



COPPE / UFRJ

MODELAGEM NUMÉRICA DOS PROCESSOS DE
TRANSPORTE E DEPOSIÇÃO DE AREIA POR
CORRENTES DE DENSIDADE: UMA FERRAMENTA
PARA O ESTUDO DOS TURBIDITOS

Paulo Lopes Brandão Paraizo

Tese de Doutorado apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Civil, COPPE, da Universidade Federal do Rio de Janeiro, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Doutor em Engenharia Civil.

Orientador: Alvaro Luiz Gayoso de Azeredo Coutinho

Rio de Janeiro
Dezembro de 2009

MODELAGEM NUMÉRICA DOS PROCESSOS DE
TRANSPORTE E DEPOSIÇÃO DE AREIA POR
CORRENTES DE DENSIDADE: UMA FERRAMENTA
PARA O ESTUDO DOS TURBIDITOS

Paulo Lopes Brandão Paraizo

TESE SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DO INSTITUTO ALBERTO LUIZ
COIMBRA DE PÓS-GRADUAÇÃO E PESQUISA DE ENGENHARIA (COPPE) DA
UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO COMO PARTE DOS
REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE DOUTOR EM
CIÊNCIAS EM ENGENHARIA CIVIL.

Examinada por:

Prof. Alvaro Luiz Gayoso de Azeredo Coutinho, D.Sc.

Prof. Luiz Landau, D.Sc.

Prof. Fernando Pellon de Miranda, Ph.D.

Dr. Abimael Fernando Dourado Loula, D.Sc.

Dr. Adriano Roessler Viana, Ph.D.

RIO DE JANEIRO, RJ - BRASIL

DEZEMBRO DE 2009

Paraizo, Paulo Lopes Brandão

Modelagem Numérica dos Processos de Transporte e Deposição de Areias por Correntes de Densidade: Uma Ferramenta para o Estudo dos Turbiditos / Paulo Lopes Brandão Paraizo. – Rio de Janeiro: UFRJ/COPPE, 2009.

IX, 183 :il.; 29,7 cm.

Orientador: Alvaro Luiz Gayoso de Azeredo Coutinho.

Tese (doutorado) – UFRJ/ COPPE/ Programa de Engenharia Civil, 2009.

Referências Bibliográficas: p. 166-177.

1. Modelagem Numérica 2. Elementos Finitos. 3. Sedimentação. 4. Turbiditos. I. Coutinho, Alvaro Luiz Gayoso de Azeredo. II. Universidade Federal do Rio de Janeiro, COPPE, Programa de Engenharia Civil. III. Título.

AGRADECIMENTOS

Agradeço, em primeiro lugar, às instituições COPPE / UFRJ (Instituto Alberto Luiz Coimbra de Pós-Graduação e Pesquisa de Engenharia da Universidade Federal do Rio de Janeiro) e Petrobras, por terem me oferecido a oportunidade de desenvolver esse trabalho.

De meu amigo e Orientador Prof. Dr. Alvaro Luiz Gayoso de Azeredo Coutinho, não sei se reverencio mais seu conhecimento nas áreas envolvidas (Mecânica dos Fluidos, Computação de Alto Desempenho e Elementos Finitos), sua dedicação em aprender mais e mais sobre correntes de turbidez, ou sua empolgação com a possibilidade de realizarmos esse trabalho. É por isso que Orientador segue em letra maiúscula. Minha dívida é impagável.

Ao meu amigo Renato Nascimento Elias, que suportou bravamente meus questionamentos sobre o seu EdgeCFD. Agradeço-lhe a paciência com os destroços que fiz em seu código e a enorme ajuda que sempre esteve pronto a me prestar.

Na Petrobrás, agradeço de forma especial aos amigos Antônio Carlos Capeleiro Pinto, Farid Salomão Shecaira, e Mauro Roberto Becker pelo estímulo formal à realização desse trabalho. Sem a confiança de vocês isso não teria sido possível.

Agradeço ao Nacad (Núcleo de Atendimento em Computação de Alto Desempenho - COPPE), nas pessoas de Mara Prata, sempre solícita e simpática, Albino e Orlando pelo apoio no suporte, e Dona Helenice pelos cafés. Ao colega Denis agradeço o apoio e incentivo. Estendo meus agradecimentos ao LAMCE (Laboratório de Métodos Computacionais em Engenharia da COPPE), nas pessoas do Prof. Luiz Landau e Mônica, e à Secretaria Acadêmica da PEC- UFRJ, nas pessoas dos funcionários Jairo e Elizabeth.

Ainda na Petrobrás, agradeço aos amigos Marco Antonio Schreiner Moraes, Antonio Cosme Del Rey e Thais Cabral Almeida Empinotti pelo apoio via leitura e/ou discussões acerca do conteúdo. Agradeço ainda a mesma Thais, Camila Faria de Albuquerque e Eduardo Bizarria Gaspar pelo inestimável apoio na edição desse texto, e a Carlos Henrique Cardozo pelo sempre eficiente apoio na área de informática. A Del Rey e aos também amigos Evaldo Cesário Mundim e José Alberto Bucheb, agradeço as palavras de apoio sempre proferidas, que ajudaram a impulsionar esse trabalho. Ao carinho de todos vocês o meu muito obrigado.

Por fim, me desculpo à minha família, minha esposa Wânia e meus filhos Júlia e Tomás, pelos transtornos causados pela execução desse trabalho. Agradeço enormemente sua compreensão e carinho.

Dedico esse trabalho aos quatro pilares da minha vida, meu pai, José, minha mãe, Maria, e meus dois filhos, Júlia e Tomás.

Resumo da Tese apresentada à COPPE/UFRJ como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Doutor em Ciências (D.Sc.)

MODELAGEM NUMÉRICA DOS PROCESSOS DE TRANSPORTE E DEPOSIÇÃO
DE AREIA POR CORRENTES DE DENSIDADE: UMA FERRAMENTA PARA O
ESTUDO DOS TURBIDITOS

Paulo Lopes Brandão Paraizo

Dezembro/2009

Orientador: Alvaro Luiz Gayoso de Azeredo Coutinho

Programa: Engenharia Civil

Este trabalho desenvolve um modelo numérico para simular computacionalmente uma corrente de densidade que transporta e deposita partículas de areia. Ele utiliza o método numérico dos elementos finitos com formulação estabilizada para a solução das equações de Navier-Stokes e da equação de transporte (convecção – difusão) em 3D. É desenvolvido um mecanismo para modelar a interação da porção sedimentada com a corrente, alterando a viscosidade do elemento, sem necessidade de alterar a configuração da malha original. O simulador foi aplicado para o estudo de depósitos sedimentares denominados turbiditos, onde, em configurações simplificadas, foi possível estudar as feições denominadas lobos frontais e cunhas laterais. Os resultados foram comparados com a literatura geológica, demonstrando o potencial da ferramenta de modelagem para o estudo de problemas geológicos.

Abstract of Thesis presented to COPPE/UFRJ as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Doctor of Science (D.Sc.)

NUMERICAL MODELING OF SAND TRANSPORT AND DEPOSITION BY
DENSITY CURRENTS: A TOOL FOR TURBIDITE STUDIES

Paulo Lopes Brandão Paraizo

December/2009

Advisor: Alvaro Luiz Gayoso de Azeredo Coutinho

Program: Civil Engineering

This work develops a numerical model to simulate the transport and deposition of sand by a density current. We use a stabilized finite element model for the solution of a full 3D Navier-Stokes and transport (convection – diffusion) equations. We develop a mechanism to model the interaction of the deposited sand with the current by altering the element viscosity, avoiding remeshing. We applied the code for the study of turbidite deposits, especially the frontal splays and lateral wedges. The results were compared to the geological literature, and proved how useful can a numerical model be for a geological study.

SUMÁRIO:

AGRADECIMENTOS	iv
CAPÍTULO 1	1
INTRODUÇÃO	1
CAPÍTULO 2	7
O PROBLEMA GEOLÓGICO DE INTERESSE	7
2.1 Escolha do Problema	7
2.2 Estrutura e Processos Físicos envolvidos nas Correntes de Densidade	11
2.2.1 Anatomia da corrente	11
2.2.2 Comportamento dinâmico	12
2.2.3 Estrutura vertical das propriedades da corrente	14
2.3 Correntes de Densidade Particuladas no Contexto Geológico	15
2.4 Delimitação do Problema Investigado	21
CAPÍTULO 3	24
EQUAÇÕES GOVERNANTES	24
3.1 Equações Gerais	24
3.2 Escoamentos Turbulentos	27
3.3 Aproximação de Águas Rasas	29
CAPÍTULO 4	32
TRANSPORTE DE SEDIMENTOS	32
4.1 Modelo de Escoamento com Sedimentos	32
4.1.1 Hipótese de Boussinesq	32
4.1.2 Transporte de partículas	33
4.1.2.1 Forças atuantes no grão	33
4.1.2.2 Equação de transporte	35
4.1.3 Sedimentação de partículas	36
4.1.3.1 A velocidade de queda do grão	36
4.1.3.2 Relação entre a velocidade de queda e a concentração	38
4.1.4 Erosão de partículas	41
4.2 Modelos Adotados na Literatura	44
4.2.1 Modelos de correntes de densidade	44
4.2.2 Acoplamento do modelo de sedimentação e erosão	48
4.3 Modelo Adotado	51
CAPÍTULO 5	53
ELEMENTOS FINITOS EM FLUIDOS	53
O Programa EdgeCFD	53
5.1 Escolha do Método	53
5.1.1 Formulação Matemática e a Discretização pelo Método dos Elementos Finitos	55
5.2 O Programa EdgeCFD	59
CAPÍTULO 6	64
CORRENTES DE DENSIDADE NO EdgeCFD	64
6.1 Configuração ‘Lock Exchange’ Planar	64
6.2 Configuração ‘Lock Exchange’ Cilíndrica	67
CAPÍTULO 7	72
MODELO DE SEDIMENTAÇÃO	72
7.1 Incorporação do Modelo de Sedimentação na Formulação em Elementos Finitos	72

7.1.1	Considerações Práticas sobre a Geometria dos Elementos para o Cálculo dos Volumes Sedimentados.....	74
7.1.2	Considerações Práticas sobre o Uso do Termo Sumidouro para Modelagem de Perda de Massa do Sistema.....	85
7.2	Validação Quantitativa do Modelo de Sedimentação.....	88
7.2.1	Modelo DNS 3D como referência.....	88
7.2.2	Modelo experimental como referência.....	95
CAPÍTULO 8.....		100
INTERAÇÃO DINÂMICA <i>FUNDO-CORRENTE</i>		100
8.1	Implementação da Interação Fundo x Corrente.....	100
8.1.1	Estratégia geométrica.....	101
8.1.2	Estratégia física.....	103
8.1.2.1	Reologia das misturas de água e sedimento.....	103
8.1.2.2	Implementação da variação de viscosidade.....	111
8.2	Análise da Interação Fundo x Corrente.....	113
8.2.1	Análise Hidrodinâmica.....	114
8.2.2	Análise da Deposição.....	118
CAPÍTULO 9.....		121
SIMULAÇÃO DE CASOS DE INTERESSE.....		121
GEOLÓGICO.....		121
9.1	Definição dos Elementos Arquiteturais para Simulação Numérica.....	123
9.2	Simulação de Lobos Terminais em Configuração Simplificada.....	126
9.2.1	Formação de Lobos Terminais.....	126
9.2.2	Compensação Lateral de Lobos Terminais.....	129
9.2.3	Efeito do Mecanismo de Iniciação da Corrente.....	132
9.2.4	Efeito dos parâmetros da corrente.....	138
9.2.5	Sumário.....	141
9.3	Simulação de Cunhas Laterais (Levees) em Configuração Simplificada.....	141
9.3.1	Formação de Cunhas Laterais.....	141
9.3.2	Comparações qualitativas.....	146
9.3.3	Comparações quantitativas.....	149
9.3.4	Sumário.....	159
9.4	Considerações Finais.....	160
CAPÍTULO 10.....		162
CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES.....		162
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....		166
ANEXO 1.....		178
ANÁLISE DIMENSIONAL DOS CASOS.....		178
GEOLÓGICOS SIMULADOS.....		178
ANEXO 2.....		182
FORMA DOS <i>LEVEES</i> X CARACTERÍSTICAS.....		182
DO ESCOAMENTO.....		182

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

A Geologia é uma ciência que não se deixa com facilidade classificar dentro do domínio das ciências tradicionais. Temos argumentos para inseri-la dentro do contexto das ciências naturais, tal como a Física, mas não podemos estender a ela o conceito de ciência exata. Podemos também classificá-la como ciências da Terra, sem lhe retirar o sentido de ciência que extrapola nosso próprio planeta. Não nos arvoramos a considerá-la uma ciência matemática, mas contamos com o ferramental da matemática para estudar os processos geológicos.

Essa dificuldade de classificação está, a nosso ver, relacionada com a própria multiplicidade do objeto da ciência geológica. O que caracteriza esse objeto, se podemos usar um termo que assume aqui um caráter de sentido bastante popular, é a complexidade. Segundo Cross & Harbaugh (1989)¹,

'We know from intuition, experimentation and geological studies that the complexity of geologic processes and directionality of historic time make quantitative model development difficult because so many geological phenomena are inadequately understood. For any particular response, we may not know which processes are important,

¹ Cross, T. A & Harbaugh, J.W., Quantitative Dynamic Stratigraphy: A Workshop, A Philosophy, A Methodology. In *Quantitative Dynamic Stratigraphy*. Prentice Hall, 1989. P.10 'Sabemos, pela intuição, experimentação, e estudos geológicos, que a complexidade de processos geológicos e a direcionalidade do tempo histórico tornam difíceis o desenvolvimento de modelos quantitativos, uma vez que os fenômenos são inadequadamente entendidos. Para conhecer a resposta a um fenômeno particular, podemos não saber que processos são importantes, nem seus valores, incertezas e interrelações. Podemos não saber também se os processos são lineares ou não lineares... A probabilidade que a interdependência entre processos, mecanismos de retroalimentação, e respostas não lineares existam, combinados com a direcionalidade do tempo histórico, sugerem que muitos fenômenos geológicos sejam caóticos.'

nor their relative degrees of importance, values, uncertainties, or interdependencies. We also may not know whether geologic process-response systems are linear or non linear. The probability that process interdependencies, feedback mechanisms and response nonlinearity exist in geologic systems, combined with the directionality of historic time, suggest that many geologic systems are chaotic.'

Podemos entender os processos geológicos numa perspectiva de encadeamento de três eixos: o dos processos propriamente ditos, o do espaço, e o do tempo.

Os fenômenos geológicos podem ser resultado da interveniência de três tipos de processos: os físicos, os químicos e os biológicos. Todos esses tipos de processos, em maior ou menor importância, contribuem para o que conhecemos como processo geológico. Esses processos acima referidos ocorrem nos mais diferentes domínios espaciais, desde o nível molecular, que envolve alterações químicas (mineralogia), até fenômenos planetários controlados pela tectônica de placas². Outra variável importante a ser considerada é o tempo, na medida em que os processos estudados são ora gerados em segundos, como uma avalanche ou terremoto, ora gerados em milhões de anos, como o processo de preenchimento de uma bacia sedimentar.

Vemos, portanto, que esses três eixos contribuem para produzir fenômenos que têm uma marca em comum, qual seja, o da variabilidade de escalas. Os processos geológicos podem ocorrer em toda e qualquer escala, e a influência de uns sobre os outros é múltipla e variável no tempo.

A caracterização dos fenômenos como complexos, conforme vimos em Cross & Harbaugh, atenta de forma peculiar para a não linearidade, e sua conseqüente imprevisibilidade. Segundo Slingerland (1989)³,

² A Tectônica de Placas é uma teoria que descreve os movimentos de grande escala que ocorrem na litosfera. A litosfera, camada mais externa do planeta, tem sob ela a astenosfera, uma camada com comportamento mais viscoso. A litosfera se encontra fragmentada em placas, que se movimentam sobre a astenosfera.

³ Slingerland R., Predictability and Chaos in Quantitative Dynamic Stratigraphy. In *Quantitative Dynamic Stratigraphy* (Cross, T. A). Prentice Hall, 1989. p. 45 ...estamos agora no estágio em que os problemas

“We are now at the stage where the interesting problems are the more difficult nonlinear ones. To practice reductionist science with its linearized models is to throw out the baby with the bathwater”.

Além do exposto, o acesso ao processo geológico é algo necessariamente fragmentário, uma vez que as rochas hoje existentes são apenas registros incompletos de um conjunto de processos que ocorreram há muitos (mil, milhares, milhões) anos atrás. Os processos a que temos acesso, que são os que ocorrem hoje na natureza, são apenas pequenas porções que permitem inferir o que ocorreu no passado. Resumindo, com risco de ser mal compreendido, podemos dizer que a Geologia é uma ciência não visível, na medida em que não temos acesso aos mecanismos formadores das rochas, mas apenas aos seus registros.

Essa pequena exposição das características da Geologia não têm a pretensão de esgotar o assunto, mas tão somente o de situar esse trabalho num contexto mais geral. Para pretender abordar um problema geológico, em função de sua complexidade e características, um conjunto de ferramentas associadas deve ser utilizado. A ferramenta tradicional da Geologia é o material descritivo, um modo de fazer ciência fortemente indutivo, onde a partir de um conjunto de observações são construídas teorias que têm o seu percurso avaliado em função de sua confrontação com a experiência.

A esse ferramental vêm se juntar técnicas laboratoriais específicas, uma vez que a dimensão espacial e temporal limita muito a reprodução dos processos geológicos em condição de laboratório.

Mais modernamente a área de Geologia têm se beneficiado do avanço da ciência computacional em dois aspectos. O primeiro deles está relacionado ao avanço na

interessantes são os não lineares e, conseqüentemente, mais difíceis. Praticar o reducionismo científico ao abordá-los com modelos lineares é jogar fora o bebê junto com a água da bacia...?.

computação gráfica, o que permite que, dentro de determinados limites, se tornem visíveis processos geológicos que ocorrem em condições inacessíveis ao ser humano. O segundo aspecto está ligado à capacidade de processamento, que tornam possível a simulação, a partir das leis físicas que os regem, de alguns desses processos geológicos.

A integração dos estudos envolvendo os métodos tradicionais (descrição e interpretação de afloramentos) com técnicas de laboratório e simulação computacional de processos, ao concorrerem para um maior conhecimento dos processos geológicos, têm um papel importante na capacidade preditiva dos modelos geológicos.

A área de modelagem de processos têm crescido muito sua aplicação na Geologia nos últimos anos. Mais especificamente na área de Geologia de Petróleo, podemos destacar a Análise de Bacias Sedimentares como a disciplina onde a modelagem de processo está mais avançada, tendo, em alguns casos, se tornado atividade rotineira de exploração. A existência de alguns programas comerciais (Temis^{Flow}®⁴, Petromod®) atesta a consolidação dessa ferramenta de trabalho. Na área de Estratigrafia, os programas comerciais (Dionisos®⁵) começam a ter um papel maior nos estudos realizados em petróleo, mas sem ainda a consolidação que pode ser atribuída aos modelos de análise de bacia. Na área de Sedimentologia a aplicação dessa técnica ainda está dentro de um contexto acadêmico.

É nessa última perspectiva que se insere o trabalho aqui desenvolvido. A partir de um conjunto de técnicas de métodos numéricos para solução de equações diferenciais que regem um dado processo geológico, procurou-se reproduzi-lo, via simulação, procurando levar em consideração um conjunto de parâmetros que envolvem múltiplas escalas

⁴ Temis^{Flow}® é um programa de propriedade da Beicip-Franlab. O Petromod® é um programa de propriedade da Schlumberger. Ambos modelam os processos de formação e preenchimento de uma bacia sedimentar. Dentre os processos físicos modelados estão: física da formação da depressão (bacia), fluxo térmico para bacia, geração de hidrocarboneto a partir da matéria orgânica, migração e acumulação da matéria orgânica através da coluna de sedimentos, entre outros.

⁵ Dionisos® é um programa de propriedade da Beicip-Franlab. Ele modela o processo de preenchimento de uma bacia sedimentar, através da dinâmica de criação de espaço na bacia (Tectônica e Variação do Nível do Mar) e preenchimento desse espaço (aporte de sedimentos).

temporais e principalmente espaciais. A aplicação dessa técnica têm múltiplos objetivos, dentre eles:

- Aprender sobre o processo físico a ser simulado, identificando seus mecanismos de controle;
- Avaliar os efeitos de diferentes variáveis e parâmetros (oriundos de diferentes escalas) no processo em questão. Isso permite estender o raciocínio da escala do fenômeno para as escalas das suas variáveis intervenientes;
- Permitir a visualização, em ambiente científico, do processo geológico em questão.

Para atingir esse objetivo, iniciaremos por apresentar, no capítulo 2, o problema geológico que pretendemos tratar, qual seja, o transporte e deposição de sedimentos carreados por fluidos de diferentes propriedades. Iniciaremos por apresentar o contexto geológico do mesmo, e sua relevância econômica. Em seguida apresentaremos um resumo do entendimento que se têm desse processo, visando identificar os principais mecanismos físicos que interferem na sua produção.

Nos capítulos seguintes apresentaremos uma descrição do modelo teórico físico e matemático do escoamento de fluidos (capítulos 3 e 4) e o método numérico dos elementos finitos empregado para a solução desse problema (capítulo 5). Ainda nesse capítulo apresentamos as características gerais do programa de simulação, tomado como base para o estudo que faremos. Em seguida apresentamos a validação desse algoritmo para o problema genérico do escoamento de fluidos (capítulo 6). Os temas dos capítulos 5 e 6 estão desenvolvidos em Elias *et al* (2008).

Nos capítulos 7 a 9 apresentamos as atividades desenvolvidas nessa tese. No capítulo 7 será apresentada a implementação do processo de sedimentação, bem como a sua validação quantitativa. No capítulo 8 apresentamos a implementação do processo de interação do escoamento com o material sedimentado, fator fundamental para a reprodução

de características geológicas. No capítulo 9 demonstramos o uso da simulação para reproduzir feições geológicas conhecidas na forma semi-quantitativa.

CAPÍTULO 2

O PROBLEMA GEOLÓGICO DE INTERESSE

2.1 Escolha do Problema

O problema escolhido para ser objeto do presente trabalho é um processo físico denominado corrente de densidade⁶. Uma corrente de densidade se forma quando, na convivência de dois fluidos com densidades diferentes em condições não estáveis, o mais pesado tende a fluir sob o mais leve. Exemplos desse tipo de fenômeno são, entre outros, correntes atmosféricas, onde a diferença de densidade se dá por diferença de temperatura, e correntes oceânicas, onde além da temperatura, a variação de salinidade pode ser responsável pela diferença de densidade.

A corrente de densidade que nos interessa estudar têm sua diferença de densidade causada pela concentração não homogênea de partículas de sedimentos em suspensão no fluido. O fluido, em nosso caso, é a água do mar, e a existência de sedimentos em suspensão no mar, de forma não homogênea, cria, em algumas situações específicas, condições para que convivam dois fluidos, um mais carregado de sedimentos e outro praticamente livre de sedimentos. Essa heterogeneidade na carga sedimentar cria uma diferença de densidade que pode ser suficiente, em conjunto com outras condições de contorno, para dar início a uma corrente de densidade.

A corrente de densidade em ambiente marinho, objeto de interesse desse trabalho, é denominada genericamente de corrente de turbidez. Essas correntes são as responsáveis

⁶ Densidade é a relação entre a massa específica de um corpo e uma massa específica de referência. No caso das correntes de densidade, temos dois fluidos referenciados à mesma massa específica. Logo, a relação entre as densidades é a relação entre as massas específicas.

pelo transporte e deposição de um enorme volume de sedimentos, e, comumente, são capazes de transportar partículas de areia para ambientes marinhos profundos. Diferentemente de outras correntes marinhas, que se desenvolvem próximas à costa, as correntes de turbidez se iniciam nessa região, e se desenvolvem perpendicularmente à batimetria, transportando material sedimentar, muitas vezes de granulometria grossa, para ambientes de água profunda.

A Figura 2.1 mostra uma configuração idealizada da fisiografia do fundo marinho nas bacias costeiras brasileiras. Nela podemos ver a linha de costa, o sistema de alimentação fluvial, a região da plataforma continental, primeira região do ambiente marinho com relevo pouco acentuado, que termina no talude (rampa) continental, região onde o declive é mais alto, e representa o limite do ambiente de águas rasas e águas profundas. O domínio das águas profundas é denominado planície abissal.

Outras feições comuns nesse tipo de ambiente são os *canyons* (canhões ou canions) submarinos, feições com relevo abatido que cortam o talude e a parte mais externa da plataforma continental. É comumente através desses *canyons* que as correntes de turbidez se desenvolvem, transportando partículas sedimentares para a região da planície abissal, onde formam os leques (deltas) submarinos.

Os mecanismos de iniciação das correntes de turbidez são muito controversos, e não cabe aqui uma discussão mais ampla (Mutti *et al.*, 2003 e Mulder *et al.* 2003). Admitem-se, entretanto, duas formas de alimentação dos sedimentos que são transportados pelas correntes de turbidez. Num primeiro modelo, os sedimentos chegam ao ambiente marinho trazidos por uma corrente fluvial, o que faz com que ele tenha um ponto focal de entrada com uma alimentação relativamente contínua. Isso explica correntes que podem se iniciar pela diferença de densidade do material sedimentar mais concentrado na região de descarga do rio, e podem ter um tempo duradouro, enquanto houver a alimentação fluvial (Zavala *et al.* 2006).

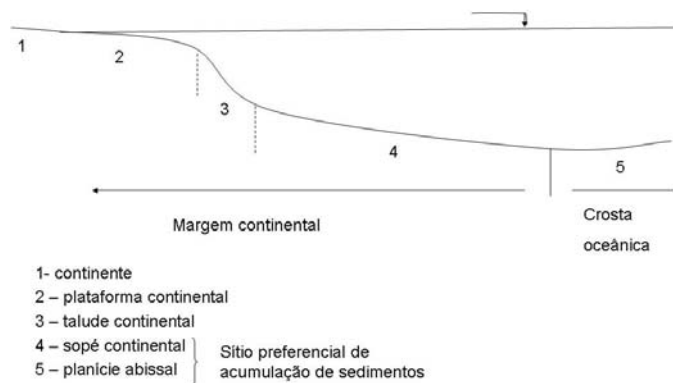
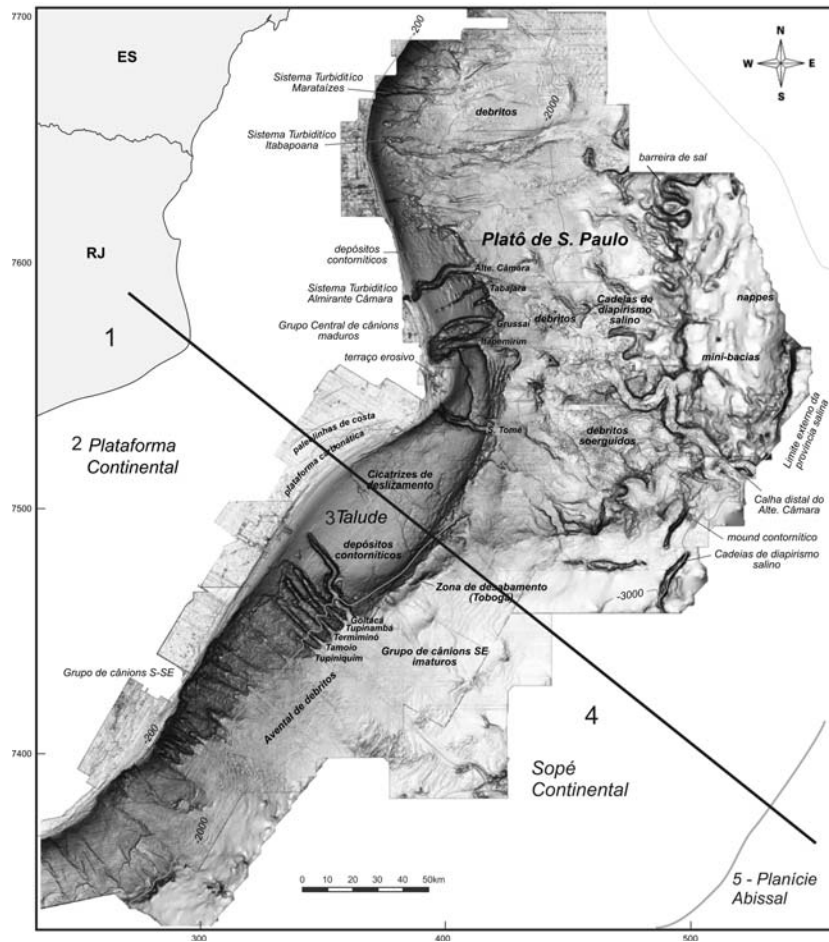


Figura 2.1 – Fisiografia do fundo marinho numa porção da margem atlântica brasileira. A seção A-A' mostra um perfil vertical idealizado (modificado de Schreiner et al, 2008).

O segundo modelo admite que os sedimentos são oriundos de colapsos, sejam eles de frentes deltaicas, de porções da borda de plataforma ou do talude. Esses colapsos, que

são eventos catastróficos, mobilizam uma grande quantidade de material sedimentar, criando grandes diferenças de densidade e dando início à correntes de grandes dimensões (Alzaga-Ruiz *et al.*, 2009).

Dependendo essencialmente da diferença de densidade e da configuração do fundo, esse escoamento pode assumir proporções muito grandes. Ele se manterá em movimento enquanto sua energia cinética for maior que sua tendência ao repouso. Durante o tempo desse evento uma série de fenômenos pode acontecer, como, por exemplo, a mistura parcial dos dois fluidos, a incorporação do material que ocorre no fundo, denominado erosão, e a decantação de parte do material no fundo, denominado deposição ou sedimentação. A dinâmica evolutiva da corrente de densidade é bastante complexa, e dependendo da velocidade que ela atinge, o escoamento pode ter comportamento laminar ou turbulento (Julien, 1998).

Um dos aspectos mais importantes de tal evento, do ponto de vista geológico, está relacionado à eficiência do transporte de sedimentos arenosos por longas distâncias, e a capacidade que esse mecanismo têm de depositar esse material arenoso em grandes volumes. Esses depósitos, conhecidos classicamente pelo nome de turbiditos (transportados por correntes de turbidez) são predominantemente arenosos, e são responsáveis, segundo Bruhn *et al* (2009), por cerca de 80% da produção atual de petróleo no Brasil.

