Comportamento dinâmico para o mesmo passo de tempo. A figura (a) representa o escoamento na eminência do impacto da massa fluida com a parede em um tempo próximo a 7,04 segundos. Aos tanques repesentados pelas figuras menores foram adicionados defletores. A figua (b) um defletor vertical de 0,1m e a figura (c) um defletor em forma de seta também com altura de 0,1m.



As figuras 42(a) e 43(a) mostram que a pressão máxima encontrada sem o anteparo foi 18101,27 N/m². Neste instante de tempo os dois mecanismos de supressão de *sloshing* se mostraram eficiente. Ocorreu uma redistribuição da pressão sobre o domínio conduzindo uma diminuição da carga hidrodinâmica sobre as paredes, já que os *baffles* produzem redução da energia cinética da frente de massa fluida.

Figura 43. Configuração semelhante ao da figura 42. A figura central descreve o retorno da massa fluida após o primeiro impacto na parede esquerda que ocorreu em aproximadamente 7,1 segundos. O segundo impacto ocorre em aproximadamente 8,15 segundos.



Ficou evidente a redução da pressão dinâmica nas paredes do tanque durante a simulação ao ser inserido um anteparo. Os resultados quantitativos reforçam esta conclusão – que serão mostrados nas figuras 45 e 46. Além da redução da pressão, observa-se uma diminuição na velocidade máxima do escoamento para os passos de tempo equivalentes (figura 44).

Outro experimento foi realizado com um *baffle* de 0,125 metros, sendo a pressão adimensionalizada e realizados experimentos com 962 partículas virtuais – figura 44. Os fatores de correção da viscosidade artificial equivaleram a 0,01 para o alfa e 1,0 para beta, e o fator *XSPH* utilizado foi 0,008 e os resultados qualitativos e quantitativos foram comparados com os das figuras 45 a 49.

Figura 44 – Descrição Qualitativa de dois escoamentos para os mesmos instantes de tempo. A figura do lado direito detém um anteparo, cuja intenção é reduzir a pressão hidrodinâmica nas paredes.

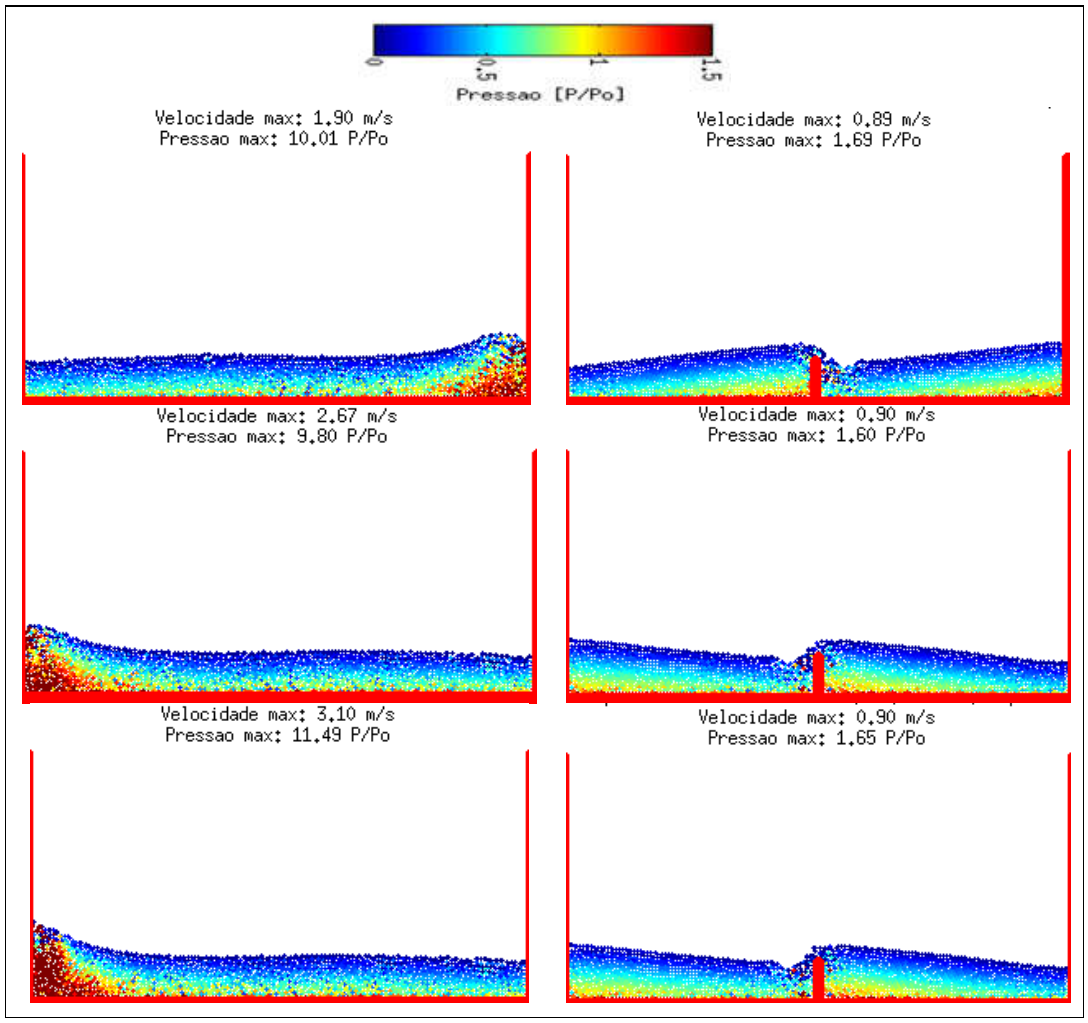
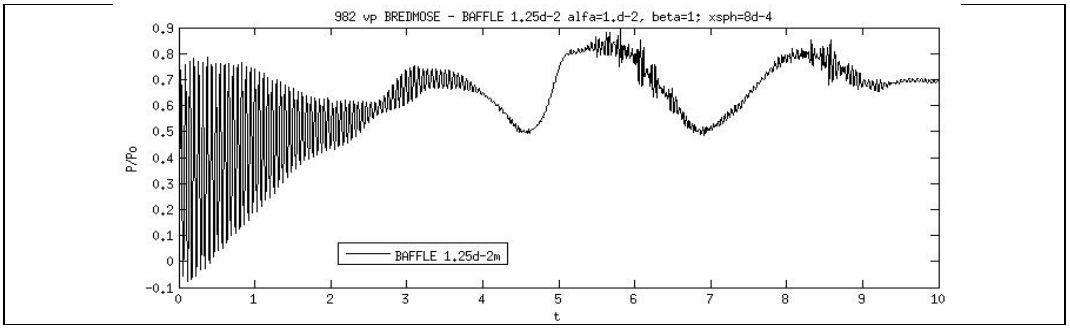


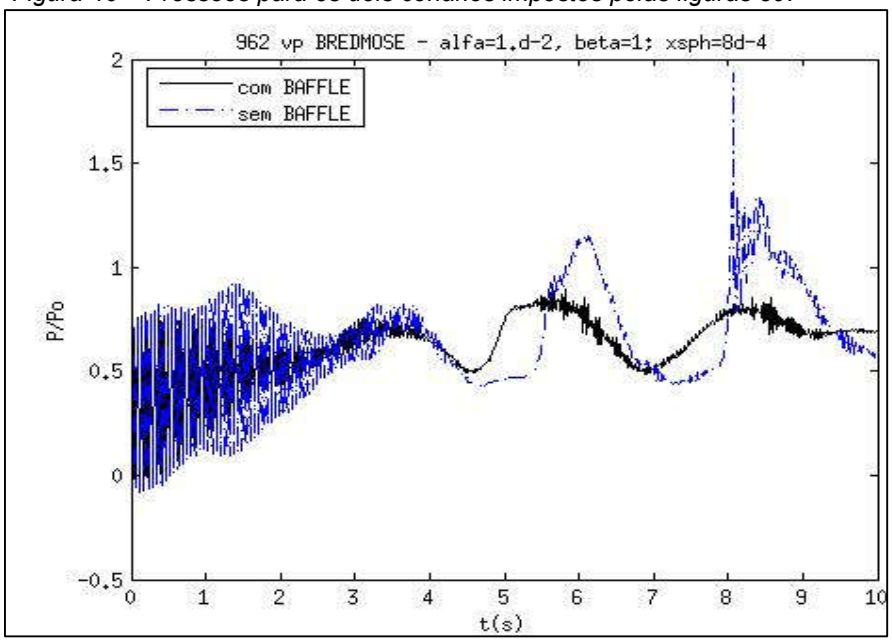
Figura 45 – Análise quantitativa da pressão, considerando a adição do anteparo com 0.0125 metros.



A predição numérica aplicada nesta tese apresentou boas tendências qualitativas e quantitativas da pressão e reproduziu com sucesso a morfologia do perfil do

escoamento experimental. As diferenças de fase mostradas não trazem prejuízos à natureza do problema. O pico de pressão de maior intensidade está mais próximo do valor real do que o encontrado por Bredmose et al., (2003) quando aplicado o modelo de *Boussinesq*. O uso do defletor resultou em diminuição da carga hidrodinâmica e os duplos picos de pressão não surgem quando esta ferramenta é introduzida.

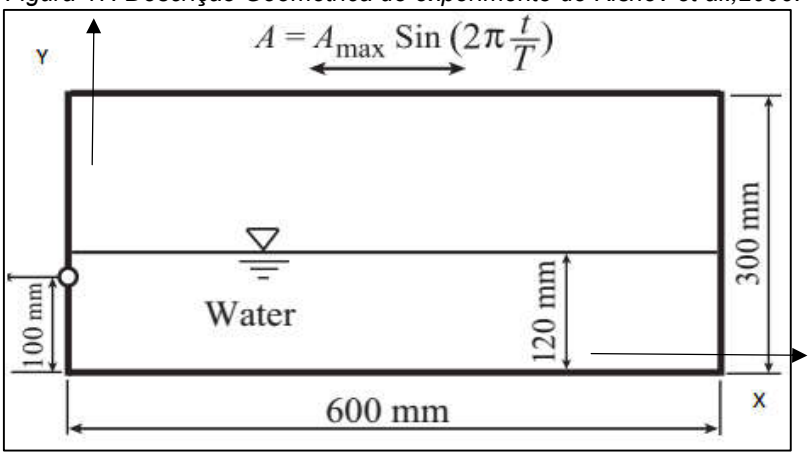
Figura 46 – Pressões para os dois cenários impostos pelas figuras 39.



5.5 CENÁRIOS DO *SLOSHING:* KISHEV *et.al.* (2006).

Kishev *et al.,* (2006) realizaram experimentos numéricos pautados no método euleriano *Constraint Interpolation Profile* (CIP) e suas variantes. Comparam com seus próprios experimentos físicos. O experimento consistiu de um tanque de 60 x 30 x 10 cm. Agora, nesta tese se reproduziu a apreciação cinemática e dinâmica com o *SPH-COULOMB.* Valores distintos de beta e alfa da viscosidade artificial foram testados. Além de utilizar os resultados experimentais obtidos por Kishev *et al.,* (2006) para validar o modelo, também foram comparados os resultados deste trabalho com os encontrados por Gotoh *et al.,*(2014) para a mesma configuração.

Figura 47. Descrição Geométrica do experimento de Kishev et al.,2006.



Fonte: Gotoh et. al, 2014.

Durante o experimento, o tanque foi preenchido parcialmente com água, em torno de 12 cm (ou 120 mm) de profundidade. A amplitude máxima do movimento foi de 5 cm, enquanto o período de excitação foi de 1,3 s. A simulação se constitui em vários cenários cujos parâmetros estão detalhados nas tabelas 4, 5 e 6. Foram testados cenários com 407 e 1405 partículas virtuais, e com *XSPH* nulo e não nulo. Além de valores nulos para o fator beta da viscosidade artificial e não nulo igual a uma unidade.

A primeira configuração testada contém 405 partículas virtuais. Os valores dos parâmetros de correção estão expostos na legenda das figuras 48. Em seguida a diferença entre os perfis para os fatores beta 1 e 0 é apresentada nas figuras 49.

Em termos da cinemática do problema, o uso do fator beta igual a um (figura 49) demonstrou um perfil mais próximo do experimental. Nestes testes o número de partículas do domínio foi de 2.000 (duas mil).

Tabela 4 – Configuração utilizada nas figuras 48 e 49

	Fig 48	Fig 49 (a)	Fig 49 (c)
Nº de Vps	407	487	487
XSPH	0,005	0,005	0,005
alfa	0,1	0.1	0.1
beta	1	1	0

Fig 48. Comparação entre o experimento (em a) e os modelos CCUP/CIP-CSL3 (em b) do Kishev et.al (2006) com o SPH desta Tese (em c), onde o fator XSPH usado foi de 0,005, alfa 0,1 e beta igual a 1,0. De cima para baixo o tempos correspondem a 0,1T; 0,2T; 0,3T e 0,4T, com T=1,3s. Foram usadas 407 partículas fantasmas.

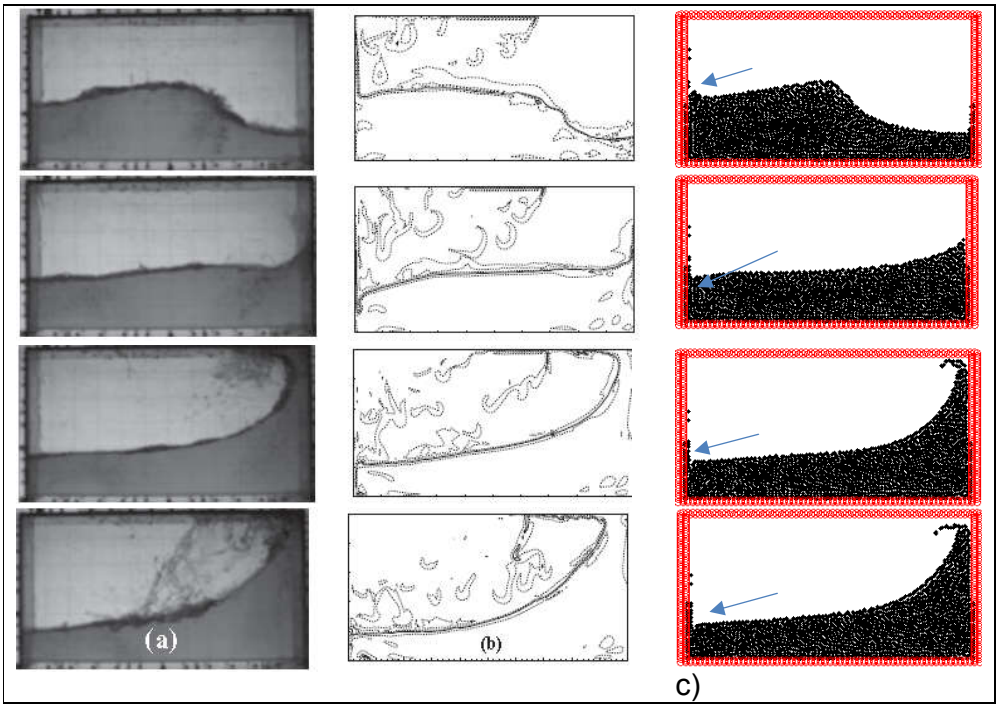
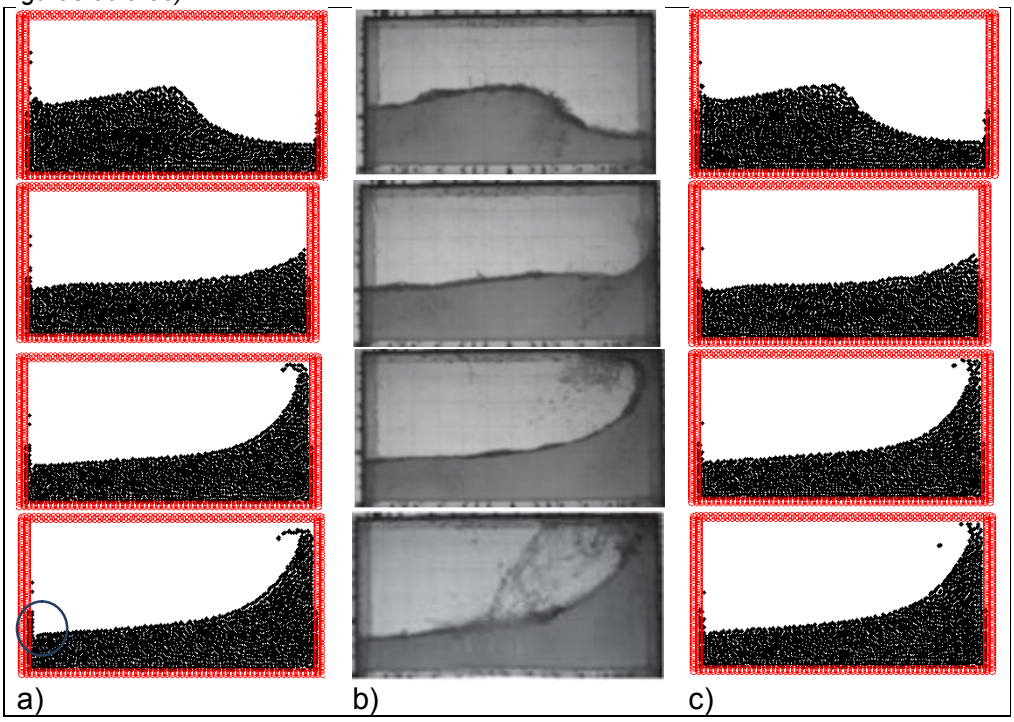


Figura 49. Uso do XSPH igual a 0.005 e parâmetro afla da viscoisade artificial igual a 0.1. Figura (a), parâmetro beta igual a 1.0, enquanto figura (c), beta igual a zero, sempre com 487 partículas no contorno.O circulo na borda destaca uma pequena difusão numérica que pode ser corrigida elevando o número de partículas virtuais (ver figuras 50 à 55).



Concluído esta etapa, passou-se a realizar uma comparação qualitativa da dinâmica do problema. Foram posicionadas1405 partículas fantasmas, cuja configuração inicial é mostrada pela figura 50. O fator beta usado foi igual a zero. O campo de pressão correspondente é então apresentado (ou são apresentados) em três diferentes cenários pelas figuras 51 e 52.

Figura 50 Configuração no instante 0,05 segundos com o fator beta nulo. Pressão máxima de 480,18 N/m² (Pa).