O estudo detalhado desse processo se justifica pela importância econômica que o petróleo tem no mundo atual, e em especial pela importância desse mecanismo formador de rochas para o panorama petrolífero brasileiro. Atualmente, os principais campos de petróleo do Brasil produzem de rochas turbidíticas, como, por exemplo, os campos de Marlim, Marlim Sul e Roncador.

A seguir detalharemos a estrutura geral das correntes de densidade particuladas, no que se refere à sua anatomia, comportamento dinâmico e distribuição das propriedades do escoamento. Em seguida abordamos os tipos de correntes de densidade que ocorrem no ambiente geológico, de forma a situar o problema que pretendemos abordar nesse trabalho.

2.2 Estrutura e Processos Físicos envolvidos nas Correntes de Densidade

2.2.1 Anatomia da corrente

Os processos físicos que ocorrem numa corrente de densidade são bastante complexos. A Figura 2.2 apresenta a anatomia da corrente, onde se verifica a existência de três grandes domínios. O primeiro é a denominada região da cabeça da corrente, caracterizada por ser a região onde o contato entre os dois fluidos se dá de forma mais efetiva. A cabeça sofre a resistência ao fundo da camada de base, e, na frente e no topo, do fluido encaixante. Como resultado da resistência surgida nesse contato, a cabeça se expande, se diferenciando do corpo pela sua altura.

O segundo domínio é o do corpo, que se caracteriza por estar atrás da cabeça, e por isso protegida do arraste do fluido encaixante. O corpo sofre a resistência do fluido encaixante na parte superior, e da camada basal no fundo. A cauda se caracteriza por ser a parte final da passagem da corrente.

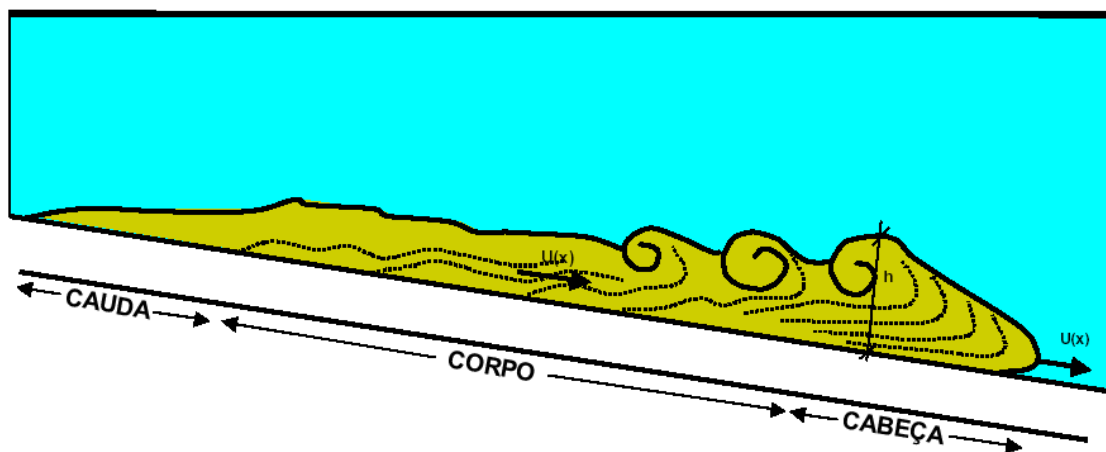


Figura 2.2 – Regiões da corrente de gravitacional (retirado de Del Rey, 2006). $U(x)$ é a velocidade da corrente, h a altura da corrente. Note que a velocidade do corpo é maior que a da cabeça, o que pode ser observado pela magnitude dos vetores de velocidade.

Simpson (1997) estudou em detalhes a estrutura interna das correntes, e definiu três regiões importantes, que podem ser vistas na Figura 2.3: zona inferior, onde domina o fluido mais denso, zona não perturbada onde domina o fluido menos denso, e zona superior, onde ocorre a mistura. Outro ponto importante da anatomia é o nariz, feição levantada na porção frontal da corrente que ocorre em função da condição de não deslizamento no fundo. Esse nariz cria uma região de entrada de fluido menos denso pela base da cabeça.

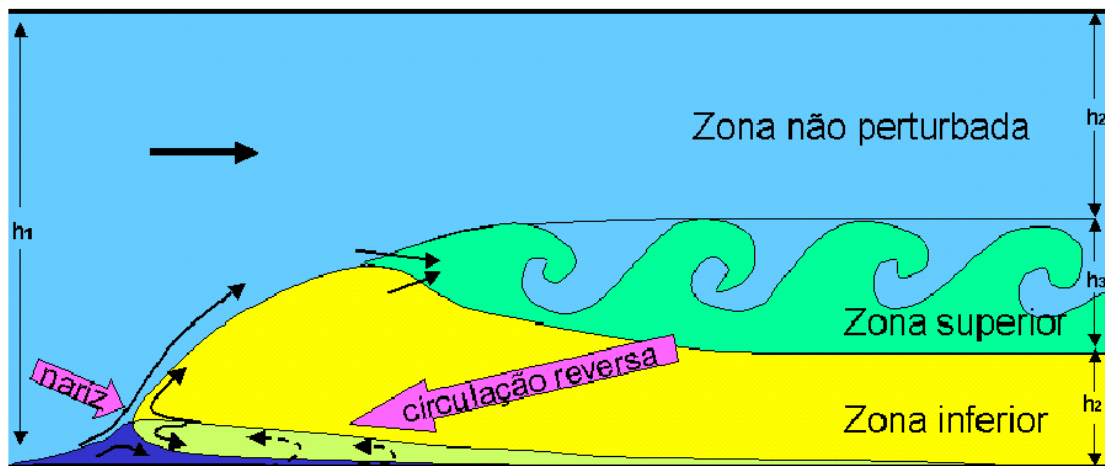


Figura 2.3 – Anatomia da corrente gravitacional (retirado de Del Rey, 2006).

2.2.2 Comportamento dinâmico

A anatomia da corrente é um retrato do seu comportamento dinâmico. A cabeça é a região de maior instabilidade da corrente, e tem, em geral, uma velocidade menor que o corpo, como decorrência dessa resistência ao escoamento. Essa velocidade varia de acordo com uma série de variáveis, entre elas a inclinação e a viscosidade dos fluidos. O deslocamento da corrente apresenta uma característica pulsante, como resposta de ajuste de

energia entre suas diversas partes. Um perfil da velocidade da cabeça da corrente com a distância pode ser visto na Figura 2.4, documentada a partir de experimentos em laboratório (Del Rey, 2006). Observe a mudança da forma em planta da corrente no experimento físico (fotos da corrente localizados pelas setas vermelhas), como função da velocidade. O esquema ao alto à direita da figura ilustra a mudança da forma da corrente com a velocidade (isolinhas azul, laranja e vermelha indicam velocidades progressivamente mais altas).

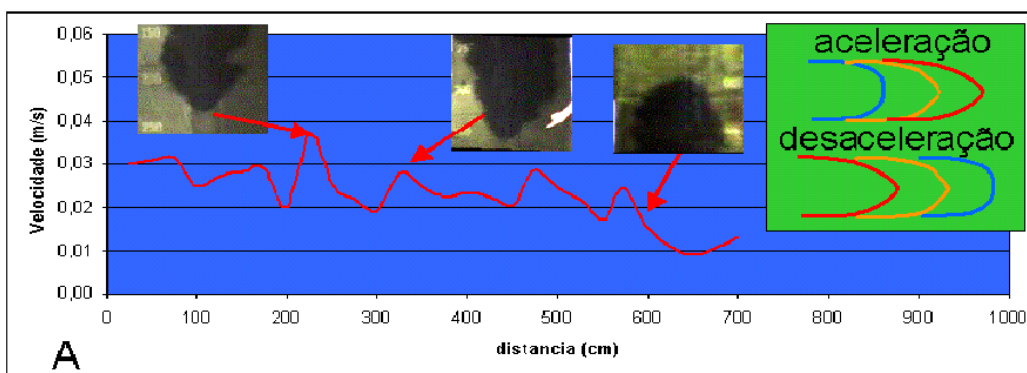


Figura 2.4 – Variações de velocidade da cabeça ao longo da distância em experimentos de laboratórios (retirado de Del Rey, 2006).

Dois características são muito comuns nesse tipo de corrente. A primeira, denominada de instabilidades de Kelvin – Helmholtz (Hartel *et al.* 2000), ocorre a partir do desprendimento de material da zona inferior para a zona superior na forma de vórtices representada na Figura 2.3 pela ‘ondas’ em verde. A Figura 2.5 mostra uma imagem em ultrassom da estrutura de uma corrente gerada em laboratório, onde os vórtices aparecem claramente na parte alta (em branco na figura) da corrente. A segunda característica é o aparecimento de lobos e rachaduras, que se formam na porção frontal da corrente pela entrada, pela base, de fluxos convectivos do fluido menos denso, cortando a corrente mais densa com feições lineares (Hartel *et al.* 2000). Em planta, apresentam uma feição de bulbos, como se pode ver nos detalhes da Figura 2.6.

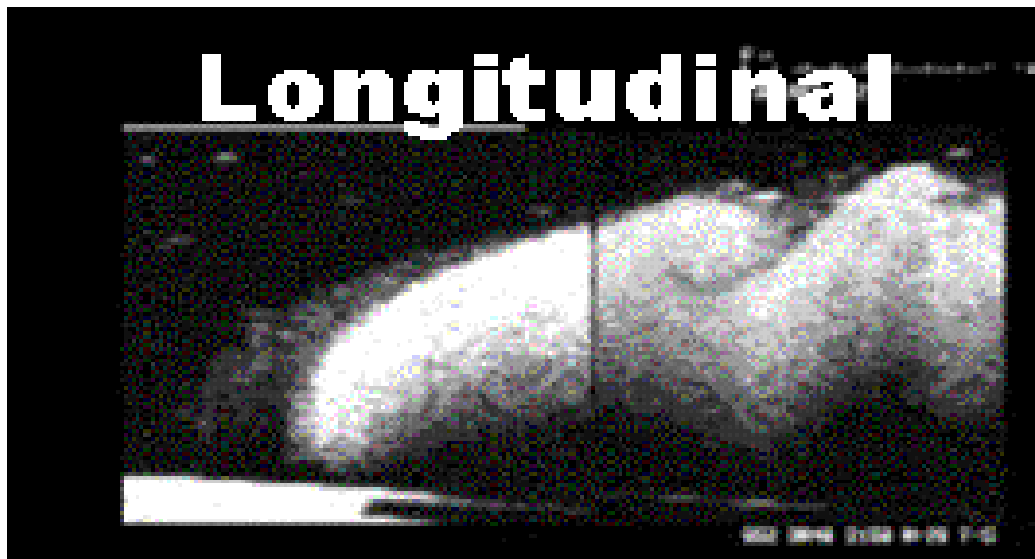


Figura 2.5 – Imagem ultrassonográfica de uma corrente de densidade em laboratório (retirado de Del Rey, 2006). A corrente se desloca para a esquerda, tendo na sua base tons mais escuros, que representam porções mais densas, e na parte mais superior tons mais claros, com porções menos densas.

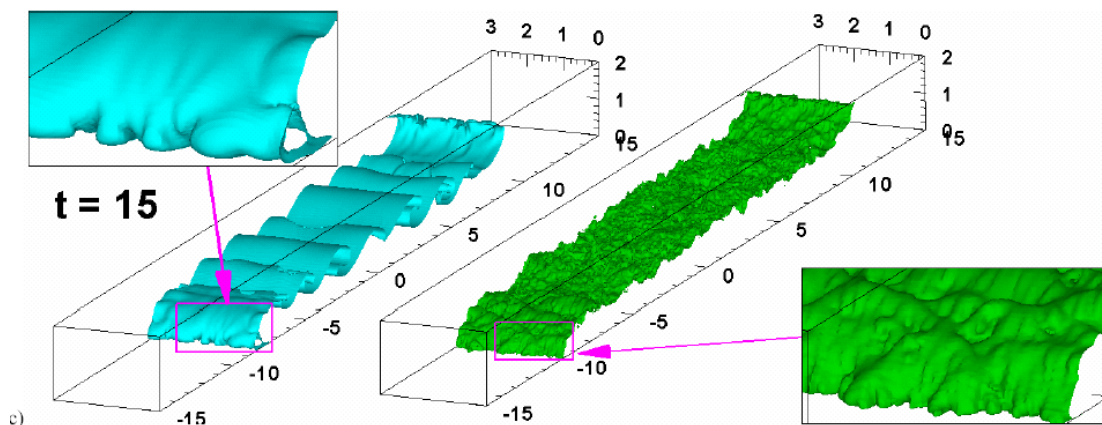


Figura 2.6 – Detalhe da estrutura de uma corrente de densidade modelada numericamente (retirado de Ooi, 2006). Notar, à frente da corrente, no retângulo em cor rosa, a formação de pequenos lobos e rachaduras (*lobe and cleft structures*)

2.2.3 Estrutura vertical das propriedades da corrente

A variabilidade do comportamento da corrente se observa também na vertical. A velocidade da corrente varia na vertical como resposta ao mecanismo de resistência ao escoamento. Na base, em função do arraste exercido pelo fundo, a velocidade é nula,

crescendo rapidamente até aproximadamente 20 a 30 % da altura da corrente. A partir desse ponto, a velocidade decresce em direção ao topo, até o limite entre os dois fluidos. A Figura 2.7 ilustra a estrutura dessa velocidade.

Do ponto de vista da densidade, o comportamento tende a ser muito parecido com o da velocidade, embora Kneller & Buckee (2000) demonstrem que a estrutura da densidade possa ser mais complexa. Na Figura 2.5, a imagem de ultrassom apresenta uma gradação vertical da densidade semelhante à admitida para a velocidade. Nessa Figura, os tons escuros, mais densos, vão variando em direção ao topo para porções menos densas, mais claras.

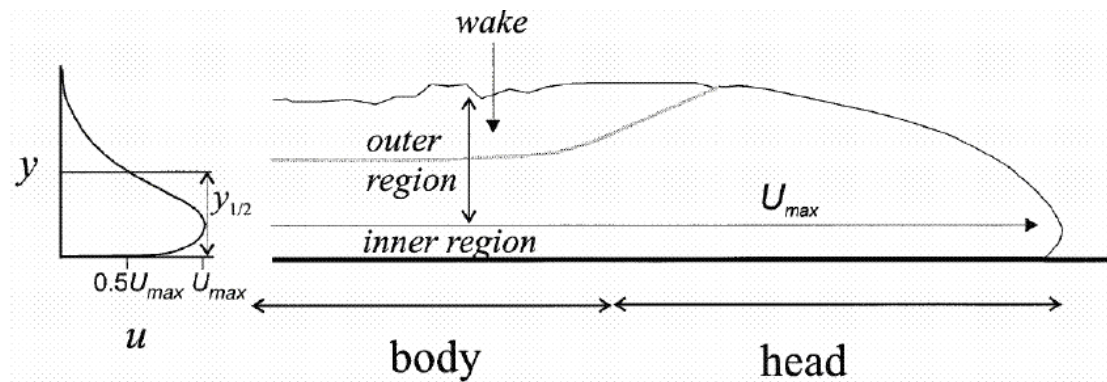


Figura 2.7 – Estrutura vertical (y) da velocidade (u) numa corrente de densidade (retirado de Kneller & Buckee, 2000, Figura 3). A metade da altura da corrente define o limite, para os autores, da região de *wake*, ou cauda, onde viajam as concentrações mais baixas de sedimento. O máximo da velocidade se encontra entre 20 e 30% da altura da corrente, e divide as chamadas regiões interna (*inner region*) e externa (*outer region*) da corrente.

2.3 Correntes de Densidade Particuladas no Contexto Geológico

As correntes de densidade, cujas características básicas foram descritas no item anterior, apresentam uma enorme variabilidade quando analisadas no contexto geológico. Os primeiros estudos das correntes de densidade e seus depósitos associados, denominados turbiditos, começaram na década de 1950, visando entender depósitos de areias com gradação granulométrica vertical (Kuenen & Migliorini, 1950).

O artigo clássico *Turbidity currents as a cause of graded bedding*, de Kuenen & Migliorini (1950) é um marco na história dos turbiditos, onde pela primeira vez se associam estudos de laboratórios e de campo, visando caracterizar o mecanismo de transporte e deposição desse tipo de arenitos, associando-os a processos de fluxos turbulentos causados por diferenças de densidade.

Desde então, e em função também do interesse econômico ligado à indústria do petróleo despertado por esse tipo de rocha, as pesquisas avançaram muito, e os modelos se diversificaram amplamente. Essa diversificação se explica por diferentes questões que afetam esse tipo de escoamento, dentre elas: a granulometria do sedimento, o grau de coesão das partículas, a concentração de sedimento na mistura com o fluido. Esses elementos influenciam na reologia⁷ da mistura, no mecanismo de suporte dos grãos em movimento, nos mecanismos de deposição dos grãos, e na estrutura geral da corrente, afetando de forma significativa a distância percorrida pelo sedimento e a geometria final do depósito.

A variedade de tipos de correntes de turbidez tem sido objeto de vários sistemas de classificação, cujos critérios podem ser observados na tabela 2.1, retirada de Manica (2009).

Tabela 2.1 – Resumo das características adotadas para a classificação de correntes de turbidez (Retirado de Manica 2009)

Autores	Ano	Laboratório (L) ou Campo (C)	Densidade	Concentração	Reologia	Mec. Suporte	Tamanho de grãos	Propriedades Hidrodinâmicas	Duração do fluxo	Regime	Presença de argila
Kuenen e Migliorini	1950	L	■								
Dott	1963	-			■						
Sanders	1965	C				■					
Middleton	1967	L		■							
Middleton e Hampton	1976	L e C	■								
Lowe	1979	C			■	■					
Lowe	1982	C				■	■				
Postma et al.	1988	L		■		■					
Kneller e Branney	1995	C		■				■			
Shanmugam	1996	C		■			■				
Mutti et al.	1999	C				■		■			
Kneller e Buckee	2000	C	■								
Mulder e Alexander	2001	L e C		■		■			■		
Dasgupta	2002	C		■						■	
Gani	2004	L			■			■			■

⁷ Reologia da mistura se refere à reologia do fluido pesado, ou seja, ao fluido que contém partículas (sólidos) de sedimento em suspensão

Em seu trabalho Manica (2009) analisa a evolução dos sistemas de classificação das correntes de densidade, dando especial atenção aos escoamentos denominados de alta densidade, e propõe um novo sistema baseado na exaustiva análise de dados de experimentos de laboratório.

O seu sistema, que descrevemos sucintamente aqui, está refletido na Figura 2.8, e se compõe de seis regiões, que representam um contínuo de casos, caracterizados em função da concentração de sedimentos e do volume de argila (material coesivo) na mistura. A concentração e o tipo de sedimento permitem definir 3 regiões (I a III) com escoamento de reologia newtoniana, e 3 regiões com reologia não newtoniana (IV a VI).

Nos três primeiros casos, o escoamento é predominantemente dominado pelo fluido, e há um amplo predomínio de partículas não coesivas, o que confere ao escoamento uma reologia newtoniana, e um comportamento predominantemente turbulento. Nas regiões IV a VI, altas concentrações combinadas com maiores percentuais de material coesivo acabam por imprimir características não newtonianas ao escoamento. Nesses casos, as altas concentrações tendem a suprimir a turbulência, fazendo com que possa dominar um comportamento laminar em algumas porções do escoamento.

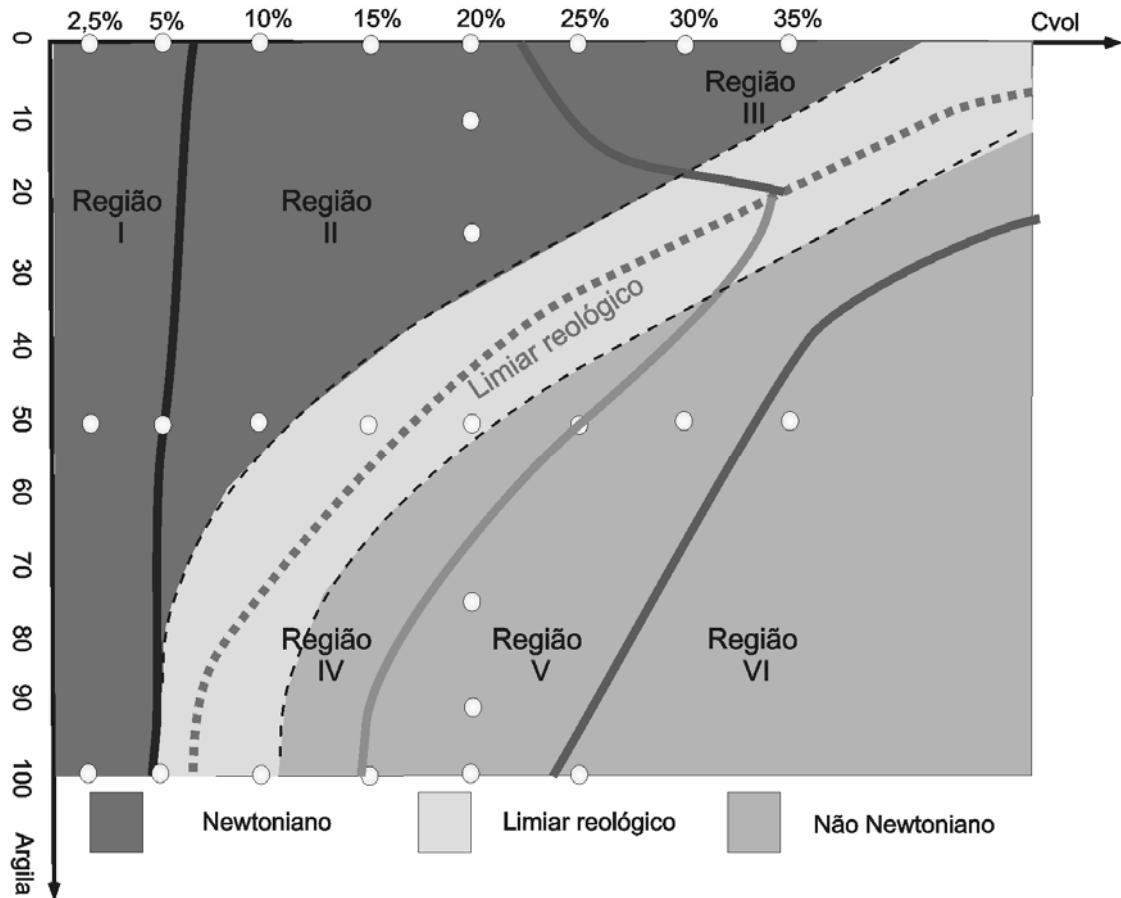


Figura 2.8 - Relação da concentração volumétrica (Cvol – no eixo x) e da presença de argila (eixo y) utilizados na definição das seis regiões de fluxo-depósito. (Retirado de Manica, 2009)

A região I se caracteriza por conter escoamentos de concentração muito baixa, e praticamente independe do teor de material coesivo. Como o escoamento é dominado pelo fluido, as partículas são mantidas suspensas exclusivamente pela turbulência, e a deposição é feita à medida que cada partícula vai sofrendo ação de seu peso, grão a grão. Esse mecanismo forma em geral depósitos com gradação vertical de granulometria, e as porções mais finas (argilosas) se depositam ao final. Devido à pouca competência⁸, transporta no máximo areia fina.

As regiões II e III, devido a uma concentração maior de grãos, já apresentam um mecanismo de sustentação de grãos adicional à turbulência, uma vez que a queda de grãos é dificultada pelo excesso de grãos nas camadas mais basais do escoamento (*hindered*

⁸ Competência é o maior tamanho de grão que uma corrente consegue manter em suspensão.

settling') (Lowe, 1976, 1982). Devido à maior concentração, a deposição tende a se dar de forma mais rápida, o que impede a formação de um depósito com gradação granulométrica bem desenvolvida. Normalmente formam corpos maciços na base, e com gradação normal (do mais grosso para o mais fino) de granulometria na porção superior do depósito.

A região IV é uma região mista, onde o aumento do teor de material coesivo força uma mudança no comportamento reológico, passando de newtoniano para não newtoniano. A turbulência ainda é relevante, mas a flutuação coesiva já passa a ter uma importância significativa como mecanismo de suporte dos grãos (Mulder & Alexander, 2001). Desenvolve-se uma camada lamosa junto ao fundo da corrente, que se deposita instantaneamente quando atinge o limite crítico (*'yield stress'*) do modelo reológico.

As regiões V e VI já têm um total predomínio das forças viscosas, sendo a flutuação coesiva o principal mecanismo de suporte de grãos. Nesse cenário, o fluido exerce pouca influência, e o depósito se desenvolve em massa, por congelamento coesivo (Manica, 2009). A massa de comportamento plástico pode conter uma variada composição granulométrica, uma vez que ela escoar com um *'plug'* viscoso.

Adaptando sua proposta de classificação à nomenclatura vigente na literatura geológica, Manica (2009) propõe, conforme pode ser observado na Figura 2.9, os termos:

Região I – Correntes de Turbidez de Baixa Densidade

Regiões II e III – Correntes de Turbidez de Alta Densidade Inercial

Região IV – Corrente de Turbidez de Alta Densidade Viscosa

Regiões V e VI – Fluxo de Detritos.

Esse sistema de classificação, desenvolvido com base na análise crítica dos anteriores e com base em exaustivo estudo de laboratório, partilha com os demais a preocupação em demonstrar que as correntes de turbidez têm um comportamento muito dinâmico, e podem evoluir de uma região para a outra no contexto geológico.

Nas hipóteses que discutimos inicialmente, as correntes de densidade podem ter dois mecanismos de iniciação: derivados de uma alimentação fluvial contínua, ou resultado de escorregamentos em regiões instáveis na região do limite da plataforma continental. No primeiro caso, a alimentação contínua pode ser responsável por fornecer sedimento suficiente para iniciar correntes do tipo III, com alta concentração de areia e pouco material coesivo. Ao longo do espaço, com a perda de material por sedimentação ao longo do talude continental ou na planície abissal, o escoamento vai adquirindo as características da região II e posteriormente da região I, já numa posição bem distante do sistema fluvial alimentador. Essa configuração de corrente é a responsável pelos últimos depósitos de areia de cada evento deposicional.

No caso de uma alimentação de sedimento via escorregamento, as correntes podem começar nas regiões V e VI, que, devido a suas características reológicas, têm pouca chance de se transportarem às longas distâncias. Essas correntes admitem as características da região IV, e evoluem em direção a bacia até atingirem as características das regiões II e posteriormente I.

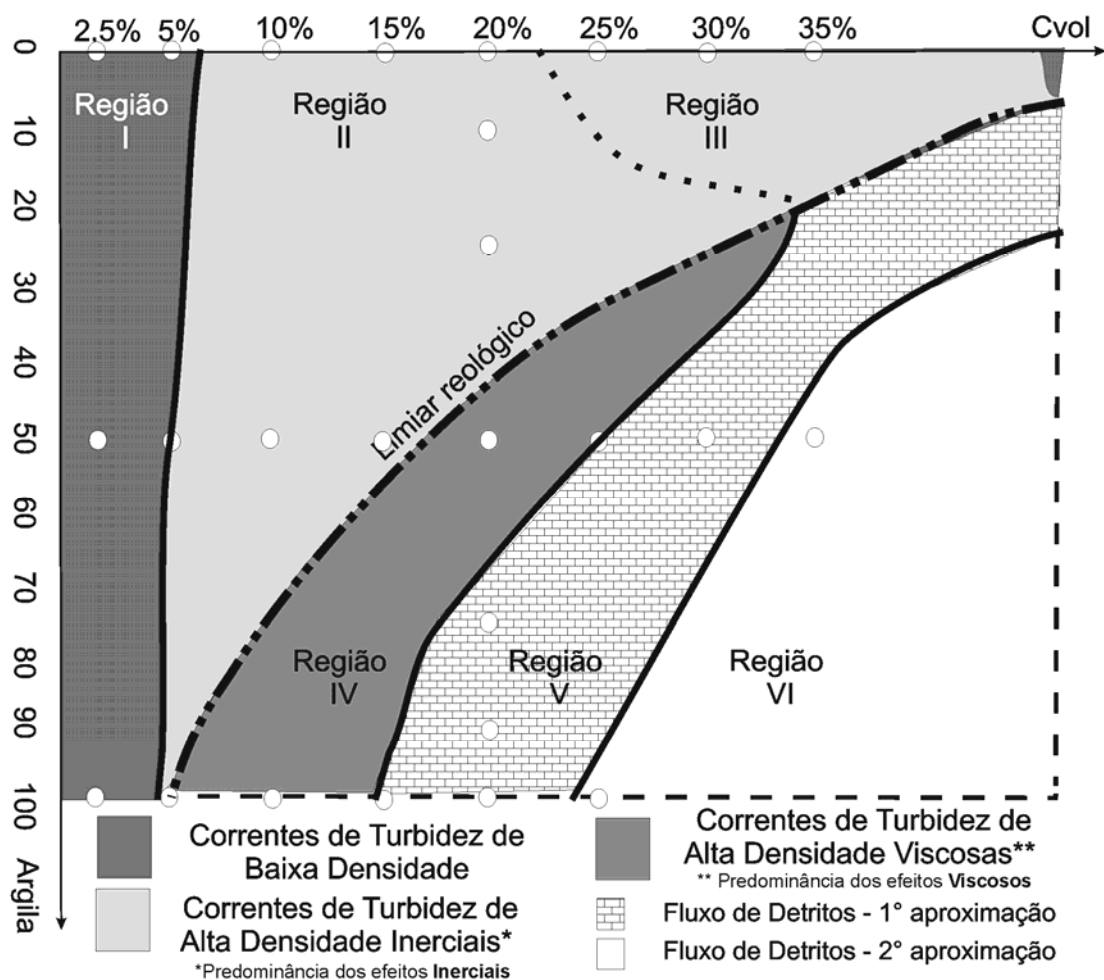


Figura 2.9 – Classificação proposta para as correntes de turbidez de alta densidade (Retirado de Manica, 2009)

2.4 Delimitação do Problema Investigado

O problema que pretendemos estudar nesse trabalho diz respeito aos escoamentos definidos pela região I de Manica. Esses escoamentos, denominados na literatura geológica como correntes de turbidez de baixa densidade, têm como mecanismo único de transporte de grãos a suspensão turbulenta, e sua deposição se dá grão a grão, sem a interferência de uma partícula sobre a outra. É um fluxo dominado pelo fluido, onde a concentração não exerce influência sobre o mecanismo de deposição.

Devido à baixa concentração, essas correntes desenvolvem pequenas diferenças de densidade entre os fluidos. Apesar disso, são escoamentos completamente turbulentos e de reologia newtoniana. Devido à suspensão turbulenta ser o único mecanismo de transporte, a granulometria transportada por esse tipo de escoamento é no tamanho máximo de areia fina (diâmetro máximo de 0,18 mm).

No contexto geológico, esses escoamentos tendem a se desenvolver nas porções finais das correntes de turbidez, e seus depósitos devem, de maneira geral, se posicionar nas regiões mais distais, na base do talude ou nas planícies abissais. São conhecidos extensos afloramentos⁹ de depósitos de correntes de turbidez formados predominantemente de areia fina, e, se não todos, pelo menos parte desses depósitos podem ter sido formados por correntes na região I de Manica (Hodgson et Prélat, 2007), o que justifica o esforço do estudo detalhado que aqui empreendemos.

A delimitação do problema estudado é fundamental para que a simulação seja o mais realista possível. Dentro dos limites da metodologia de simulação utilizada, tal como veremos em mais detalhe nos capítulos seguintes, é necessário que a diferença de densidade seja pequena, de forma a podermos assumir simplificações do modelo numérico que são impactantes no processo de simulação. A hipótese do mecanismo de sustentação dos grãos ser exclusivamente a suspensão turbulenta torna o processo de simulação mais simples, uma vez que o processo de perda de carga derivado do choque entre os grãos poder ser desprezado na modelagem matemática.

Apesar dessas simplificações, algumas características importantes do escoamento podem ser modeladas adequadamente na simulação que pretendemos empreender. Dentre elas destacamos a deposição, a erosão, a interação dinâmica da corrente com o fundo e a variabilidade granulométrica da carga sedimentar. Dentre essas, optamos por priorizar em nossa modelagem a deposição e a interação dinâmica da corrente com o fundo, em função de que, nas porções da bacia onde se desenvolvem os fluxos da região I de Manica, a

⁹ Afloramentos são exposições de rocha em superfície

erosão têm muito pouca expressão, e podemos admitir certa homogeneidade granulométrica.

Sendo assim, o objetivo do nosso trabalho é modelar os processos de escoamento com as características da região I de Manica, considerando o processo de deposição e de interação dinâmica da corrente com o material depositado. Reproduzindo essas duas características, pretendemos realizar simulações que sejam capazes de produzir geometrias de corpos arenosos qualitativamente comparáveis com a que encontramos na natureza, interpretadas como depósitos de correntes de turbidez. A validação quantitativa da sedimentação e qualitativa da reprodução de geometrias conhecidas, objetivo que pretendemos atingir nesse trabalho, é a primeira etapa a partir da qual a ferramenta de simulação de processos poderá se mostrar como válida para o estudo mais detalhado dos processos sedimentológicos, se integrando na rotina de trabalho dessa disciplina.

CAPÍTULO 3

EQUAÇÕES GOVERNANTES

Este capítulo está dedicado a apresentação das equações governantes do escoamento de fluidos, base para os estudos que vamos empreender. Começaremos, no item 3.1, discutindo as equações clássicas da mecânica dos fluidos, que servem de base para o modelagem do processo em questão. Os mecanismos mais usuais de incorporação da turbulência são discutidos no item 3.2. No item 3.3 apresentamos a simplificação clássica para águas rasas.

3.1 Equações Gerais

As equações gerais da mecânica dos fluidos, que regem o escoamento de fluidos e, conseqüentemente, as correntes de densidade, são as equações de Navier – Stokes. Na sua forma mais clássica, ela compreende a equação da continuidade, ou da conservação da massa, e a equação do *momentum*, ou conservação da quantidade de movimento.

A equação da conservação da massa, na sua forma diferencial em coordenadas cartesianas tem a forma:

$$\frac{\partial \rho_f}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_f u_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_f u_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho_f u_z)}{\partial z} = 0 \quad (3.1)$$

onde ρ_f representa a massa específica do fluido, e u_x , u_y e u_z são as componentes da velocidade ao longo das coordenadas cartesianas x , y e z .

A equação da conservação da quantidade de movimento, na sua forma diferencial para as direções x , y , e z têm a forma:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho_f u_x)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_f u_x u_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_f u_x u_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho_f u_x u_z)}{\partial z} &= \rho_f g_x - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu_f \left(\frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2} \right) \\ \frac{\partial(\rho_f u_y)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_f u_y u_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_f u_y u_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho_f u_y u_z)}{\partial z} &= \rho_f g_y - \frac{\partial p}{\partial y} + \mu_f \left(\frac{\partial^2 u_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_y}{\partial z^2} \right) \\ \frac{\partial(\rho_f u_z)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_f u_z u_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_f u_z u_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho_f u_z u_z)}{\partial z} &= \rho_f g_z - \frac{\partial p}{\partial z} + \mu_f \left(\frac{\partial^2 u_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \quad (3.2)$$

onde μ_f é a viscosidade do fluido, p é a pressão e g_x , g_y e g_z são as componentes do vetor aceleração da gravidade nas direções x , y e z .

Esse conjunto de equações acima, escrito na forma diferencial, relaciona, nos termos à direita da igualdade, as forças atuantes no fluido. O primeiro termo à direita diz respeito às forças de corpo, sendo considerado aqui apenas o peso do fluido. O segundo e terceiro termos dizem respeito às forças de superfície. O segundo termo se refere à pressão hidrostática e o terceiro às forças viscosas.

A consideração das forças viscosas utiliza a hipótese de fluido newtoniano, onde a relação entre o tensor de cisalhamento (σ) e o tensor taxa de deformação (ε) é linear, e assume a forma:

$$\begin{aligned} \sigma &= -pI + T \\ T &= 2\mu\varepsilon(u) \\ \varepsilon(u) &= \frac{1}{2}(\nabla u + (\nabla u)^T) \end{aligned} \quad (3.3)$$

onde I é a matriz identidade, T o tensor de tensões desviatórias e \tilde{N} representa o operador gradiente $= (\partial / \partial x, \partial / \partial y, \partial / \partial z)$.

O conjunto de equações básicas apresentadas, em conjunto com a definição apropriada das condições de contorno e condições iniciais, não é normalmente suficiente para modelagem do problema do escoamento de fluidos. Isso se dá em função de normalmente dispormos de mais incógnitas do que equações. Além disso, a solução é muitas vezes extremamente complexa, devido ao caráter das equações diferenciais, parciais e fortemente não lineares.

A complexidade das equações de Navier – Stokes é comumente tratada a partir da adoção de algumas hipóteses simplificadoras. Dentre elas a mais comum, e a única que trataremos aqui em função de poder ser assumida para o problema que queremos estudar, é a hipótese de fluido incompressível, que simplifica as equações de Navier – Stokes para:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_x}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_x}{\partial z} &= g_x - \frac{1}{\rho_m} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu_m \left(\frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2} \right) \\ \frac{\partial u_y}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_y}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_y}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_y}{\partial z} &= g_y - \frac{1}{\rho_m} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu_m \left(\frac{\partial^2 u_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_y}{\partial z^2} \right) \\ \frac{\partial u_z}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_z}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_z}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} &= g_z - \frac{1}{\rho_m} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu_m \left(\frac{\partial^2 u_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} \right) \quad (3.4) \\ \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} &= 0 \end{aligned}$$

onde ν_m é a viscosidade cinemática da mistura. Ao considerar a densidade constante, os termos à esquerda da igualdade têm a densidade colocada para fora da derivada. A equação

é então dividida em todos os termos pela densidade, ficando esta presente apenas no termo da pressão hidrostática e na viscosidade cinemática.

É conveniente apresentar nesse momento o conceito de Número de Reynolds, que é um número adimensional que aparece com frequência nas equações governantes, quando essas equações são adimensionalizadas. O Número de Reynolds é uma relação entre forças de inércia e forças viscosas, comumente associadas à definição entre os regimes laminar e turbulento do escoamento. Ele é descrito pela relação abaixo:

$$\text{Re} = \frac{\rho u L}{\mu} \quad (3.5)$$

onde L é um comprimento característico do escoamento.

3.2 Escoamentos Turbulentos

O processo de escoamento de fluidos é afetado por variáveis que atuam e interagem em diferentes escalas. Quando esse escoamento é turbulento, essas escalas podem variar diversas ordens de grandeza. As escalas da turbulência, segundo Silva Freire *et al.* (2002), podem ser denominadas de molecular, dissipativa e grandes escalas. Segundo Sagaut (1998), a diferença de escalas de um escoamento 3D turbulento homogêneo e isotrópico é da ordem do Número de Reynolds elevado a 9/4. Como exemplo, para um número de Reynolds de 1000, a diferença do tamanho característico entre a menor e a maior escala que influenciam o escoamento é da ordem de 56 milhões.

A modelagem numérica de um escoamento turbulento deve ter em mente essa dificuldade, principalmente se levarmos em conta que a não linearidade das equações de Navier – Stokes reflete o acoplamento entre as várias escalas da solução, implicando que as soluções para as diferentes escalas devem estar acopladas (Sagaut, 1998).

A solução numérica das equações de Navier – Stokes têm como princípio a discretização do problema contínuo do escoamento. O grau de refinamento utilizado nos métodos de simulação numérica que fazem uso de malha para discretização espacial, está diretamente relacionado com a questão das escalas dos fenômenos que pretendem ser modelados. No caso dos escoamentos turbulentos, devido à grande diferença entre as distâncias características das diferentes escalas envolvidas, o nível de refinamento da malha necessário para a representação adequada de todas as escalas é muito alto. Ao uso dessa estratégia para simulação, em que todas as escalas são resolvidas numericamente, é dado o nome de Simulação Numérica Direta, mais conhecida pelo seu acrônimo inglês DNS (*Direct Numerical Simulation*), acrônimo esse doravante adotado nesse trabalho.

Embora o refinamento extensivo da malha seja o procedimento mais adequado para incorporar todas as escalas do fenômeno da turbulência, muitas vezes ele não pode ser atingido na prática, uma vez que a solução do problema pode se tornar inviável mesmo diante dos enormes recursos computacionais atuais. A literatura reporta algumas alternativas para contornar esse problema na prática, mas vamos nos ater ao método denominado Simulação de Grandes Escalas, conhecido pelo seu acrônimo inglês LES (*Large Eddy Simulation*), doravante adotado nesse trabalho.

De acordo com Sagaut (1998), LES consiste na solução das equações governantes numa malha computacional grossa para representar todas as escalas da física do problema. A adoção desse modelo introduz erros que podem ser decompostos segundo a equação abaixo:

$$e(u, u_d) = e_{II}(u, u_d) + e_d(u, u_d) + e_r(u, u_d) \quad (3.6)$$

onde u é a solução no campo contínuo e u_d é a solução no campo discreto. O termo e é o erro total, que é decomposto em e_{II} (erro de projeção), e_d (erro de discretização), e e_r (erro de resolução).

O erro de projeção diz respeito ao fato da solução contínua ser aproximada usando uma solução discreta com um número finito de graus de liberdade. Esse erro, em função da adoção da solução numérica, nunca pode ser zero. O erro de discretização diz respeito ao fato das derivadas parciais serem aproximadas na malha usando o método de elementos finitos. O erro de resolução, por sua vez, diz respeito ao fato de que algumas escalas não são resolvidas.

A intenção das técnicas envolvidas no LES é a minimização do erro total, que significa encontrar a solução para a equação:

$$e_d(u, u_d) + e_r(u, u_d) = 0 \quad (3.7)$$

já que o erro de projeção é próprio ao método.

Duas formas são consideradas para atender à equação (3.7). No método LES explícito, um termo extra é introduzido na equação governante, e representa a modelagem dos efeitos sub-grade. Exemplos desse tipo de abordagem são os modelos de Smagorinsky, Smagorinsky dinâmico, entre outros (Sagaut, 1998). No método LES implícito, o método numérico é escolhido de forma a atender a solução da equação (3.7). Na prática, a dispersão numérica, que surge em função do refinamento da malha, faz o papel da dispersão causada pelas escalas que não estão sendo resolvidas. Este procedimento será adotado nesse trabalho.

3.3 Aproximação de Águas Rasas

A aproximação denominada de águas rasas é uma das formas comumente utilizadas na literatura para reduzir o problema e facilitar a solução das equações de

escoamento de fluidos propostas. Ela se baseia em duas etapas distintas: a utilização da aproximação denominada camada limite, e a integração na vertical das grandezas.

A aproximação de camada adjacente corresponde a assumir que o escoamento é muito mais extenso na horizontal do que na vertical, e portanto as variações de u_z podem ser desprezadas. Ainda, segundo Parker *et al* (1986), assumir essa hipótese corresponde implicitamente a assumir um fluido invíscido, ou seja, um escoamento dominado por forças inerciais, onde o termo devido as forças viscosas é desprezado. Outra consideração é que a pressão que age sobre o fluido é apenas a pressão hidrostática. Essas hipóteses reduzem a equação de conservação da quantidade de movimento na vertical a:

$$-\frac{1}{\rho_m} \frac{\partial \overline{p_m}}{\partial z} - g = 0 \quad (3.8)$$

cuja integração produz

$$\overline{p_m} = \rho_m g H \quad (3.9)$$

sendo H a altura da corrente, $\overline{p_m}$ a pressão média, e ρ_m a densidade média.

Assumindo que nas direções x e y o tensor de Reynolds¹⁰ na horizontal seja desprezível em relação à vertical, reduzimos o sistema de equações a:

¹⁰ O tensor de Reynolds surge nessa abordagem porque as propriedades do escoamento (velocidade, pressão, densidade) são decompostas em valor médio e flutuações. Ao aplicar um operador para a obtenção do valor médio, surgem termos difusivos adicionais, refletidos no tensor de Reynolds. Os valores descritos com uma barra na equação (3.10) representam os valores médios.

$$\frac{\partial \bar{u}_x}{\partial t} + \bar{u}_x \frac{\partial \bar{u}_x}{\partial x} + \bar{u}_y \frac{\partial \bar{u}_x}{\partial y} + \bar{u}_z \frac{\partial \bar{u}_x}{\partial z} = g_x - \frac{1}{\rho_m} \frac{\partial H}{\partial x} + \frac{1}{\rho_m} \left(\frac{\partial \tau_{R,xz}}{\partial z} \right) \quad (3.10)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_y}{\partial t} + \bar{u}_x \frac{\partial \bar{u}_y}{\partial x} + \bar{u}_y \frac{\partial \bar{u}_y}{\partial y} + \bar{u}_z \frac{\partial \bar{u}_y}{\partial z} = g_y - \frac{1}{\rho_m} \frac{\partial H}{\partial y} + \frac{1}{\rho_m} \left(\frac{\partial \tau_{R,yz}}{\partial z} \right)$$

A segunda etapa para a obtenção das equações de águas rasas diz respeito a uma integração na vertical, que na prática significa assumir que o perfil de velocidades na vertical é aproximadamente constante. Isso permite descrever a velocidade por uma integração da mesma na vertical, ou seja, uma média ao longo da vertical,

$$UH = \int_0^H u dz \quad (3.11)$$

considerando $z = 0$ na base e a altura do escoamento H .

Aplicando a integração em z nos termos da equação anterior temos:

$$\frac{\partial(U_x H)}{\partial t} + \frac{\partial(U_x^2 H)}{\partial x} + \frac{\partial(U_x U_y H)}{\partial y} = -gH \frac{\partial H}{\partial x} + gHS_x - \frac{\tau_{bx}}{\rho_m} \quad (3.12)$$

$$\frac{\partial(U_y H)}{\partial t} + \frac{\partial(U_y^2 H)}{\partial y} + \frac{\partial(U_x U_y H)}{\partial x} = -gH \frac{\partial H}{\partial y} + gHS_y - \frac{\tau_{by}}{\rho_m}$$

sendo o tensor de Reynolds na vertical considerado como o tensor cisalhante na camada de base, τ_b e S a inclinação da superfície.

CAPÍTULO 4

TRANSPORTE DE SEDIMENTOS

No capítulo anterior apresentamos as equações de Navier-Stokes, que regem o escoamento de fluidos, com sua simplificação para o caso incompressível. Nesse capítulo apresentamos os modelos matemáticos para a modelagem do transporte e deposição de partículas. No item 4.1 abordamos os modelos teóricos e, no item 4.2, os modelos adotados na literatura.

4.1 Modelo de Escoamento com Sedimentos

4.1.1 Hipótese de Boussinesq

A existência de um ‘segundo fluido’, que caracteriza uma corrente de densidade, é, no nosso caso, dado pela carga de sedimentos carreados por esse fluido. A diferença entre os ‘dois fluidos’ se dá pela existência de água com sedimentos em presença de água sem sedimentos. A modelagem dos dois fluidos apenas com uma equação de conservação de quantidade de movimento se faz a partir da adoção da aproximação de Boussinesq (Griebel *et al.*, 1998).

Segundo a aproximação de Boussinesq, para pequenas diferenças de densidade entre os dois fluidos, os termos advectivos não sofrem grandes alterações e podem ser descritos apenas com a densidade de um dos fluidos. A diferença de densidade entre os fluidos se torna importante apenas nos termos em que a gravidade atua, que são multiplicados pelo fator R , denominado gravidade específica submersa, e descrita por:

$$R = \frac{\rho_s - \rho_f}{\rho_f} \quad (4.1)$$

onde ρ_s é a densidade do sedimento, 2,65 g/cm², e ρ_f é a densidade do fluido, 1,00 g/cm².

A adoção da hipótese de Boussinesq reduz o problema do ponto de vista das considerações matemáticas, tornando a solução do sistema de equações mais simples. Entretanto, limita a diferença de densidade que pode ser simulada, fazendo que o escoamento tenha que obedecer limites de concentração. Na prática, o modelo de Boussinesq limita as simulações à região I definida por Manica (2009), conforme descrito no capítulo 2, ou seja, a correntes de turbidez de baixa densidade.

4.1.2 Transporte de partículas

A incorporação de modelos de sedimentação em estudos de correntes de densidade causadas pela presença de material em suspensão é um item fundamental para o estudo dos depósitos que essa corrente gera. O objetivo do estudo de correntes de turbidez, objeto desse trabalho, é entender de que forma os sedimentos são transportados e como são depositados para formar os reservatórios de hidrocarbonetos. Aspectos como geometria da deposição e padrão de granulometria dos sedimentos em cada posição do depósito são fundamentais para o entendimento do processo de exploração e de produção de hidrocarbonetos numa dada acumulação. Fica assim justificada a necessidade da incorporação de um modelo de sedimentação na simulação computacional.

4.1.2.1 Forças atuantes no grão

Para que se possa analisar a incorporação dos modelos de sedimentação, é necessário inicialmente avaliar as forças que atuam sobre um grão em suspensão num fluido. Segundo Julien (1998) podemos, grosso modo, dividir as forças atuantes em forças

de corpo e forças de superfície. A força de corpo considerada para uma esfera de densidade σ imersa num fluido de densidade ρ é a denominada força de flutuação, ou peso imerso do grão, que é dada pela relação,

$$F_g = \frac{4\pi}{3} d^3 (\sigma - \rho) g \quad (4.2)$$

resultante da integração da pressão hidrostática numa esfera de raio d .

A força de superfície mais importante é a denominada força de arrasto, representada pela integração do tensor de tensões sobre a superfície da esfera do grão em movimento, denominada de pressão hidrodinâmica. Para baixas taxas de deformação e baixas concentrações de sedimentos, pode-se admitir que o escoamento é Newtoniano, ou seja, a taxa de deformação é linearmente dependente da taxa de cisalhamento.

A força de arrasto têm duas componentes: a cisalhante, denominada arrasto de superfície, e a normal, denominada de arrasto de forma. A cisalhante é obtida pela integração da tensão cisalhante ao longo da superfície da esfera, e têm a forma abaixo:

$$F_{dt} = 4\pi\mu_m R_s u_\infty \quad (4.3)$$

onde R_s é a área da superfície da esfera e μ_m é a densidade da mistura, e u_∞ é a velocidade de queda da partícula.

A força de arrasto de forma é resultante da integração da pressão dinâmica na direção normal, sendo descrita como:

$$F_{dn} = 2\pi\mu_m R_s u_\infty \quad (4.4)$$

Somando-se a força de flutuação e de arrasto total sobre o grão temos que a força sobre um grão em queda num fluido newtoniano é de:

$$F = \frac{4}{3}\pi\rho_m gR^3 + 6\pi\mu_m R_s u_\infty \quad (4.5)$$

4.1.2.2 Equação de transporte

O mecanismo utilizado para modelar o transporte do sedimento é a utilização de uma equação adicional às do escoamento. O que normalmente se observa na literatura é a adoção da equação da continuidade para a fração sólida, que é obtida da mesma forma que a líquida, substituindo o termo de densidade pelo termo de concentração:

$$\frac{\partial c_m}{\partial t} + \frac{\partial(c_m u_x)}{\partial x} + \frac{\partial(c_m u_y)}{\partial y} + \frac{\partial(c_m u_z)}{\partial z} = 0 \quad (4.6)$$

Uma outra forma é adicionar a equação de advecção – difusão (equação de transporte) de um escalar, nesse caso a concentração. Para um fluido incompressível em baixa concentração, ela toma a forma de:

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u_x \frac{\partial c}{\partial x} + u_y \frac{\partial c}{\partial y} + u_z \frac{\partial c}{\partial z} = (D + \varepsilon_x) \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} + (D + \varepsilon_y) \frac{\partial^2 c}{\partial y^2} + (D + \varepsilon_z) \frac{\partial^2 c}{\partial z^2} \quad (4.7)$$

onde D é a difusão molecular e ε é a difusão turbulenta.

4.1.3 Sedimentação de partículas

4.1.3.1 A velocidade de queda do grão

Um parâmetro que influencia fortemente o comportamento do grão durante o processo de transporte e deposição de sedimentos por um fluxo aquoso é a sua velocidade de queda, descrita nas equações de força acima pelo parâmetro u_{∞} .

O grão, quando solto num fluido, inicialmente acelera até atingir um movimento uniforme que, se o fluido está estacionário, é medido pela velocidade de queda terminal. Essa velocidade é influenciada pelo tamanho, densidade, forma e textura da superfície do grão, bem como pela viscosidade, densidade e intensidade da turbulência do fluido (Allen, 1984).

Para grãos pequenos, que desenvolvem pequenas velocidades, o fluxo de fluidos em torno do grão em queda é laminar, e, portanto as forças viscosas vão dominar a definição da velocidade de queda da partícula. Para essas situações, assumindo partículas perfeitamente esféricas, assume-se como válida a Lei de Stokes, obtida a partir do equilíbrio das forças de flutuação e de arrasto definidas no item anterior, desconsiderando o efeito inercial do grão (Ferguson & Church, 2004). A equação toma a forma:

$$u_{\infty} = \frac{RgD^2}{c_1\nu} \quad (4.8)$$

onde R é a densidade específica submersa, D o diâmetro da partícula, c_1 é uma constante positiva e ν é a viscosidade cinemática do fluido.

O valor de c_1 é assumido como 18 para partículas perfeitamente esféricas com baixas concentrações de sedimentos. Para partículas facetadas, concentrações maiores, que tendem a reduzir a velocidade, o parâmetro c_1 assume valores mais altos, definidos

empiricamente (Raudkivi, 1990, *apud* Ferguson e Church, 2004). Essa equação é válida para números de Reynolds das partículas da ordem de 1.

Para grãos mais grossos, que desenvolvem velocidades maiores, a queda do grão sofre a resistência de um arrasto turbulento em torno do grão, onde a equação de Stokes não têm mais validade. A resistência inercial passa a predominar. A velocidade de queda da partícula passa então a ser descrita pela equação:

$$u_{\infty} = \sqrt{\frac{4RgD}{3c_2}} \quad (4.9)$$

onde c_2 é uma constante. A velocidade de queda da partícula, para essa equação, tem uma dependência com a raiz quadrada do tamanho do grão, enquanto para a Lei de Stokes a dependência é com o quadrado do tamanho do grão. A relação acima é válida para número de Reynolds da partícula da ordem de 10^3 a 10^5 , segundo Ferguson & Church (2004).

No domínio de números de Reynolds da partícula intermediários, entre 1 e 10^3 , não há um predomínio claro entre forças viscosas e inerciais no fluxo que contorna o grão em movimento, causando a resistência e influenciando a velocidade de queda. As abordagens nesse domínio são essencialmente empíricas.

Segundo Hallemeier (1981), a velocidade de queda é proporcional ao diâmetro da partícula elevado a 1,25 para essa zona de número de Reynolds intermediária. Van Rijn (1989, *apud* Ferguson e Church, 2004) e Ahrens (2000, *apud* Ferguson e Church, 2004) propuseram equações únicas que se reduzem aos valores de referência para Reynolds < 1 e > 1000 . Dietrich (1982, *apud* Ferguson e Church, 2004) propôs também uma equação completa (domínios viscoso, transicional e inercial), com ótimo ajuste aos dados experimentais, com tratamento específico para arredondamento e forma do grão, mas com base em 15 coeficientes empíricos.

Mais recentemente, Ferguson & Church (2004) propuseram uma equação completa, cujas estimativas são muito próximas às de Dietrich (1982, *apud* Ferguson e Church, 2004), mas que apresentam a vantagem de se basearem em apenas dois coeficientes empíricos, que têm a forma:

$$u_{\infty} = \frac{RgD^2}{c_1\nu + (0.75c_2RgD^3)^{0.5}} \quad (4.10)$$

sendo $c_1 = 18$ e $c_2 = 0.4$ para grãos esféricos e baixa concentração.

A equação que define a velocidade de queda dos grãos é, como visto, em parte teórica em parte empírica. A tentativa de obtenção de uma equação única busca considerar os efeitos viscosos e inerciais em conjunto, mas se reduz aos mesmos nos domínios respectivos. É importante ter em mente que um fator que não é considerado nessas equações é a força que surge da interação partícula a partícula, que começa a se tornar um efeito importante a partir do momento em que a concentração de sedimentos aumenta. (Bagnold, 1954).

Outro ponto importante para o problema que queremos estudar, onde o transporte é essencialmente da fração areia quartzosa, é que o número de Reynolds intermediário predomina desde a fração areia fina até grânulos, e, portanto é justamente a porção da equação definida empiricamente que estará sendo contabilizada no fluxo de fluidos que estamos interessados.

4.1.3.2 Relação entre a velocidade de queda e a concentração

Até aqui trabalhamos com o cálculo da velocidade de queda para modelos onde a concentração é baixa. À medida que a concentração aumenta, seu valor pode influenciar a velocidade de queda dos grãos. Para que seja possível modelar a velocidade de queda da

partícula adequadamente, deve-se levar em consideração o efeito que as demais partículas causam na redução da velocidade de um grão.

Esse tema é objeto de pesquisa teórica, que têm sua origem no trabalho clássico de Kynch (1952), que define a equação da sedimentação como:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{\partial f_{bk}(\phi)}{\partial z} = 0$$
$$f_{bk}(\phi) = \phi u_{\infty} \quad (4.11)$$

sendo f_{bk} denominado a função fluxo de densidade de Kynch. A premissa básica é que a velocidade relativa entre sólido e líquido é função apenas da concentração volumétrica de sólidos (ϕ).

Várias equações têm sido propostas para corrigir o efeito da concentração na velocidade de queda do grão. A mais utilizada foi publicada no trabalho clássico de Richardson & Zaki (1954), e têm a seguinte forma:

$$u = u_{\infty}(1 - c)^n \quad (4.12)$$

onde u é a velocidade modificada por efeito da concentração, u_{∞} é a velocidade do grão sem interferência dos demais grãos, c é a concentração da mistura, e n é um parâmetro empírico.

A existência na natureza de correntes de alta concentração e com diferentes classes granulométricas em suspensão deu lugar à construção de modelos mais complexos de sedimentação que os aqui reportados, onde a velocidade de queda se relaciona simplesmente com o tamanho do grão. Autores como Richardson & Zaki (1954), Lockett & Al-habbooby (1973, 1974), Mirza & Richardson (1979) e Patwardhan & Chi Tien (1985) têm se dedicado a esse tema.

Os modelos por eles desenvolvidos relacionam a velocidade de queda com concentração e a distribuição das classes granulométricas através de um conjunto de equações não lineares, produzindo estimativas mais precisas para a redução da velocidade de queda a partir do efeito da concentração de sedimentos.

Como exemplo, as equações definidas no modelo de Lockett & Al-Habbooby(1973) têm a seguinte forma:

$$u_L = u_{\infty L} (1 - c_L - c_S)^{n_L - 1} - \frac{(u_L c_L + u_S c_S)}{(1 - c_L - c_S)}$$

$$u_S = u_{\infty S} (1 - c_L - c_S)^{n_S - 1} - \frac{(u_L c_L + u_S c_S)}{(1 - c_L - c_S)}$$
(4.13)

onde u_L e u_S são as velocidades reduzidas devido à concentração, u_{∞} é a velocidade da queda do grão no fluido, c é a concentração, n é o parâmetro empírico, e os sub-escritos L e S dizem respeito as classes grossas (*large*) e finas (*small*).

Esse modelo exemplifica a complexidade do problema de se determinar adequadamente a velocidade de queda da partícula, parâmetro fundamental para o modelo de sedimentação. A solução numérica dessas equações não lineares acrescenta uma complexidade adicional ao tratamento desse problema na simulação que queremos implementar.

Numa primeira abordagem, procuraremos nos ater a concentrações relativamente baixas, de forma a poder avaliar o seu efeito na redução da velocidade de queda pela equação clássica de Richardson e Zaki (1954).

4.1.4 Erosão de partículas

A abordagem utilizada no modelo de troca de sedimentos entre o escoamento e a camada basal pode ser encarada sob dois aspectos: competência ou capacidade da corrente. A competência diz respeito à maior fração granulométrica que o fluxo pode carregar, e, portanto, essa abordagem se preocupa com a relação entre a velocidade da corrente na proximidade da camada de base, e das características próprias dessa camada de base (formas de leito, fricção de grãos, velocidade de queda dos grãos).

Uma segunda abordagem é a da capacidade da corrente, cujo conceito está associado à idéia do volume de sedimentos que uma corrente pode carregar num dado tempo. A capacidade está ligada, de alguma forma, à energia da corrente. Modelar a troca de sedimentos em termos de capacidade leva em consideração a necessidade de modelar, em conjunto, a energia do sistema, além da consideração do efeito local da erosão nas proximidades da camada basal.

A abordagem da capacidade foi proposta em termos de energia pela primeira vez por Bagnold (1962), tendo sido posteriormente aperfeiçoada por Pantin (1979) e modelada por Parker *et al* (1986). A preocupação desses autores estava relacionada ao fenômeno de auto-suspensão, que diz respeito à capacidade da corrente de se retroalimentar, uma vez que, ao erodir, ela aumentaria a quantidade de sedimento em suspensão, e, conseqüentemente, a diferença de densidade que é o seu motor principal.