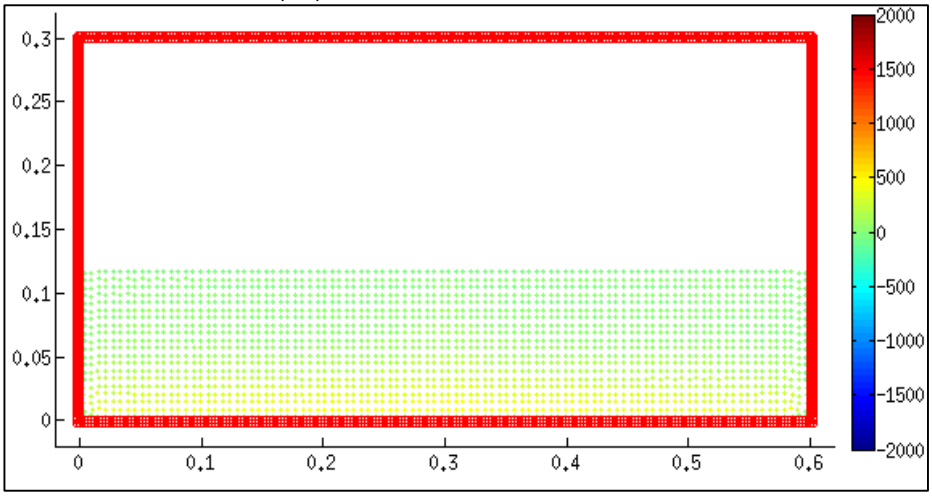
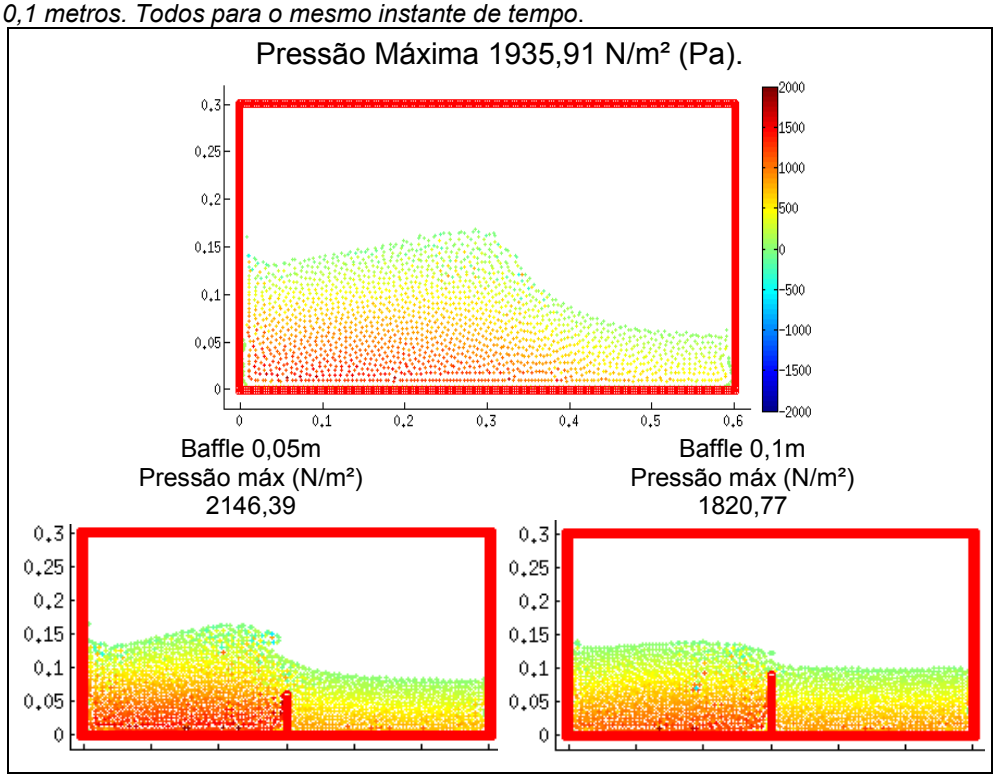


Tabela 5 – Configuração das figuras 51 e 52 com 1405 partículas virtuais

	Figura 51	Figura 52	Fator de Correção		
Altura do *Baffle* (m)	Pressão Máx (Pa)	Pressão Máx (Pa)	XSPH	Alfa	Beta
Sem baffle	1935,91	5569,18	0,005	0,1	0
0,05	2146,39	3096.41	0,005	0,1	0
0,1	1820,77	1942,76	0,005	0.1	0

Figura 51. No topo, configuração sem o anteparo com o fator beta nulo. Abaixo e a esquerda, anteparo com 0,05 metros e a direita mesma configuração com anteparo de 0,1 metros. Todos para o mesmo instante de tempo.



Em ambas as figuras – 51 e 52 – a barreira de 0,05 metros se mostrou pouco eficiente. O anteparo de 0,1 metros apresentou uma maior atenuação da carga hidrodinâmica nas paredes. Outra configuração foi testada com alteração na morfologia do anteparo em forma de "seta" (figura 53). Para o mesmo instante de tempo o anteparo em forma de *seta* se mostrou mais eficiente para supressão do *sloshing*, quando comparado com todos os outros cenários (Tabela 6). Na região do anteparo a carga hidrodinâmica é maior, reduzindo o efeito da pressão sobre as paredes do tanque.

Tabela 6 – Comparação entre o baffe vertical e aleta em forma de seta

	Figura 53	Fator de Correção		
Tipo de Baffle	Pressão Máx (Pa)	XSPH	Alfa	Beta
Sem baffle	5569,18	0,005	0,1	0
Vertical 0,1m	1942,76	0,005	0,1	0
Seta 0,1m	1672,73	0,005	0.1	0

Figura 52. Novamente (com beta igual a zero) comparação entre cenários sem e com anteparos para o mesmo instante. Sempre a esquerda, Baffles de 0,05 metros e a direita Baffles de 0,1 metros. Em destaque pequenas flutuações não-físicas da pressão; aqui, 1405 partículas de contorno foram usadas.

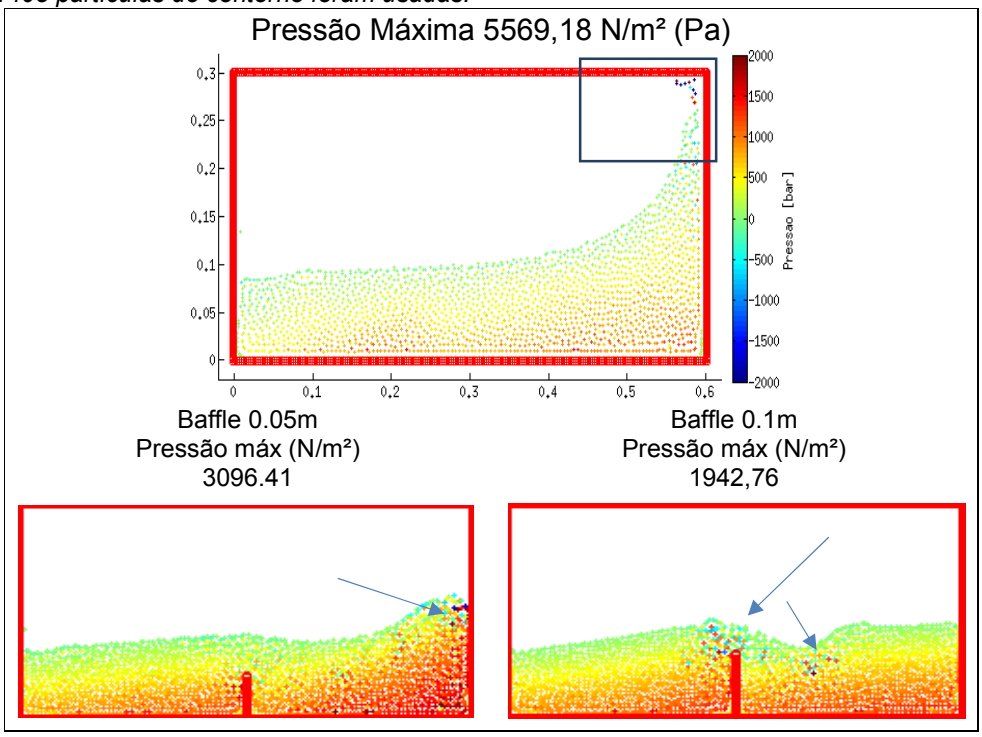
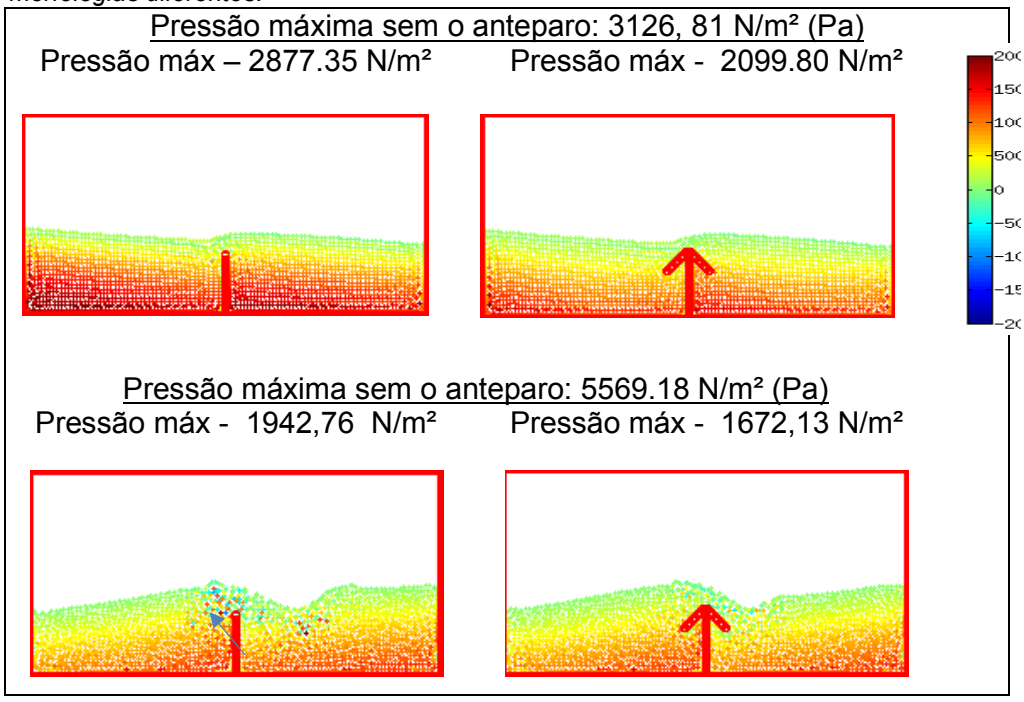


Figura 53 – Comparação do campo de pressão de escoamento com anteparos de morfologias diferentes.



5.5.1 *Simetrização* da Interação Inter-Partículas

Para realizar a busca direta entre as partículas vizinhas a rotina original realiza uma *simetrização da interação inter-partículas* por meio da média entre o comprimento de suavização da partícula de referência e sua vizinha (LIU & LIU 2006 pg 131). No entanto, alterou-se a rotina original de modo que para a mesma finalidade passou-se a usar o maior comprimento de suavização entre as duas.

A figura 54 mostra o campo de pressão do escoamento, na qual se elevou o número de partículas do contorno de 407 para 1405, mantendo o valor de beta igual a zero e a *simetrização* foi feita a partir do maior valor do comprimento de suavização (SMCS).

A figura 55 faz uma comparação entre as duas técnicas de simetrização, cujo fator beta da viscosidade artificial foi igual à zero. E a figura 56 compara o processo de *simetrização pela média com* dois valores diferentes para beta: 1 e 0 (zero).

Figura 54 – Campo de pressão. Durante este estudo 1405 partículas fantasmas foram utilizadas com o fator beta igual a zero e simetrização por SMCS.

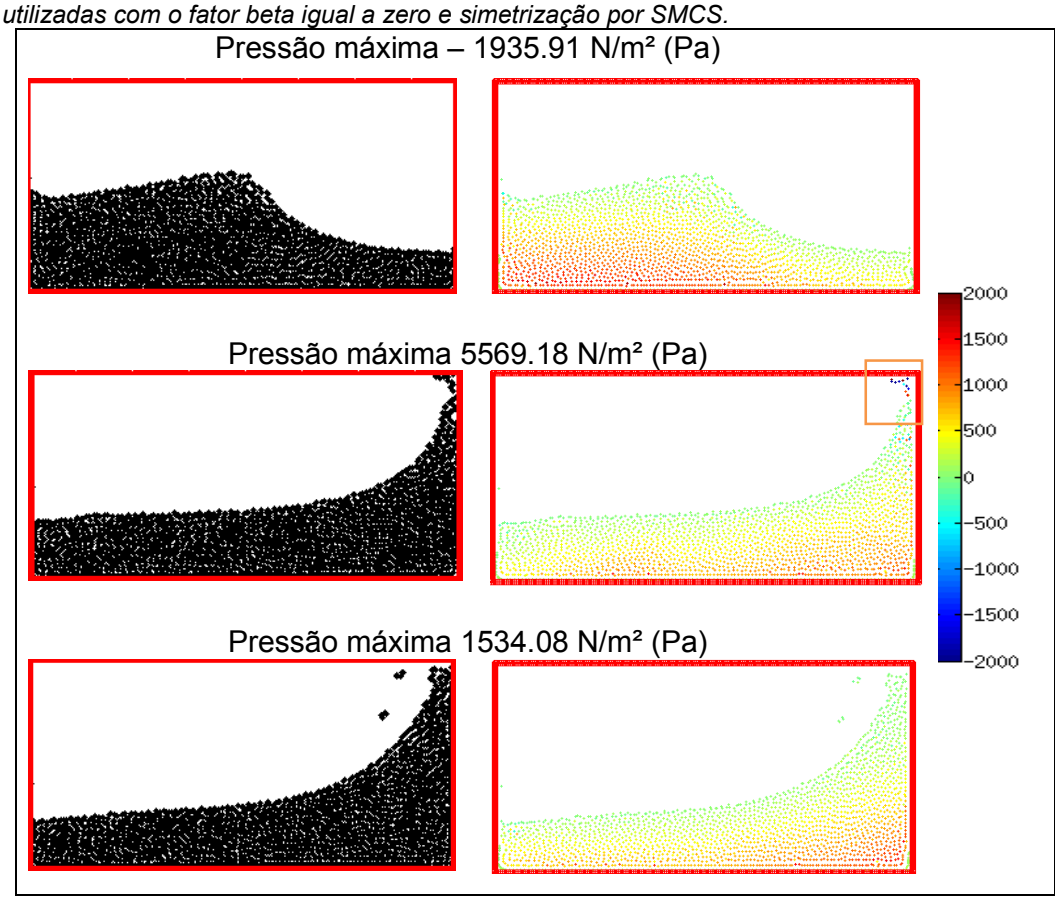


Figura 55. Lado esquerdo simetrização pelo maior comprimento de suavização-SMCS. A direita, simetrização pela média entre os comprimentos de suavização. O circulo destaca um efeito de borda.

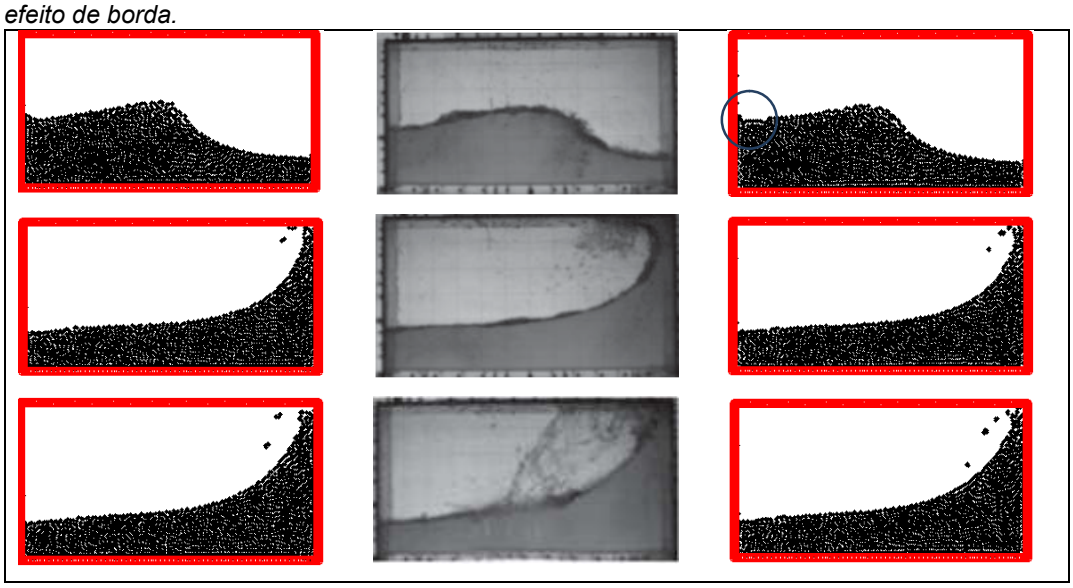
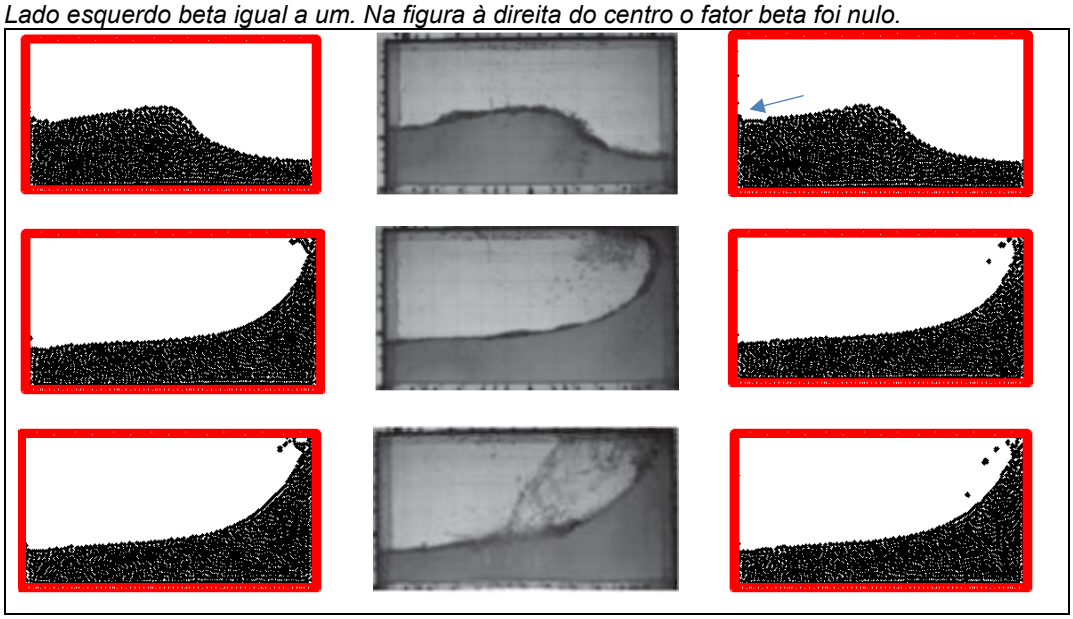


Figura 56. Processo de Simetrização pela Média com dois valores diferentes para beta: 1 e 0. Lado esquerdo beta igual a um. Na figura à direita do centro o fator beta foi nulo.



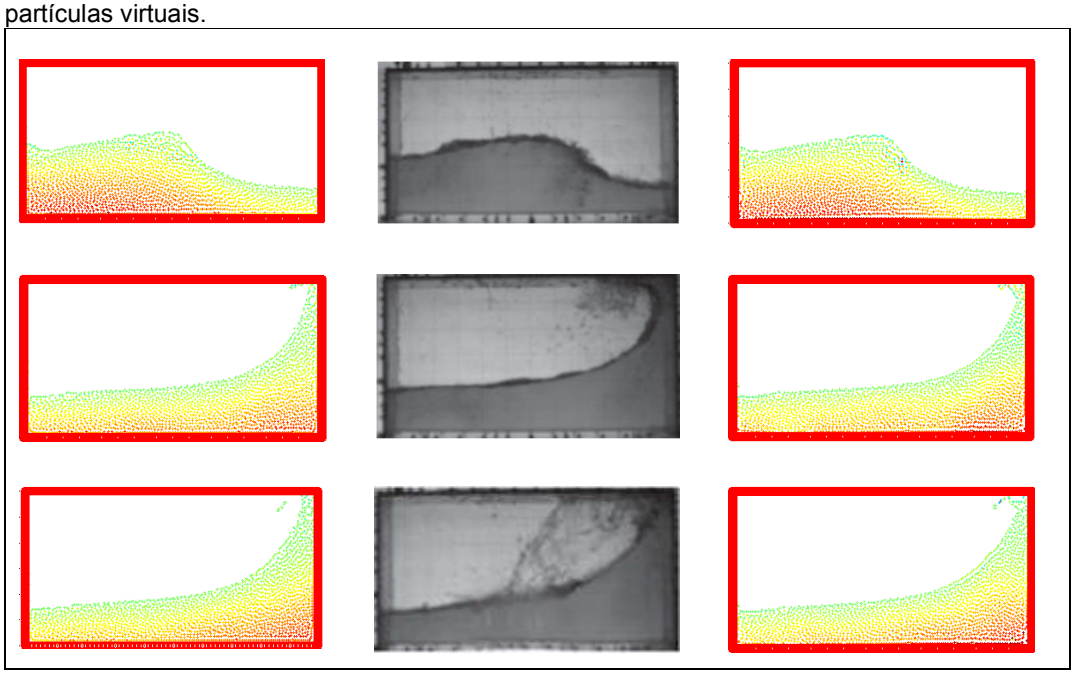
As figuras 54 e 55 comparam a forma de *simetrização* da busca pelas vizinhas. Apesar de computacionalmente mais caro e em termos cinemáticos apresentar menor conformidade com o perfil do escoamento do experimento, quando comparado com a *simetrização* pela média, a nossa contribuição (a *SMCS*)

apresentou menos ruídos e menores efeitos de borda – ver destaque nas figuras acima.

Em relação aos fatores de correção, até aqui, o fator beta igual a um mostrou melhores resultados em comparação a valor zero para questão cinemática. Por isso, passou-se a testar os dois procedimentos de *simetrização* supracitados com beta igual um. Figura 56.

As duas configurações corroboram (em termos aproximados) com o perfil do experimento. Os ruídos, principalmente das figuras a direita podem ser reduzidos com a utilização do *Kernel Gauss* e/ou se elevando o fator *XSPH.* Contudo, ambas as estratégias elevariam o tempo de processamento. Também por isso, usou-se a simetrização pela média por produzir menor custo.