Mais comumente, o modelo de erosão é pensado ao nível do controle da competência da corrente. Os argumentos a favor disso são, em primeiro lugar, a redução do sistema de equações a serem resolvidas, uma vez que a energia se torna um fator de menor importância. Além disso, a auto-suspensão pode ser desprezada em situações geológicas onde não haja predomínio de processos erosivos.

A idéia básica do modelo com base em competência é a modelagem da transferência de massa (partículas de sedimento) do fundo (*'bed'*) para o fluido. A abordagem de Parker *et al.* (1987) parte da equação da conservação da massa

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \frac{\partial F_i}{\partial x} = 0$$

$$F_i = (u_i - u_\infty \delta_{13})c + \overline{u'_i c'} \quad (4.14)$$

onde F_i é o fluxo de sedimento em suspensão médio, sendo $\overline{u'_i c'}$ o tensor turbulento do fluxo de concentração e δ é a função Delta de Kronecker. Essa abordagem usa o conceito da incorporação da turbulência pelo método RANS¹¹, onde as grandezas são entendidas como uma soma de grandeza média mais a sua flutuação aleatória.

Para uma camada muito fina, próxima ao fundo, pode-se desprezar u_i , fazendo com que o fluxo nessa camada seja descrito por:

$$F_{za} = u_\infty (E_s - c_b) \quad (4.15)$$

O termo $-u_\infty c_b$ é a consideração da sedimentação, e o termo $u_\infty E_s$ é o termo de erosão. Juntando as duas equações anteriores, temos que :

$$u_\infty E_s = \overline{u'_i c'} \quad (4.16)$$

O cálculo do tensor, também chamado fluxo de Reynolds de sedimentos em suspensão na direção normal ao fundo, é feito através do parâmetro E_s , que é um coeficiente adimensional que descreve a entrada em suspensão no escoamento do material do fundo em função da turbulência.

¹¹ RANS – Reynolds Average Navier-Stokes. Esse método incorpora a turbulência considerando a velocidade como a soma de uma velocidade média mais uma variação da velocidade oriunda da turbulência.

O valor do coeficiente E_s , que define a taxa de erosão nesse modelo, é obtido empiricamente, normalmente como função dos parâmetros do escoamento e das características do sedimento. Parker *et al.* (1987) e Garcia e Parker (1991) estudaram essa questão em detalhe. A maioria das relações empíricas tem a forma:

$$E_s \approx \tau_b'^p \approx u_*'^{2p} \quad (4.17)$$

onde τ_b' é a tensão de cisalhamento na camada de fundo, também chamada tensão granular, e u_*' é a velocidade de cisalhamento do escoamento. P pode assumir valores entre 1 e 15.

Einstein (1950), Engelund e Fredsoe (1976), Van Rijn (1984), Akyiama e Fukushima (1985) e Garcia e Parker (1991) são alguns dos autores que definiram equações empíricas para a determinação de coeficientes E_s . Garcia e Parker (1991), após compilarem um conjunto de dados experimentais, propuseram empiricamente uma nova equação, que colapsa os pontos experimentais, e pode ser descrita como,

$$E_s = \frac{AZ_u^5}{1 + \frac{A}{0.3} Z_u^5} \quad (4.18)$$

sendo

$$Z_u = \frac{u_*'}{u_\infty} R_p^{0.6} \quad (4.19)$$

onde A é uma constante de valor $1,3 \times 10^{-7}$, e R_p é o número de Reynolds da partícula. Essa fórmula compreende uma relação da tensão de cisalhamento do escoamento com a fricção dos grãos do fundo.

Como se vê, o uso das equações de Navier Stokes para a simulação de correntes de densidade apresenta algumas hipóteses simplificadoras e etapas fortemente marcadas pelo caráter empírico. A consideração da modelagem de dois fluidos na equação da conservação da quantidade de movimento requer a adoção da hipótese de Boussinesq, que limita a modelagem à uma diferença de densidade pequena.

A consideração da troca de massa entre o fluido com sedimentos com a camada de base abaixo se dá a partir da incorporação, no sistema de equações, da equação da conservação da massa de sedimentos e/ou a equação da convecção – difusão da concentração. Nesse sistema têm que se considerar um modelo de erosão e sedimentação, e muitas vezes modelar a estrutura vertical da densidade e da concentração. Classicamente esses modelos são empíricos.

4.2 Modelos Adotados na Literatura

4.2.1 Modelos de correntes de densidade

As correntes de densidade são fenômenos naturais que despertam grande interesse devido a sua importância ambiental e econômica. Em função disso, a simulação computacional desses processos é atividade em constante desenvolvimento científico na atualidade. No que diz respeito às correntes de densidade particuladas, visando modelar o mecanismo de erosão, transporte e sedimentação de areia em ambiente marinho, uma vasta literatura está disponível.

Uma análise dessa literatura permite uma subdivisão arbitrária dos modelos numéricos em, grosso modo, duas famílias: modelos com base na simplificação de águas rasas; modelos 3D com DNS.

Os modelos usados mais amplamente são os modelos com aproximação de águas rasas, cuja formulação matemática foi apresentada no capítulo 3 devido à sua importância. Os primeiros trabalhos datam da década de 70, quando Chu *et al* (1979) obtiveram soluções analíticas para as equações de águas rasas em algumas configurações específicas.

Em 1986, Parker, Fukushima e Pantim publicaram seu trabalho clássico, onde apresentam duas formulações, uma com três equações (conservação do fluido, da massa, e da conservação da quantidade de movimento) e outra com quatro (além das outras a conservação da energia). Nesse trabalho, são apresentadas estratégias para modelagem dos processos de sedimentação e erosão, que se tornaram referência para os trabalhos posteriores.

Zeng e Lowe (1997a) publicaram trabalho onde apresentaram um modelo de sedimentação distinto, onde a velocidade de queda da partícula considera efeitos de concentração, conforme artigo de 1992 dos mesmos autores. As publicações de Hugot *et al.* (2000), Srivatsan *et al.* (2003), Toniolo *et al.* (2006) e Groenenberg (2007) demonstram a atualidade do modelo de águas rasas, devido à sua capacidade de aliar rapidez com boa representatividade dos processos físicos que dominam as correntes de densidade.

O conjunto de equações abaixo apresenta a formulação clássica de águas rasas, tal como proposta por Parker *et al.* (1986). Ela apresenta características semelhantes ao conjunto de equações básicas apresentado no item 3.3, adaptadas para a simulação do escoamento de dois fluidos (adoção da hipótese de Boussinesq, onde a densidade reduzida R aparece nos termos multiplicados pela gravidade).

A primeira equação diz respeito à conservação da quantidade de movimento, a segunda à conservação da massa de sedimentos e a terceira à conservação da massa de fluido. A equação da conservação de sólidos tem, no termo fonte do lado direito, a consideração da sedimentação e erosão. A equação da conservação da massa tem, no termo fonte ao lado direito, a consideração da mistura dos dois fluidos.

$$\begin{aligned}\frac{\partial(UH)}{\partial t} + \frac{\partial(U^2H)}{\partial x} &= -\frac{1}{2}Rg\frac{\partial CH^2}{\partial x} + RgCHS_x - u_*^2 \\ \frac{\partial(CH)}{\partial t} + \frac{\partial(UCH)}{\partial x} &= u_\infty(E_s - c_b) \\ \frac{\partial H}{\partial t} + \frac{\partial UH}{\partial x} &= w_e\end{aligned}\tag{4.20}$$

Uma linha de publicações mais recente tem focado na simulação 3D dos processos de corrente de densidade com base na incorporação da turbulência pelo modelo de DNS. Essa linha de pesquisa busca a reprodução dos processos de menor escala, argumentando sobre a importância dos mesmos na estrutura do perfil de velocidades e concentração, com conseqüente efeito no transporte e deposição dos sedimentos.

Hartel *et al.* (2000), Necker *et al.* (2002, 2005), Blanchette *et al.* (2006) e mais recentemente Cantero *et al.* (2006, 2007) são exemplos da evolução dos modelos DNS, que hoje simulam processos de deposição e erosão, além da reprodução mais adequada da estrutura interna da corrente, como instabilidades de Kelvin-Helmholtz e as feições de lobos e rachaduras que ocorrem na cabeça da corrente.

O conjunto de equações abaixo, retirado do artigo de Necker *et al.* (2002), representa a formulação 3D, na sua forma adimensional. Ele guarda relação com as equações do item 3.1, adaptada para considerar dois fluidos. A primeira equação representa a conservação da quantidade de movimento, a segunda a equação do transporte de sedimento, e a terceira a equação da conservação da massa. É assumida a hipótese de Boussinesq, e a equação do transporte contém o termo u_∞ responsável pelo processo de sedimentação. O termo erosivo não é considerado nessa formulação.

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_l \frac{\partial(u_i)}{\partial x} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{\sqrt{Gr}} \left(\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_i \partial x_i} \right) + c e_i^g$$

$$\frac{\partial c}{\partial t} + (u_l + u_\infty e_l^g) \frac{\partial c}{\partial x_i} = \frac{1}{\sqrt{Sc^2 Gr}} \left(\frac{\partial^2 c}{\partial x_i \partial x_i} \right) \quad (4.21)$$

$$\frac{\partial u_l}{\partial x_i} = 0$$

Os termos Gr e Sc correspondem às grandezas adimensionais número de Grashoff e número de Schmidt (Griebel *et al*, 1998), que assumem os valores:

$$Gr = \left(\frac{\tilde{u}_b \tilde{l}}{\tilde{\nu}} \right)^2 \quad (4.22)$$

$$Sc = \frac{\tilde{\nu}}{\tilde{k}} \quad (4.23)$$

onde $\tilde{\nu}$ e \tilde{k} são a viscosidade cinemática e a constante de difusividade da concentração de sedimentos, \tilde{u}_b é a velocidade de referência do modelo, denominada de velocidade de flutuação, que é calculada segundo a equação (4.24) abaixo, onde o termo gravitacional é calculado como (4.25).

$$\tilde{u}_b = \sqrt{\tilde{g}' l} \quad (4.24)$$

$$\tilde{g}' = \frac{\pi(\tilde{\rho}_p - \tilde{\rho})\tilde{c}_o \tilde{d}_p^3}{6\tilde{\rho}} \tilde{g} \quad (4.25)$$

A principal desvantagem das simulações com DNS segue sendo o tempo necessário para a simulação de um único escoamento. Como ela resolve as equações nas diversas escalas de turbulência, é necessária uma malha muito refinada, o que torna as simulações extremamente demoradas. Isso permite a simulação muito detalhada, mas em compensação dificulta a análise da influência de variáveis externas (aporte de sedimentos, fisiografia do fundo marinho) no comportamento do escoamento de fluidos.

4.2.2 Acoplamento do modelo de sedimentação e erosão

A consideração da sedimentação num modelo de escoamento de fluidos particulado passa pelo uso da variável velocidade de queda do grão (u_∞). Como vimos, a variável velocidade de queda dos grãos, obtida empiricamente, pode considerar os efeitos somente das forças dos fluidos atuando sobre as partículas, onde a velocidade é calculada levando em consideração apenas o tamanho das partículas, ou pode considerar também o efeito da concentração, ou seja, as forças que os próprios grãos exercem nos demais, reduzindo a velocidade de queda.

O acoplamento do modelo de sedimentação se dá através da consideração da velocidade de queda do grão como uma variável independente no sistema, e assume formas distintas em modelos 1D e 2D (aproximação de águas rasas) e 3D. Assume-se a hipótese de que a velocidade da partícula é dada pela soma entre a velocidade do fluido e da velocidade de queda dos grãos (Hartel *et al.*, 2000).

De uma forma geral, a sedimentação total num dado tempo é tratada como função da concentração. Segundo esse modelo, a quantidade de material depositado é função da velocidade de queda e da concentração de sedimento na camada próxima à base, conforme a equação:

$$D_i = u_\infty C_{bi}$$

e (4.26)

$$C_{bi} = r_{oi} C_{si}$$

onde D_i é o total depositado da fração granulométrica i , C_{bi} é a concentração da fração i na camada basal, C_{si} é a concentração média da fração i e r_{oi} é a função de variação da concentração com a altura da corrente.

A erosão, por sua vez, é considerada através do parâmetro E_s , tal como visto no item 4.1.4.

A incorporação desse modelo em 1D segue, em linhas gerais, o modelo de águas rasas adotado por Parker *et al* (1986), cujas equações gerais são:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(U_x H)}{\partial t} + \frac{\partial(U_x^2 H)}{\partial x} &= -\frac{1}{2} Rg \frac{\partial CH^2}{\partial x} + RgCHS_x - u_*^2 \\ \frac{\partial(C_x H)}{\partial t} + \frac{\partial(U_x C_x H)}{\partial x} &= u_\infty (E_s - c_b) \\ \frac{\partial H}{\partial t} + \frac{\partial U_x H}{\partial x} &= e_w U \end{aligned} \quad (4.27)$$

onde o termo de sedimentação aparece na segunda equação, que regula a troca de massa de sedimentos entre a corrente e a camada basal. O termo $-(u_\infty c_b)$ mede a taxa de deposição no tempo, por unidade de área, devido à velocidade de queda da partícula.

O efeito da concentração na quantidade de movimento da corrente aparece nos termos do lado direito da equação, relativos à pressão, gravidade e tensor turbulento.

Lamb *et al* (2006), usando um modelo de águas rasas, acoplam a equação de Exner, que descreve a evolução do fundo a partir da consideração, nesse caso, somente da sedimentação. Os termos de conservação de sólidos ficam:

$$\frac{\partial(C_x H)}{\partial t} + \frac{\partial(U_x C_x H)}{\partial x} = u_\infty c_b \quad (4.28)$$

$$(1 - \lambda_p) \frac{\partial \eta}{\partial t} = u_\infty c_b$$

onde λ_p é a porosidade da camada de base, η a profundidade da base.

O modelo de correntes de densidade em 3D, considerando erosão e sedimentação, têm um tratamento semelhante ao apresentado até aqui para o modelo 2D, na medida em que a velocidade de queda dos grãos é tratada de forma independente da velocidade da corrente na modelagem. O modelo de Necker *et al* (2002) adota as equações de fluido de Navier – Stokes acoplada com uma equação da advecção – difusão para o transporte da concentração, onde a turbulência é incorporada pela simulação numérica direta (DNS). O termo de concentração aparece no termo gravitacional da equação de conservação de quantidade de movimento, e a velocidade de queda do grão é considerada na equação do transporte, como se pode ver no conjunto de equações abaixo (usando i e l para x, y e z):

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_l \frac{\partial (u_i)}{\partial x} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{\sqrt{Gr}} \left(\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_l \partial x_l} \right) + c e_i^g$$

$$\frac{\partial c}{\partial t} + (u_l + u_\infty e_l^g) \frac{\partial c}{\partial x_i} = \frac{1}{\sqrt{Sc^2 Gr}} \left(\frac{\partial^2 c}{\partial x_l \partial x_l} \right) \quad (4.29)$$

$$\frac{\partial u_l}{\partial x_l} = 0$$

Nesse modelo não há a consideração da erosão. O cálculo da deposição adimensional se dá pela fórmula,

$$D_t(x, t) = \frac{1}{L_1 L_3} \int_0^t c_w(x, \tau) u_\infty d\tau \quad (4.30)$$

Blanchette *et al.* (2005) apresentam um modelo em que a turbulência é explícita (DNS) em 2D onde há uma consideração do modelo erosivo. Desenvolvido segundo uma formulação de vorticidade, o modelo assume que a erosão se dá pela ação de um fluxo turbulento difusivo. A altura do depósito é calculada pela integração no tempo do fluxo de partículas, e a consideração da erosão se dá a partir do parâmetro E_s , segundo o modelo de Parker e Garcia (1991) descrito no item 4.1.4. A atribuição do modelo erosivo se dá pela consideração da condição de contorno na fronteira inferior.

4.3 Modelo Adotado

O modelo adotado nesse trabalho pretende se desenvolver numa posição intermediária em termos de escala de abordagem quando comparado aos dois tipos de modelos citados na literatura, a saber: o modelo de águas rasas e o modelo DNS.

A consideração simplificadora do modelo de águas rasas, onde as variações do perfil de velocidade e concentração na vertical não são consideradas de forma explícita, mas são assumidas como médias, é considerada uma hipótese muito forte, uma vez que, de acordo com o modelo de sedimentação, o volume sedimentado é fortemente dependente da concentração na porção basal da corrente. Sendo assim, a consideração do modelo de águas rasas pode tornar o volume de sedimento depositado inadequado para a resolução que pretendemos obter.

Por outro lado, a adoção de um modelo DNS, onde todas as escalas da turbulência são resolvidas de forma explícita no sistema de equações, torna a simulação extremamente

demorada e demanda recursos computacionais extremamente custosos. Sendo assim, a flexibilidade no processo de uso da ferramenta de simulação se torna comprometida.

Em função disso, optamos por desenvolver uma modelagem 3D, que preserve a estrutura vertical da velocidade e da concentração, associada à um modelo de turbulência LES, que resolve as escalas maiores, e modela matematicamente as escalas menores, tornando a necessidade de refinamento da malha menor quando comparado aos modelos DNS.

O modelo adotado, em função da semelhança de abordagem, têm os mesmos princípios apresentados em Necker *et al* (2002). Às equações de Navier-Stokes é acoplada uma equação da convecção – difusão da concentração. A sedimentação assume a velocidade de queda somada a velocidade do fluido na equação do transporte, considerando o cálculo do volume sedimentado no fundo do domínio. Os detalhes da formulação numérica do modelo adotado são apresentados no capítulo seguinte.

Optamos por não modelar o processo de erosão para o escopo dessa tese, uma vez que entendemos, conforme exporemos em mais detalhe no capítulo 9, que podemos prescindir desse fenômeno para investigar os problemas geológicos que pretendemos abordar. Isso torna nosso problema mais simples. Outra decisão é iniciar a modelagem com um único tamanho de grão, também visando simplificar a simulação sem perda significativa para o problema geológico.

CAPÍTULO 5

ELEMENTOS FINITOS EM FLUIDOS

O Programa EdgeCFD

Este capítulo está dedicado a descrever o modelo que será utilizado nesse trabalho. Na primeira parte, 5.1, apresentamos a formulação estabilizada em elementos finitos da equação de Navier-Stokes e da equação da convecção – difusão. No item 5.2 descrevemos as características do algoritmo de escoamento de fluidos a partir do qual implementaremos o modelo de transporte e deposição de partículas que desejamos estudar.

5.1 Escolha do Método

A escolha do método para a simulação que pretendemos levar a cabo atendeu a algumas demandas do trabalho proposto. A premissa básica é que entendemos a corrente de turbidez como mecanismo de transporte de sedimentos controlado, grosso modo, por três escalas de fenômenos. A primeira é a dinâmica interna da corrente, com suas variações de velocidade na vertical e na horizontal controlando a distribuição de grãos, sua sedimentação e erosão. A segunda, de uma escala intermediária, diz respeito às condições de contorno e inicial de controles locais, como gradiente e irregularidades do fundo marinho por onde passa essa corrente. A terceira, de uma escala maior, diz respeito ao volume de sedimentos que estão presentes na corrente, traduzidos como condições de contorno e iniciais de controle mais regional do ponto de vista geológico.

A pretensão do entendimento de uma corrente de turbidez via simulação computacional deve poder lidar com esse conjunto de fatores de forma conjunta. Para tanto começamos por escolher um método 3D, o que nos afastou dos modelos clássicos de águas rasas. Essa escolha se dá pela importância conferida aos registros sedimentares pela estrutura interna da corrente. Segundo Cantero *et al.* (2007), em algumas situações as velocidades da corrente em 2D e 3D diferem significativamente, tornando a extensão do transporte menos confiável nas simulações simplificadas.

O método numérico adotado foi o de elementos finitos. Contrariamente aos métodos comumente utilizados de diferenças finitas ou espectrais citados na literatura, a adoção do método dos elementos finitos se deu em função de que, sendo um método de malha não estruturada, permite lidar de forma mais adequada com as irregularidades do contorno, expressas na fisiografia de fundo extremamente irregular e móvel por onde fluem as correntes de turbidez em solo marinho.

Por fim, a incorporação da turbulência pelo método LES (*Large Eddy Simulation*) visa tornar o procedimento de simulação menos lento, de forma que não apenas um escoamento possa ser simulado, mas múltiplos escoamentos, tal como ocorre na natureza. A possibilidade de variar as condições de contorno ao longo do tempo em simulações de longo curso de tempo, permitirá avaliar a influência de variáveis geologicamente significativas, como condições de nível do mar crescente e decrescente (transgressão e regressão), assim como mecanismos de alimentação da corrente (pulso ou contínuo).

A seguir será apresentada a formulação matemática do problema tal como será resolvida no escopo desse trabalho, seguido de sua definição em termos da formulação pelo método dos elementos finitos. Essa formulação, dita estabilizada, contém os termos de estabilização para a velocidade (SUPG), pressão (PSPG) e altos números de Reynolds (LSIC). O desenvolvimento do trabalho se dará tendo como base o código em Fortran denominado EdgeCFD, desenvolvido no NACAD (*Núcleo de Atendimento em Computação de Alto Desempenho*) da COPPE – UFRJ.

5.1.1 Formulação Matemática e a Discretização pelo Método dos Elementos Finitos

Considerando o domínio espacial Ω de dimensão n , onde Γ é o contorno de Ω , as equações de Navier-Stokes que descrevem o escoamento incompressível de dois fluidos imiscíveis, ρ_0 e ρ_1 , segundo a hipótese de Boussinesq, em que a diferença de densidade entre os dois fluidos não ultrapassa 5%, são:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \cdot \nabla u = \rho g + \nabla \cdot \sigma \quad \text{em } \Omega \times [0, t_f] \quad (5.1)$$

$$\nabla \cdot u = 0 \quad \text{em } \Omega \times [0, t_f]$$

onde σ são as tensões do fluido descritas como:

$$\sigma(u, p) = pI + \frac{2}{\sqrt{Gr}} \varepsilon(u) \quad (5.2)$$

onde $\varepsilon(u)$ é o tensor taxa de deformação descrito como:

$$\varepsilon(u) = \frac{1}{2} (\nabla u + (\nabla u)^T). \quad (5.3)$$

a massa específica adimensional

$$\rho = (\tilde{\rho} - \tilde{\rho}_0) / (\tilde{\rho}_1 - \tilde{\rho}_0)^{12} \quad (5.4)$$

e u , p e t são respectivamente a velocidade, a pressão e o tempo adimensionais. O vetor g descreve o vetor unitário na direção da gravidade, e Gr é o número de Grashof, uma relação adimensional entre as forças de flutuação e as forças viscosas dada por:

¹² Os termos com um til representam grandezas dimensionais nessa tese

$$Gr = \left(\frac{U_0 h_0}{\nu} \right)^2 \quad (5.5)$$

onde ν é a viscosidade cinemática, h_0 o comprimento característico do escoamento, U_0 a velocidade de flutuação $U_0 = \sqrt{g h_0 (\tilde{\rho}_1 - \tilde{\rho}_0) / \tilde{\rho}_0}$ e g a aceleração da gravidade.

As condições de contorno naturais e essenciais associadas às equações (5.1), impostas no contorno Γ , são representadas por:

$$\begin{aligned} u &= g & \text{em } \Gamma_g \\ n \cdot \sigma &= h & \text{em } \Gamma_h \end{aligned}$$

onde Γ_g e Γ_h são subconjuntos de Γ .

Para a solução do problema do transporte de partículas na corrente acoplamos às equações de Navier- Stokes, uma equação da convecção – difusão de um escalar (ϕ), descrita como:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + u \cdot \nabla \phi - \left(\left(\frac{1}{Sc \sqrt{Gr}} \right) \nabla \phi \right) = 0 \quad (5.6)$$

onde Sc é o número de Schmidt, descrito por

$$Sc = \frac{\bar{v}}{\bar{k}} \quad (5.7)$$

onde k é a difusividade.

A formulação pelo método dos elementos finitos necessita a passagem das equações para a sua forma fraca. Para a forma fraca das equações (5.1) assume-se os seguintes espaços de funções-peso e funções-teste para velocidade e pressão: S_u^h , V_u^h , S_p^h e $V_p^h = S_p^h$. O método dos elementos finitos correspondente à formulação estabilizada SUPG/PSPG, para escoamento incompressível, pode ser escrita seguindo Tezduyar (1992) como segue: encontrar $\mathbf{u}^h \in S_u^h$ e $p^h \in S_p^h$ tal que $\forall \mathbf{w}^h \in V_u^h$ e $\forall q^h \in V_p^h$. Temos então que:

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} \mathbf{w}^h \cdot \left(\frac{\partial \mathbf{u}^h}{\partial t} + \mathbf{u}^h \cdot \nabla \mathbf{u}^h - \rho \mathbf{g} \right) d\Omega + \int_{\Omega} \boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{w}^h) : \boldsymbol{\sigma}(p^h, \mathbf{u}^h) d\Omega - \int_{\Gamma} \mathbf{w}^h \cdot \mathbf{h} d\Gamma + \int_{\Omega} q^h \nabla \cdot \mathbf{u}^h d\Omega \\ + \sum_{e=1}^{n_{el}} \int_{\Omega^e} \left[\tau_{SUPG} \rho \mathbf{u}^h \cdot \nabla \mathbf{w}^h + \tau_{PSPG} \nabla q^h \right] \cdot \left[\left(\frac{\partial \mathbf{u}^h}{\partial t} + \mathbf{u}^h \cdot \nabla \mathbf{u}^h \right) - \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma}(p^h, \mathbf{u}^h) - \rho \mathbf{g} \right] d\Omega^e \quad (5.8) \\ + \sum_{e=1}^{n_{el}} \int_{\Omega^e} \tau_{LSIC} \nabla \cdot \mathbf{w}^h \nabla \cdot \mathbf{u}^h d\Omega^e = 0 \end{aligned}$$

Na equação acima as primeiras quatro integrais correspondem aos termos da formulação padrão de Galerkin, enquanto as integrais remanescentes são termos de estabilização acrescentados à formulação. Note que os termos de estabilização são somatórias realizadas ao nível de elemento. Os termos referentes à primeira somatória são as estabilizações SUPG e PSPG respectivamente, enquanto a segunda somatória é devido à estabilização LSIC (*Least Squares Incompressibility Constraint*) para escoamentos com números de Reynolds mais elevados. Todos os termos de estabilização utilizados neste trabalho foram obtidos seguindo Tezduyar *et al.* (1992), e conseqüentemente, a avaliação dos termos de estabilização se dá pela expressão:

$$\tau_{SUPG} = \tau_{PSPG} = \left[\left(\frac{2 \|\mathbf{u}^h\|}{h} \right)^2 + 9 \left(\frac{4}{\sqrt{Gr} h^2} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad (5.9)$$

onde \mathbf{u}^h é o vetor de velocidade local. Na equação (5.8) o termo de estabilização LSIC é calculado por:

$$\tau_{LSIC} = \frac{\|\mathbf{u}^h\| h}{2} \quad (5.10)$$

A discretização temporal da equação (5.8) dá origem a um sistema de equações diferenciais ordinárias não-lineares a ser resolvido em cada passo de tempo. Note que nenhum mecanismo adicional de dissipação, além dos termos de estabilização, é adicionado para o tratamento de escoamentos turbulentos. De acordo, então, com a nomenclatura do capítulo 3, este é um procedimento LES implícito.

A formulação em elementos finitos da equação de transporte pode ser expressa na forma: ache $\rho^h \in S_\rho^h$ tal que $\forall w^h \in V_\rho^h$

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega} w^h \left(\frac{\partial \phi^h}{\partial t} + u^h \cdot \nabla \phi^h \right) d\Omega + \int_{\Omega} \nabla w^h \cdot \left(\frac{1}{Sc \sqrt{Gr}} \right) \cdot \nabla \phi^h d\Omega - \int_{\Gamma} w^h h^h d\Gamma + \\ & + \sum_{e=1}^{n_{el}} \int_{\Omega^e} \tau_{SUPG} u^h \cdot \nabla w^h \left(\frac{\partial \phi^h}{\partial t} + u^h \cdot \nabla \phi^h - \nabla \cdot \left(\frac{1}{Sc \sqrt{Gr}} \right) \cdot \nabla \phi^h \right) d\Omega + \\ & + \sum_{e=1}^{n_{el}} \int_{\Omega^e} \delta(\phi) \nabla w^h \cdot \nabla \phi^h d\Omega^e = \int_{\Omega} w^h f d\Omega \end{aligned} \quad (5.11)$$

onde S_ρ^h e V_ρ^h são as funções peso e testes padrão de elementos finitos. As primeiras duas integrais representam a formulação de Galerkin da equação (5.6), o primeiro somatório de integrais ao nível do elemento é devido a estabilização SUPG, enquanto o segundo

somatório ao nível do elemento é um termo de difusividade não linear que representa os efeitos da pequena escala no transporte das flutuações de densidade. Nesse trabalho usamos um termo de captura de descontinuidades para representar esses efeitos, o termo $YZ\beta$ de captura de descontinuidade descrito em Bazilevs *et al.* (2007b). A discretização temporal da equação (5.11) dá origem a um sistema de equações diferenciais ordinárias não-lineares, devido ao termo de captura de descontinuidades, a ser resolvido a cada passo de tempo. O parâmetro de estabilização $\bar{\tau}_{SUPG}$ é computado por uma relação similar a equação (5.9), onde \sqrt{Gr} é substituído por $Sc\sqrt{Gr}$. No caso do termo $YZ\beta$ de captura de descontinuidade, a difusividade não linear δ é avaliada como:

$$\delta = \left(\frac{h}{2}\right)^\beta \left| \bar{\phi}^{-1} R_i^e(\phi) \left(\sum_{j=1}^3 \left| \bar{\phi}^{-1} \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right|^2 \right)^{\frac{\beta-1}{2}} \right| \quad (5.12)$$

onde $R_i^e(f)$ é o resíduo do elemento da equação (5.11), ou seja,

$$R_i^e(\phi^h) = \frac{\partial \phi}{\partial t} + u \cdot \nabla \phi - \nabla \cdot \left(\frac{1}{Sc\sqrt{Gr}} \nabla \phi \right) \quad (5.13)$$

Note que, se $\beta = 1$ e a densidade de referência é $\bar{\rho} = 1$, o termo $YZ\beta$ de captura de descontinuidade se torna o mesmo do método CAU (Consistent Approximated Upwind) de Galeão e Dutra do Carmo (1988).

5.2 O Programa EdgeCFD

O EgdeCFD é um software destinado à solução de problemas de dinâmica de fluidos computacional baseado no método dos elementos finitos estabilizados, utilizando

estrutura de dados por arestas. Ele foi elaborado no NACAD (*Núcleo de Atendimento em Computação de Alto Desempenho – COPPE / UFRJ*) a partir da existência de uma série de códigos independentes feitos por diferentes autores, que foram organizados de forma a se dispor que um produto mais completo e integrado. Ele resolve a equação de Navier – Stokes incorporando a turbulência pelo modelo LES (*Large Edge Simulation*) acoplada com a equação de transporte de um escalar, conforme formulação matemática apresentada no item anterior.

O programa têm quatro etapas básicas: 1 – a modelagem; 2 – o pré-processamento; 3 – a solução das equações; 4 – o pós – processamento.

Suas principais características são:

- Estrutura de dados por arestas (utilizando somente a estrutura *simple edge* disponibilizada pela EdgePack);
- Esquema de marcha no tempo preditor-multicorretor segregado;
- Controle PID de passo de tempo adaptativo;
- Paralelismo híbrido (MPI, OpenMP ou ambos simultaneamente);
- Malhas não-estruturadas de elementos tetraédricos lineares;
- Distribuição de dados através da biblioteca Metis;
- Ordenação de dados mais adequada determinada pelo software pré-processador utilizando a biblioteca EdgePack;
- Acoplamento escoamento-transporte via aproximação de Boussinesq;
- Formato de saída para Enight e ParaView;
- Pós-processamento paralelo através do ParaView;
- Pré-processamento através do software Ansys Clássico.

As características das equações de escoamento (NS) são:

- Formulação estabilizada SUPG/PSPG/LSIC de elementos finitos;
- Sistema acoplado $\mathbf{u-p}$ (4-graus de liberdade, não simétrico);
- Newton-Inexato;

- Escoamentos Newtonianos e não-Newtonianos (Power Law, Bingham e Hershel-Buckley);
- Smagorinsky clássico (LES), não usado nesse trabalho;

e de transporte:

- Formulação SUPG/CAU de elementos finitos;
- Superfície-livre pelo método VOF (implementação pronta) e *level set* (em fase de testes);
- Cálculo de função distância em malhas não-estruturadas através de método próprio;
- Desativação dinâmica paralela.

A execução do programa, conforme comentado, é feita em quatro etapas. A primeira é a etapa de modelagem, que se constitui na geração da malha e na atribuição das condições de contorno e condição inicial. Essa etapa não é feita dentro do EdgeCFD, mas em qualquer software de modelagem de elementos finitos. Existe uma macro desenvolvida para ler e preparar os arquivos que vem do ANSYS para rodar no EdgeCFD, denominada ANSYS2EdgeCFD, o que facilita o uso do ANSYS como gerador de modelos.

Essa macro funciona como intermediário entre a etapa de modelagem, feita fora do EdgeCFD, e a etapa de pré-processamento. Essa macro realiza as seguintes funções:

- Alocação de memória;
- Carregamento de dados do ANSYS;
- Filtragem das estruturas pertinentes ao EdgeCFD;
- Exportação dos nós, mapa de carregamento e conectividade no arquivo JOBNAME.MSH;
- Exportação dos parâmetros de controle, carregamentos e condições iniciais no arquivo JOBNAME.IN;
- Liberação de memória.

Os arquivos gerados são então lidos pelo pré-processador, que efetua as etapas definidas no fluxograma abaixo:

```
LEITURA de arquivos
PARA cada linha do arquivo de entrada FAZ
    SE (número de partições diferente de 1)
        EFETUA particionamento (biblioteca Metis)
    FIM SE
PARA cada partição FAZ
    CONSTRÓI numeração local
    CHAMA biblioteca EdgePack
        EXTRAI arestas
        REORDENA
    CONTA equações
    ESCREVE arquivo de saída (entrada para o SOLVER)
FIM-PARA
FIM_PARA
```

Os arquivos de saída são então lidos pelo *solver*, cujo fluxograma pode ser visto abaixo:

```
LEITURA de arquivos
LAÇO de integração no tempo
    LAÇO de iterações não-lineares (escoamento)
    FORMAÇÃO do sistema de equações
    SOLUÇÃO do sistema de equações
    FIM DO LAÇO
    SELECIONA camada ativa (somente transporte)
    LAÇO de predição-multicorreção (transporte)
        FORMAÇÃO do sistema de equações
        SOLUÇÃO do sistema de equações
```

FIM DO LAÇO

CORRIGE massa (somente VOF)

AJUSTE de passo de tempo

FIM DO LAÇO

SAÍDA de resultados

As características gerais do *solver* são:

- Marcha no tempo;
- Newton-Inexato;
- GMRES;
- Controle PID de passo de tempo adaptativo;
- Paralelismo distribuído x compartilhado e híbrido.

Algumas rotinas do EdgeCFD foram objetos de documentação em relatórios e publicações em revistas especializadas. Exemplos são: o detalhamento do funcionamento do tratamento de dados por arestas em Coutinho *et al.* (2006); o cálculo da função distancia para o uso com a opção *level-set* em Elias *et al.* (2007); o escoamento de superfície livre em Elias e Coutinho (2007); aplicação para o estudo do escoamento de fluidos viscoplásticos (Elias *et al.*, 2006).

CAPÍTULO 6

CORRENTES DE DENSIDADE NO EdgeCFD

O objetivo desse capítulo é a extensão do código do EdgeCFD para a simulação de correntes de densidade em configurações conhecidas e cuja literatura técnica apresenta uma grande quantidade de casos bem documentados. Essa etapa é fundamental para considerar a extensão do código para tratar dos problemas de escoamentos particulados, objeto desse trabalho. O conteúdo desse capítulo está detalhado em Elias *et al* (2008).

6.1 Configuração ‘Lock Exchange’ Planar

As primeiras medidas relacionadas a correntes gravitacionais foram feitas em canais próximos à linha costeira, onde a mistura de água doce com a água do mar ocorre quando uma comporta se abre e os fluidos começam a escoar por ação da gravidade, segundo Simpson (1997). A esse tipo de escoamento dá-se o nome, em inglês, de *Lock Exchange Flow*. Tal escoamento pode ser facilmente reproduzido em laboratório e têm sido amplamente utilizado pela comunidade científica na validação de códigos numéricos, dada à disponibilidade de dados experimentais das principais estruturas características desse tipo de escoamento, tais como: forma, dimensão e frequência da ocorrência de lóbos e rachaduras, assim como a posição e deslocamento da frente de mistura. Härtel *et al.*(2000) discutem, em detalhes, a formação de tais estruturas para configurações considerando condição de deslizamento e não-deslizamento na base e no topo do modelo. Nesse mesmo trabalho, os autores apresentam uma série de resultados numéricos obtidos a partir de simulações do tipo DNS (*Direct Numerical Simulation*), utilizando um código de análise pseudo-espectral. Outros trabalhos que reportam soluções DNS para o mesmo problema são Cantero *et al.* (2006) e Ooi (2006). Em consenso, todos esses autores utilizaram malhas

estruturadas onde é comum a utilização de algum tipo de perturbação no início do escoamento para forçar um deslocamento menos simétrico da frente. Tal perturbação não foi necessária no presente estudo, já que a própria orientação da malha não estruturada foi suficiente para que a frente perdesse simetria no início.

A validação que empreendemos aqui usa como referência os artigos de Necker *et al.* (2000) e Cantero *et al.* (2006). Essa escolha se justifica pela adequada documentação do problema investigado, solucionado pelo método DNS, com alto grau de refinamento de malha.

A Figura 6.1 apresenta o domínio do problema com suas dimensões sendo $L_x=30,0$, $L_y=3,0$ e $h=2,0$. O domínio, em nosso modelo, foi discretizado em uma malha não estruturada contendo 2.630.883 tetraedros lineares, 3.202.772 arestas e 471.585 nós. A diferença de densidade entre os fluidos leve e pesado não ultrapassou 5% para que a hipótese de Boussinesq pudesse ser utilizada. Nas faces inferior e superior aplicou-se condição de não-deslizamento enquanto nas demais faces admitiram-se condições de deslizamento.

Para este problema sabe-se, de resultados experimentais e simulações DNS, que a frente de mistura tende a se deslocar com velocidade constante, conforme Hartel *et al.* (2000), Cantero *et al.* (2006) e Ooi (2006).

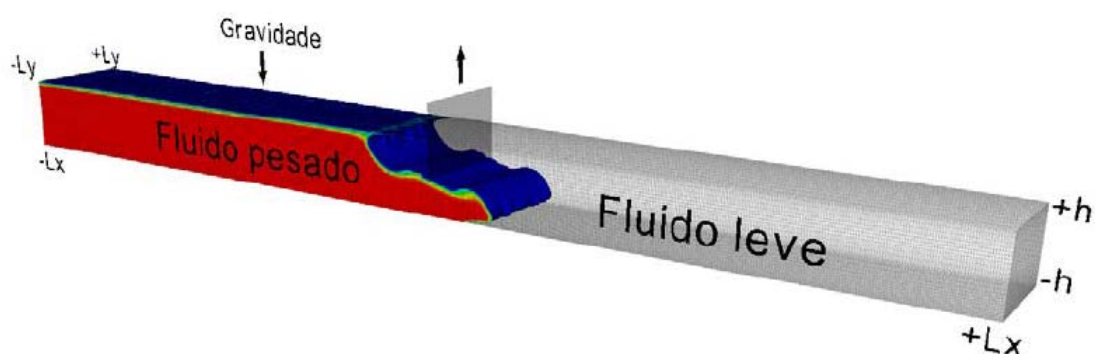


Figura 6.1 – Mistura de dois fluidos em uma configuração linear – descrição do problema.

A Figura 6.2 apresenta os resultados obtidos neste trabalho (Figura 6.2-a) comparados qualitativamente com os resultados numéricos apresentados por Härtel *et al.* (2000) (Figura 6.2-b) e Cantero *et al.* (2006) (Figura 6.2-c) para os tempos 0, 5, 10, 15 e 20. Para fins de comparação, é importante observar que a Figura 6.2-b apresenta a posição das frentes em um domínio mais curto (L_x . [-15,15]) que o das demais Figuras (L_x . [-20,20]). Nota-se uma boa concordância entre os resultados obtidos com aqueles apresentados nas referências. Nos três casos a frente possui deslocamento semelhante para os instantes plotados. Tal parâmetro é de fundamental importância para o estudo de formação de reservatórios turbidíticos, pois indica o alcance que uma descarga de sedimentos irá alcançar ao ser lançada por um rio no mar. É importante salientar que Härtel *et al.* (2000) utilizaram uma malha computacional contendo 4,25 milhões de pontos enquanto Cantero *et al.* (2006) utilizaram 1,7 milhões de pontos de resolução, ou seja, no presente estudo, o comportamento global e as maiores escalas do escoamento foram devidamente representados utilizando-se somente 11% e 28% de resolução espacial usados por Hartel *et al* (2000) e Cantero *et al* (2006) respectivamente.

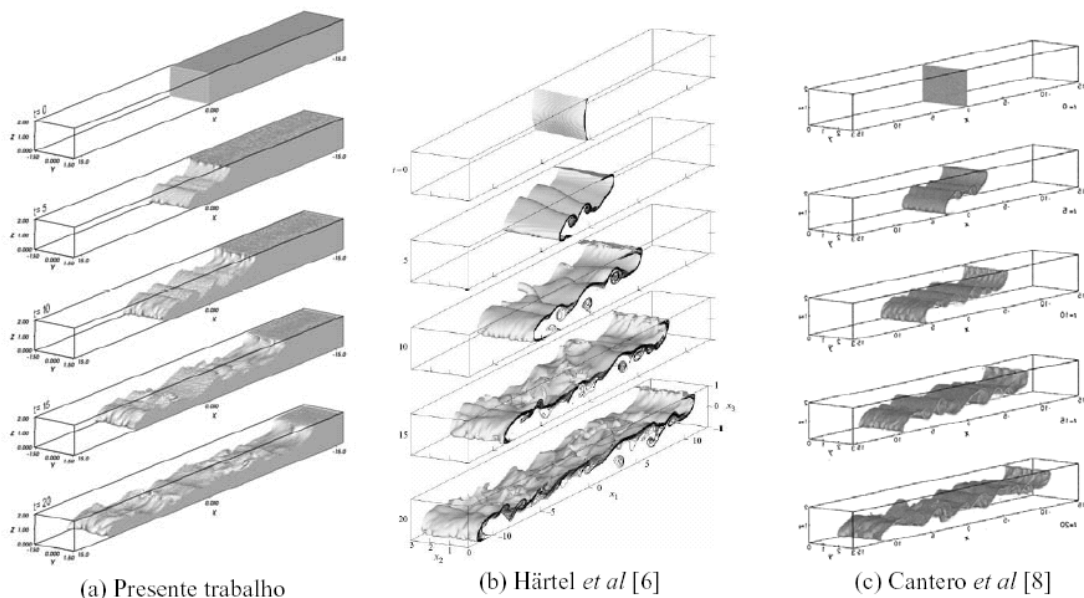


Figura 6.2 – Comparação qualitativa para os tempos 0, 5, 10, 15 e 20 entre os resultados obtidos neste trabalho com aqueles mostrados em Härtel *et al.*(2006) e Cantero *et al.*(2006). A superfície representa um valor do escalar de 0.5.

A Figura 6.3 apresenta a evolução da posição da frente de mistura com o tempo, obtidos para $Gr=1,5\times 10^6$ e $Sc=0,71$. Nota-se que, após um período inicial de ajuste, a frente se desloca a uma velocidade constante. Tal comportamento é reportado como sendo característico para este problema nos trabalhos anteriores de Hartel *et al.* (2000), Cantero *et al.* (2006) e Ooi (2006). A partir da velocidade da frente obteve-se o número de Froude igual a 0,579, valor este que está em perfeita concordância com o que é reportado na literatura. O resultado mostra que os modelos gerados nesse estudo são compatíveis com a literatura em termos qualitativos (feições de instabilidades de Kelvin-Helmholtz, *lobes and clefts*) e em termos quantitativos da velocidade da frente de avanço.

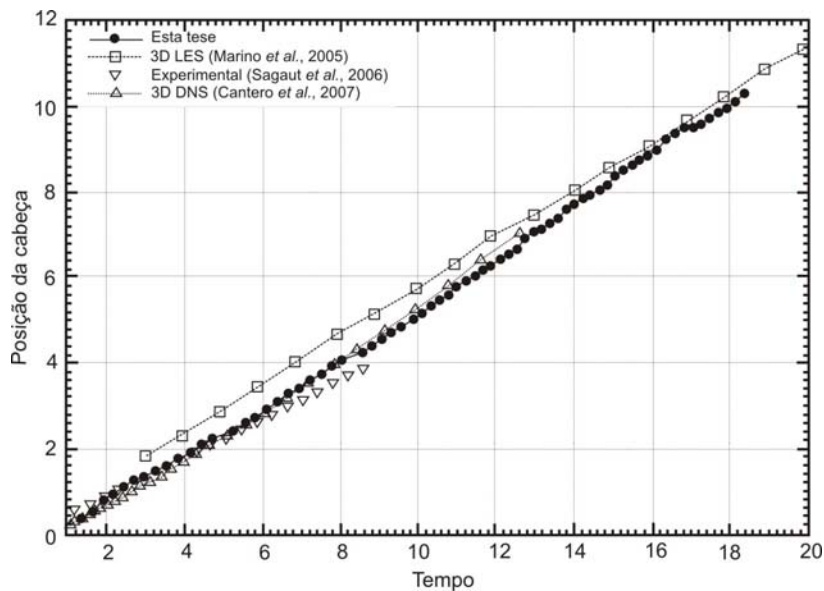


Figura 6.3 – Posição da frente de deslocamento *versus* tempo para concentração $\phi=0.5$ ($Gr=1.5\times 10^6$ e $Sc=0.71$).

6.2 Configuração 'Lock Exchange' Cilíndrica

A principal característica do problema planar, descrito na seção anterior, é que a frente de mistura avança de maneira uniforme e linear. No caso da descarga de um fluido

mais denso em uma configuração cilíndrica, o mesmo avanço se dá de maneira não-linear. Essa diferença fundamental modifica completamente a dinâmica do escoamento desenvolvido para esta geometria em relação ao caso planar. Para o caso cilíndrico a intensidade de mistura tende a diminuir com o avanço da frente, porém, nas etapas iniciais, existe uma concentração abrupta de inércia e vorticidade nas regiões próximas a cabeça do escoamento com a formação de um grande bulbo que impulsiona o fluido avante promovendo um maior contato entre as fases e, conseqüentemente, um maior efeito de mistura e dissolução, segundo Patterson *et al.* (2006) e Cantero *et al.*(2006).

O problema consiste em uma coluna cilíndrica de fluido mais denso centralizada em um domínio circular. Aqui se adotou um paralelepípedo como domínio para facilitar a aplicação das condições de contorno. Por se tratar de um escoamento que tende a se desenvolver igualmente para todas as direções de maneira simétrica, adotou-se somente $\frac{1}{4}$ do modelo (setor de 90°) conforme ilustrado na Figura 6.4. As dimensões do paralelepípedo descrito na Figura 6.4 são $L_x=20,0$, $L_y=20,0$ e $h=2,0$. O raio inicial da coluna de fluido denso é 2. A malha não-estruturada de elementos finitos foi construída com 2.125.139 tetraedros lineares, 2.607.939 arestas e 390.527 nós. A configuração da malha pode ser observada na Figura 6.4. Assim como para o caso planar, adotou-se $Gr=1,5 \times 10^6$ e $Sc=0,71$.

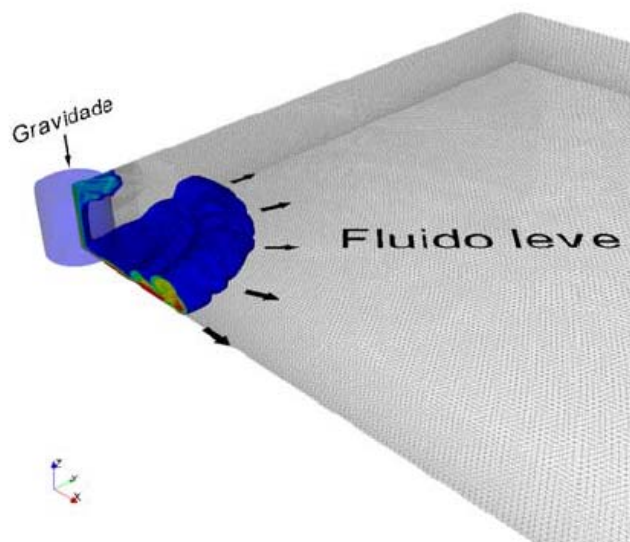


Figura 6.4 – Mistura de dois fluidos em uma configuração cilíndrica. O fluido pesado ocupa inicialmente $\frac{1}{4}$ do cilindro em azul, iniciando o escoamento quando em contato com o fluido leve presente na malha.

A Figura 6.5 mostra uma comparação qualitativa entre os resultados obtidos no presente trabalho com aqueles apresentados por Cantero *et al.* (2006) utilizando um método pseudoespectral com uma malha computacional com 73 vezes mais resolução espacial do que a que foi utilizada nessa tese. Observa-se que, embora com muito menos resolução espacial, as principais feições do escoamento foram bem representadas e com deslocamentos equivalentes para os tempos plotados na Figura 6.5. Sabe-se de resultados experimentais de Patterson *et al.* (2006) e Simpson (1997) que neste problema o avanço da frente de mistura apresenta 3 fases com comportamentos distintos para a velocidade de deslocamento. Em uma rápida fase inicial a cabeça do escoamento apresenta uma velocidade constante, em uma segunda fase verifica-se uma velocidade também constante, porém maior do que a da fase inicial e em um estágio final o fluido denso começa a desacelerar. Tal comportamento também foi verificado e pode ser visualizado na Figura 6.6 onde está plotada a posição radial da cabeça do escoamento com o tempo, comparando-se os resultados quantitativos com o modelo DNS de Cantero *et al.* (2006). Os resultados se mostram adequados na parte inicial do fluxo, se afastando um pouco à medida que o fluxo avança. Acredita-se que esses efeitos podem ser reduzidos à medida que seja aumentado o refinamento tanto espacial quanto temporal.

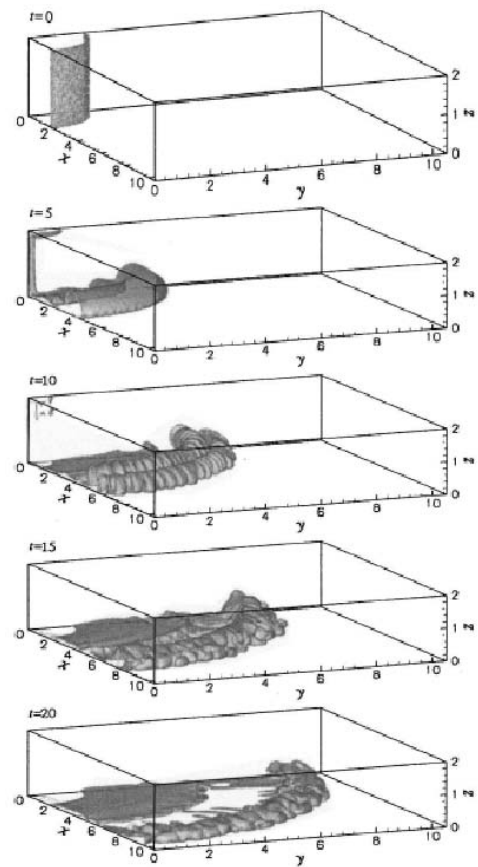
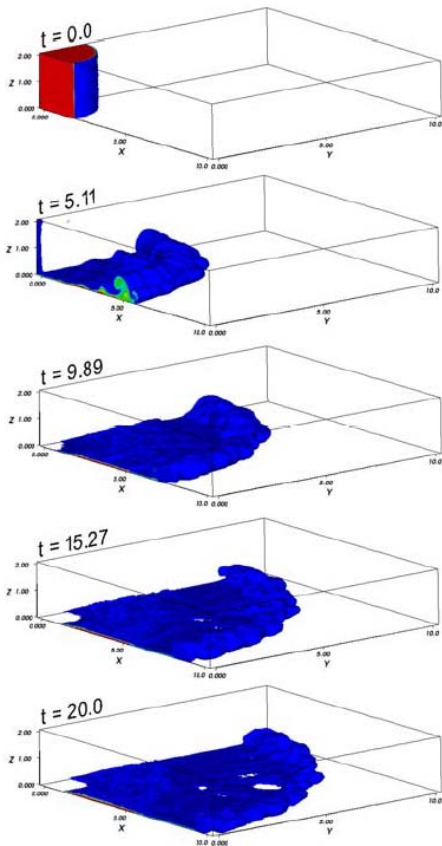


Figura 6.5 – Comparação qualitativa para os tempos 0, 5, 10, 15 e 20 entre os resultados obtidos neste trabalho com aqueles mostrados em Cantero *et al.* (2006). A cor azul representa o valor do escalar de 0.5. A cor vermelha representa o valor do escalar de 1 (fluido pesado) e verde à valores intermediárias entre 0.5 e 1.

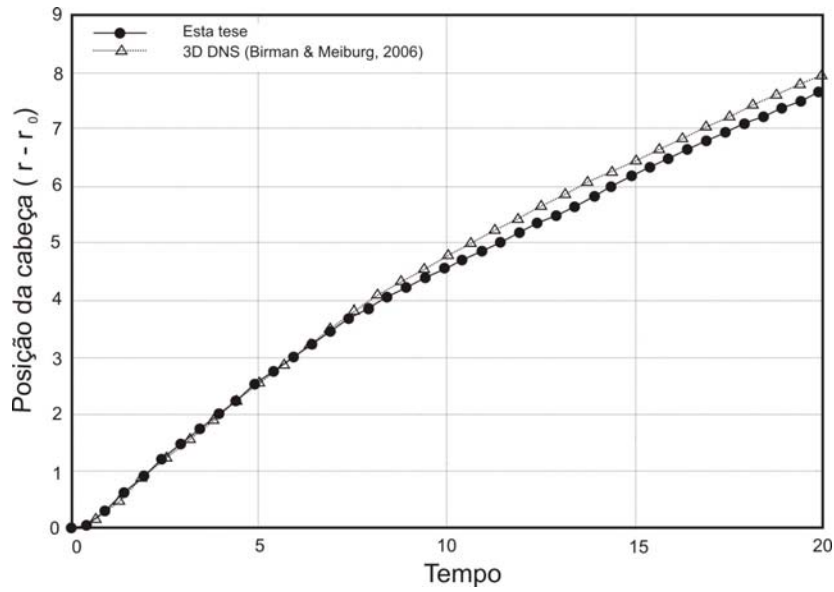


Figura 6.6 – Posição da frente de deslocamento versus tempo para valores do escalar de 0,15, $Gr=1,5 \times 10^6$ e $Sc=0,71$.

Os resultados apresentados permitem considerar que o código EdgeCFD, apesar de usar uma malha muito menos refinada que os modelos de referência, consegue reproduzir adequadamente a velocidade da corrente. A reprodução das instabilidades de Kelvin-Helmholtz e dos lobos e rachaduras foi considerada satisfatória. Em função dos resultados, julgamos viável a intenção de usá-lo para a implementação da corrente de densidade particulada, ou corrente de turbidez, que será descrito no próximo capítulo.

CAPÍTULO 7

MODELO DE SEDIMENTAÇÃO

Nesse capítulo apresentamos a implementação do modelo de sedimentação das partículas na formulação de elementos finitos, no item 7.1, e sua validação quantitativa no item 7.2.

7.1 Incorporação do Modelo de Sedimentação na Formulação em Elementos Finitos

A incorporação do modelo de sedimentação será feita usando como base o modelo de Hartel *et al.* (2002) descrito no item 4.2.2. As características básicas desse modelo são:

- a velocidade das partículas é igual a velocidade do fluido somada à velocidade de queda das partículas;
- a velocidade de queda da partícula será calculada tanto para escoamentos viscosos quanto para inerciais, diferente do modelo de Hartel *et al.* (2002) onde apenas os escoamentos viscosos são considerados. Essa modificação visa poder modelar escoamentos de granulometrias mais grossas. Utilizaremos a equação (4.10), desenvolvida por Ferguson & Church (2004) e reproduzida abaixo:

$$u_s = \frac{RgD^2}{c_1\nu + (0.75c_2RgD^3)^{0.5}} \quad (7.1)$$

onde R é gravidade reduzida, D o diâmetro da partícula, ν a viscosidade cinemática, c_1 e c_2 são constantes empíricas e u_s é a velocidade de queda da partícula.

No modelo de elementos finitos introduz-se o cálculo da velocidade de queda somado à velocidade do escoamento na solução do transporte, como pode visto na equação (7.2) abaixo. Como o método de solução é segregado, a velocidade do fluido virá do módulo de escoamento, e a concentração calculada no módulo de transporte já levará em consideração o efeito da velocidade de queda da partícula. Adicionalmente, para considerar a perda de massa do sistema devido à sedimentação, consideramos $h^h = c^h u_s$ no termo à direita na equação (7.2) para os elementos sujeitos à sedimentação, que ocorrem na base do modelo (em azul na Figura 7.1).

$$\begin{aligned}
& \int_{\Omega} w^h \left(\frac{\partial \phi^h}{\partial t} + (u^h + u_s e^g) \nabla \phi^h \right) d\Omega + \int_{\Omega} \nabla w^h \frac{1}{\sqrt{Sc^2 Gr}} \nabla \phi^h d\Omega + \\
& \sum_{e=1}^{n_{el}} \int_{\Omega^e} \tau_{SUPG} (u^h + u_s e^g) \nabla w^h \left(\frac{\partial \phi^h}{\partial t} + (u^h + u_s e^g) \nabla \phi^h - \frac{1}{\sqrt{Sc^2 Gr}} \nabla^2 \phi^h \right) d\Omega^e + \\
& \sum_{e=1}^{n_{el}} \int_{\Omega^e} \delta(\phi^h) \nabla w^h \cdot \nabla \phi^h d\Omega^e = \int_{\Gamma} w^h h^h d\Gamma
\end{aligned} \tag{7.2}$$

O cálculo do volume depositado deverá ser realizado a partir da integração, ao nível dos elementos sujeitos à sedimentação na base do modelo (em azul na Figura 7.1), do fluxo de sedimentos que atravessa essa base num dado passo de tempo. Na prática, representa calcular uma integral de área da velocidade de queda multiplicada pela concentração, na forma:

$$D_t = \int_0^t \int_A (u_s f^h) dA dt \tag{7.3}$$

onde u_s é calculada de acordo com a equação (7.1), f^h vem da solução da concentração no passo de tempo anterior, e A é a área normal ao plano vertical. O cálculo de A , na prática, pode ser feito de diversas formas, que detalharemos a seguir no item 7.1.1.

Do ponto de vista da implementação no EdgeCFD, será necessário, além do cálculo dos parâmetros acima referidos, considerar o efeito da sedimentação como fenômeno que retira massa do sistema que está sendo modelado. Isso é feito adicionando um termo sumidouro na equação do transporte, para os elementos da base do modelo. No sistema de solução da equação do transporte, os elementos da base do modelo, sujeitos à sedimentação, contribuem para a formação da matriz de resíduos com um termo sumidouro não nulo, calculado a partir da equação de sedimentação (7.3). A consistência dessa abordagem será investigada no item 7.1.2.

Do ponto de vista da lógica do programa, as alterações a serem implementadas devem seguir o seguinte fluxo:

- Calcular a velocidade de queda dos grãos e acrescentá-la aos termos convectivos (Galerkin e Petrov-Galerkin) nas rotinas de resíduo e matriz de rigidez do módulo de transporte;
- Calcular o fluxo de sedimentos que se depositam pela equação (7.3) nos elementos sujeitos à sedimentação;
- Somar o termo acima no resíduo dos elementos sujeitos à sedimentação;
- Resolver o sistema de equações com as modificações acima.

7.1.1 Considerações Práticas sobre a Geometria dos Elementos para o Cálculo dos Volumes Sedimentados

A adoção da técnica dos elementos finitos apresenta algumas questões de natureza prática no que diz respeito à consideração da sedimentação. Numa malha de elementos finitos, os tetraedros podem assumir não só tamanhos como também posicionamentos distintos, como pode ser verificado na Figura 7.1. Analisamos a influência do elemento sob esses dois aspectos, que denominamos ‘efeito de posição dos elementos da malha’, doravante denominado *efeito de posição*, e ‘efeito de tamanho dos elementos da malha’, doravante denominado *efeito de tamanho*.