Figura 56. Lado esquerdo uso da técnica “do maior” comprimento de suavização. À direita, uso da média entres os comprimentos de suavização. Ambos com beta igual a um e com 1405 partículas virtuais.



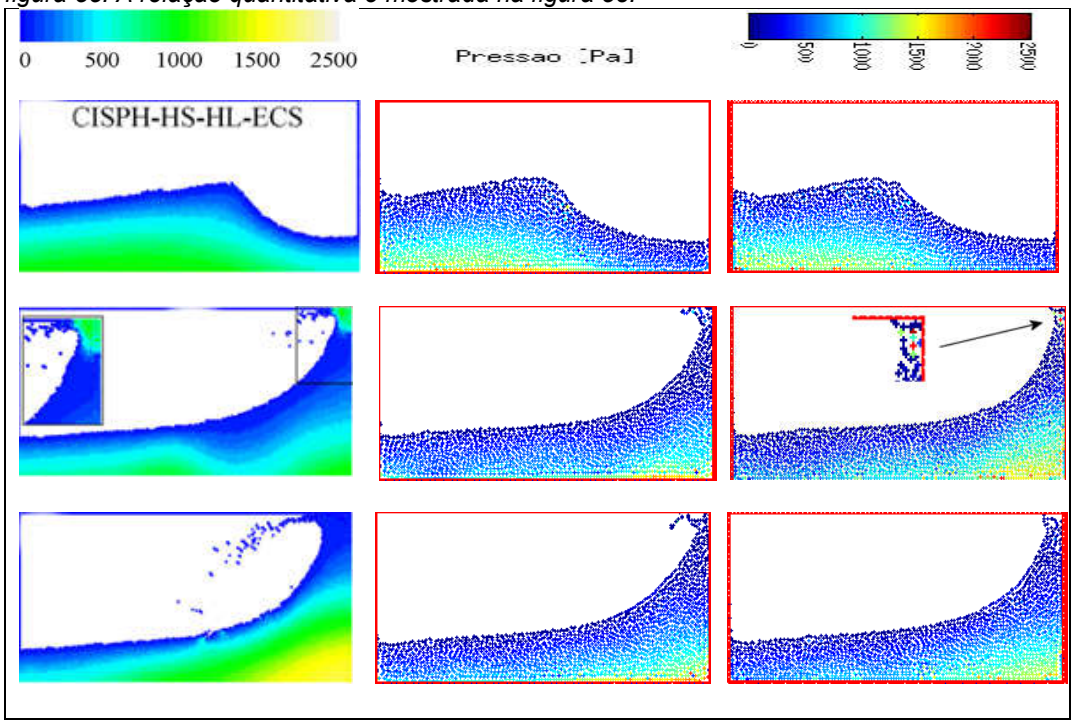
5.5.2- Quantificação da pressão por comparação dos fatores de correção

Antes de quantificar a pressão, uma comparação qualitativa com os resultados obtidos por Gotoh *et al.,*(2014) foi realizada. Ao mesmo domínio aqueles autores

aplicaram partículas com um diâmetro de 3 mm – cerca de 8000 partículas. Enquanto nesta Tese o diâmetro foi de 6 mm, correspondente a 2000 partículas de domínio. Nesta avaliação os fatores de correção aplicados foram *alfa* 0,2; *beta* nulo e *XSPH* também nulo. O contorno foi tratado com 705 partículas.

Eles testaram duas técnicas diferentes e uma pequena subestimação da pressão é destacada na figura 57. Para saber mais sobre as modificações no método consultar Gotoh *et al.,*(2014).

Figura 57. A direita do centro, 705 partículas virtuais. A esquerda do centro, SPH modificado (ISPH) testado por Gotoh et. al, (2014). O Destaque retangular se refere a uma pequena "subestimação" da pressão, também encontrada nesta Tese e mostrada nas figuras 51 e 53. Ao centro, o escoamento com 1405 partículas de contorno já mostrada no lado esquerdo da figura 55. A relação quantitativa é mostrada na figura 58.



Apesar do aspecto morfológico da configuração onde o tratamento do contorno com 1405 partículas virtuais estar mais próximo do perfil do escoamento real, o uso de 705 partículas fantasmas apresentou melhores aproximações sob a estimativa para os valores da dinâmica do escoamento. As figuras 58 e 59, por exemplo, fazem um paralelo quantitativo entre as pressões encontradas durante o experimento de Kishev *et al.,* (2006) com a técnica numérica usada por ele e com a que foi utilizada e modificada neste trabalho.

Figura 58 – No topo, correspondente dos valores coletados a partir do experimento físico de Kishev et al,. (2006). Abaixo no centro, SPH com 705 partículas e fator beta e XSPH igual a zero com alfa igual 0,2. A terceira figura (de cima para abaixo), SPH com 1405 partículas e fator beta 1,0 e XSPH 0,005 com alfa igual 0,1.

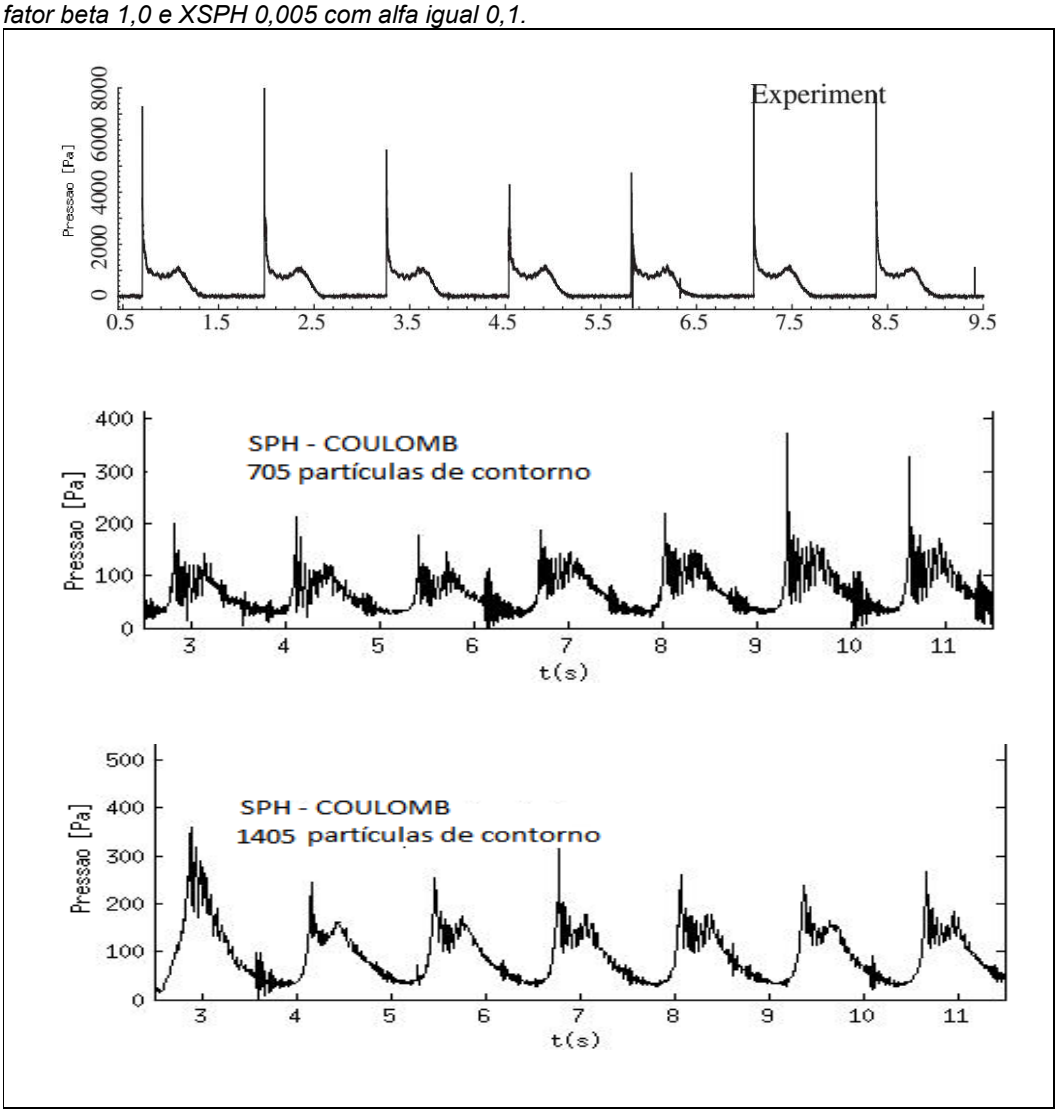
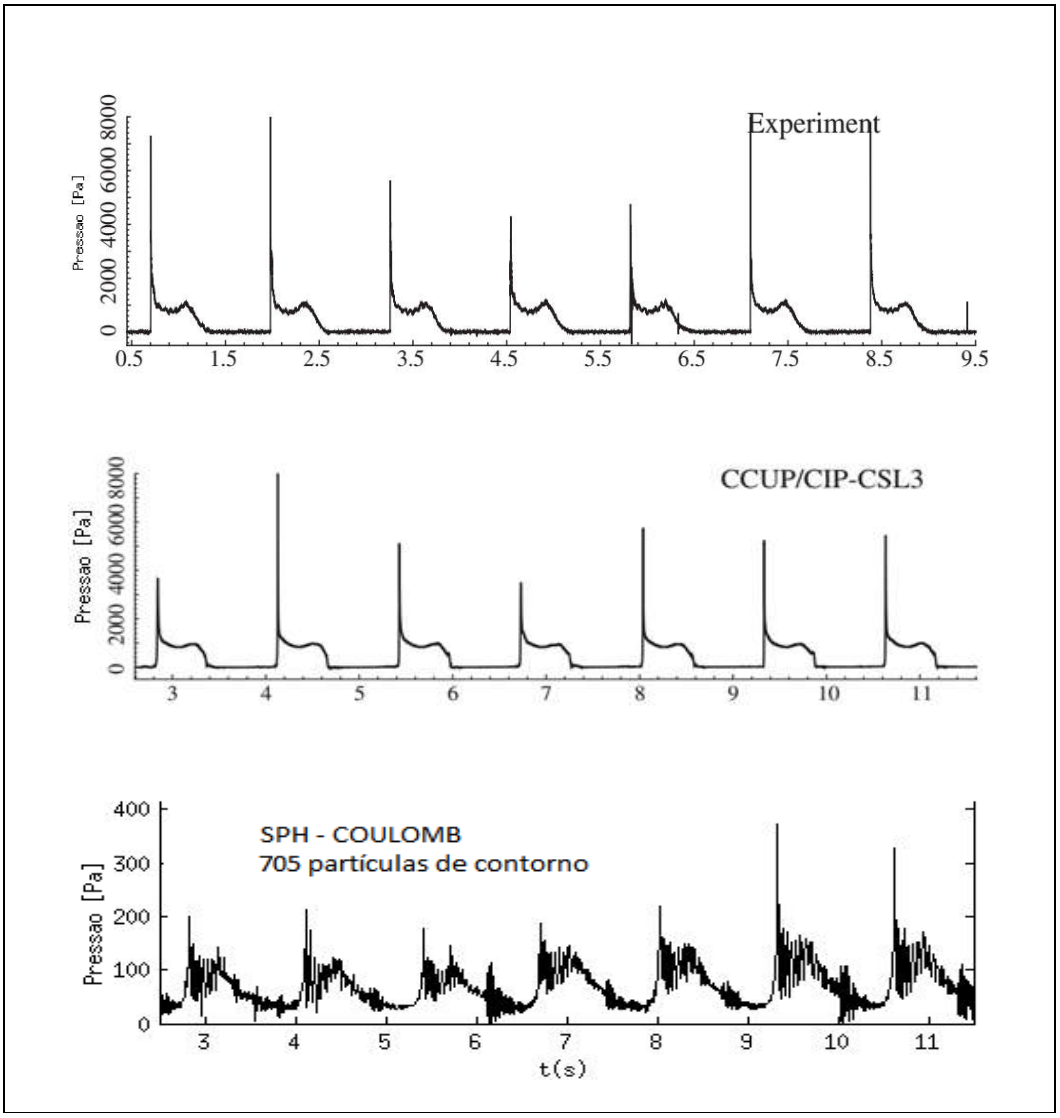


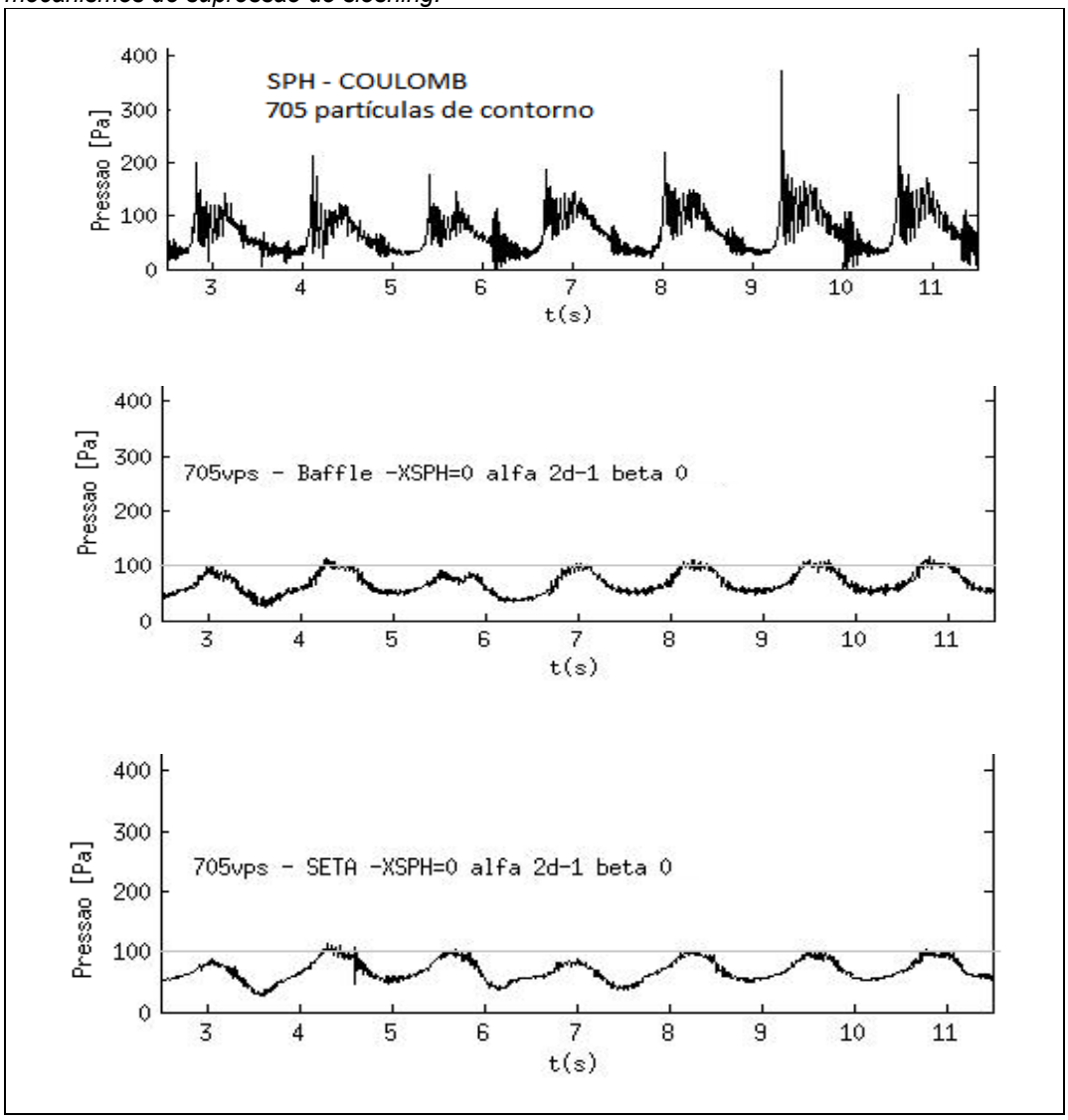
Figura 59. Paralelo entre o experimento físico com os experimentos numéricos para os dados da pressão. Quanto ao modelo aplicado ao método SPH, foram usadas 705 partículas virtuais, o fator de correção XSPH foi nulo, assim como o valor de beta. O valor de alfa para este caso foi 0,2.



Além dos cenários supracitados dezenas outras configurações foram testadas e algumas destas podem ser vistas no apêndice A.

Em relação aos mecanismos de supressão foram utilizados *baffles* verticais e na forma de seta.

Figura 60 – Pressão em função do tempo para três cenários diferentes. O primeiro de cima para baixo já descrito anteriormente retrata o comportamento da pressão sob a parede esquerda do tanque num ponto localizado em (x;y)=(0;0.1). Na sequência as figuras retratam o anteparo vertical e em forma de seta em dois tanques distintos com os seus respectivos mecanismos de supressão do sloshing.



A morfologia do perfil do escoamento apresentou poucas alterações para cada situação onde os anteparos não foram usados. Contudo, àquele que apresentou melhor resultado (comenta-se aqui sobre o perfil do escoamento) foi a que o fator beta se manteve diferente de zero e igual a 1 (um) combinado com a *simetrização por meio* do maior comprimento de suavização, principalmente no que tange uma menor flutuação ou menor "subestimação" da pressão. No entanto, o mais recomendado para este caso é a *simetrização pela média* entre os comprimentos de

suavização, pois é mais barata e apresentou uma boa aproximação. Quanto a avaliação quantitativa a configuração que apresentou resultados apures possui fator beta e *XSPH* nulo e fator alfa igual a 0,2. Nesta conformação o número de partículas usada durante o tratamento do contorno foi de 705. Utilizando esta configuração os mecanismos de supressão, sob as mesmas condições de escoamento, foram testados. Verificou-se que a altura inadequada do *baffle* pode conduzir efeitos indesejáveis. Duas alturas foram testadas, onde o anteparo com altura igual a 0,1 apresentou boa redução na carga hidrodinâmica sobre as paredes.

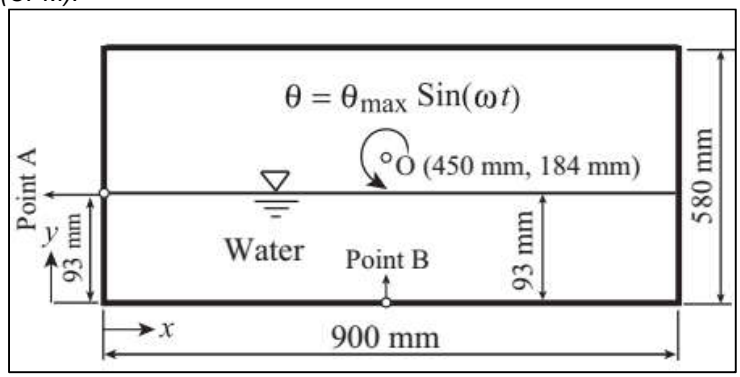
No outro cenário, com o anteparo na forma de uma seta (figuras 52 e 60), tanto qualitativamente como quantitativamente, entre todos os *baffles* utilizados, este demonstrou ser mais eficiente como ferramenta de supressão. As linhas reta em (x;y)=(0;100) e (12;100) nas figuras 58 foram colocadas para melhor visualizar a variação entre o ponto mais altos de pressão.

Na maioria dos *plots* para o campo de pressão a escala da barra de cor foi de -2000 à +2000, com exceção dos resultados comparados ao Gotoh *et a*l., (2014) pois aqueles autores usaram uma escala de cor de 0 a 2000. E nesta faixa (0 a 2000), as flutuações não físicas da pressão surgem com menos intensidade, ou seja, acabam por ocultar falhas residuais. Estas falhas podem ser decorrentes das características do método utilizado e/ou das condições de contorno e iniciais adotadas e também do número de partículas utilizadas no domínio e contorno. Além disso, mesmo que estas condições estejam perfeitamente aplicadas as diferentes formas de tratamento do contorno irão influenciar nestas flutuações. Em *SPH* o número de partículas do contorno e/ou do domínio afetam significativamente os resultados. Realizar este balanço é ainda um desafio.

5.6 CENÁRIOS DO *SLOSHING:* Delorme *et.al.,* (2009).

Delorme *et.al.,* (2009) realizaram um experimento físico para estudar um tanque de 138000 m³ de GÁS NATURAL LIQUEFEITO, construído no *Estaleiro de Navantia na Espanha.* Um protótipo em uma escala de 1:50 cujas dimensões são 90 x 58 x 5 cm foi preenchido por água a 9.3 cm de altura, sob uma excitação sujeita a um período de 1,92 s. Ao tanque é imposto um movimento oscilatório sinusoidal.