O *efeito de posição* acontece pela necessidade do cálculo da área, demandado pela equação (7.3), em elementos arranjados geometricamente de forma não homogênea. Supondo dois elementos posicionados como abaixo, o elemento à esquerda tem uma área de base que converge para um ponto, enquanto o elemento à direita tem uma área que coincide com uma das faces triangulares do tetraedro. Ao calcularmos o volume de sedimento nos dois elementos, mesmo considerando u_s e c como iguais, os valores serão completamente distintos em função da área de base de cada um deles.

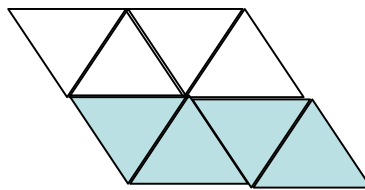


Figura 7.1 – Esquema de dois níveis de elementos (em corte vertical) na base do modelo

Esse *efeito de posição* foi investigado, no cálculo do volume de sedimentos do elemento, de acordo com as seguintes estratégias:

Modelo 1 – definição da área do elemento como o truncamento entre as arestas do elemento e o plano da sedimentação em cada tempo.¹³ Nesse caso a área (definida pela linha em vermelho na figura abaixo) vai mudando com a sedimentação ao longo do tempo. Esse caso é favorável ao aparecimento do *efeito de posição*.



Figura 7.2 – Cálculo da área no tempo $t1$ e $t2$

Modelo 2 – definição de uma área média do elemento, calculada como o truncamento entre as arestas do elemento e o plano médio, definido como

¹³ O plano de sedimentação é o plano horizontal dado pela altura de sedimento num determinado passo de tempo. A altura de sedimento é obtida dividindo o volume de sedimento (equação 7.3) pela área considerada para seu cálculo

$$h_m = (z_{max} - z_{min}) / 2, \quad (7.4)$$

sendo z_{max} a coordenada z máxima e z_{min} a mínima do elemento. Nesse caso, a área é invariável para cada elemento ao longo do tempo.

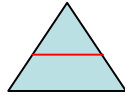


Figura 7.3 – Área do elemento no modelo 2

Modelo 3 – definição de uma área média do elemento, calculada como o truncamento entre as arestas do elemento e o plano que passa no centro de massa do elemento, calculado como

$$h_{cm} = (z_1 + z_2 + z_3 + z_4) / 4 \quad (7.5)$$

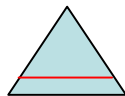


Figura 7.4 – Área do elemento no modelo 3

onde os sub- escritos são as coordenadas z do 4 nós do elemento. Assim como no Modelo 2, nesse caso a área permanece invariável para cada elemento ao longo do tempo.

A comparação dos volumes calculados foi feita com base num modelo refinado numa caixa de dimensões $x = 10$, $y = 2$ e $z = 2$. A configuração foi uma comporta, com o fluido denso inicialmente na posição $x = 1$. A diferença de densidade considerada foi de 2%, e o número de Reynolds considerado foi da ordem de 3000. O modelo tem 1.070.422 elementos, com 191.135 nós. A Figura 7.5 ilustra a configuração geral do modelo no tempo $t=0$. Nessa malha, não estruturada, observa-se em vermelho a posição do fluido denso no início da simulação. As divisões da malha representam a partição da mesma para execução

em computação paralela. Como a simulação é feita de forma adimensional, nos referiremos à grandeza tempo como unidade de tempo para as simulações dessa tese.

Os parâmetros utilizados na simulação, além dos já expostos são os abaixo listados, que permaneceram os mesmos para todas as simulações realizadas nessa tese:

- passo de tempo fixo = 0,05,
- tolerância residual relativa = E-3,
- tolerância linear para o transporte = E-3;
- número de vetores de Krylov usado no GMRES = 35;
- percentual de estabilização LSIC para o escoamento = 100.

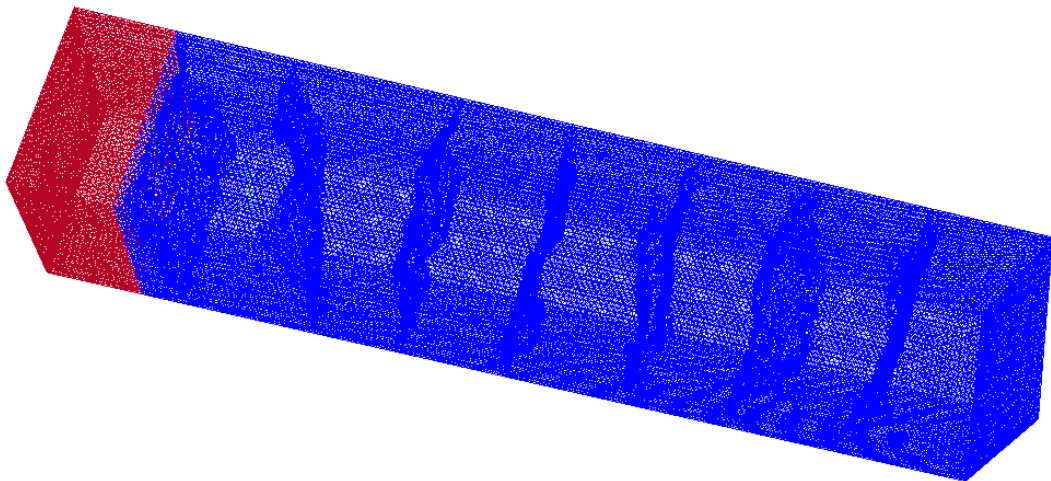


Figura 7.5 – Configuração gerada para comparação do cálculo de áreas. Em vermelho se destaca a região de fluido pesado no início da simulação. As subdivisões da malha representam partições da mesma para processamento paralelo.

O primeiro critério para avaliar os modelos de cálculo das áreas foi geométrico. Para cada método calculou-se a área sujeita à sedimentação, e comparou-se com a área correta, que é a área da base do modelo. No caso estudado, essa área era 20, resultado da multiplicação das dimensões x e y . A Figura 7.6 mostra o resultado. A área do Modelo1 é a única que varia com o tempo, enquanto as demais são constantes devido a assumirem um valor médio. Observa-se que o Modelo 1 é o único que se aproximou do valor correto, com

variações de no máximo 8% da área total. O Modelo 2, com o valor médio da área calculada como altura média do elemento se mostrou muito pessimista, com a área calculada em torno de 33% menor que a área correta. O Modelo 3, em contrapartida, gerou áreas em torno de 17% maiores que a área correta. Em função desses resultados, consideramos adicionalmente uma nova área média, calculada como uma médias dos Modelos 2 e 3, denominada Modelo 4, que gerou áreas muito próximas do modelo correto.

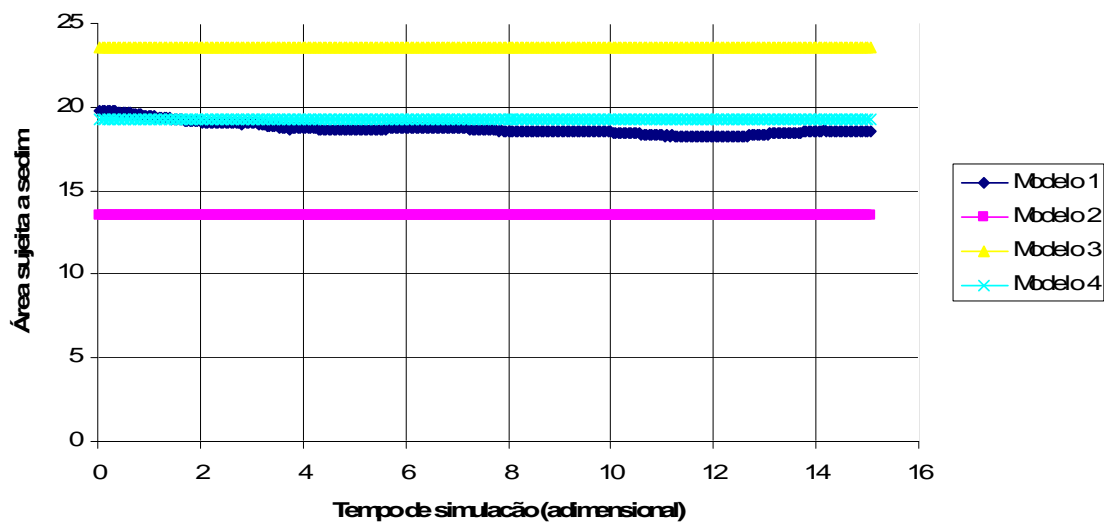


Figura 7.6 Comparação das áreas calculadas com os modelos versus a unidade de tempo de simulação

Apesar das diferenças observadas no cálculo das áreas, o efeito causado no volume sedimentado, quando analisado do ponto de vista global, pode ser considerado como pequeno. O gráfico da Figura 7.7 mostra a diferença entre os volumes cumulativos gerados pela sedimentação versus o tempo de simulação nos diferentes modelos, onde se observa que o efeito é pouco significativo. Apenas o Modelo 3, onde a área é 17% acima da correta, apresenta um volume de sedimento destacado das demais.

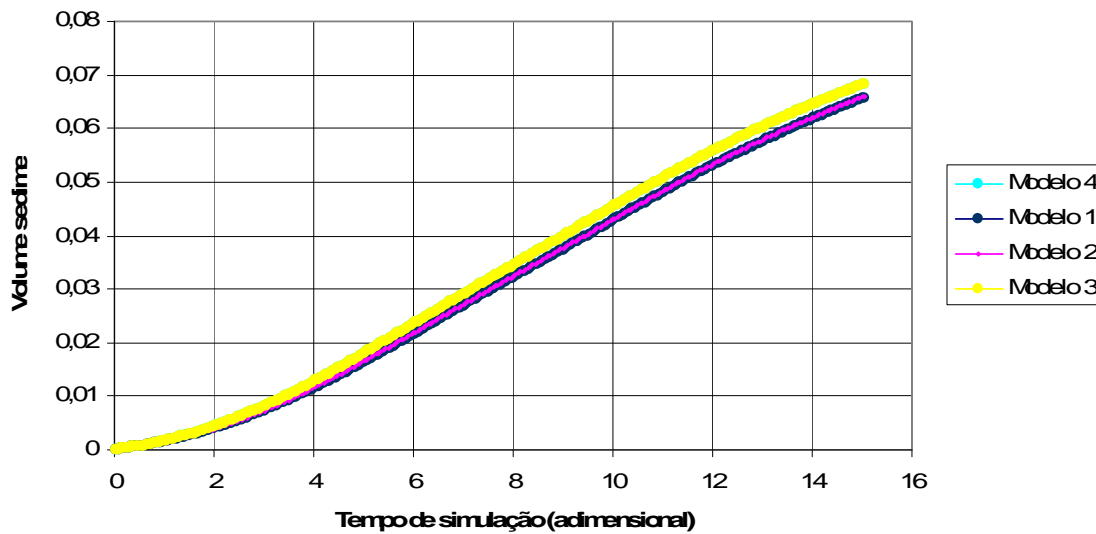


Figura 7.7 – Comparação dos volumes de sedimento acumulados versus a unidade de tempo de simulação

O efeito da diferença de volumes localmente pode ser observado na Figura 7.8, que representa uma seção transversal do modelo em $x = 4$ dos volumes sedimentados pelos quatro modelos de cálculo de área. Em preto se observa o Modelo 1, e os demais são os modelos médios. A Figura ressalta a maior variabilidade dos volumes calculados pelo Modelo 1, o que pode ser atribuído ao *efeito de posição*. A adoção dos métodos de média suaviza esse efeito, como pode ser observado na tabela 7.1 de volumes sedimentados da Figura 7.8, onde a variância do Modelo 1 é claramente maior que os demais.

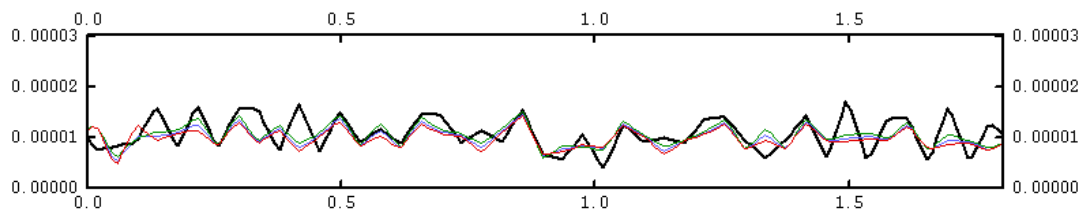


Figura 7.8 – Seção transversal com os volumes de sedimentos calculados pelos modelos. Em preto tem-se o resultado do Modelo1, em rosa o Modelo 2, em cinza o Modelo3 e em azul o Modelo 4. Note a maior variabilidade do Modelo 1 em preto.

Tabela 7.1 – Volumes sedimentados nos modelos

	Mínimo	Máximo	Média	Desvio Padrão
Modelo 1	0	3.020 E-5	5.36 E-6	4.96 E-6
Modelo 2	0	2.587 E-5	5.83 E-6	4.31 E-6
Modelo 3	0	2.423 E-5	5.57 E-6	4.10 E-6
Modelo 4	0	2.425 E-5	5.38 E-6	3.99 E-6

Resumindo, pode-se dizer que a adoção de uma área média consegue corrigir o efeito de malha causado pelo posicionamento dos elementos ao projetar uma área no plano horizontal compatível com a área correta. Os valores de volumes de sedimento depositados são muito próximos, mas localmente observa-se que o Modelo 1 gera muita irregularidade no volume depositado devido ao efeito de malha, que é suavizado com a adoção de uma área média.

Um segundo efeito de malha analisado foi a influência da diferença da geometria dos elementos no volume sedimentado, que aqui denominamos de *efeito de tamanho*. Segundo a equação (7.3), o volume sedimentado é influenciado pela área do elemento, pela concentração, e pela velocidade de queda. Na prática, como a velocidade de queda é constante, o volume se torna função da concentração e da área do elemento. Idealmente, como a malha é apenas a representação de uma discretização espacial, é desejável que o volume sedimentado seja consequência apenas da concentração.

As Figuras abaixo ilustram o *efeito de tamanho* dos elementos da malha na sedimentação. Como se pode observar com clareza na Figura 7.9, ao longo da linha central do eixo principal e numa feição semi circular em torno de $x = 5$, os elementos têm um volume maior (cores azuis) causando um efeito de redução da sedimentação, observável no mapa de topo da Figura 7.10.

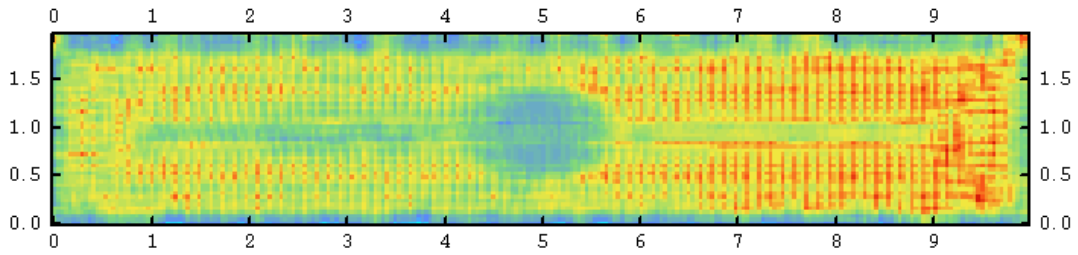


Figura 7.9 - Volume dos elementos sujeitos à sedimentação (cores azuis representam valores mais baixos e amarelos e vermelhos valores mais altos de volume)

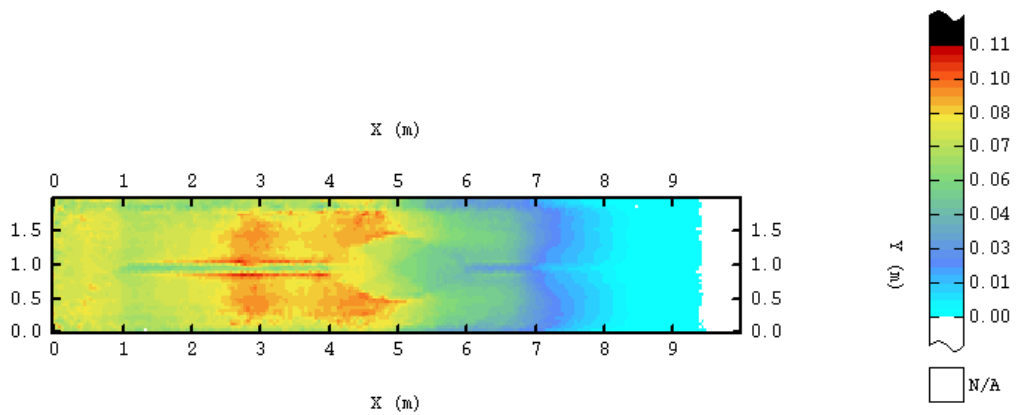


Figura 7.10- Topo dos sedimentos após 15 unidades de tempo de fluxo. (cores azuis representam valores mais baixos e amarelos e vermelhos valores mais altos do topo).

Investigando em mais detalhe esse efeito, avaliamos a correlação existente entre a concentração e o volume do elemento no modelo acima. Como os elementos são meios de representação, idealmente essa correlação deve ser muito próxima de zero, uma vez que quem controla a evolução da concentração são as características do escoamento, e não as da malha. Isso se verifica claramente para o conjunto de todos os elementos sujeitos à sedimentação, cujo coeficiente de correlação é 0,018 na Figura 7.11, muito próximo de zero.

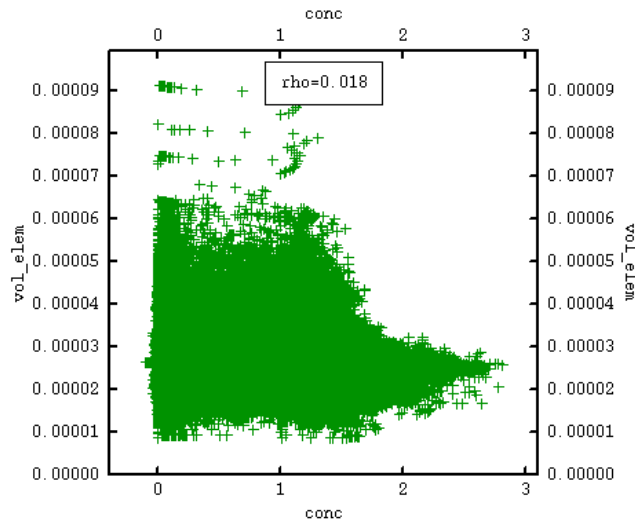


Figura 7.11 – Gráfico da concentração \times Volume dos Elementos

Entretanto, ao selecionarmos apenas os elementos em torno de $x = 5$, na região do semi-círculo da Figura 7.9, e observando essa correlação para 10 unidades de tempo na Figura 7.12, observa-se um coeficiente de correlação de $-0,45$, indicando uma correlação negativa importante entre o volume do elemento e a concentração. Essa correlação não se mantém para todos os tempos, mas esse efeito acaba por gerar uma influência da malha no resultado da sedimentação localmente. No caso, a concentração menor nos elementos de maior volume explica uma menor sedimentação, expressa no mapa de espessura da Figura 7.10.

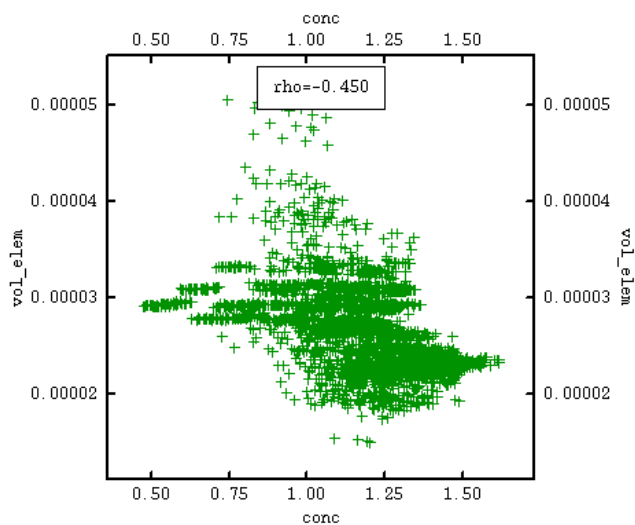


Figura 7.12 – Gráfico da concentração \times Volume dos Elementos

Analisando a distribuição dos volumes de elementos ao longo de $x = 5$, verificamos que existe uma dispersão muito grande, como mostra a tabela 7.2 abaixo. Os valores da distribuição são:

Tabela 7.2 – Distribuição dos volumes dos elementos em $x = 5$

Mínimo	1.48 E-5
Máximo	5.15 E-5
Média	2.72 E-5
Desvio Padrão	4.5 E-6
Assimetria	0.89
Curtose	5.88

Os parâmetros mais relevantes a serem analisados são a curtose e a assimetria. A curtose representa uma medida de dispersão. Uma curtose alta, também denominada de distribuição leptocúrtica, indica um pico em torno da média e uma cauda longa, com alta probabilidade de ocorrência. A alta curtose é explicada pela existência de valores elevados de volume dos elementos, acima de 5×10^{-5} na Figura 7.13. Outra característica dessa distribuição é a assimetria positiva, indicando que a cauda da distribuição de valores altos é maior que a cauda de valores baixos.

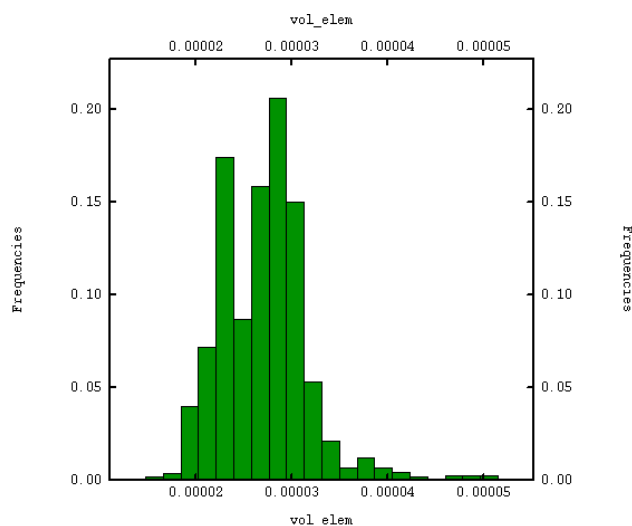


Figura 7.13 – Histograma dos Volumes dos Elementos

A característica da distribuição dos volumes dos elementos, com uma variância, curtose e assimetria indicando, nesse caso, a existência de valores elevados de volumes, exerce uma influência indesejada na representação espacial das variáveis. Identificou-se, nesse modelo específico, que os volumes exercem influência na distribuição da concentração, e conseqüentemente, afetam a sedimentação do modelo.

Para comprovar esse efeito, geramos um modelo alternativo com outro gerador de malha. O resultado do mapa de espessura é significativamente distinto daquele da Figura 7.10, como pode ser observado na Figura 7.14a (parte superior) e os volumes da malha podem ser observados na Figura 7.14b (parte inferior). As regiões de maiores e menores espessuras se mantêm preservadas, mas sem a manifestação do *efeito de tamanho* dos elementos da malha. As características estatísticas das duas malhas estão na tabela 7.3 abaixo, onde fica evidente a maior homogeneidade da malha gerada no modelo alternativo.

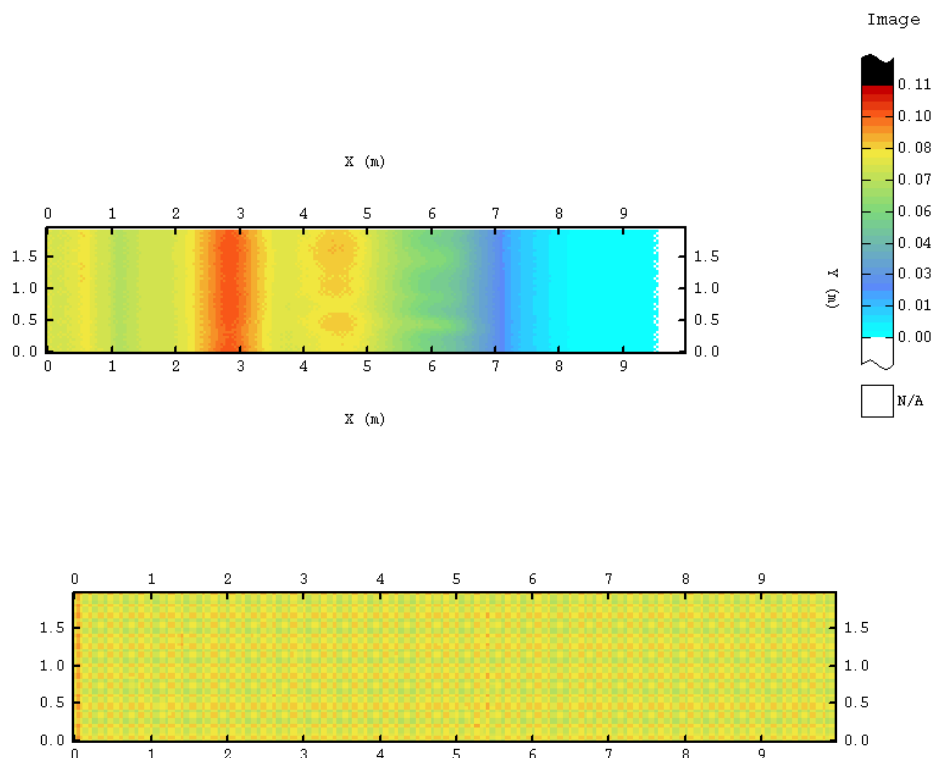


Figura 7.14 – (a) Topo de sedimento após 15s – modelo com malha alternativa – acima; (b) volumes dos elementos da malha alternativa, mais homogêneo que o da malha original, na Figura 7.9

Tabela 7.3 – Comparação das duas malhas

	Modelo analisado	Modelo alternativo
Mínimo	2.021 E-5	3.10 E-5
Máximo	2.821 E-4	5.10 E-5
Média	8.280 E-5	3.71 E-5
Desvio Padrão	2.980 E-5	6.65 E-6

Resumindo o exposto nesse item, a representação da sedimentação sofre a influência da malha em dois aspectos, que denominamos *efeito de posição* e *efeito de tamanho*. O efeito de posição pode ser contornado ao utilizarmos o cálculo de área médio do elemento, e o *efeito de tamanho* ao produzirmos uma malha que torna o mais homogêneo possível o tamanho dos elementos.

7.1.2 Considerações Práticas sobre o Uso do Termo Sumidouro para Modelagem de Perda de Massa do Sistema.

Um dos pontos fundamentais para a modelagem do processo de sedimentação é garantir que a massa total do sistema vai sendo preservada ao longo do tempo. Para isso, a cada passo de tempo, é necessário calcular a massa de material sedimentado e somá-la a massa do material que permanece em suspensão, garantindo que essa soma permanece igual à massa de material sedimentar no início do processo de simulação.

Do ponto de vista das equações que são resolvidas na simulação do processo, a massa sedimentada deve ser retirada da consideração do cálculo, uma vez que ela não vai ser movimentada pelo fluido. Essa retirada, conforme já exposto, é feita pela introdução do termo sumidouro na equação, que considera que, a cada passo de tempo, uma quantidade de massa se perde na simulação. Esse termo sumidouro é considerado apenas nos elementos sujeitos à sedimentação num dado passo de tempo.

Na formulação em elementos finitos, o que se faz é considerar esse termo como uma condição de contorno atuando nas células sujeitas à sedimentação. Para tanto, substitui-se o termo

$$\int_{\Gamma} w^h h^h d\Gamma \quad (7.6)$$

da equação acima pelo termo

$$\dot{\int}_{\Omega} w^h f^h u_s^h dG \quad (7.7)$$

que representa o volume de sedimento por unidade de tempo que atravessa a área, calculada conforme descrito no item 7.1.1.

Analisando a incorporação desse termo sumidouro do ponto de vista das dimensões dos termos da equação de transporte, apresentada abaixo sem a formulação em elementos finitos por uma questão de simplicidade, temos que para a equação de transporte, onde por simplicidade representamos a concentração por c ,

$$\int_{\Omega} \frac{\partial c}{\partial t} + \int_{\Omega} (u_z + u_s) \frac{\partial c}{\partial x} + \int_{\Omega} D \left(\frac{\partial c}{\partial x} \right) = \int_{\Gamma} (u_z + u_s) c \quad (7.8)$$

o termo temporal têm a dimensão

$$\int_{\Omega} \frac{\partial c}{\partial t} = \left(\frac{1}{T} \right) L^3, \quad (7.9)$$

o convectivo

$$\int_{\Omega} (u_z + u_s) \frac{\partial c}{\partial x} = \left(\frac{L}{T} \right) \left(\frac{1}{L} \right) L^3, \quad (7.10)$$

o difusivo

$$\int_{\Omega} D \left(\frac{\partial c}{\partial x} \right) = \left(\frac{L}{T} \right) \left(\frac{1}{L} \right) L^3, \quad (7.11)$$

e o termo sumidouro

$$\int_{\Gamma} (u_z + u_s) c = \left(\frac{L}{T} \right) L^2, \quad (7.12)$$

onde se observa que a equação se mantém dimensionalmente consistente.

Para avaliar a consistência numérica desse processo, consideramos o volume de sedimento em cada passo de tempo de duas formas, que devem necessariamente convergir para um resultado comum:

1 – calculamos o volume de sedimento depositado em cada passo de tempo de acordo com a equação (7.3).

2 – calculamos o volume de sedimento de forma indireta, a partir do valor médio das concentrações calculadas pelo programa em cada passo de tempo. Essas concentrações foram obtidas levando em consideração o termo sumidouro.

A Figura 7.15 ilustra a correlação entre volume de sedimento calculado a partir da equação (7.3), no eixo x , e o volume de sedimento calculado pela evolução da concentração das partículas. Na Figura 7.15 à direita é mostrada a diferença entre os dois volumes na forma percentual. Observa-se um ajuste excelente, com a evolução do erro indo para zero ao longo do tempo, mostrando que o uso do termo sumidouro para proceder à retirada de massa do sistema é numericamente consistente. À esquerda observa-se o ajuste dos volumes, numa linha de inclinação muito próxima de 45 graus.