Figura 61. Descrição Geométrica do experimento de Delorme et al.,2009, correspondente ao do tanque físico de sloshing da Naval Architecture Department (ETSIN). Technical University of Madrid (UPM).



Fonte: Gotoh et. al, (2014)

Durante o experimento numérico, elaborado nesta tese, foram usadas 689 partículas virtuais durante os primeiros testes, onde o fator de correção *XSPH* foi nulo e a variável alfa foi 0,2 e beta 1 e 0. O domínio foi composto por 2225 partículas e o fluido de trabalho foi a água.

As figuras 62 são frames de instantes pós impacto contra a parede esquerda. A formação dos jatos d'agua no experimento numérico elaborado aqui ocorrem quase que no mesmo instante dos frames expostos por Delorme *et al.,* (2009).

Pressões não-físicas surgem em nossa avaliação. No entanto não prejudicaram o resultado final.

Como já citado, Gotoh *et al.,* (2014) usaram o *Incompressíbel Smoothed Particle Hydrodynamics - (ISPH)* e suas variantes. Nesta pesquisa de doutoramento foi utilizado o *SPH* com uma alteração no tratamento do contorno. As literaturas consultadas realizam este tratamento por meio da força oriunda do potencial de *Lennard-Jones*. Aqui, a colaboração, para este caso, foi a aplicação da força repulsiva de Coulomb no contorno. Além dessas, como nos capítulos anteriores, os parâmetros de correção foram novamente testados, ato pouco difundido na literatura. Os resultados quantitativos para a pressão estão no apêndice B. A figura 63, parametriza os testes numéricos com o experimento físico, nos quais os dois tratamentos de contorno supracitado são avaliados – figuras 64 e 64.

Figura 62. Instantes pós-impacto contra a parede esquerda. Os frames "E" correspondem ao experimento mostrado na literatura. A comparação entre os perfis de escoamento é realizada com dois valores diferentes para a constante beta

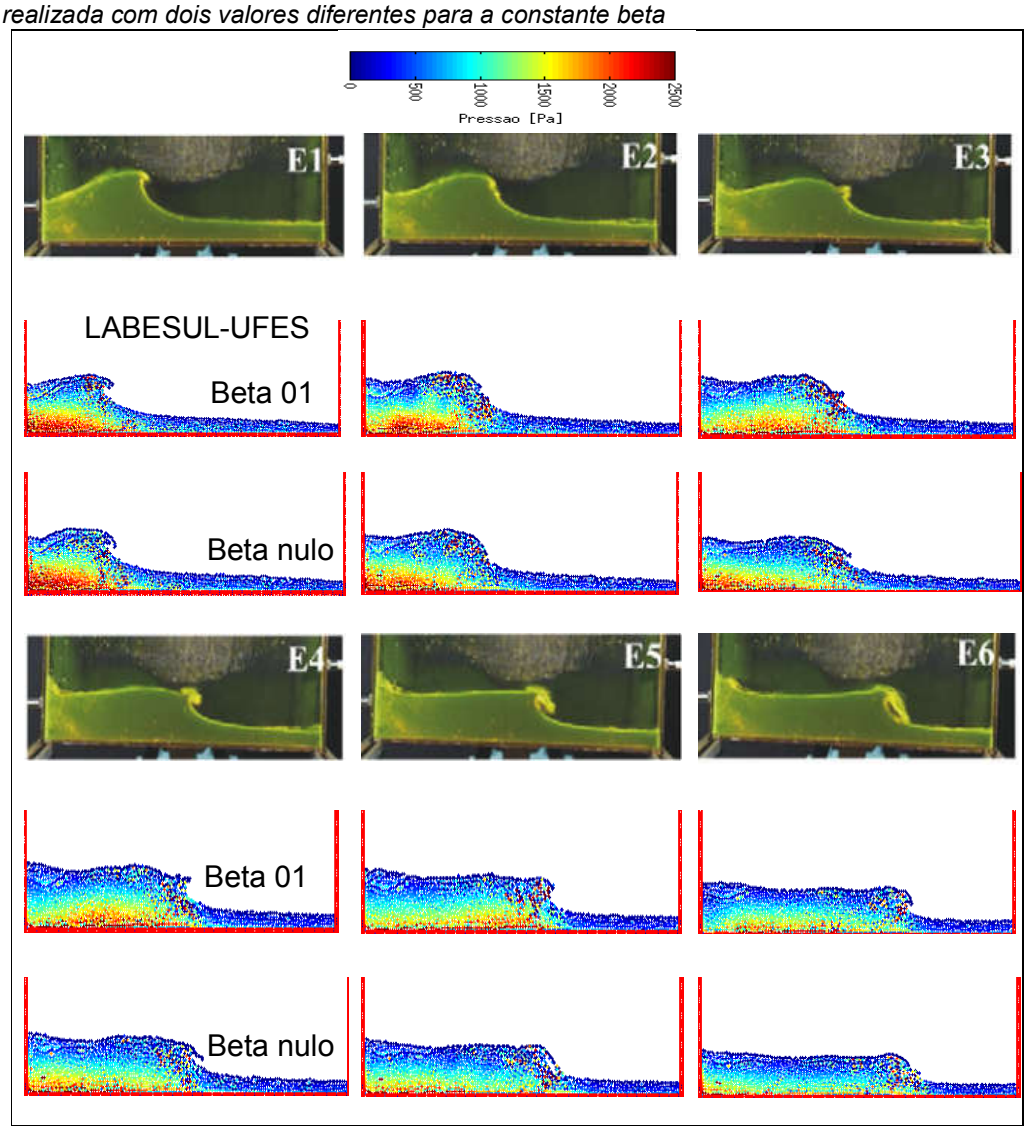


Figura 63 - Em azul, diagrama de pressão quando o tratamento usado foi L-J. As linhas em cor preta correspondem ao tratamento com COULOMB.

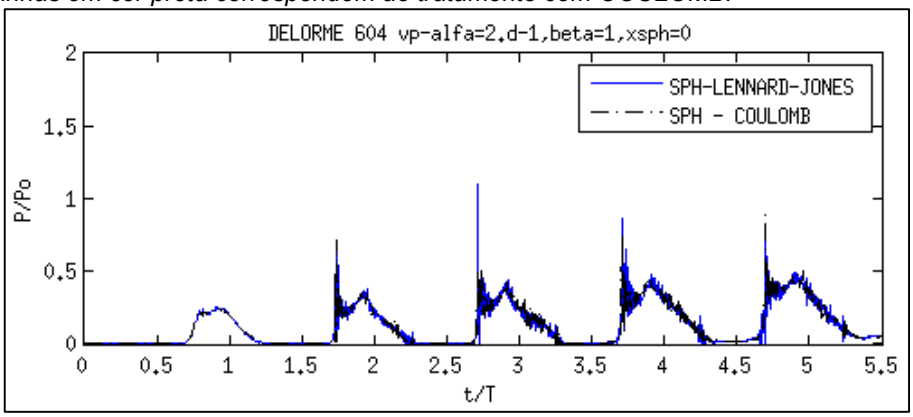
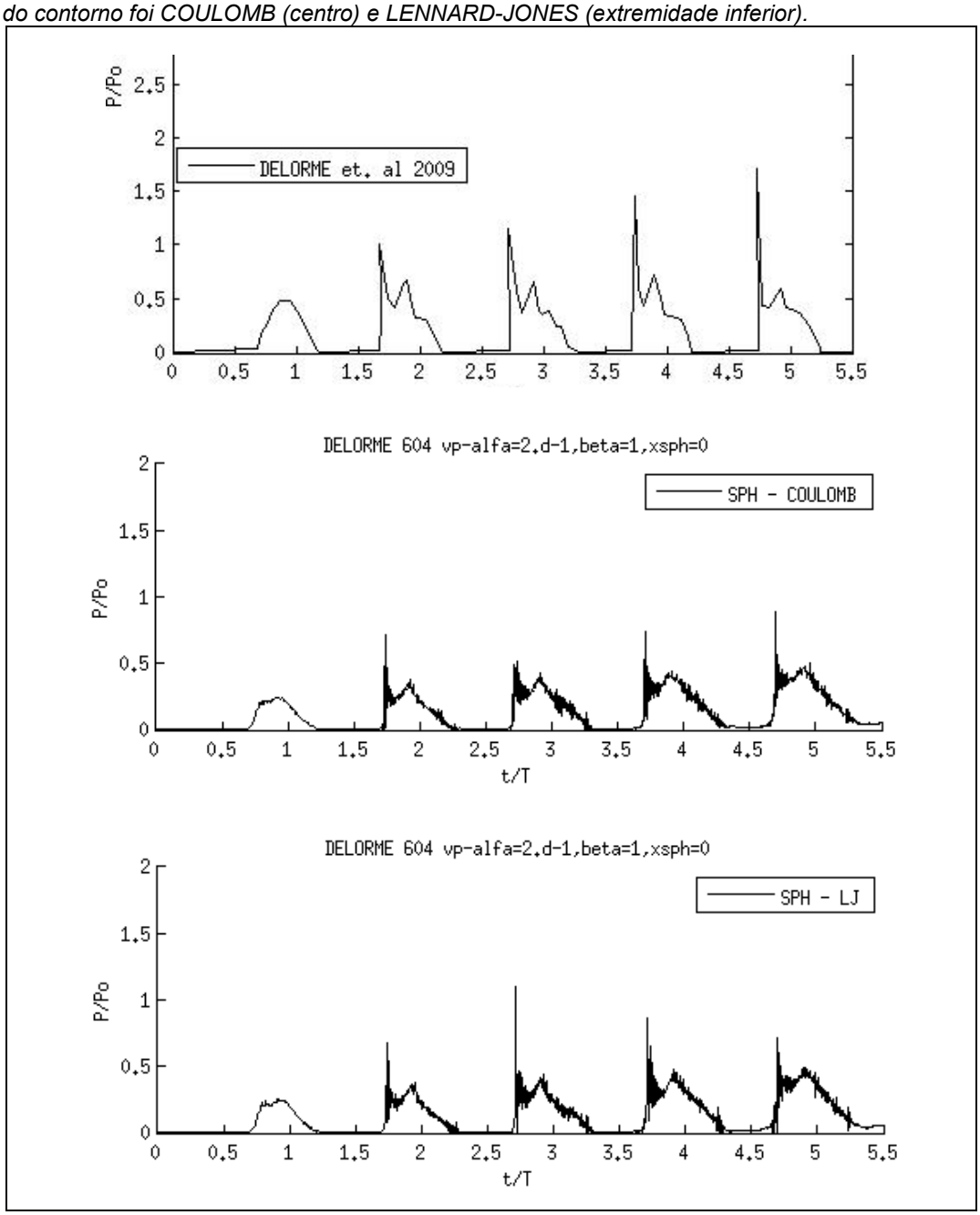


Figura 64. A primeira figura de cima para baixo corresponde a digitalização do diagrama da pressão encontrado em Delorme et. al 2009. Na sequência, os diagramas onde o tratamento do contorno foi COULOMB (centro) e LENNARD-JONES (extremidade inferior).



Ambos os tratamentos apresentaram boas aproximações quando comparados com os dados experimentais. Contudo, *SPH-COULOMB* mostrou mais coerência sob a tendência de elevação dos picos de pressão, com exceção do segundo ciclo.

O primeiro pico em cada ciclo resulta do impacto da onda – aceleração. E o comportamento aleatório pode ser interpretado como um efeito altamente não linear onde a duração do impacto é muito curta e a pressão acaba sendo definida pela forma da onda na eminência do choque e imediatamente após a colisão, que resulta no segundo pico – desaceleração.

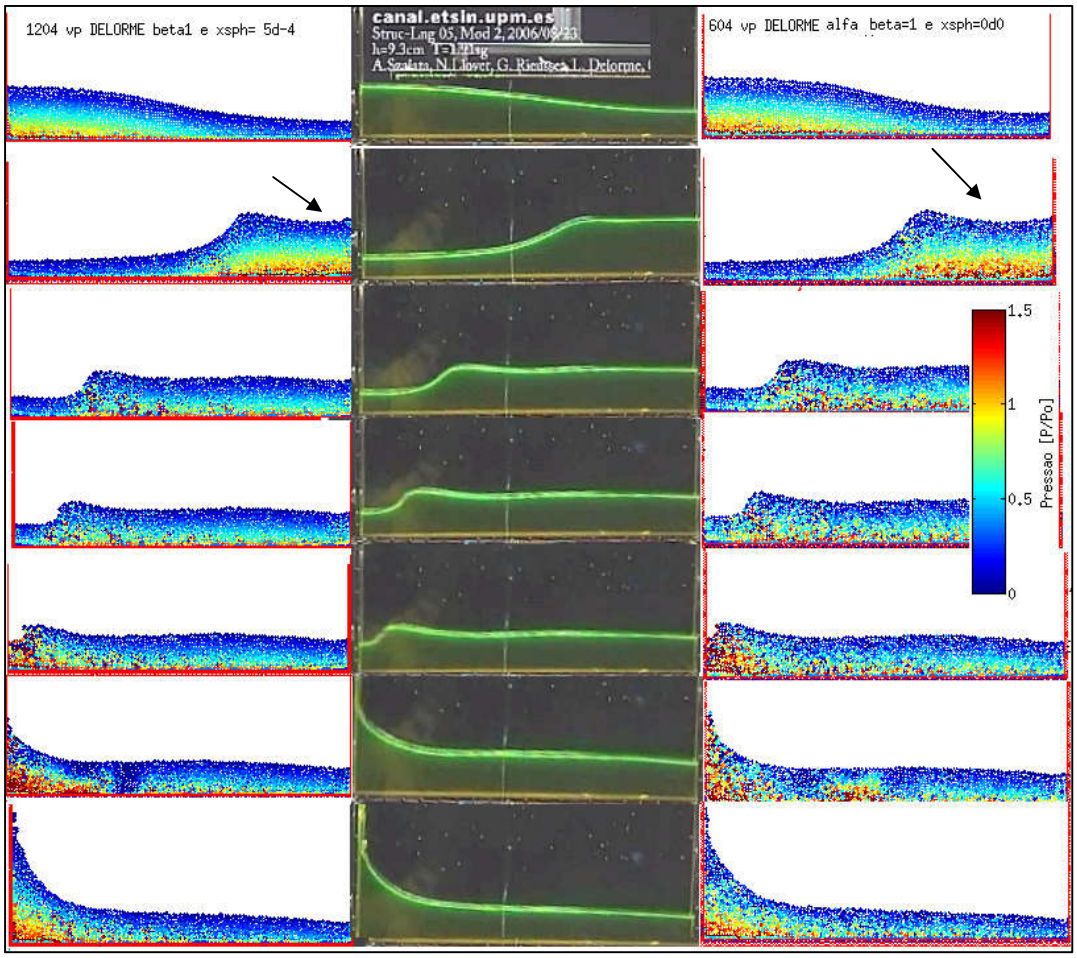
Mais tarde, em outra avaliação qualitativa do perfil do escoamento e da pressão global, foram usadas 1204 partículas para o tratamento do contorno. Os fatores alfa e beta para esta configuração foram 0,2 e 1, com *XSPH* igual a 0,0005.

Em seguida se avaliou os instantes precedentes e posteriores ao primeiro impacto com a parede direita. O Primeiro frame da figura 65 surge em 0,001s e o último em 0,025s. A literatura de referência não é bem clara quanto a sincronização dos tempos. A gravação do experimento físico da figura central foi encontrada no site do *CANAL ESTIN*, da Universidade de Madri, Espanha. Por ocorrer algumas divergências entre a gravação e os frames da literatura passamos a realizar as analogias entre os instantes pré e pós-impactos obtidos entre a gravação do experimento físico com o experimento do *SPH-COULOMB*

Observou-se que o escoamento do experimento numérico possui mais energia cinética (não mensurada) do que o experimento físico durante os instantes que precedem o primeiro impacto, principalmente o da figura a esquerda do centro (figuras 65), produzindo uma pequena concavidade logo após a colisão. Tendo mais energia, espera-se que a frente de onda entre em contato com a parede em um menor tempo. No entanto, como artigo do Delorme *et al.*, (2009) possuem discordâncias entre os tempos apresentado por eles e a gravação do experimento físico, nós não pudemos mensurar o adiantamento dos passos de tempo.

Reitera-se que ainda que seja possível dominar os parâmetros de correção, seria necessário elevar o número de partículas do domínio. E estima-se que à medida que este aumento ocorra, ocorram também menos ruídos e uma maior aproximação dos valores experimentais.

Figura 65– Comportamento do escoamento durante os primeiros segundos.



6.0 CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES

6.1. CONCLUSÕES

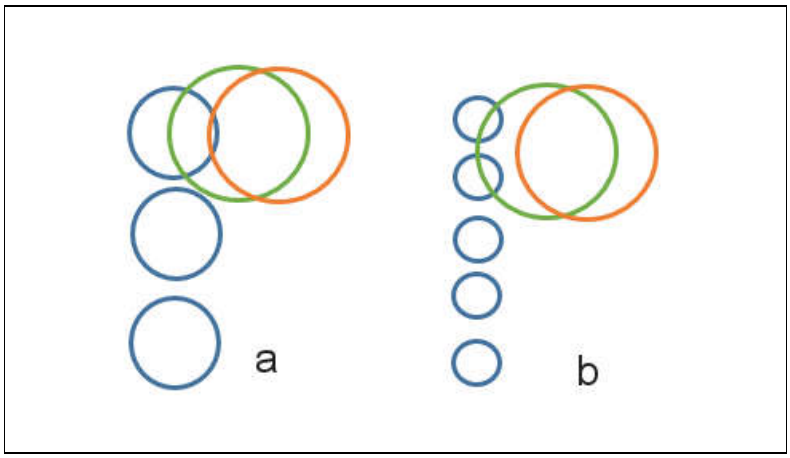
O trabalho pode ser dividido em duas frentes: a primeira, Métodos de Partículas Suavizadas e a segunda, Escoamento em Superfície Livre. Durante a primeira parte a preocupação se deu em torno do tratamento do contorno, que pode ser classificado como o “grande desafio” a aplicação do método *Smoothed Particle Hydrodynamics*. Contribuições de grande importância foram realizadas naquela direção, incluindo o estudo sobre os parâmetros de correção, seja o *XSPH* e/ou a Viscosidade Artificial. Classicamente se usa a força oriunda do potencial de *Lennard-Jones* para o tratamento do contorno. Aquela forma de tratamento apesar de eficiente é de difícil calibração e possui grande flutuação quando há alteração do

problema ou mudança no número de partículas do domínio e/ou do contorno, como vimos na ruptura de barragem, por exemplo. É necessário salientar que o uso daquela força possui apenas caráter numérico, com finalidade única e exclusiva de reter as partículas no interior do domínio. Nesta mesma linha, surge uma nova forma de tratamento de contorno por intermédio da força de *Coulomb*. Além de ter apresentado resultados que corroboram com outras literaturas, tanto quanto a morfologia do perfil do escoamento, quanto a dinâmica, o *SPH-COULOMB* é de fácil calibração. Neste novo tratamento foram utilizados os mesmos valores para suas constantes em todos os casos estudados, não sendo necessário alterá-los quando o número de partículas ou geometrias dos problemas forem modificadas. Por fim como visto na subseção 5.6, além do perfil do escoamento se aproximar do escoamento físico, o *SPH-COULOMB*, quando testado para fins da dinâmica do escoamento, apresentou melhores aproximações em relação ao *SPH* com LENNARD-JONES. No entanto, acredita-se que com os valores adequados para o potencial de poço, seria possível atingir resultados com menos ruídos ao utilizarmos L-J. A hipótese que outra força de natureza repulsiva poderia ser utilizada para confinar as partículas do domínio foi confirmada.

6.1.1 Efeitos De Borda

Há de salientar que a escolha entre as forças repulsivas (ainda que se tenha fornecido uma contribuição de grande significado) não implicam em modificação do método. Além desses artifícios, arbitrou-se a redução do comprimento de suavização das partículas fantasmas em mais de quatro vezes em relação ao comprimento de suavização das partículas do domínio. Ao se fazer isso ocorreu uma redução na interferência da partícula que está atrás da partícula vizinha ao contorno. Os resultados mostraram que a diminuição do comprimento de suavização do contorno em relação ao comprimento de suavização do domínio reduz os efeitos de bordas e que no caso de escoamento com deformações bruscas o parâmetro h (ou *hsml*) deve ser variável e atualizado pela equação da continuidade. A figura 65 exemplifica esta conclusão. Na figura 65(a) a partícula do contorno intercepta as duas partículas do domínio mais próxima a ela, enquanto a figura 65(b) apenas uma partícula sofre influência da partícula do contorno.

Figura 65 – Representação da interação entre as partículas do domínio (verde e laranja) com as partículas virtuais que formam o contorno (em azul). Em (a) tratamento genuíno onde o comprimento de suavização das partículas do contorno é um pouco maior que duas vezes as partículas do domínio. Em (b) nossa contribuição, para redução dos efeitos de borda.



6.1.2 Fatores De Correção

Os fatores de correção *XSPH* e Viscosidade Artificial foram utilizados em todas as literaturas consultadas com o *SPH* genuíno. Porém, não se observou uma discussão sobre as causas, apenas sobre os efeitos. Os testes realizados e apresentados aqui, mostraram que a combinação entre eles não extingue completamente a sobreposição entre as partículas. Comprovou-se também que o *XSPH* não é apenas um corretor da velocidade ou "reagrupador" das partículas. Em alguns casos ele pode ser utilizado no tratamento das condições de contorno de superfície livre já que a média entre as velocidades das partículas na fronteira pode ser usada para controlar a velocidade local.

Este fator não possui uma faixa característica de valor, ou ao menos não foi determinado ainda. Nesta Tese, por exemplo, a constante épsilon do *XSPH* variou entre 0 a 1.3. Não se pode afirmar também, que ela depende do problema, pois para o mesmo problema utilizou-se valores distintos com resultados próximos aos valores experimentais - e é claro que se passou a trabalhar com o valor considerado mais acertado. Em problemas como o da cavidade quadrada a presença deste termo foi indispensável, mas para o experimento do Delorme *et al.,(*2009) o resultado mais refinado implicou na eliminação deste termo. Em resumo, o estudo não é conclusivo

a respeito, todavia produziu um alicerce para uma consulta mais detalhada exclusivamente sobre este fator de correção.

Quanto à Viscosidade Artificial as duas constantes que compõe este fator foram extensivamente verificadas. Os apêndices A e B trazem os diagramas de pressão para diferentes valores de alfa e beta, em combinação com diferentes valores do *XSPH*. Constatou-se que os dois fatores de correção em conjunto REDUZEM significativamente a sobreposição das partículas e realizam um controle mais adequado da pressão. A ausência do *XSPH* com fator beta igual a uma unidade promoveu uma morfologia do escoamento em conformidade com o experimento e, com exceção do segundo ciclo, uma ótima tendência dos picos de pressão. Todavia, quando o valor do *XSPH* diferiu de zero, sob as mesmas condições, a tendência dos picos de pressão esteve muito próxima ao experimento físico, mas o perfil do escoamento sofreu alteração significativa, se afastando da formação real.

Observou-se que estes fatores controlam a energia cinética e potencial do escoamento. Dentro de um limite que ainda não foi definido, se o valor da constante épsilon for aumentado, por exemplo, ocorrerá uma redução na energia cinética e consequentemente elevação da energia potencial. Como as próprias equações definem, elas possuem dependência do comprimento de suavização que é a variável primária do método *SPH*. A equação 40 tenta mostrar esta dependência como resultados dos estudos sobre ruptura de barragem.

E qual a vantagem de deter o conhecimento sobre o controle destes parâmetros? Uma constatação sobre o estudo do *sloshing* com o *SPH* e suas variantes foi que em cem por cento das literaturas consultadas recorreram a um número de partículas que superam as quatro casas decimais. Nesta tese o valor máximo destas partículas não alcançou três mil. Esta redução em menos de dez vezes na quantidade de nós (ou partículas) se deu graças a calibração correta dos fatores épsilon, alfa e beta em combinação com o tamanho conveniente do comprimento de suavização do domínio e do contorno juntamente com o valor apropriado para o número de *Mach* sem esquecer as estimações para as constantes elétricas e cargas da lei de Coulomb. Por estas razões o controle destes parâmetros é essencial para qualidade dos resultados.

Ficou claro que a aplicação correta e equilibrada dos parâmetros de correção do método *SPH* genuíno (que são dependentes de h) retira a necessidade de modificações ou hibridações para obtenção de boas aproximações.

6.1.3 Escoamento em Superfícies Livres

Os resultados estão em concordância com os dados experimentais, principalmente no que se refere ao perfil do escoamento, tanto no caso da ruptura de barragem como para o *sloshing*. Mesmo sem um tratamento especial, a interface fluido-superfície-livre apresentou um comportamento aceitável. Os efeitos de bordas que surgiram não trouxeram prejuízos ou alterações significativas no resultado. Na figura 26, por exemplo, foi usado um número pequeno de partículas do domínio e se conseguiu reproduzir com excelente aproximação o escoamento físico. Notou-se que em todos os casos surgiram flutuações não físicas da pressão. Porém, estas subestimações não provocaram prejuízos aos resultados, com boas aproximações quando comparadas aos seus respectivos experimentos. Em nenhuma investigação surgiu (ou surgiram) descontinuidade nos perfis. Durante todos os testes os efeitos viscosos com a parede foram observados. Sobre a pressão dinâmica global do escoamento foi possível verificar que os valores máximos podem não possuir correspondência direta com as maiores velocidades para o mesmo instante – como mostra a figura 66, embora durante o intervalo entre a colisão e a ascendência do jato com a estrutura esta relação é satisfeita – figura 67. Isto permite afirmar que a pressão local pode variar com o momentum da onda que se aproxima ou com o jato ascendente em contato com a estrutura.

Figura 66 – Comparação entre a pressão global e a velocidade do escoamento

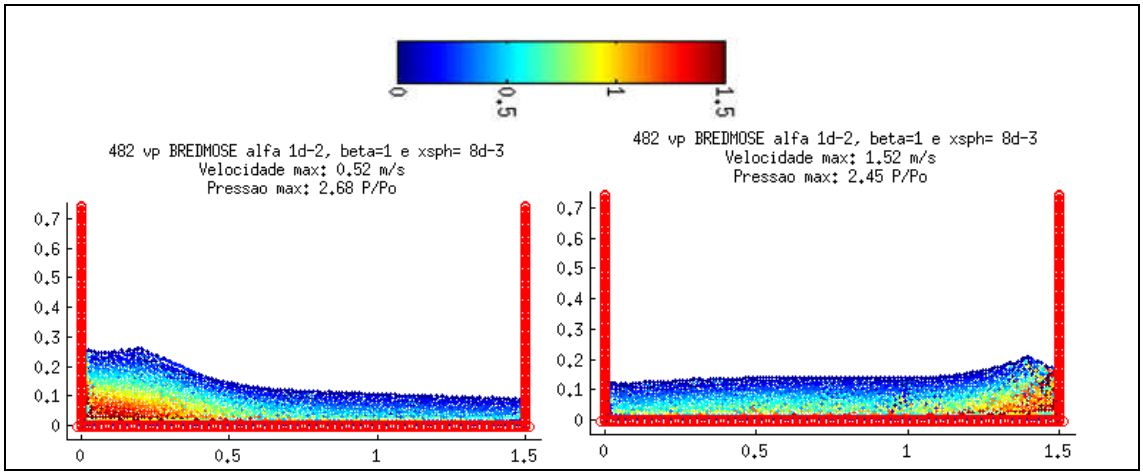
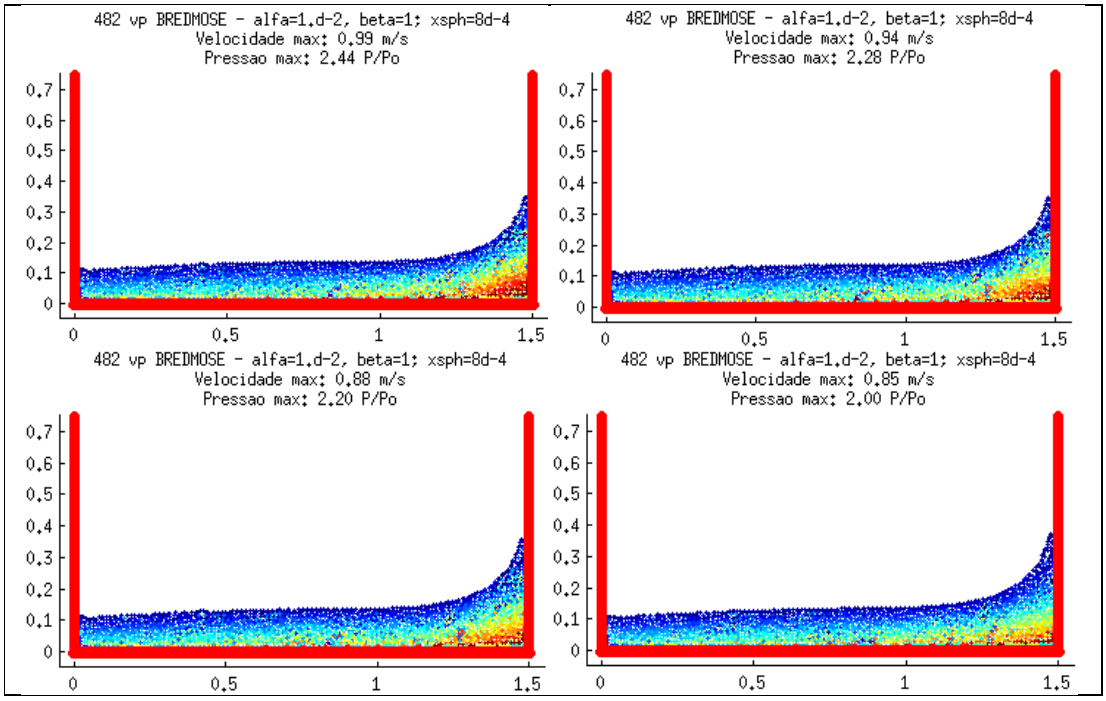


Figura 67 – Análise qualitativa das tensões viscosas sob o aspecto da pressão. À medida que a velocidade decai, devido ao atrito viscoso, ocorre a redução da pressão global naquela parede.



Concorda-se com Abramson *et al.,* (1963) e com Tsukamoto (2010), quando afirmam que os defletores são inúteis a altos níveis de preenchimento: os anteparos provocaram interferência destrutiva no comportamento dinâmico apenas a alturas adequadas

6.2 RECOMENDAÇÕES.

Como em todas as pesquisas que levam a Teses de doutorado, esta também possui hiatos a serem preenchidos. Comentou-se nos capítulos 4 e 5 e também na subseção 6.2 sobre as relações entre os fatores de correção com o número de partículas do contorno e de domínio. Esta relação ainda não foi explicitada em termos matemáticos por nenhuma das literaturas estudadas. Deve-se destacar que em uma expressão matemática que traduza esta interação o comprimento de suavização entrará como variável primária e fundamental (ver equação 40). Ainda neste escopo, sugere-se um estudo aprofundado da relação entre o *XSPH* e a Viscosidade Artificial (que são fatores de correção). Conduzir uma expressão matemática que una estes dois fatores provavelmente eliminariam de vez as

sobreposições dos centros de massa das partículas e consequentemente reduziriam significativamente as flutuações não-físicas da pressão.

As últimas recomendações foram de natureza numérica, no entanto lacunas de natureza física também existem. Verificamos que os anteparos provocaram interferência destrutiva no comportamento dinâmico, onde as alturas e o melhor formato dos *baffles* para esta finalidade foram mostrados nas sessões 5.4 a 5.6. Outras formas de afetar o comportamento dinâmico incluem (ou incluiriam) a altura da coluna de líquido em relação às dimensões do tanque, frequências da oscilação do tanque, massa específica e temperatura do fluido de trabalho. Essas relações não foram de interesse deste trabalho e, portanto, não tivemos a preocupação em destacá-las, mas recomendamos para trabalhos futuros.

Recomenda-se também, além do estudo da temperatura interna, alterações na viscosidade do fluido de trabalho.

A suposição de que a morfologia dos anteparos produz redução da carga hidrodinâmica sobre as paredes do contêiner se confirmou quando testes com os anteparos em forma de seta foram realizados. Apesar da pequena diferença entre aleta e o anteparo vertical, a tendência indica que a morfologia adequada produzirá uma supressão das cargas hidrodinâmicas sobre as paredes do recipiente, por isso recomenda-se novos experimentos em trabalho futuros com anteparos defletores de morfologias distintas.

Os apêndices C e D apresentam resultados ainda não explorados na literatura utilizando a metodologia aplicada nesta TESE e que ainda precisam ser exploradas:

- No Apêndice C, o tanque prismático da figura C1 foi posto em movimento sob as mesmas condições do experimento do Delorme *et al*., (2009). Contudo não estendemos a investigação. Realizamos apenas uma breve análise do perfil do escoamento.
- Bredmose et *al.,* (2009) trazem o experimento "*V21*" e investigaram o comportamento do perfil e da pressão aplicando um modelo numérico euleriano. Nesta tese o experimento "*V21*" foi reproduzido, porém ainda necessita de ajustes.

Sobre a Teoria das Parcerias, apesar de fugir do tema, vislumbrou-se a oportunidade de ser feito um registro, pois se trata do *SPH*. A publicação em uma revista da área de ciências econômica ou administração requereria um *tempo* que o autor não dispõe. E esta é uma oportunidade de registro, antes que outros cientistas possam abstrair a mesma ideia. Acredita-se que com uma fundamentação teórica adequada e com auxilio de teorias já consolidadas como a Teoria das Propriedades e Teoria da Firma, por exemplo, esta proposta virá a se tornar mais uma ferramenta no âmbito da Ciência da Administração de Empresas e Ciências Econômica Moderna.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS:

1. ABRAMSON H. N & CHU, W. & GARZA, L. R. "LIQUID SLOSHING IN SPHERICAL TANKS", *AIAA Journal*, v. 1, No. 2 , p. 384-389, 1963.

2. ABRAMSON H. N., *Slosh Suppression*, NASA SP-8031,1969.

3. AGERTZ, O. et al. Fundamental differences between SPH and grid methods, *MNRAS* v. 380 200 p 963–978, 2007. (sobre o “et. al.” vide p.63 manual da UFES, para mais de três autores)

4. AKYILDIZ, H & ERDEM, Ü. Experimental investigation of pressure distribution on a rectangular tank due to the liquid sloshing. *Ocean Engineering*. v. 32. 503–151, 2005.

5. ARMÊNIO, V. & LA ROCCA, M. On The Analysis Of Sloshing Of Water In Rectangular Containers: Numerical Study And Experimental Validation O*cean Engineering.* v. 23, No. 8. 705-739, 1996.

6. BAI, Y. & JIN, W. Marine Structural Design. 2. ed. Oxford: Elsevier, 2015.

7. BAUTISTA-JACOBO, J. L. et al. Effect of Baffles on the Sloshing in Road Tankers Carrying LPG: A Comparative Numerical Study. *Mathematical Problems in Engineering* , 2015.

8. BECKER, M. & M. TESCHNER, Weakly compressible SPH for free surface flows. Eurographics/ ACM SIGGRAPH *Symposium on Computer Animation,* p. 1–8, 2007.

9. BP *Statistical Review of World Energy* 2015. London : BP, 2015.

10. BREDMOSE, H. et al. “Experimental investigation and numerical modelling of steep forced water waves”, *J. Fluid Mech*., p. 217-249, 2003.

11. BRIZZOLARA, S. & SAVIO, L. & VIVIANI, M. Comparison of experimental and numerical sloshing loads in partially filled tanks. *Analysis and Design of Marine Structures,* 2009.

12. BUDIANSKY, B. "Sloshing of Liquids in Circular Canals and Spherical Tanks", *Journal of the Aerospace Sciences*, v. 27, No. 3, pp. 161-173, 1958-1960.

13. BULIAN, G. & BOTIA-VERA, E. & SOUTO-IGLESIA, A. Experimental sloshing pressure impacts in ensemble domain: Transient and stationary statistical characteristics. *Physics of Fluids,* v. 26, 032102, 2014.

14. CAO, X.Y. & MING, F.R. & ZHANG, A.M. Sloshing in a rectangular tank based on SPH simulation, *In Applied Ocean Research*, v. 47, 2014,

15. CARNEIRO JUNIOR, D. P. *Comportamento de líquidos no espaço-sloshing e amortecedores de nutação viscosos*. Dissertação (Mestrado em Mecânica Espacial e Controle) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2009.

16. CHANG-FANG, Z. & ZHONG-HUA C. Effects of boundary layer and liquid viscosity and compressible air on sloshging characteristics. International Journal of Naval *Architecture and Ocean Engineering* v. 7, Issue 4, p. 670–690, July 2015.

17. CHANIOTIS, A. K. & POULIKAKOS,D. & KOUMOUTSAKOS, P. Remeshed Smoothed Particle Hydrodynamics for the Simulation of Viscous and Heat Conducting Flows. *Journal of Computational Physics*, v. 182, 67–90 2002.

18. CHEN, B. & NOKES, R. Time-independent finite difference analysis of fully non-linear and viscous fluid sloshing in a rectangular tank. *Journal of Computational Physics* v. 209 47–81, 2005.

19. CHEN, W. & HAROUN, M.A & LIU, F. Large amplitude liquid sloshing in seismically excited tanks, Earthquake Eng. Struct. Dyn. v. 25 653–669, 1996.

20. CHIQUITO, A. J. & DE ALMEIDA, N. G. O Potencial de Lennard-Jones: Aplica cão a Moléculas Diatômicas. *Revista Brasileira de Ensino de Física*, v. 21, n. 2, 1999.

21. CHO, Jin-Era et al. Free vibration analysis of aboveground LNG-storage tanks by the finite element method. *Journal of Mechanical Science and Technology*. v. Number 6. 2000.

22. CHU, W. Fuel sloshing in a spherical tank filled to an arbitrary depth. *NASA*, 1962.

23. CHWANG, A. T. Effect of Hydrodynamic Interaction on the Motion of a Rotating Body. *J. of the Braz. Soc. of Mech*. Sci. & Eng. October-December 2004, v. XXVI, No. 4 / *349.* 2OO4*.*

24. CLEARY, P.W. Modelling confined multi-material heat & mass flows using SPH, *Appl. Math. Modell*. 22 981–993. 1998.

25. COLAGROSSI, A. & LANDRINI, M. Numerical simulation of interfacial flows by smoothed particle hydrodynamics. *Journal of Computational Physics,* v. 191,448–475, 2003.

26. COLAGROSSI, A et al. Experimental & numerical investigation of 2D sloshing: scenarios near the critical filling depth, in: Proc. *19th International Workshop on Water Waves & Floating Body*, Cortona, Italy, 2004.

27. COLAGROSSI, A et al. Experimental & numerical investigation of 2D sloshing with slamming, in: Proc. *21st International Workshop on Water Waves & Floating Body*, Loughborough, Engl, 2006

28. COLE, R.H.Underwater explosions. *Princeton University Press* 1948, p.43 - LIVRO DIGITAL Acesso em novembro de 2013. Disponível em: https://archive.org/details/underwaterexplos00cole

29. COLOMINAS,I. et al. particle numerical approach based on the SPH method for Computational Fluid Mechanics. *Boundary Elements XXVI.* 2004*.*

30. CORDEIRO, D.F et al. Uma técnica de correção de interface para o método "Incompressible Smoothed Particle Hydrodynamics". *TEMA (São Carlos***)**, São Carlos , v. 14, n. 3, p. 347-358, Dec. 2013 .

31. CRUCHAGA M.A., & CELENTANO D.J., & TEZDUYAR T.E. Collapse of a liquid column: numerical simulation and experimental validation. *Comput. Mech*., v.39, 453476. 2007.

32. CUMMINS, S.J & RUDMAN, M. An SPH Projection Method. *Journal of Computational Physics*, v. 152, 584-607, 1999.

33. CUNDALL, P. A. "of Rock & Soil Structure," in____ *Analytical & Computational Methods in Engineering Rock Mechanics*, Cp. 4, p. 129-163. E. T. Brown, Ed. London: George Allen & Unwin, 1987.

34. DAMATTY, A. A. El. *Studies on the Application of Tuned Liquid Dampers (TLD) to Up-Grade the SeismicResistance of Structures*. Department of Civil and environmental Engineering -The University of Western Ontario. 2002.

35. DAS, Raj & CLEARY, P. W. Investigation of Flow Dynamics & Plastic Deformation in Arc Welding Using SPH - *Seventh International Conference on CFD in the Minerals & Process Industries*. CSIRO, Melbourne, Australia. 9-11 December 2009.

36. DÁVALOS-OROZCO, L.A & VÁZQUEZ, E. L. Natural convection of a viscoelastic fluid with deformable free surface. *J. Non-Newtonian Fluid Mech*., v. 85 257- 271 1999.

37. DELORME, L. & IGLESIAS A. S & PEREZ S. A - Sloshing Loads Simulation In Lng Tankers With SPH - *International Conference on Computational Methods in Marine Engineering.* MARINE, Barcelona, 2005.