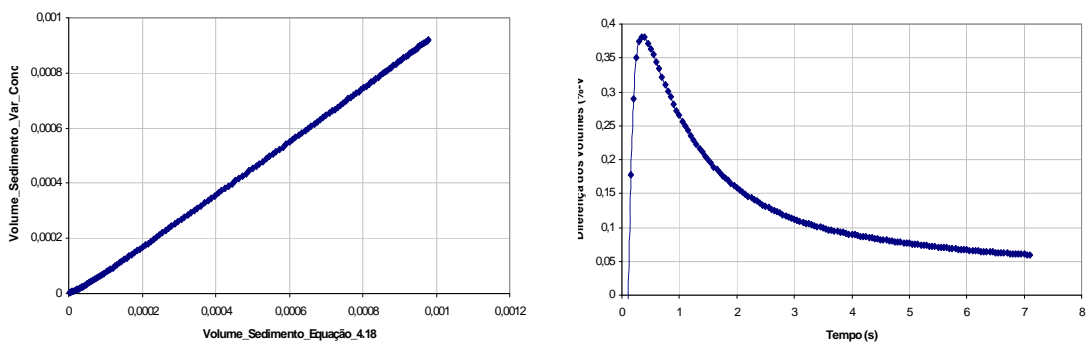


Figura 7.15 – Diferença entre os volumes de sedimento calculados pelos dois métodos - ver texto

A análise dos resultados permite concluir que a adoção da retirada de massa do sistema pela incorporação de um termo sumidouro é consistente numericamente, uma vez que as concentrações médias calculadas pelo programa são compatíveis com o cálculo de volumes feito de forma analítica pela equação (7.3). É importante ressaltar, entretanto, que essa conservação não se dá ao nível do elemento, mas é uma conservação global da massa. Essa consideração está de acordo com Hughes *et al* (2000), que mostra que a conservação local de massa, em métodos estabilizados, está associada a grandezas nodais.

7.2 Validação Quantitativa do Modelo de Sedimentação

A validação quantitativa do modelo foi feita usando como referência o artigo de Necker *et al.* (2002). Nesse artigo os autores apresentam uma simulação 3D usando o método espectral com incorporação de turbulência através de DNS (*direct numerical simulations*), na qual as equações de Navier – Stokes e de transporte são resolvidas numa malha extremamente refinada, de forma a representar todas as escalas do fenômeno da turbulência de forma explícita. Ainda nesse artigo, os autores apresentam uma simulação 2D para representar uma simulação de corrente de turbidez em um experimento de laboratório. Esses dois casos – o primeiro usando o DNS como referência, e o segundo o modelo experimental como referência – serão considerados os parâmetros para a validação quantitativa do modelo aqui desenvolvido.

7.2.1 Modelo DNS 3D como referência

O modelo apresentado por Necker *et al.* (2002) têm geometria simples, representado por uma caixa com 19 unidades em x (L1), 2 unidades em y (L2) e 2 unidades em z (L3). O fluido denso fica inicialmente posicionado num compartimento até $x = 1$. A diferença de densidade considerada é de 1%, e a velocidade de queda da partícula adimensionalizada é 0,02. A simulação foi feita usando um Número de Grashoff de $1.5E6$ e o Número de Schmidt de 1. Esse valor representa um Número de Reynolds da ordem de 1200, ou seja, um regime não completamente turbulento. O modelo de referência (Necker

et al. 2002), ilustrado na Figura 7.16, foi rodado com uma malha de 1220 x 200 x 221, perfazendo um total de 63.648.000 nós, durante 60 unidades de tempo.

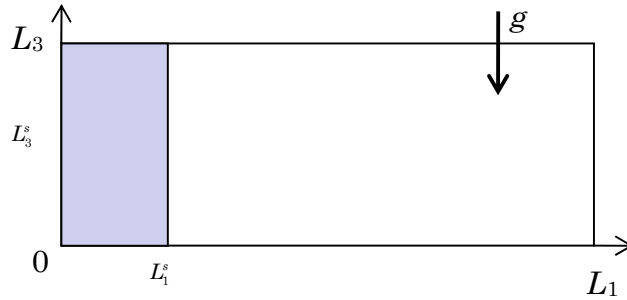


Figura 7.16 – Ilustração do modelo de referência

As premissas assumidas pelo modelo de Necker *et al.* (2002) são:

- a densidade das partículas é maior que a densidade do fluido;
- a velocidade vertical das partículas é igual a soma da velocidade vertical do fluido e da velocidade de queda das partículas (no fluido em repouso);

As equações resolvidas pelos autores podem ser expressas por:

$$\nabla \cdot u = 0 \quad (7.13)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \cdot \nabla u = -\nabla p + \frac{1}{\sqrt{Gr}} \nabla^2 u + ce^g \quad (7.14)$$

$$\frac{\partial c}{\partial t} + (u + u_s e^g) \cdot \nabla c = \frac{1}{\sqrt{Sc^2 Gr}} \nabla^2 c \quad (7.15)$$

Os termos adimensionais considerados são:

$$Gr = \left(\frac{\tilde{u}_b L}{\tilde{\nu}} \right)^2 \quad \text{é o número de Grashoff} \quad (7.16)$$

$$Sc = \frac{\tilde{v}}{\tilde{\kappa}} \quad \text{é o número de Schmidt} \quad (7.17)$$

$$u_s = \frac{\tilde{u}_s}{\tilde{u}_b} \quad \text{é a velocidade de queda} \quad (7.18)$$

onde:

$$\tilde{u}_b = \sqrt{\tilde{g}' L} \quad \text{é a velocidade de flutuação}$$

$$\tilde{g}' = \frac{\pi(\tilde{\rho}_p - \tilde{\rho})\tilde{c}_o\tilde{d}_p^3}{6\tilde{\rho}} \tilde{g} \quad \text{é a gravidade reduzida}$$

$$c = \frac{\tilde{c}}{\tilde{c}_o} \quad \text{é a concentração adimensional}$$

$$p = \frac{\tilde{p}}{\tilde{\rho}\tilde{u}_b^2} \quad \text{é a pressão adimensional}$$

A consideração da sedimentação no modelo de referência não é feita com a introdução do termo sumidouro, tal como exposto no item 7.1.2. Como não há, no desenvolvimento desse artigo, a pretensão de modelar a interação entre o fluido e a corrente depositada, o modelo assume que todo o volume que é sedimentado deixa a caixa pelo fundo, como se a caixa fosse vazada apenas para o sedimento, e não para o fluido. Isso é considerado assumindo a condições de contorno do escoamento de não escorregamento (*no slip*) no fundo e no topo ($u_x = u_y = u_z = 0$), e fluxos nulos na frente e nas laterais. As condições de contorno da equação de transporte são dadas pelas equações 7.19 e 7.20 abaixo:

$$\text{Topo:} \quad u_s c - \frac{1}{\sqrt{Sc^2 Gr}} \frac{\partial c}{\partial x_3} = 0 \quad (7.19)$$

$$\text{Base:} \quad \frac{\partial c}{\partial t} = u_s \frac{\partial c}{\partial x_3} \quad (7.20)$$

O cálculo da sedimentação proposto no modelo de Necker envolve duas integrais:

- $$\dot{m}_s = \frac{1}{L_2} \int_{\Gamma_b} c^h u_s d\Gamma \quad (7.21)$$

é o volume por tempo por unidade de largura, ou seja, é a taxa de sedimentação;

- $$Dt = \frac{1}{L_1 L_3} \int_0^t c^h u_s dt \quad (7.22)$$

é o total sedimentado ao longo do tempo por unidade de comprimento por unidade de altura.

Conforme comentado, o modelo de referência tem cerca de 60 milhões de nós. O modelo desse trabalho, para o caso em questão, doravante denominado modelo FEM¹⁴, foi montado com as seguintes características: 2.530.090 tetraedros lineares e 440.897 nós. Isso faz com que o modelo FEM seja cerca de 25 vezes menor que o modelo de referência. A Figura 7.17 mostra uma vista superior da malha FEM.

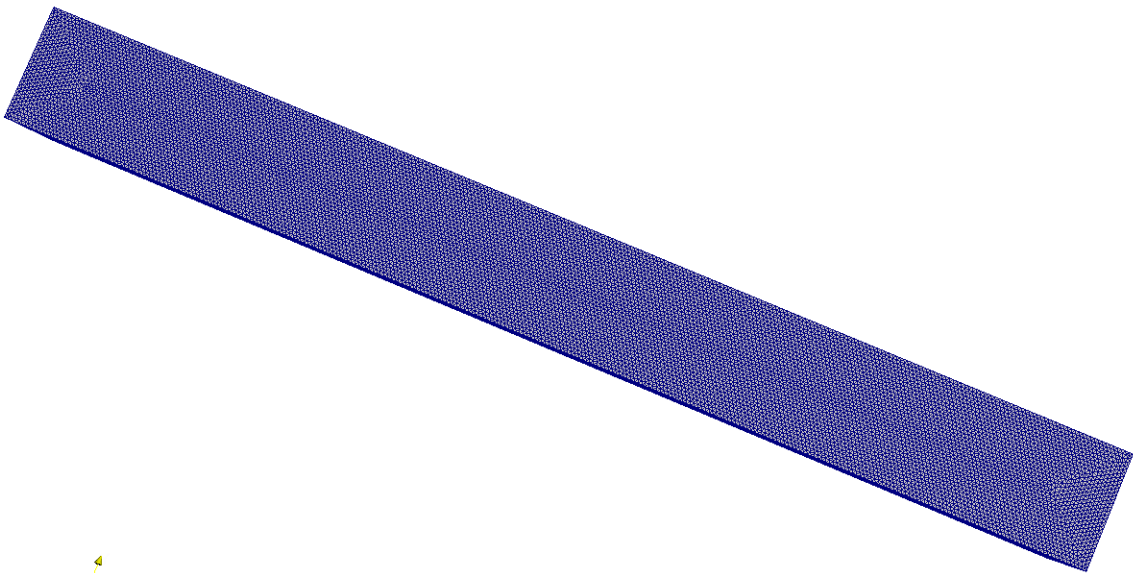


Figura 7.17 – Vista superior da malha FEM adotada

¹⁴ FEM – Método dos Elementos Finitos (*Finite Element Method*)

A comparação do modelo de referência com o aqui desenvolvido foi feita de três formas. A primeira é a comparação visual, mostrando as características do escoamento gerado pelos dois métodos. A segunda e a terceira são comparações quantitativas. A segunda compara a taxa de sedimentação contra o tempo, e a terceira o volume total sedimentado por unidade espacial.

A comparação visual pode ser vista na Figura 7.18. À esquerda observa-se o escoamento gerado pelo modelo de referência, e à direita o gerado pelo modelo FEM. A Figura de cima se refere ao tempo 8 segundos, e a inferior ao tempo 14 segundos.

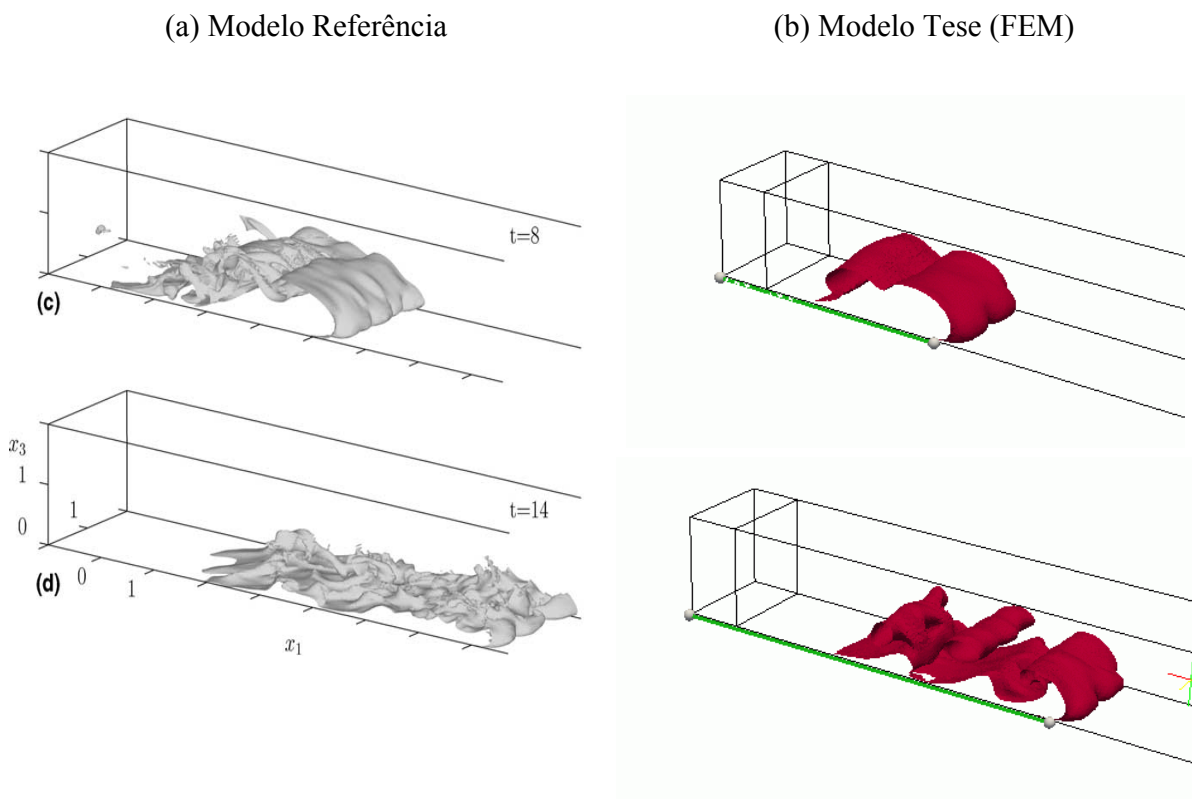


Figura 7.18 – Comparação visual do modelo de referência e do modelo FEM. A barra em verde representa a distância da última marcação no modelo à esquerda, indicando que a distância percorrida é similar. O valor da concentração visualizada é 0,25.

A Figura ilustra o comportamento da concentração de 0,25. Com 8 unidades de tempo, observa-se a formação das estruturas típicas das correntes de densidade, como os lobos e rachaduras na cabeça da corrente, e as instabilidades de Kelvin – Helmholtz

(vórtices) que se formam na porção superior da cabeça. Nesse tempo, a corrente está amplamente desenvolvida, dominada pelas forças inerciais, sendo perfeitamente visualizáveis a cabeça e o corpo da mesma.

Com 14 unidades de tempo, já temos um fluxo dominado pela perda de massa causada pela sedimentação, o que ocasiona uma maior importância das forças viscosas e a estrutura da cabeça e do corpo já não estão tão claras. Apesar dos dois modelos mostrarem feições similares, o modelo de referência apresenta uma riqueza de detalhes muito maior, em função do alto grau de refinamento da malha.

O segundo parâmetro de análise é a curva de taxa de sedimentação contra o tempo. A Figura 7.19 ilustra o comportamento dessa variável. Em azul temos o resultado do modelo de referência, e em vermelho o resultado desse trabalho. Observa-se claramente que o modelo FEM apresenta uma maior dispersão que o modelo de referência. A inclinação da reta na fase inicial se ajusta bem, mas a posição do pico de máxima taxa de sedimentação é retardada em relação à referência. O comportamento da curva do modelo FEM durante a fase de decaimento apresenta uma inclinação mais suave.

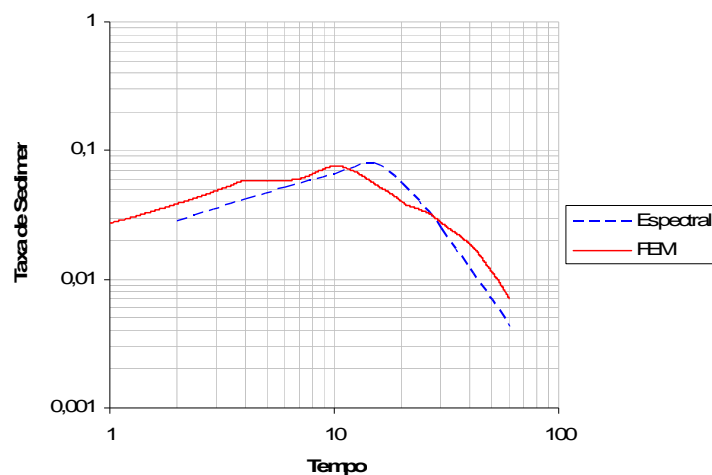


Figura 7.19 – Taxa de Sedimentação x unidade de tempo

O terceiro parâmetro de análise foi a curva de volume sedimentado ao longo de sua variação espacial, que pode ser vista na Figura 7.20. Mais uma vez se observa que o comportamento da curva do modelo FEM apresenta uma maior dispersão, se

caracterizando por uma suavização, ou seja, valores (relativamente) mais baixos na parte mais espessa, e valores (relativamente) mais altos na parte mais delgada. Comparando a curva do modelo FEM com as curvas do modelo espectral, vemos que a FEM apresenta um comportamento muito parecido com a curva 2D, com os picos na parte mais espessa mais ajustados e uma maior dispersão na porção mais distal da caixa.

Segundo Necker *et al.* (2002), uma das características do modelo 2D quando comparado ao 3D, como veremos no próximo item, é sua maior dispersão, e conseqüente avanço maior do depósito, em função das estruturas de vórtices não se desenvolverem adequadamente em três dimensões. Quando comparamos com o modelo FEM, vemos que o caráter dispersivo desse é ainda mais pronunciado que o 2D, e consistente com o gráfico da taxa de sedimentação apresentado na Figura 7.19.

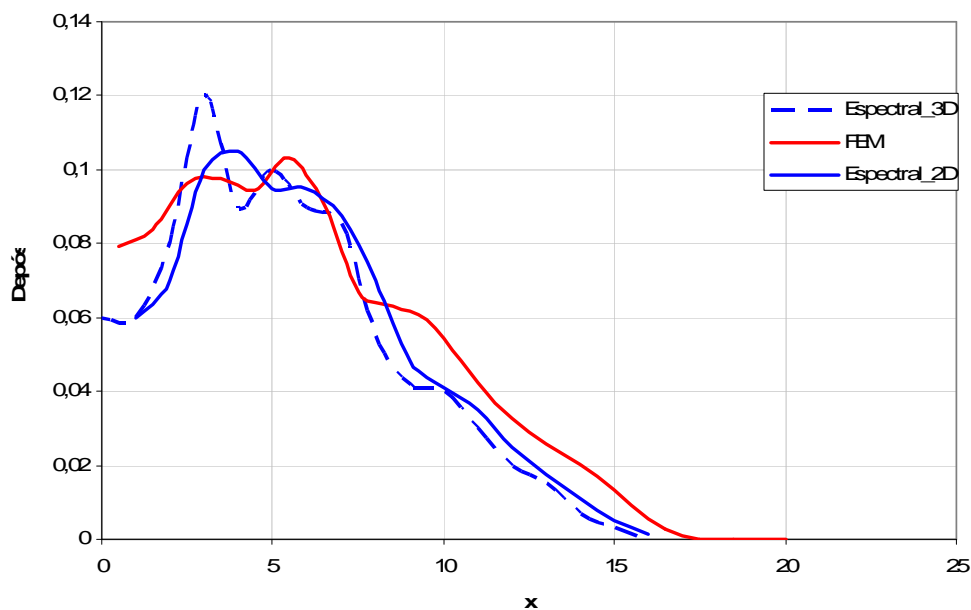


Figura 7.20 – Espessura do depósito ao longo do eixo x

A análise conjunta dos três parâmetros de comparação permite concluir que o modelo FEM consegue reproduzir de forma satisfatória o comportamento do modelo de referência no que diz respeito às suas características qualitativas, como por exemplo:

- reprodução das feições típicas dos fluxos turbulentos (lobos e rachaduras; vórtices de Kelvin-Helmholtz);
- evolução e permanência da geometria da corrente (cabeça e corpo);
- evolução da taxa de sedimentação ao longo do tempo;
- posicionamento adequado das zonas de maior e menor deposição.

A reprodução quantitativa, entretanto, é apenas razoável. A suspeita para isso recai no grau de refinamento da malha. O argumento é que o comportamento das curvas geradas pelo modelo FEM têm um efeito de dispersão, o que gera uma suavização geral dos fenômenos reproduzidos. Essa suavização, resultado da dispersão, é exatamente o efeito que se espera quando a representação do fenômeno é menos detalhada.

7.2.2 Modelo experimental como referência

No artigo de Necker *et al.*(2002), é apresentada uma validação do modelo usando como referência os resultados experimentais obtidos por Rooij & Dalziel (1998, *apud* Necker *et al.*, 2002). Em seus experimentos, os autores usaram uma geometria simplificada e avaliaram a sedimentação de partículas com uma velocidade de queda adimensionalizada de 0,02. O número de Grashoff utilizado foi de 1×10^8 , o que significa um número de Reynolds da ordem de 1×10^4 , ou seja, um fluxo turbulento.

Segundo relato dos autores, não foi possível produzir uma simulação 3D com o modelo espectral com turbulência via DNS, devido ao número de Reynolds ser muito grande, demandando uma capacidade computacional excessiva. Sendo assim as comparações foram feitas com o modelo espectral em 2D. Ao longo do artigo, comparações do modelo espectral em 2D e 3D mostraram haver semelhanças no comportamento do fluxo até cerca de 10 segundos, como mostra a Figura 7.21. Nela, o eixo x representa o tempo, e o eixo y à esquerda a posição da frente de avanço. O eixo y à direita representa o percentual de sedimento em suspensão. A curva tracejada representa o resultado em 2D, e a linha cheia o resultado em 3D. A curva com pontos e traços representa

o fluxo sem perda de massa por sedimentação. A comparação foi feita com o Número de Grashoff de 1.5×10^6 .

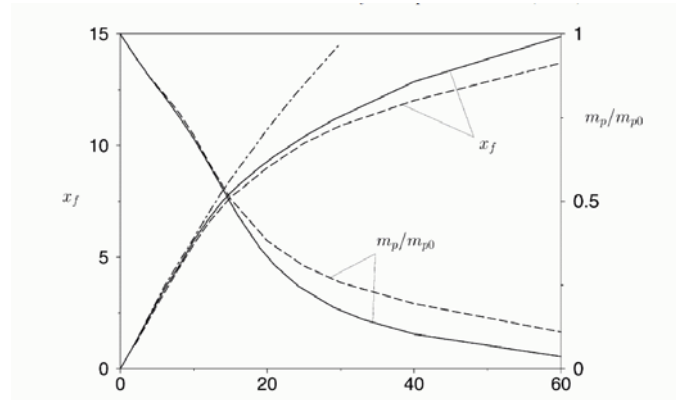


Figura 7.21 – Distância da frente de avanço por tempo (retirado de Necker *et al.* 2002). O eixo x representa a unidade de tempo. As curvas crescentes representam a velocidade da frente de avanço, e as decrescentes o percentual da massa de sedimento em suspensão. A curva tracejada é o modelo 2D e a cheia o 3D. A curva com traços e pontos representa o modelo sem consideração de sedimentação.

Com base nas comparações 2D e 3D, os autores compararam o volume sedimentado ao longo do eixo x . Os resultados são mostrados na Figura 7.22, onde a linha tracejada corresponde ao modelo experimental, e a linha cheia o modelo 2D espectral para o número de Grashoff 1×10^8 . O primeiro conjunto representa o tempo 7,3s, o segundo o tempo 10,95s e o terceiro o final da deposição. Segundo os autores, as diferenças mais significativas em termos de ajuste se encontram na parte próxima onde fica o fluido pesado. Nessa porção, argumentam eles, os resultados experimentais ficam afetados não só pela operação, mas também pela deposição do material ainda antes da liberação do fluxo, justificando as discrepâncias.

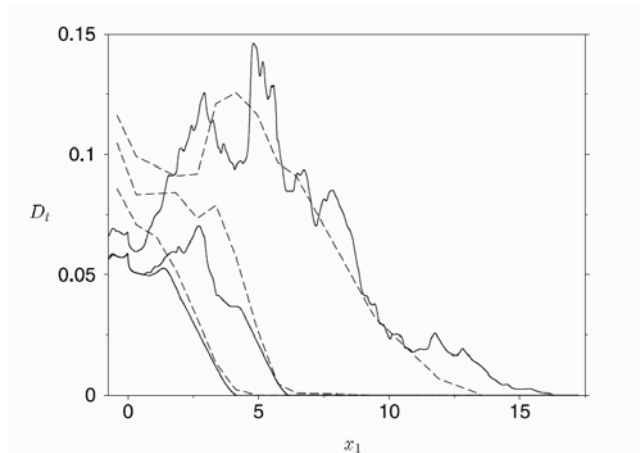


Figura 7.22 – Volume sedimentado x distância em x para diferentes tempos (retirado de Necker *et al*, 2002) para os tempos 7,3, 10,95 e fim da simulação. Tracejado é o modelo experimental, e linha cheia o modelo numérico.

O modelo FEM foi rodado em 3D para verificar o ajuste com os dados de laboratório. Em função do aumento do Número de Grashoff, optou-se por gerar um modelo mais refinado, tendo sido aumentado o modelo de cerca de 2.500.000 elementos para 3.200.025 elementos e 560.686 nós, um aumento de aproximadamente 28%. A Figura 7.23 mostra a malha usada, atentando para o fato que, nesse caso, o compartimento onde fica o fluido pesado inicialmente vai até a posição $x = 0.75$.

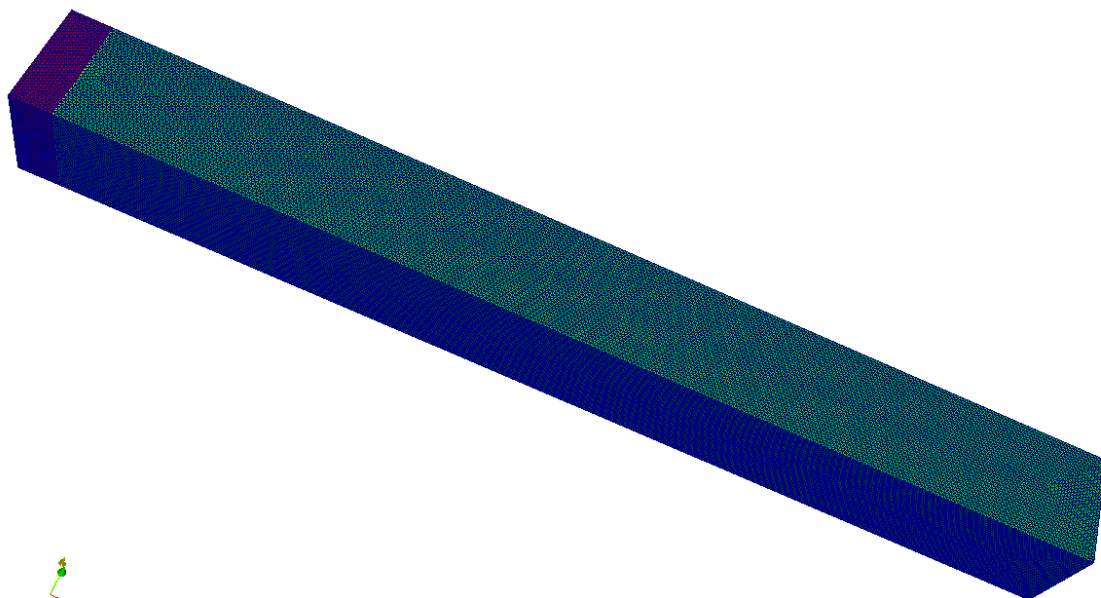


Figura 7.23 – Vista da malha do modelo de laboratório

Abaixo vemos a Figura 7.24 onde se comparam o modelo FEM, o modelo espectral 2D e o modelo de laboratório, para os tempos 7,3s e 10,95s e o tempo final da simulação. No eixo x temos a posição ao longo do comprimento, e no eixo y a espessura de sedimento.

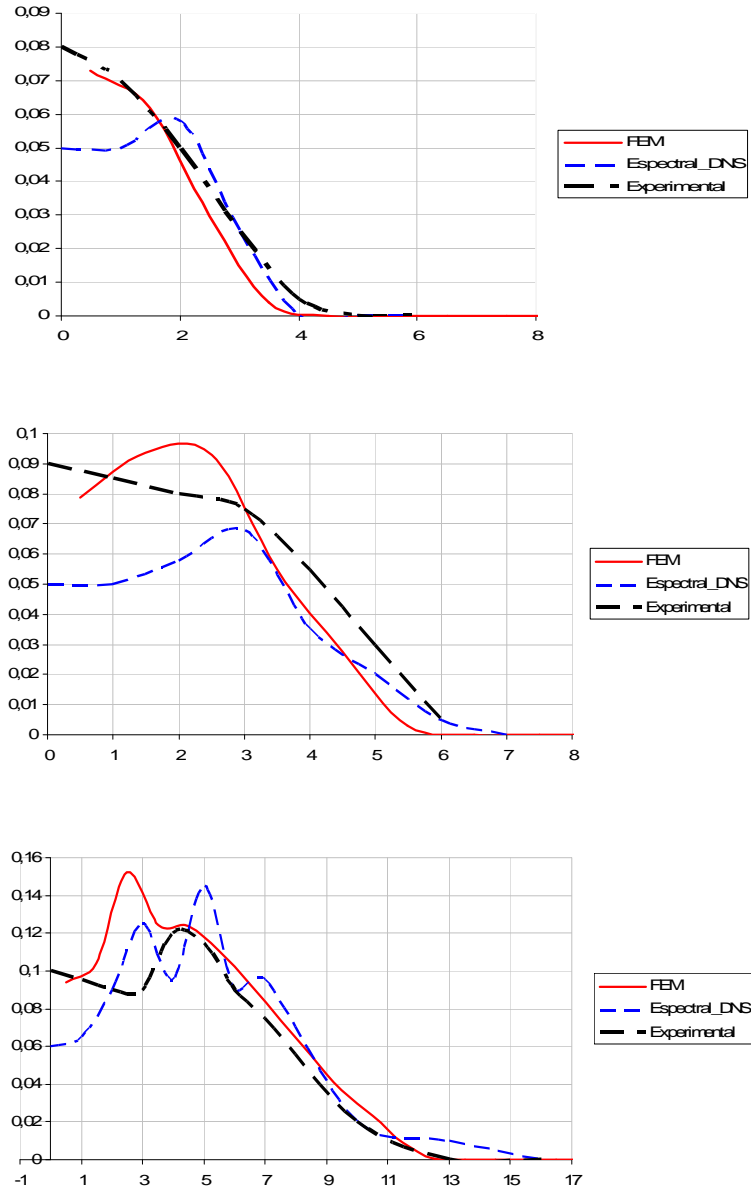


Figura 7.24 – Comparação da sedimentação entre os modelos – tempos 7,3, 10,9 e final

A análise dos resultados mostra que existe um ajuste razoável entre os três modelos. O modelo FEM têm aparentemente um máximo de deposição levemente deslocado para trás. Para o tempo de 10,95s, o alcance da sedimentação é menor no modelo FEM.

A análise das Figuras mostra também que, quando comparamos o resultado do modelo FEM com o modelo espectral, o efeito de dispersão que havia sido identificado no modelo anterior desaparece nessa simulação. Não há como comprovar, mas podemos suspeitar que o efeito pode ser causado pelo fato de que, na simulação 2D, a sedimentação é levada mais distante, uma vez que um maior percentual de sedimento permanece em suspensão, como podemos ver na comparação apresentada na Figura 7. 24.