38. DELORME, L et al. A set of canonical problems in sloshing, Part I: Pressure field in forced roll-comparison between experimental results and SPH. *Ocean Engineering*; v. 36(2):168–78 2009.

39. DESBRUN, M. & CANI, M-P. Smoothed Particles: a new paradigm for animating highly deformable bodies. In Proceedings of Eurographics Workshop on *Computer Animation & Simulation* August, Poitiers, France. 1996.

40. DIDIER, E. Simulação Numérica de Escoamentos com Superfície Livre. *Revista Iberoamericana de Ingeniería Mecánica*, v. 11, N.º 3, p. 03-18. 2007.

41. ELDHO, T.I. & YOUNG, DER-LIANG. Solution Of Stokes Flow Problemusing Dual Reciprocity Boundary Element Method. *Journal of the Chinese Institute of Engineers*, v. 24, No. 2, p. 141-150; 2001.

42. ELLERO, M. & SERRANO , M. & Espanõl P. Incompressible smoothed particle hydrodynamics. *Journal of Computational Physics, v.* 226 1731–1752 2007.

43. ESWARAN M. & SAHA, U. K. Sloshing of liquids in partially filled tanks – a review of experimental investigations. *Ocean Systems Engineering*, v. 1, No. 2 131-155, 2011.

44. EXXON MOBIL. *ExxonMobil Technology Yields World's Largest LNG Carrier*. Acesso: 08 de junho de 2012. Disponível em: http://www.businesswire.com/multimedia/home/20081217005080/en/1735488/ExxonMobil-Technology-Yields-World%E2%80%99s-Largest-LNG-Carrier

45. FALTISEN O. M. & ROGNEBAKKE, O.F & TIMOKHA, A.N. Classification of three-dimensional nonlinear sloshing in a square-base tank with finite depth. *Journal of Fluids Structures* 2005.

46. FALTISEN, O. M. & TIMOKHA, A. N. Sloshing in Marine- and Land-Based Applications. *Cambridge University Press., v.* 978-0-521-88111-1 – Sloshing 2009.

47. FILHO, O. R. *Estudo da influência do nível de alagamento sobre a estabilidade dinâmica de pesqueiros*. Dissertação – Mestrado em Engenharia Universidade de São Paulo 2006.

48. FIROUZ-ABADI, R.D. & GHASEMI, M. & HADDADPOUR, H. A modal approach to second-order analysis of sloshing using boundary element method. *Ocean* Engineering v. 38 11–21 2011.

49. FOX, R.W. & MCDONALD, A.T & PRITCHARD, P.J. Introduction to Differential Analysis of Fluid Motion: Newtonian Fluid, Navier-Stokes Equations. In: _____ *Introduction fluids mechanic.* John Wiley & Sons. 6ª. p.213. 2004.

50. FRANDSEN, J.B. Sloshing motions in excited tanks. *Journal of Computational Physics*. 2003.

51. GINGOLD, R. A. & MONAGHAN, J. J. Binary fission in damped rotating polytropes*. Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 184:481-499, 1978.

52. GINGOLD, R. A & MONAGHAN, J. J. Smoothed particle hydrodynamics: theory and application to non-spherical stars. *Royal Astronomic Society*, Londres, v. 181, p. 375–389 1997.

53. GOTOH H. et al. "On enhancement of Incompressible SPH method for simulation of violent sloshing flows," *Applied Ocean Research*, v. 46, p. 104–115 2014.

54. GRADINSCAK, M. 2009. Liquid Sloshing in Containers with Flexibility. *Thesis Doctor of Philosophy*. Faculty of Health, Engineering and Science. Victoria University. Melbourne, Australia, 2009.

55. GRAHAM ,E. W. The Forces Produced by Fuel Oscillation in a Rectangular Tank. Front Cover. *Douglas Aircraft Company,* Incorporated*,* 1950.

56. GRAHAM, E. W. & RODRIGUEZ, A. M. The Characteristics of Fuel Motion Which Affect Airplane Dynamics. Rep. No. SM-14212, *Douglas Aircraft Company,* Incorporated*,* November 1951.

57. GU Y. T. & LIU G. R. A coupled element free Galerkin/Boundary element method for stress analysis of two-dimensional solids. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, v. 190(34): 4405-4419, 2001.

58. GUILCHER, P.M. et al. Simulation of liquid impacts with a two-phase parallel SPH model, *Proceedings of the 20th International Offshore and Polar Engineering Conference*, Beijing, China 2010.

59. HOSKINS, L. M. & JACOBSEN, L. S., "Water Pressure in a Tank Caused by a Simulated Earthquake, *Bull*. *Seism. Soc. Am.*, v. 24, 1934.

60. HOU L. & L. FANGCHENG & WU, C. - A Numerical Study of Liquid Sloshing in a Two-dimensional Tank under External Excitations. *J. Marine Sci.* Appl., v.11: 305-310, 2012.

61. IBRAHIM, R. A. *Liquid sloshing dynamics: theory and applications*. Cambridge University Press, 2005.

62. JACOBSEN, L. S. "Impulsive Hydrodynamics of Fluid Inside a Cylindrical Tank and of a Fluid Surrounding a Cylindrical Pier," *Bull. Seism. Soc*. Am., Vol. 39, 1949.

63. JACOBSEN, L. S & AYRE, R. S. "Hydrodynamic Experiments with Rigid Cylindrical Tanks Subjected to Transient Motions," *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol 41, 1951.

64. JAISWAL, O. R. & RAI, D. C. & JAI, S. K. *Review of Code Provisions on Seismic Analysis of Liquid Storage Tanks*. IITK-GSDMA-EQ04-V1.0. IITK-GSDMA Project on Building Codes. 2003

65. KISHEV ZR. & HU C. & KASHIWAGI M. Numerical simulation of violent sloshing by a CIP-based method. *Journal of Marine Science and Technology* ;11: 111–22, 2006.

66. KUO,J.F. & R.B. CAMPBELL & DING, Z. & HOIE, S.M. & RINEHART, A.J. & SANDSTRÖM, R.E. & YUNG, T.W. & GREER, M.N. & DANACZKO, M.A.. LNG tank sloshing assessment methodology – the new generation *19th ISOPE Conference,* Osaka, Japan, p. 1–12, 2009.

67. LAMB, H. *HYDRODYNAMICS.* Cambridge University Press, p. 371, 1932.

68. LEE, S.J. & KIM, M.H.& LEE, D.H. & KIM, J.W & KIM, Y.H. The effects of LNG-tank sloshing on the global motions of LNG carriers. *Ocean Engineering, v.* 34, 2007.

69. LIND, S.J. & XU,R. & STANSBY,P.K. & Rogers, B.D. Incompressible smoothed particle hydrodynamics for free-surface flows: a generalised diffusion-based algorithm for stability and validations for impulsive flows and propagating waves. *J. Comput. Phys*., v. 231 p. 1499–1523, 2012.

70. LIU, G.R.& LIU, M.B. *Meshfree particle methods (MPMs)* - disponivel em: http://www.worldscibooks.com/engineering/5340.html - The Word Science Books (2003) - acesso em 16 de agosto de 2011.

71. LORELL, J. Forces Produced by Fuel Oscillation. *Jet Propulsion Laboratory Progress Report 20-149, Pasaena, California 1951*

72. LUCY, L. B. A numerical approach to the testing of the fission hypothesis. *Astron. J.*, v.82:1013. 1977.

73. LUSKIN, H. & LAPIN, H, "An Analytical Approach to the Fuel Sloshing and Buffeting Problems of Aircraft," *J. Aero. Sci.*, v.19, No. 4, 217–228 1952.

74. LUZ, L. C. *Análise da movimentação da carga (sloshing) de GNL e modelagem de sua vaporização (boil-off) considerando composição e tipo de tanque de navios metaneiros (carrier).* Projeto de Graduação. Programa de Graduação em Engenharia Mecânica do Departamento de Engenharia Mecânica da PUC-Rio, 2016.

75. MARSH, A.P & MAHESH, P.& EREN, S.& ÖZDEN. Experimental Findings and Numerical Predictions of Shallow Depth Sloshing Absorber Behaviour. *16th Australasian Fluid Mechanics Conference*.Crown Plaza, Gold Coast, Australia. 2-7 December 2007.

76. MARSH A.P. *Design of Effective Travelling-Wave Sloshing Absorbers for Structural Control.* PhD Thesis, Victoria University, Australia, 2009.

77. MARSH, A.P et al. A numerical investigation of energy dissipation with a shallow depth sloshing absorber. *Applied Mathematical Modelling,* v.34 2941–2957. 2010.

78. MARSH, A.P et al. A study of sloshing absorber geometry for structural control with SPH. *Journal of Fluids and Structures,* v.27 (2011) 1165–1181, 2011.

79. MIRZABOZORG, H. & HARIRI-ARDEBILI, M.A. & NATEGHI, R. A. Seismic behavior of three dimensional concrete rectangular containers including sloshing effects. *Coupled Systems Mechanics*, v. 1, No. 1 79-98, 2012.

80. MODI, V. J. & SETO, M.L. Suppression of flow induced oscillations using sloshing liquid dampers analysis and experiments. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics,* v.67 611-625, 1997.

81. MONAGHAN, J. J. & LATTANZIO, J. C. A refined particle method for astrophysical problems. *Astronomy and Astrophysics* (ISSN 0004-6361), v. 149, no. 1, Aug. p. 135-143, 1985

82. MONAGHAN, J. J. On the Problem of Penetration in Particle Methods. *Journal of Computational Physics v. 82, 1-15*, 1989.

83. MONAGHAN, J. J. Smoothed Particle Hydrodynamics. *Astronomy and Astrophysics., v.* 30 p.543-74 1992.

84. MONAGHAN, JJ. & KOCHARYAN A. *SPH* simulation Free Surface Flows with SPH. ELSEVIER. *Computer Physics Communications* v.110, 399-406, 1994.

85. MONAGHAN, JJ. & KOCHARYAN A. *SPH* simulation of multi-phase flow. ELSEVIER. *Computer Physics Communications, v.* 87 225-235. 1995.

86. NAKAYAMA T. & WASHIZU K. The boundary element method applied to the analysis of two-dimensional nonlinear sloshing problems*, International Journal for Numerical Methods in Engineering*, v. 17, p. 1631-1646, 1981.

87. NASA, "Slosh Supression", Space Vehicle Design Criteria (estructures), NASA/SP-8031, 36 (1969). Disponível em: http://www.dept.aoe.vt.edu/~cdhall/courses/aoe4065/NASADesignSPs/sp8031.pdf. Acessado em: 02-20-2014.

88. Naval Architecture Department (ETSIN). Technical University of Madrid (UPM). http://canal.etsin.upm.es/papers/SAOS2010/ Arco de la Victoria s/n. 28040 Madrid. Spain.

89. NEJAD-ASGHAR, M & KHESALI, A.R.& SOLTANI J. Artificial viscosity in simulation of shock waves by smoothed particle hydrodynamics. *Astrophys.Space Sci., v.* 313, p. 425-430. 2008.

90. PAIVA NETO, A. - *Uma abordagem Lagrangiana para simulação de fluidos viscoplásticos e multifásicos* – TESE – Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro, Departamento de Matemática - Rio de Janeiro: PUC-Rio 2007.

91. PAL, P. & BHATTACHARYYA, S.K. Sloshing in partially filled liquid containers — Numerical and experimental study for 2-D problems. *Journal of Sound and Vibration* 329 (2010)

92. PEREGRINE, D.,. Water-wave impact on walls. Annual Review of Fluid *Mechanics, v.* 35, 23–43.2003

93. PEREZ S. A & DELORME, L. & IGLESIAS A. S - Utilización del método *SPH* en la simulación del Sloshing - artículo técnico*. Ingenieria Naval.*ENERO 2005.

94. POISSON S. D. Sur les petites oscillations de l'eau contenue dans un cylindre, *Ann. De Gergonne* XIX, 2225, (1828–9).

95. PRIBERAM. "a posteriori", in Dicionário Priberam da Língua Portuguesa [em linha], 2008-2013, https://www.priberam.pt/dlpo/a+posteriori [consultado em 25-03-2017].

96. PRICE D.J. Modelling discontinuities and Kelvin–Helmholtz instabilities in SPH. *Journal of Computational Physics, v.* 227 10040–10057 2008.

97. RABCZUKT, T. & BELYTSCHKO, T. & XIAO, S.P. Stable particle methods based on Lagrangian kernels. *Comput. Methods Appl. Mech. Eng*., p.193 2004

98. RAFIEE, A & THIAGARAJAN, K P. An SPH projection method for simulating fluidhypoelastic structure interaction. Computer Methods in Applied *Mechanics* and Engineering*., v.* 198, p. 2785-2795, 2009.

99. RAYLEIGH J. W. S. (Lord). On the resistance of fluids, *Phil. Mag, 5 (2): 430 -441*. Reprinted in: *Scientific Papers* 1:287–296. 1876.

100. RAYLEIGH J. W. S. (Lord). On the maintenance of vibrations by forces of double frequency and on the propagation of waves through a medium endowed with a periodic structure, *Phil. Mag.,* v. 24, p. 145–159, 1887.

101. RAYMOND, S. et al. A meshfree study of the Kalthoff-Winkler experiment in 3D at room and low temperatures under dynamic loading using a viscoplastic model. *Engineering Analysis with Boundary Elements*, v. 42 · October 2013

102. SAKO, K. & BUI, Ha H. SPH-Based Numerical Simulations for Large Deformation of Geomaterial Considering Soil-Structure Interaction. I*nternational Association for Computer Methods & Advances in Geomechanics (IACMAG).* p.1-6 October, 2008. Goa, India, 2008

103. SHAO, S.D. & LO, E.Y.M. Incompressible SPH method for simulating Newtonian & non-Newtonian flows with a free surface*. Adv. Water Resour*. , v. 26 (7), p.787 – 800, 2003.

104. SOUTO-IGELSIA, et al. Liquid moment amplitude assessment in sloshing type problems with smooth particle hydrodynamics. *Ocean Engineering*, v. 33, p. 1462–1484, 2006

105. SMITH, G. E. Newton's study of Fuid mechanics. *International Journal of Engineering Science*. Philosophy Department, Tufts University, Medford, MA 02155, USA. , v. 36 p. 1377 1998.

106. TANAKA, N. & HAYAKAWA, Y. & MASUZAWA,T. Three-dimensional simulations of microscopic blood flow using SPH method. *Journal of Biomechanics*, v. 39 p. 430, 2006.

107. THIAGARAJAN, K.P. & RAKSHIT, D & REPALLE N. The air–water sloshing problem: Fundamental analysis and parametric studies on excitation and fill levels. O*cean Enginee*ring., v. 38, Issues 2–3, p. 498–508, 2011.

108. THE STEEL CONSTRUCTION INSTITUTE. Fluid structure interaction effects on and dynamic response of pressure vessels and tanks subjected to dynamic loading *Health and Safety Executive*, 2007.

109. TSUBOTA, K et al. A Particle Method for Blood Flow Simulation: Application to Flowing Red Blood Cells & Platelets. *J. Earth Sim.*, v. 5, p, 2 – 7*,* 2006*.*

110. TSUKAMOTO, M.M. *Modelagem Analítica e Simulação Numérica de um Sistema de Supressão de Sloshing.* TESE. Universidade de São Paulo. Engenharia Naval e Oceânica. 2010

111. VACA, A. O. *Estudo comparativo da influência do explosivo no colapso de um revestimento de carga oca Dissertação* (mestrado) – Instituto Militar de Engenharia – Rio de Janeiro, p.57, 2015.

112. VASCO, J. R. G. *Desenvolvimento de software utilizando a técnica sph (smoothed particle hydrodynamics) na geração de ondas de submersão*. Tese (doutorado) - Universidade Estadual Paulista. Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira. Área de conhecimento: Automação p.73. 2014.

113. WESTERGAARD H. M. Water Pressures on Dams during Earthquakes, *Trans. Am. Soc. Civ. Eng.*, v. 98, 1933

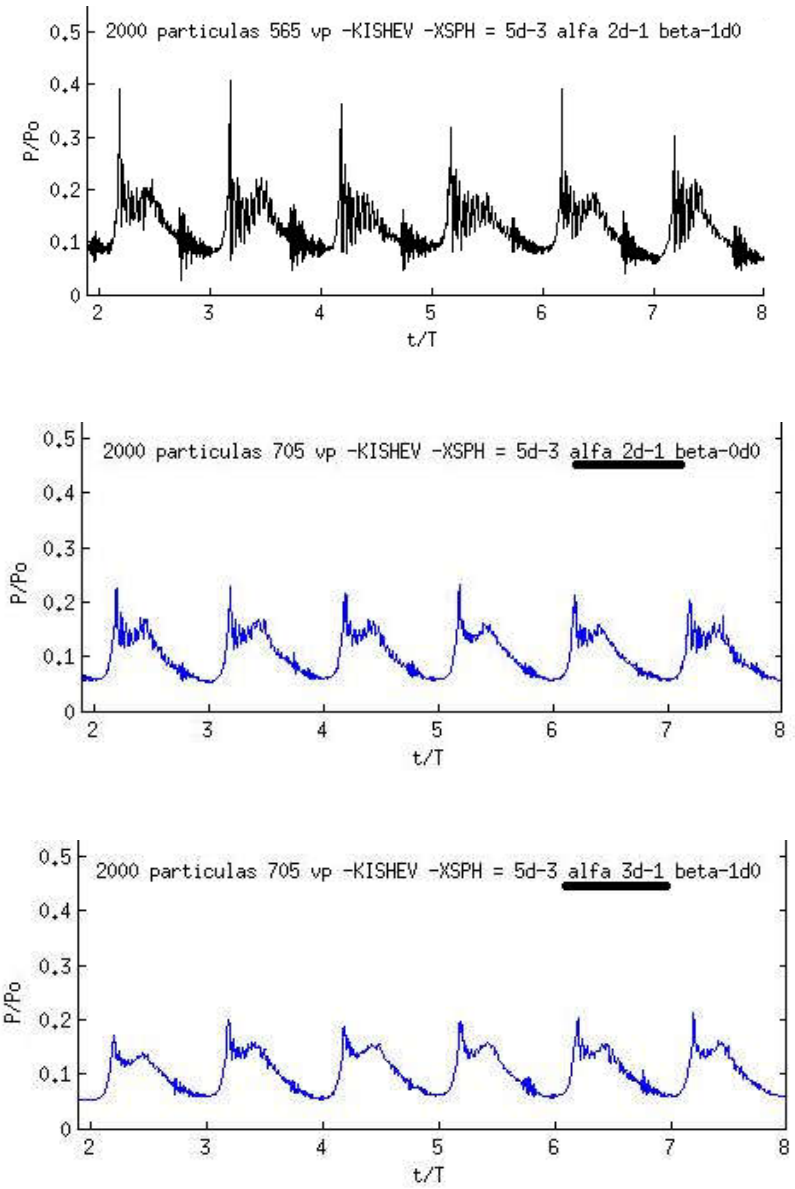
114. WU, CHIH-HUA & CHEN, BANG-FUH. Sloshing waves and resonance modes of fluid in a 3D tank by a time-independent finite difference method. *Ocean Engineering*, v. 36 500–510, 2009

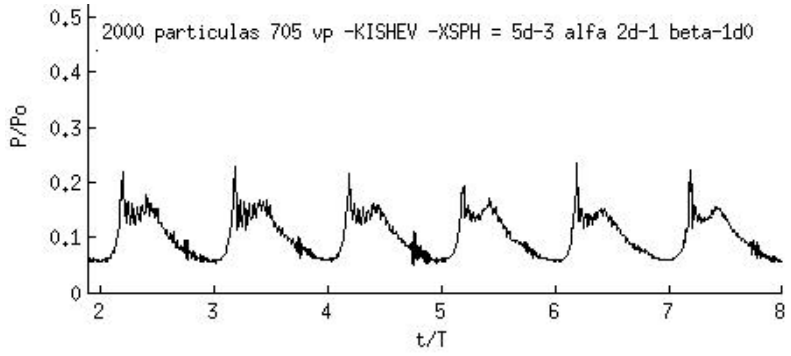
115. WU, Chih-Hua & FALTINSEN, O. M. & CHEN, Bang-Fuh. Numerical study ofsloshing liquid intanks with baffles by time-independent finite difference and fictitious cell method. *Computers & Fluids*, v. 63. 2012

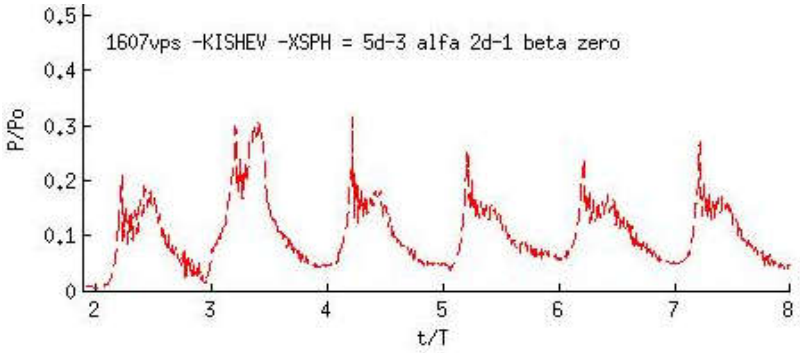
116. YEH, H. “Free-Surface Dynamics,” in Advances in Coastal and Ocean Engineering, (P. L.-F. Liu, Ed.), Vol. 1, *World Scientific Publishing* Co. p. 1-75, 1994.

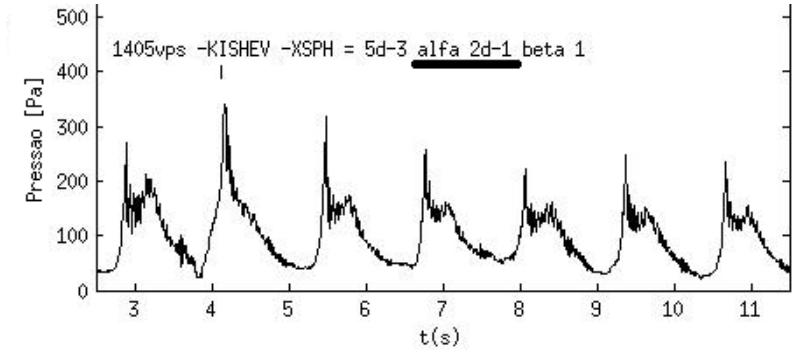
APÊNDICE A - Resultados para diferentes configurações. KISHEV *et.al.* 2006.

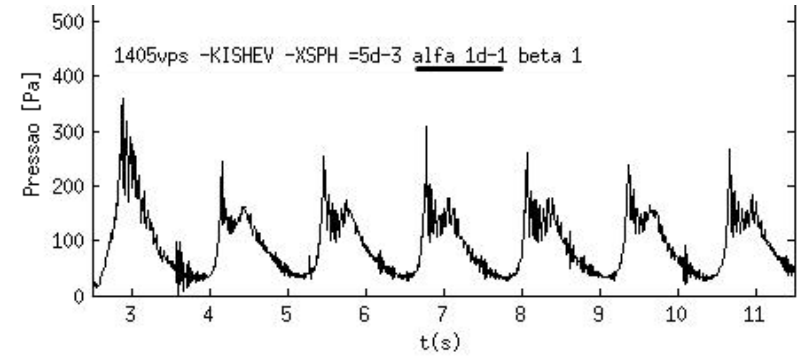
Figura A1 – Perfis de pressão para diferentes valores de alfa, beta e XSPH, e também para números distintos de partículas de contorno. As primeiras de cima para baixo foram adimensionalizadas: a pressão pela pressão hidrostática de referência e o tempo pelo período de 1.3s




2000 particulas 705 vp -KISHEV -XSPH = 5d-3 alfa 2d-1 beta-1d0
P/Po
t/T

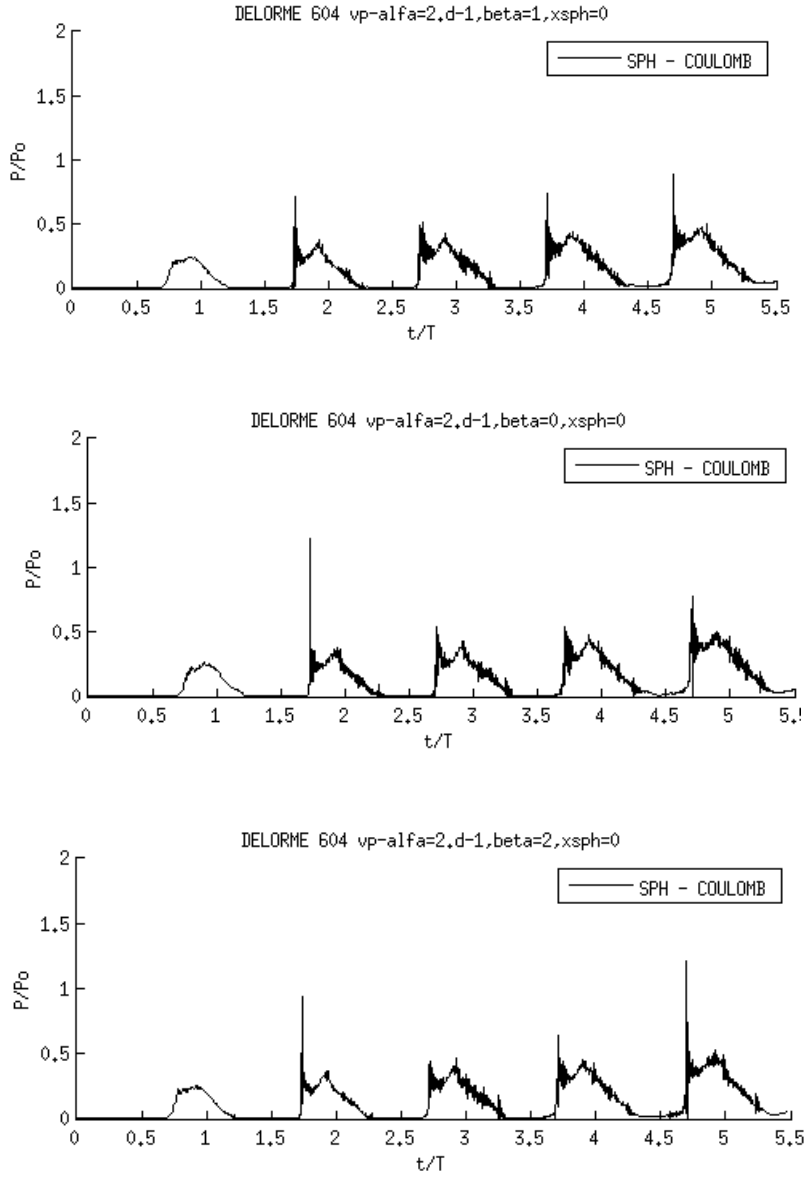

1607vps -KISHEV -XSPH = 5d-3 alfa 2d-1 beta zero
P/Po
t/T

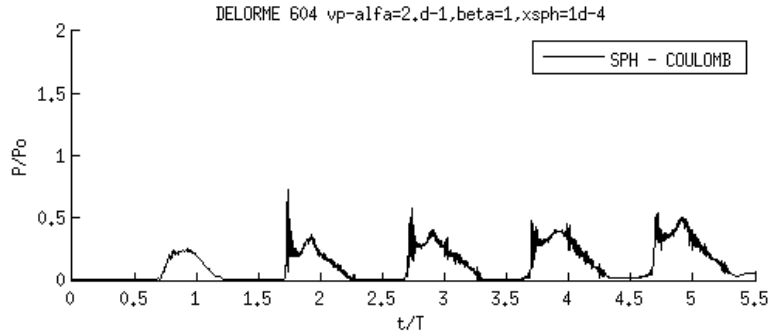

1405vps -KISHEV -XSPH = 5d-3 alfa 2d-1 beta 1
Pressao [Pa]
t(s)

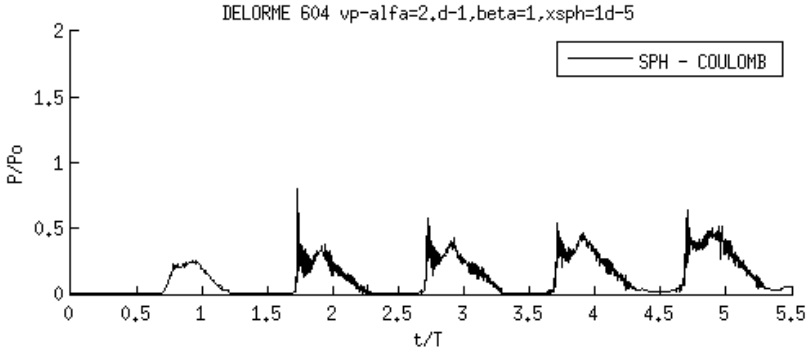

1405vps -KISHEV -XSPH =5d-3 alfa 1d-1 beta 1
Pressao [Pa]
t(s)

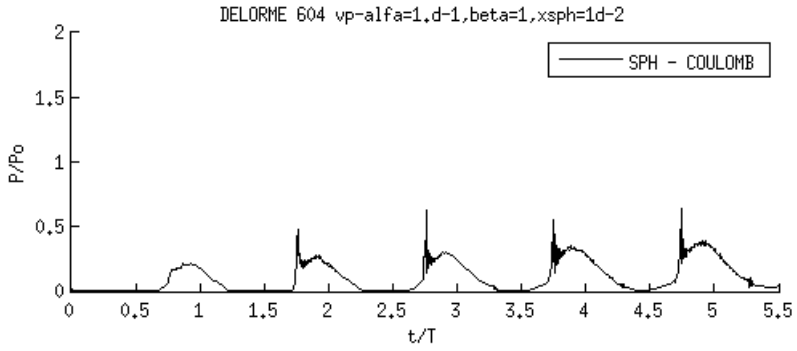
APÊNDICE B - Resultados para diferentes configurações. DELORME *et.al*. 2009.

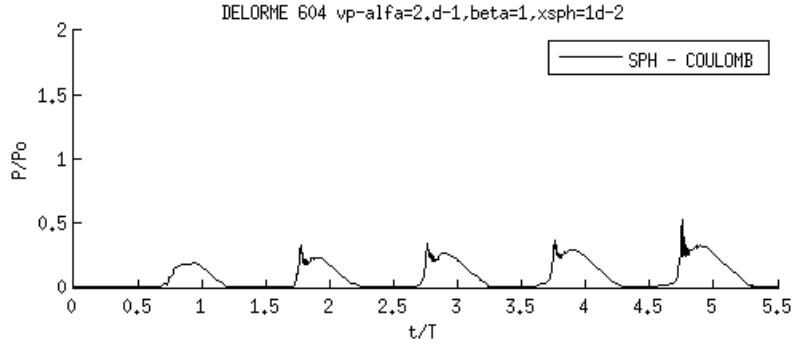
Figura B1 – Configurações com diversas combinações de parâmetros

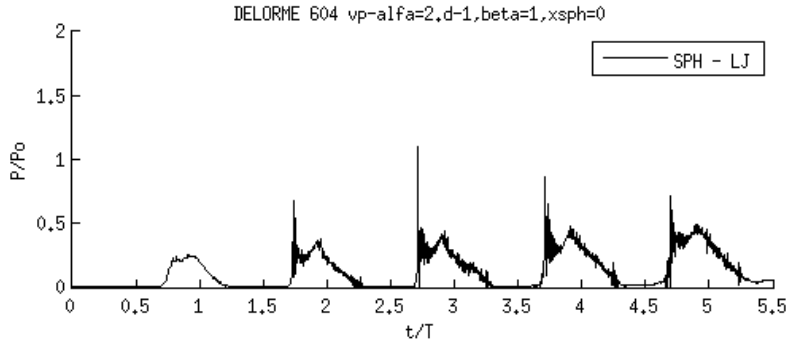


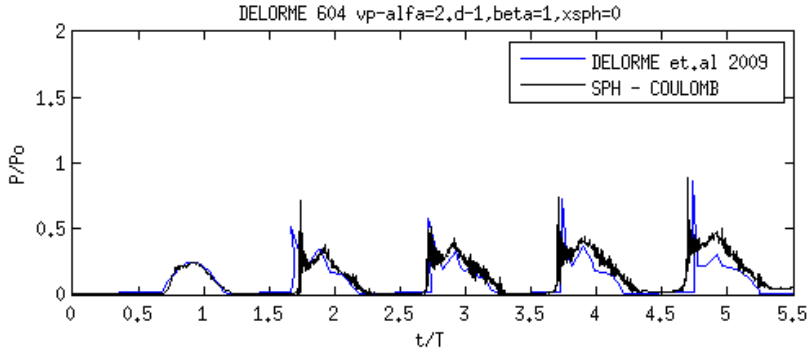

DELORME 604 vp-alfa=2.d-1,beta=1,xsph=1d-4
SPH - COULOMB
P/Po
t/T


DELORME 604 vp-alfa=2.d-1,beta=1,xsph=1d-5
SPH - COULOMB
P/Po
t/T


DELORME 604 vp-alfa=1.d-1,beta=1,xsph=1d-2
SPH - COULOMB
P/Po
t/T


DELORME 604 vp-alfa=2.d-1,beta=1,xsph=1d-2
SPH - COULOMB
P/Po
t/T

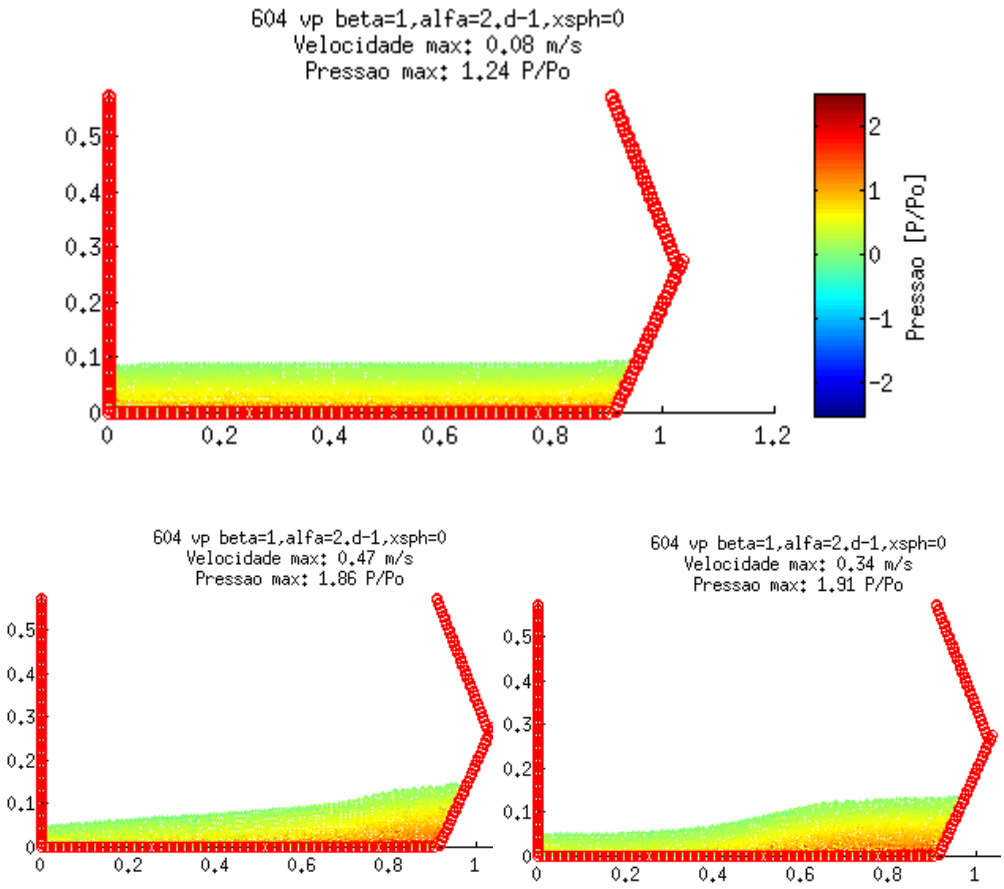

DELORME 604 vp-alfa=2.d-1,beta=1,xsph=0
SPH - LJ
P/Po
t/T
0
0.5
1
1.5
2
2.5
3
3.5
4
4.5
5
5.5

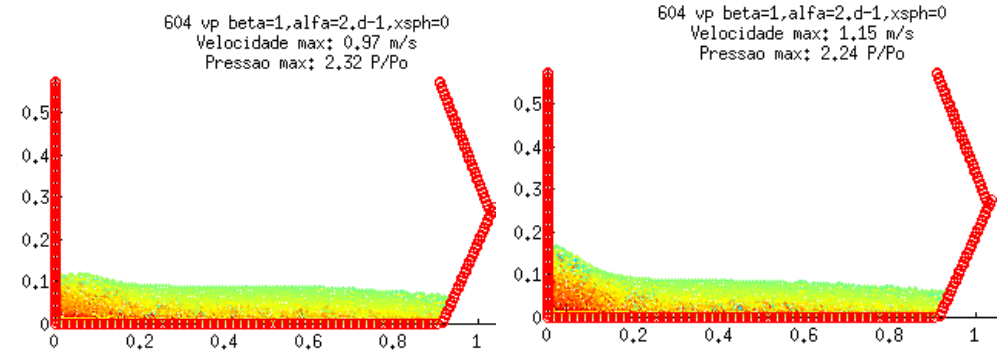

DELORME 604 vp-alfa=2.d-1,beta=1,xsph=0
DELORME et.al 2009
SPH - COULOMB
P/Po
t/T
0
0.5
1
1.5
2
2.5
3
3.5
4
4.5
5
5.5

APÊNDICE C – Tanque prismático

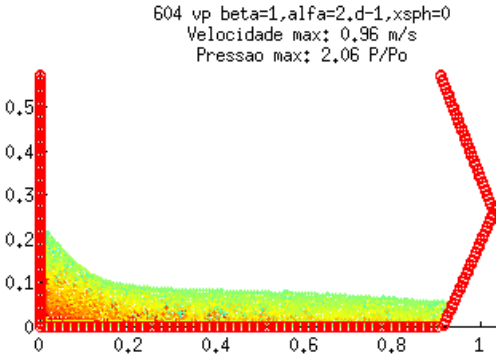
Depois de validado o modelo cujas características físicas foram expostas na seção 6.3. Realizamos uma alteração na estrutura do contêiner com a simples intenção de testar a cinemática do escoamento. Antes, tínhamos um tanque retangular. Sob as mesmas condições o tanque prismático foi posto em movimento.

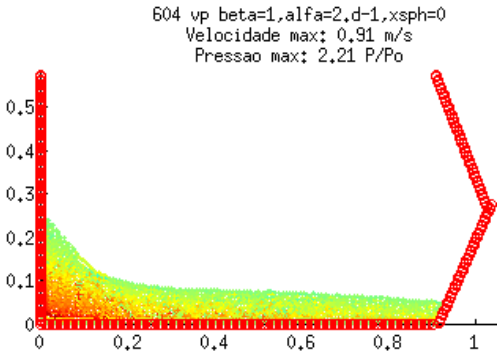
Figura C1 – Tanque prismático – sob as mesmas condições do experimento do Delorme et.al. 2009

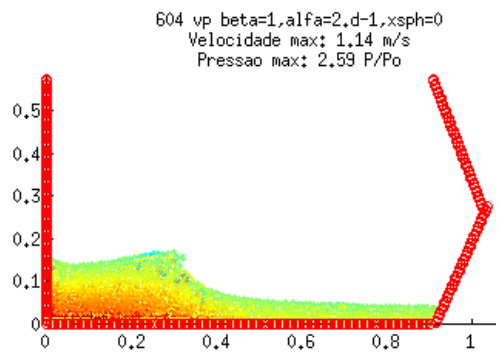


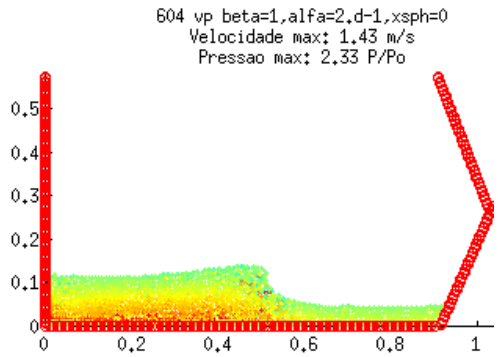

604 vp beta=1,alfa=2.d-1,xsph=0
Velocidade max: 0.97 m/s
Pressao max: 2.32 P/Po

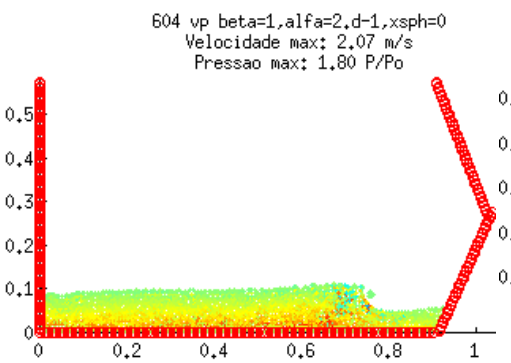
604 vp beta=1,alfa=2.d-1,xsph=0
Velocidade max: 1.15 m/s
Pressao max: 2.24 P/Po

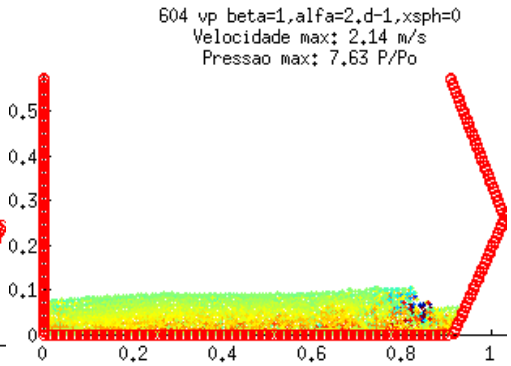

604 vp beta=1,alfa=2.d-1,xsph=0
Velocidade max: 0.96 m/s
Pressao max: 2.06 P/Po

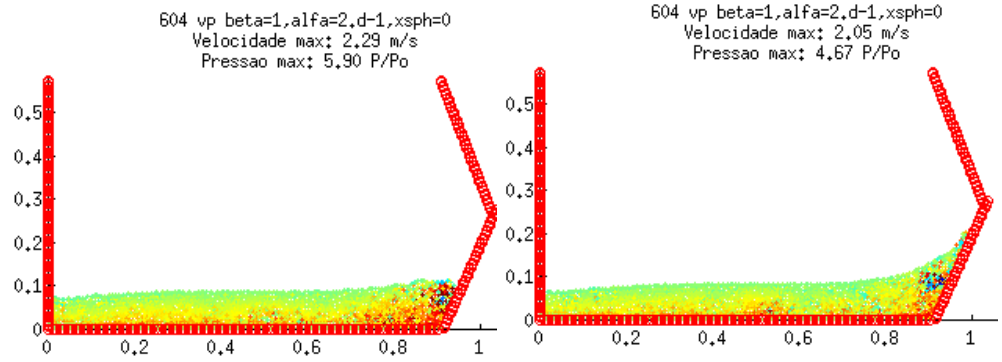

604 vp beta=1,alfa=2.d-1,xsph=0
Velocidade max: 0.91 m/s
Pressao max: 2.21 P/Po


604 vp beta=1,alfa=2.d-1,xsph=0
Velocidade max: 1.14 m/s
Pressao max: 2.59 P/Po

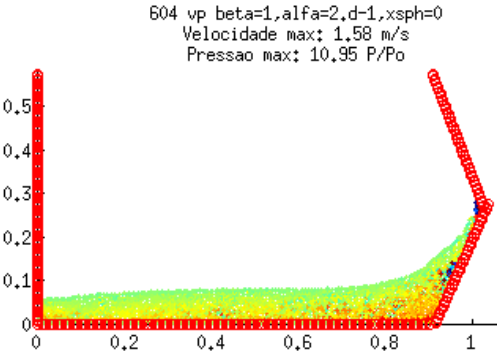

604 vp beta=1,alfa=2.d-1,xsph=0
Velocidade max: 1.43 m/s
Pressao max: 2.33 P/Po

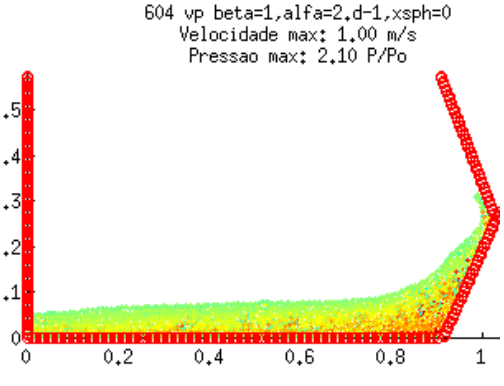

604 vp beta=1,alfa=2.d-1,xsph=0
Velocidade max: 2.07 m/s
Pressao max: 1.80 P/Po

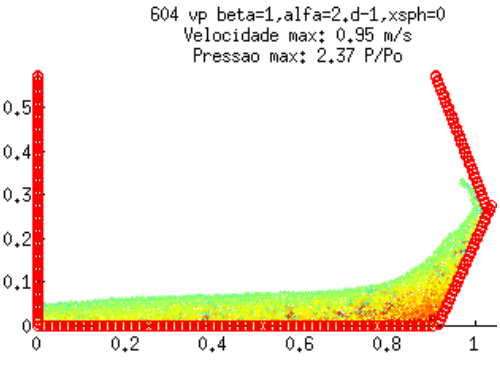

604 vp beta=1,alfa=2.d-1,xsph=0
Velocidade max: 2.14 m/s
Pressao max: 7.63 P/Po

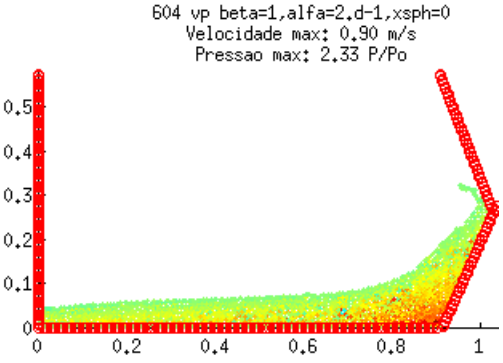

604 vp beta=1,alfa=2.d-1,xsph=0
Velocidade max: 2.29 m/s
Pressao max: 5.90 P/Po

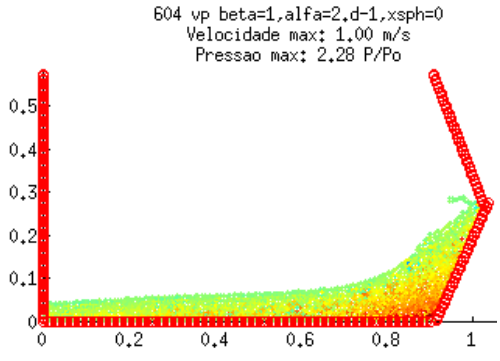
604 vp beta=1,alfa=2.d-1,xsph=0
Velocidade max: 2.05 m/s
Pressao max: 4.67 P/Po

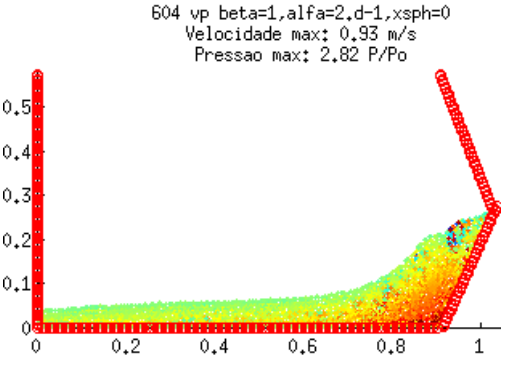

604 vp beta=1,alfa=2.d-1,xsph=0
Velocidade max: 1.58 m/s
Pressao max: 10.95 P/Po


604 vp beta=1,alfa=2.d-1,xsph=0
Velocidade max: 1.00 m/s
Pressao max: 2.10 P/Po


604 vp beta=1,alfa=2.d-1,xsph=0
Velocidade max: 0.95 m/s
Pressao max: 2.37 P/Po


604 vp beta=1,alfa=2.d-1,xsph=0
Velocidade max: 0.90 m/s
Pressao max: 2.33 P/Po

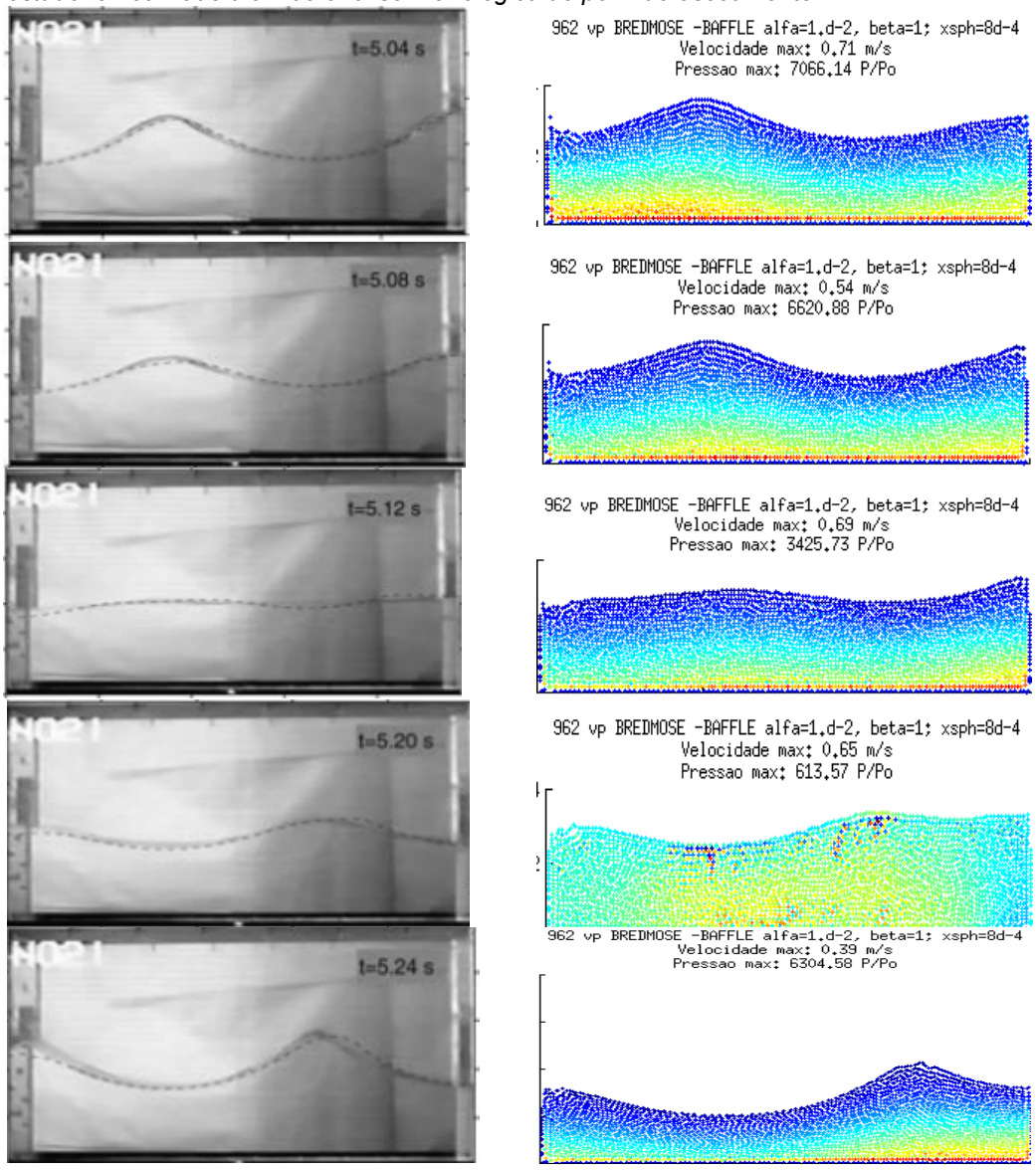

604 vp beta=1,alfa=2.d-1,xsph=0
Velocidade max: 1.00 m/s
Pressao max: 2.28 P/Po


604 vp beta=1,alfa=2.d-1,xsph=0
Velocidade max: 0.93 m/s
Pressao max: 2.82 P/Po

APÊNDICE D – Experimento V21 – Bredmose *et al.,* (2003)

Provocamos alteração no movimento do contêiner. As dimensões são as mesmas do experimento do Bredmose *et al.,*2003. Reproduzimos o teste V21 o comparamos com as morfologias do perfil do escoamento obtidas por aqueles autores.

Figura D1- A esquerda experimento V21 do Bredmose et al.,2003. A direita SPH-COULOMB desta Tese. Não houve preocupação com a sincronização dos tempos e nenhum outro estudo foi realizado além da análise morfológica do perfil do escoamento.



ANEXO 1 – FIGURAS

FIGURA AN1 – MODELO TEÓRICO – JACOBSEN 1949 - tanque de raio a preenchido com fluido ao nível h e cercado por um fluido ao nível H. O fluido circundante se estende indefinidamente no plano horizontal.

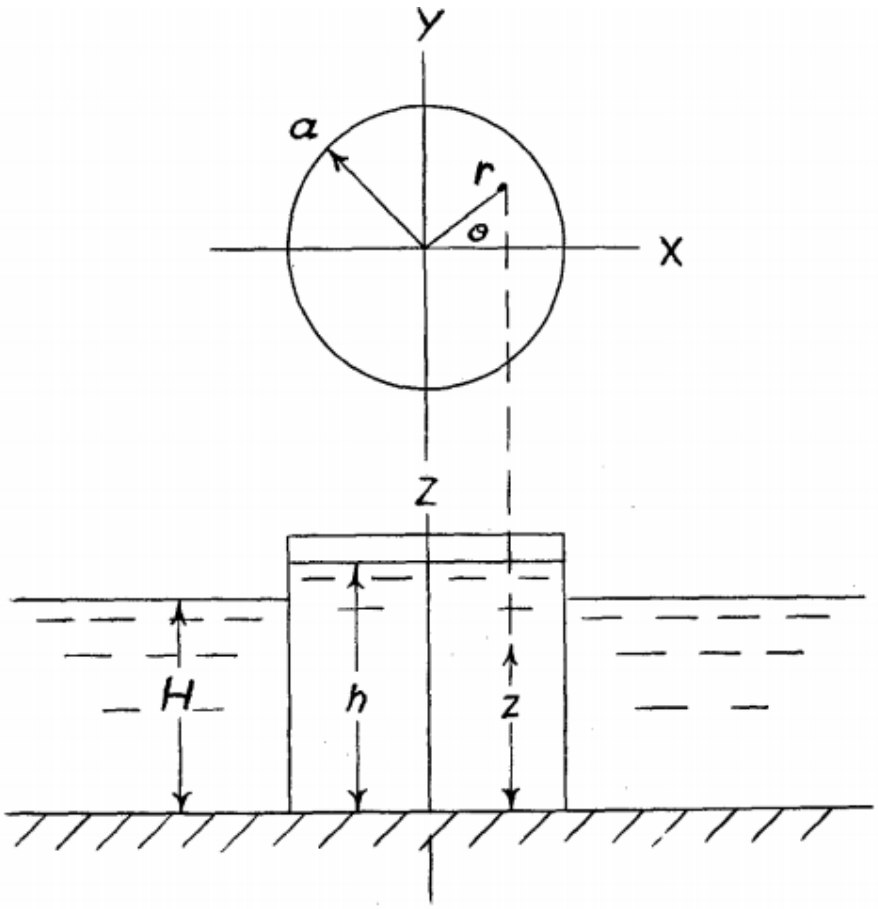


Fig. 1

FIGURA AN2 – APARATO EXPERIMENTAL JACOBSEN 1951 - quatro tanques com diâmetros que variavam entre 6, 12, 23 e 47 polegadas foram postos em movimento horizontal senoidal simultaneamente.

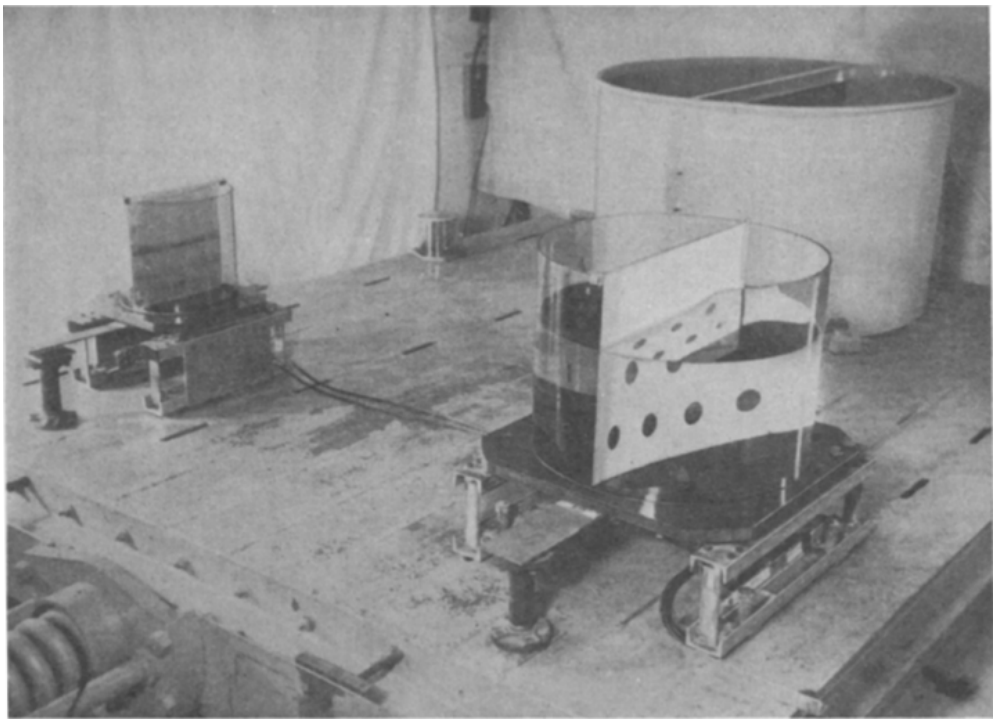


FIGURA AN3 – ABRAMSON - S*loshing* em tanques esféricos. Os defletores de anel perfurados orientados horizontalmente.

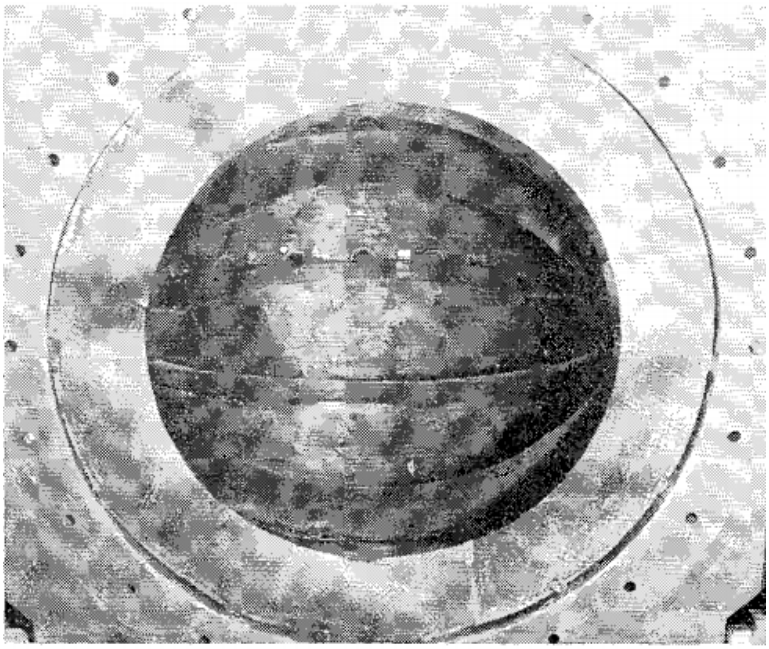
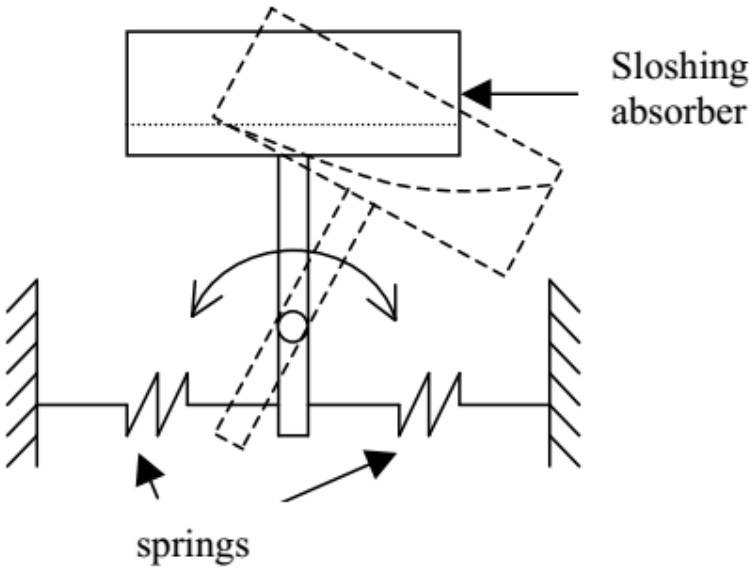



FIGURA AN4 – MARSH et.al 2007 – Configuração do Experimento