De uma forma geral, guardadas as diferenças entre os métodos de laboratório e computacional, e as diferenças entre os métodos e graus de refinamento entre os modelos FEM e espectral, consideramos razoável a reprodução quantitativa e qualitativa do modelo aqui proposto.

CAPÍTULO 8

INTERAÇÃO DINÂMICA *FUNDO-CORRENTE*

A interação *fundo-corrente* é um dos mecanismos mais importantes a serem modelados quando se pretende reproduzir feições geológicas das correntes de turbidez. Isso porque, segundo os registros sedimentares observados nos afloramentos, existe, em algumas situações, um controle muito importante do fundo marinho na estrutura da corrente, influenciando de maneira decisiva no mecanismo de transporte e na geometria da deposição causada por essa corrente.

Em função da importância da condicionante fisiográfica na evolução da corrente, foi desenvolvido nesse trabalho um mecanismo que permite a corrente ‘sentir’ a presença e a mudança dinâmica do fundo marinho, causado pelo processo constante de deposição, que altera dinamicamente essa fisiografia. No item 8.1 descreveremos os mecanismos utilizados no programa para a sua devida implementação. No item 8.2 faremos uma análise da hidrodinâmica e da resposta deposicional da corrente a partir da sua interação com o fundo.

8.1 Implementação da Interação Fundo x Corrente

A interação *fundo-corrente* foi implementada a partir de duas estratégias combinadas, que denominamos *geométrica* e *física*. Na estratégia *geométrica*, nos preocupamos com a evolução espacial do processo de sedimentação, ou seja, de que forma os elementos da malha de simulação são afetados pelo processo de sedimentação. Na

estratégia *física*, tratamos das alterações de propriedades que os elementos sofrem à medida que são sujeitos à sedimentação.

8.1.1 Estratégia geométrica

Os elementos da malha de simulação podem assumir inicialmente duas condições: sujeitos à sedimentação (em azul na Figura 8.1), e não sujeitos à sedimentação (em branco na Figura 8.1). Da Figura 8.1 até 8.4, o que se representa é uma seção vertical numa malha hipotética, onde aparecem duas camadas de elementos. Os elementos sujeitos à sedimentação são aqueles que ocupam o fundo do malha no início do processo de simulação, e, mais importante, são os elementos em que são calculados os volumes sedimentados tal como descrito no capítulo 7.

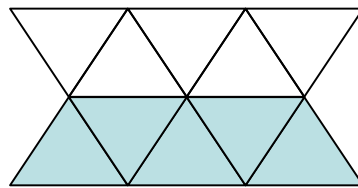


Figura 8.1 – Elementos sujeitos à sedimentação (em azul) na base do modelo

Os elementos azuis, que estão sujeitos à sedimentação, têm o volume de sedimento depositado calculado a cada passo de tempo, e assim vão, ao longo do tempo, alterando suas características. A porção amarela na Figura 8.2 ilustra, de forma meramente representativa, o volume de sedimento do elemento num determinado passo de tempo. Note que os demais elementos azuis, apesar de estarem sujeitos à sedimentação, não estão depositando nesse momento, ou seja, o volume de material sedimentado é nulo nesse passo de tempo.

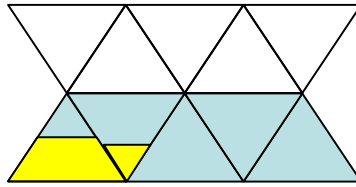


Figura 8.2 – Elementos com volume de partículas depositadas (em amarelo)

À medida que o sistema evolui, chega um momento em que o volume de sedimento ocupa toda a dimensão do elemento. Nesse momento, o programa considera esse elemento como completamente sedimentado, e passa a calcular a sedimentação nos elementos superiores conectados a ele, identificados automaticamente, e marcados em azul na fileira de cima na Figura 8.3. A partir desse ponto, um elemento, que podia assumir duas condições, passa a poder assumir três condições: sujeito à sedimentação (em azul), não sujeito à sedimentação (em branco) e completamente preenchido por sedimento (em amarelo).

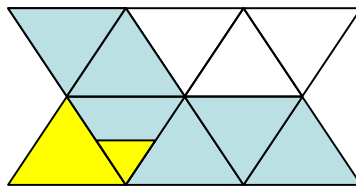


Figura 8.3- Elemento total e parcialmente preenchido por sedimentos (amarelo)

Como se pode observar na Figura 8.3, a partir do preenchimento do elemento amarelo, novos elementos azuis são definidos. Caso o volume de sedimento calculado no passo de tempo seja superior ao necessário para completar o volume do elemento, esse excesso é passado para os novos elementos azuis que surgem. Outra consideração é que o nó mais alto do elemento preenchido (figura 8.4) recebe uma atribuição de velocidade vertical nula ($u_z=0$) na solução do transporte, de forma a reduzir o volume de sedimento para esse elemento recém preenchido.

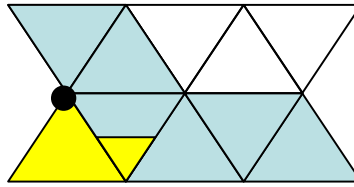


Figura 8.4 – Nó superior do elemento preenchido. Os elementos azuis formam a nova base do escoamento

A estratégia *geométrica* se resume então a um monitoramento da situação em que cada elemento da malha está em cada passo de tempo, e que depende da situação inicial do arranjo espacial, e da evolução da sedimentação ao longo do tempo e do espaço.

8.1.2 Estratégia física

A estratégia *geométrica* garante apenas que o cálculo da sedimentação esteja sendo feito na posição geométrica correta. No entanto, a existência de sedimentos num dado elemento exerce uma resistência ao deslocamento do fluido, causando uma alteração na estrutura do mesmo, que tende a começar a fluir por cima do material sedimentado. Na prática, a velocidade no elemento sedimentado deve tender a zero, devido à resistência ao escoamento exercida pela massa de partículas depositada, alterando o perfil de velocidade acima dela. Fisicamente, o que ocorre é que uma massa sedimentada altera a viscosidade nessa região, alterando o comportamento da velocidade.

Para podermos definir a alteração dos parâmetros, precisamos investigar a reologia das misturas de água e sedimento, que vai controlar o escoamento nos elementos sujeitos à sedimentação.

8.1.2.1 Reologia das misturas de água e sedimento

A reologia é o estudo do como uma matéria se deforma quando submetida a tensões, e envolve propriedades como elasticidade, plasticidade e viscosidade (Fox & Mc

Donald, 1998). Quando aplicada aos fluidos, admite algumas classificações, dentre as quais apresentamos a da Figura 8.5.

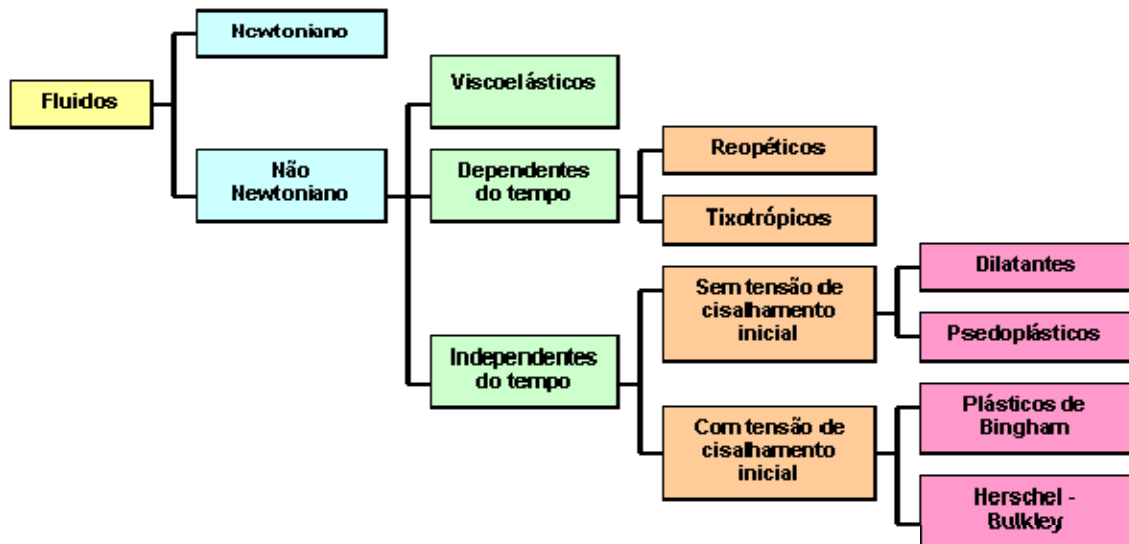


Figura 8.5 – Sistema de classificação do comportamento reológico dos fluidos (retirado de http://www.setor1.com.br/analises/reologia/cla_ssi.htm)

A classificação entre fluidos Newtonianos e não Newtonianos é a que mais nos interessa quando se trata de estudar a mistura de água com sedimentos. Fluidos Newtonianos são aqueles cuja deformação é linearmente dependente da tensão, como se pode ver no gráfico da Figura 8.6. A viscosidade, que é representada pela inclinação na curva tensão x taxa de deformação, é constante para esses fluidos, ou seja, a resistência molecular ao escoamento, que é fisicamente o significado da viscosidade, não depende da tensão a que o fluido é submetido.

Em contrapartida, não Newtonianos são os fluidos cujo comportamento na curva tensão x deformação é não linear, e portanto a viscosidade, ou seja, a resistência molecular ao escoamento, depende da tensão a que o fluido é submetido. Dentre os comportamentos não lineares destacamos o dilatante, onde a viscosidade aumenta à medida que a tensão aumenta, e o pseudoplástico, onde a viscosidade diminui com a tensão. São importantes também os fluidos que se caracterizam por necessitar de uma tensão crítica a partir da qual a deformação começa a se manifestar. Acima dessa tensão a viscosidade pode se manter constante, definindo o fluido plástico de Bingham, ou pode ir diminuindo com a tensão, caracterizando o comportamento de Herschel – Bulkley (Fox & Mc Donald, 1998).

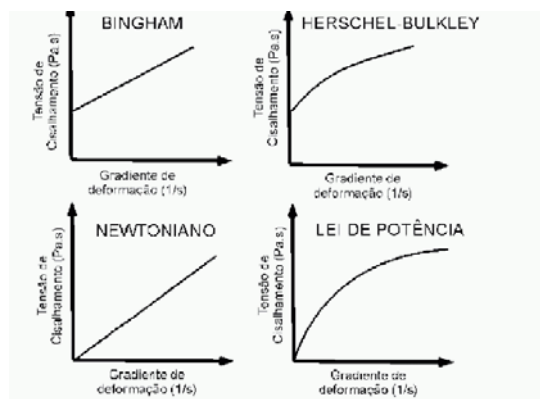


Figura 8.6 – Gráfico Tensão de Cisalhamento \times Taxa de Deformação em Fluidos (retirado de Manica, 2009)

A análise de suspensões, que são misturas de dois ou mais compostos - no nosso caso água e sedimentos - é objeto de estudo há muito tempo no domínio da Química. Em seu livro *Flow properties of disperse systems* (Roscoe, 1953), o autor apresenta uma divisão entre suspensões de partículas não atrativas e atrativas. Segundo esse autor, quando as partículas são não atrativas, ou seja, quando não existem forças que as atraiam, a tendência é que a mistura admita uma reologia Newtoniana. Suspensões de partículas atrativas, não inertes, tendem a desenvolver uma reologia não Newtoniana.

O comportamento da viscosidade das misturas ou suspensões não atrativas, apesar do comportamento Newtoniano, sofre influência da concentração em volume dos compostos formadores dessa mistura. No nosso caso, admitindo a mistura de água e sedimentos, e considerando os sedimentos inertes, ou não atrativos, é importante documentar o efeito da concentração volumétrica na viscosidade da mistura. Sabe-se, pela inspeção na literatura, que a mistura de material não atrativo pode alterar o comportamento de Newtoniano para não Newtoniano à medida que a concentração de partículas vai aumentando, embora o limite não seja muito bem definido.

A análise dessa dependência ocupou diversos autores. Einstein (1906, 1911, *apud* Vand, 1947a,b) estudou o comportamento da alteração da viscosidade de um fluido ao se adicionar a ele pequenas concentrações de partículas. Einstein chegou a uma equação em que, devido ao alto grau de diluição da mistura, considera a modificação do escoamento

causada por cada partícula de forma independente, sem considerar a interação entre as partículas. A equação de Einstein assume a forma

$$\eta_r = 1 + 2.5c \quad (8.1)$$

onde η_r é a razão entre a viscosidade da mistura e a viscosidade do fluido original e c a concentração.

A extensão da fórmula de Einstein para maiores concentrações e para diferentes tamanhos de partículas não é trivial. O experimento de adicionar a uma mistura pequenas concentrações de partículas cada vez maiores, assumindo que cada incremento obedece à relação de Einstein, levou a uma família de equações cuja forma geral, desenvolvida por Brinkman (1952, *apud* Roscoe, 1953) e Roscoe(1952, *apud* Roscoe, 1953), é:

$$\eta_r = (1 - c)^{-2.5} \quad (8.2)$$

Essa família de equações se aproxima da equação de Einstein para valores muito baixos de concentração. Entretanto, à medida que a concentração aumenta, a viscosidade tende a crescer muito fortemente.

Ao expandir o conceito de concentração volumétrica não apenas ao volume das partículas, mas também ao volume de água adsorvida às partículas, e ao volume de água preso entre o arranjo das partículas, à medida que a concentração aumenta, Chu (1980, 1983, *apud* Wan e Wang, 1994) apresenta a equação

$$\eta_r = (1 - \theta Kc)^{-2.5} \quad (8.3)$$

onde θ diz respeito ao volume ocupado pela água livre entre as partículas, e K ao volume de água adsorvida às partículas.

Na mesma linha, Fei (1982, *apud* Wan e Wang, 1994) e Fei & Yang (1985, *apud* Wan e Wang, 1994) desenvolvem a equação

$$\eta_r = (1 - K'c)^{-2.5} \quad (8.4)$$

onde K' é denominado o coeficiente de concentração efetiva, e representa a razão entre a soma do volume das partículas, da água adsorvida, e da água livre, dividido pelo volume das partículas. Segundo Fei (*apud* Wan e Wang, 1994), quando não há partículas finas o efeito de adsorção é desprezível, e o fator K' depende apenas da água livre, que, por sua vez depende do tipo de empacotamento ao qual as partículas são submetidas. Sendo assim:

$$k' = \frac{1}{1 - \phi} \quad (8.5)$$

$$\eta_r = \left(1 - \frac{c}{1 - \phi}\right)^{-2.5} \quad (8.6)$$

onde ϕ é a porosidade limite para um dado arranjo espacial das partículas. Para o caso de um arranjo cúbico regular o valor de ϕ é 47,6%, e para um arranjo hexagonal é 26% (Roscoe, 1953). Para esse caso, a porosidade é o complemento do volume das partículas, e a concentração máxima pode ser escrita como função da porosidade limite como:

$$c_m = 1 - \phi \quad (8.7)$$

$$\eta_r = \left(1 - \frac{c}{c_m}\right)^{-2.5} \quad (8.8)$$

Para o caso de suspensão com partículas finas, Fei e Yang (1985, *apud* Wan e Wang, 1994) desenvolveram a equação:

$$\eta_r = \left(1 - \left(1 + \frac{3}{2} \left(\frac{c_m - c}{c_m} \right)^4 \right) \frac{c}{c_m} \right)^{-2.5} \quad (8.9)$$

A pesquisa na literatura sobre dados experimentais de suspensões de partículas de sedimento em água não apresentou muito material. Roscoe (1952, *apud* Wan e Wang, 1994) cita ajustes experimentais à equação de Einstein para valores baixos de concentração. Wan & Wang (1994), em seu livro *Hyperconcentrated flows* ilustram boa qualidade de ajustes das equações de Chu e Fei aos dados experimentais, analisando apenas do ponto de vista visual.

Para a nossa pesquisa, nos deteremos nos resultados experimentais da tese de doutorado denominada *Geração de correntes de turbidez de alta densidade: condicionantes hidráulicos e deposicionais*, defendida por Manica em 2009 no NECOD (*Núcleo de Correntes de Densidade*) do Instituto de Pesquisas Hidráulicas da UFRGS, já mencionada em nosso capítulo 2.

Nessa tese foram estudadas correntes de turbidez de alta densidade a partir de experimentos físicos em laboratório. Foram realizados 25 experimentos variando o tipo e a concentração do material em suspensão. O material foi analisado segundo três tipos de mistura: *não coesivas*, *mistas* e *coesivas*, sendo a primeira relativa a suspensões não atrativas de Roscoe (1953) e as demais a suspensões atrativas. As concentrações analisadas variaram de 2,5% a 35%.

Como parte inicial de sua pesquisa, Manica apresenta o modelo reológico desenvolvido para cada um dos três tipos de mistura. O primeiro tipo, a mistura *não coesiva*, apresentou um comportamento Newtoniano, como era de se esperar. As demais misturas, *mista* e *coesiva*, apresentaram um comportamento não Newtoniano, e o modelo que melhor se ajustou aos dados foi o de Herschel – Bulkley. Do ponto de vista do comportamento da viscosidade relativa (viscosidade da mistura / viscosidade do fluido

original) com a concentração, os resultados apresentados pela análise de Manica podem ser vistos na Figura 8.7. A apresentação da curva toma aqui o lugar dos pontos experimentais, em função dos coeficientes de determinação dos ajustes terem sido acima de 99%.

O que se pode verificar é que a mistura *não coesiva* apresenta um comportamento linear da viscosidade com a concentração, como é previsto na equação de Einstein. Esse comportamento se manteve linear para os valores de concentração amostrados (máximo de 35%), mas teoricamente essa mistura evoluiria para um comportamento não linear para concentrações mais elevadas. As misturas *mistas* e *coesivas*, cujos comportamentos são não Newtonianos, apresentam uma relação fortemente não linear da viscosidade com a concentração. Esse gráfico mostra que a introdução de partículas coesivas faz com que, paulatinamente, o aumento abrupto da viscosidade se dê em concentrações menores.

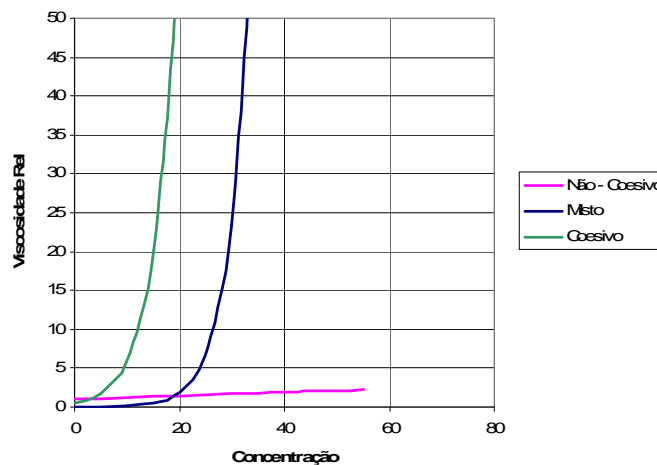


Figura 8.7 – Comportamento da viscosidade relativa com a concentração de partículas (adaptado de Manica, 2009)

No domínio da simulação que estamos estudando, interessa-nos estimar o valor da viscosidade para os elementos do modelo que vão, paulatinamente, sendo preenchidos de sedimento. Para um elemento completamente preenchido de sedimento, assumindo que as partículas que modelamos são *não coesivas*, devemos esperar uma concentração que seja função apenas do arranjo espacial dessas partículas.

Assumindo que nesse nível de concentração as partículas já formam um contínuo, o arranjo das mesmas define uma porosidade, e para tanto podemos usar a equação de Fei. Aplicando a equação de Fei (8.6) para diferentes configurações de arranjo das partículas (diferentes concentrações máximas), e plotando as mesmas em conjunto com os dados experimentais de Manica, vemos, na Figura 8.8, que o comportamento é muito similar ao comportamento não Newtoniano das misturas *mistas* e *coesivas*, ocorrendo, no entanto, em concentrações mais altas. Nesse caso, o que confere o caráter não Newtoniano não são as forças de atração química entre as partículas, mas sim o seu empacotamento físico. Verificamos que, para diferentes valores de C_{max} , o incremento de viscosidade é no mínimo da ordem de 10^3 , parecendo aumentar para valores de C_{max} maiores (menores porosidades).

Sendo assim, para a configuração de viscosidade dos elementos completamente preenchidos de sedimento de nosso modelo de simulação, onde a concentração atinge o valor de c_m , devemos considerar um incremento mínimo de viscosidade acima de 10^3 unidades de viscosidade. Esse é o procedimento que será adotado na simulação.

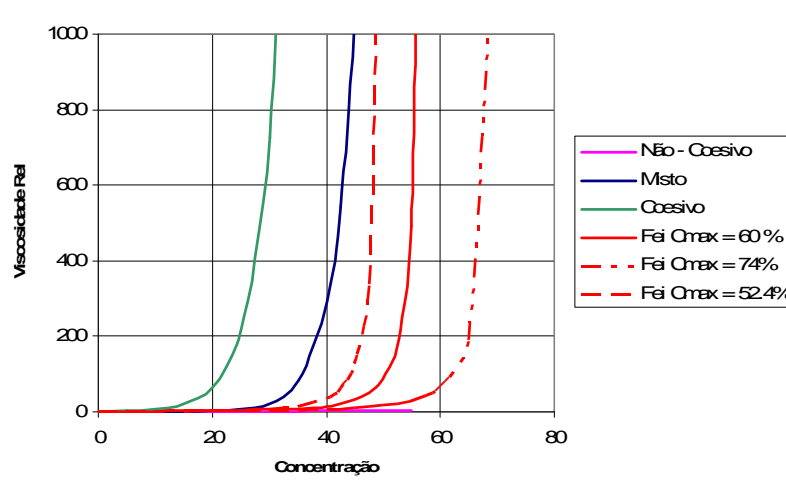


Figura 8.8 – Comportamento da Viscosidade Relativa x Concentração de partículas – Modelos de Manica (2009) comparados com a equação de Fei para diferentes concentrações máximas

8.1.2.2 Implementação da variação de viscosidade

De acordo com os resultados da análise reológica das misturas de água e sedimento, foi definida uma estratégia para a implementação do aspecto *físico* da interação *fundo-corrente*. São inicialmente definidas duas viscosidades no início da simulação: a viscosidade do fluido (μ_f) e a viscosidade do sedimento na sua concentração máxima (μ_{sed}). Para cada passo de tempo, calcula-se o percentual de volume depositado (V_{sed}) em relação ao volume do elemento (V_{el}), e calcula-se a viscosidade do elemento (μ_{el}) por uma regra de três simples, conforme descrito abaixo:

$$\mu_{el} = \frac{V_{sed}}{V_{el}} * \mu_{sed} + \frac{(V_{el} - V_{sed})}{V_{el}} \mu_f \quad (8.10)$$

Conforme descrito no item 8.1.2.1, não existe um valor bem definido para a atribuição da viscosidade do sedimento (μ_{sed}), uma vez que não há dados experimentais de misturas não coesivas para altas concentrações. A análise dos dados de misturas *não coesivas, mistas e coesivas*, em conjunto com as equações desenvolvidas para modelar o efeito da concentração em misturas, revelam que o valor mínimo a ser considerado para a viscosidade do sedimento é de igual a viscosidade do fluido (μ_f) multiplicado por 10^3 unidades de viscosidade.

Em função dessa incerteza, fizemos uma análise do efeito do parâmetro μ_{sed} calculando a velocidade horizontal média nos elementos preenchidos de sedimento. O gráfico, ilustrado na Figura 8.9, mostra a velocidade média nos elementos ao longo do tempo de simulação, assumindo fator multiplicador de viscosidade de 10^3 e 10^4 . A linha rosa cheia mostra a velocidade dos elementos que não estão sujeitos à sedimentação (elementos brancos na Figura 8.3), e a rosa pontilhada a velocidade dos elementos que estão preenchidos por sedimentos (elementos amarelos na Figura 8.3) com o fator multiplicador de 10^4 . A linha azul mostra o comportamento da velocidade usando o fator multiplicador de 10^3 . Observe que o registro de velocidade para esses elementos começa

em cerca de 2,5 unidades de tempo, suficiente para que o primeiro elemento fosse preenchido por sedimento.

Para a viscosidade calculada com o fator 10^4 , vemos que a velocidade, além de muito próxima de zero, têm valores da ordem de 100 vezes menores que os elementos não sujeitos à sedimentação. Para a velocidade calculada com o fator 10^3 , vemos que existe uma redução em relação aos elementos não sujeitos à sedimentação, mas ele é da ordem de 10 vezes menor, se distanciando mais da tendência de zerar a velocidade no elemento sedimentado. Na prática, consideramos que o efeito desejado de redução de velocidade pode ser atingido usando o fator de 10^4 , que, como vimos, é fisicamente justificado pelos dados experimentais e pelas equações que descrevem o processo.

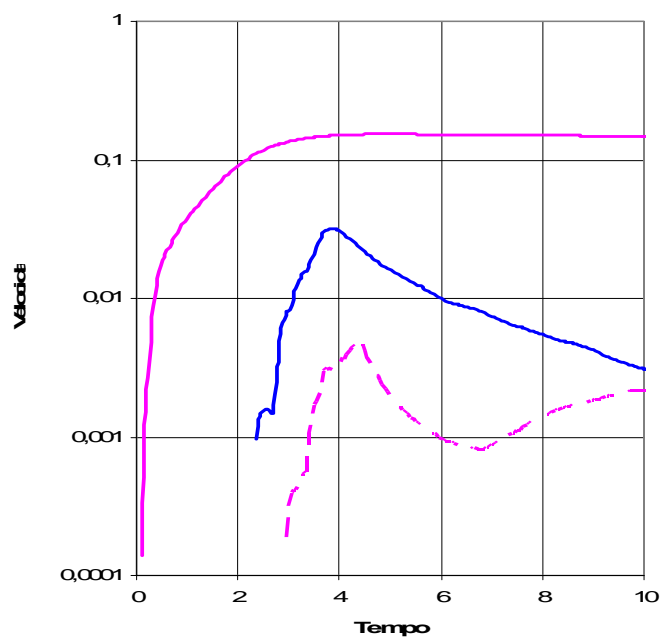


Figura 8.9 – Velocidades dos elementos ao longo do tempo (ver texto). Em rosa, linha cheia, temos a velocidade dos elementos não sujeitos à sedimentação. Em azul, a velocidade dos elementos preenchidos por sedimento com $\mu_{sed} = 10^3$, e rosa pontilhado com $\mu_{sed} = 10^4$

Resumindo, a consideração da interação do fluxo com o fundo têm duas abordagens: *geométrica*, que modifica dinamicamente o estado de um elemento, definindo os três tipos de estado que um elemento pode assumir; *física*, que altera a viscosidade do

elemento que contém sedimentos (elementos amarelo e azul) de forma a reduzir drasticamente sua velocidade, tal como ocorre na natureza.

8.2 Análise da Interação Fundo x Corrente

A análise da implementação da interação *fundo-corrente* foi feita segundo dois aspectos: hidrodinâmico e deposicional. No primeiro vamos investigar o efeito que a introdução da interação causa nos parâmetros hidrodinâmicos da corrente. No segundo, avaliaremos o efeito causado pela interação no registro deposicional.

Para essa análise foram definidos dois modelos. O primeiro, denominado *Modelo 0*, não considera a modificação do fundo ao longo do tempo. Ele é usado aqui apenas em termos comparativos. O segundo, denominado *Modelo 1*, considera a interação *fundo-corrente* nos seus aspectos *geométrico* e *físico*. O fator multiplicador de viscosidade utilizado foi 10^4 . O modelo é uma caixa de dimensões $x = 10$, $y = 2$ e $z = 2$, com configuração do fluido denso inicialmente confinado a um compartimento na posição $x = 1$ (Figura 8.10). A diferença de densidade considerada foi de 2%, e o número de Reynolds considerado foi da ordem de 3000. O modelo tem 1.070.422 elementos, com 191.135 nós.

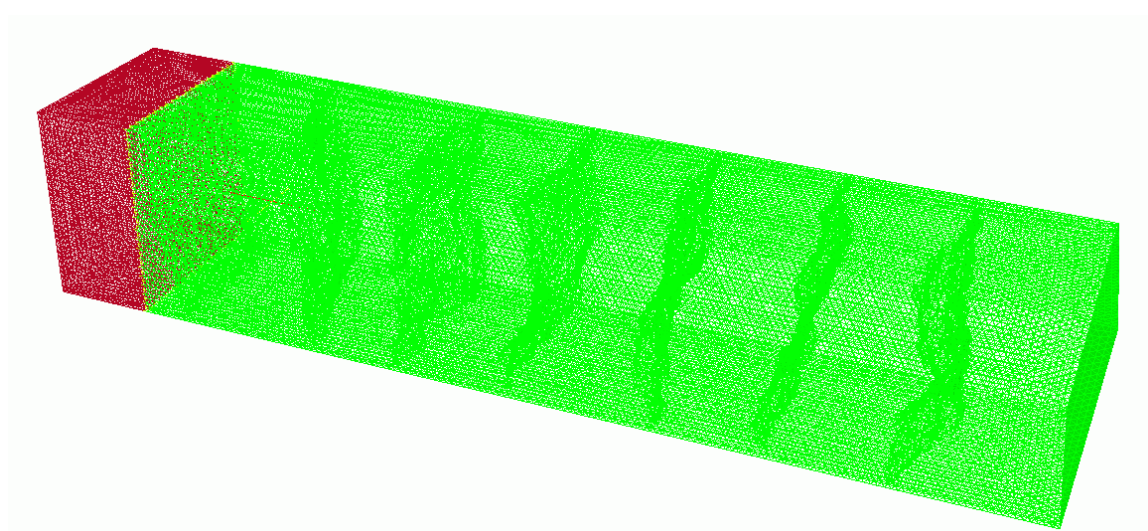


Figura 8.10 – Malha com a posição da configuração da condição inicial do fluido pesado em vermelho. As marcas na região verde representam partições para o processamento em paralelo.

Para análise, escolheu-se uma seção em $x = 3,0$, onde ocorre boa parte da sedimentação, permitindo a análise mais detalhada do efeito do fundo que se move.

8.2.1 Análise Hidrodinâmica

A Figura 8.11 mostra, na parte superior, as velocidades e, na parte de baixo, as concentrações versus a altura do modelo. Do lado esquerdo vemos o *modelo 0*, e no lado direito o *modelo 1*. Por fim as cores representam diferentes tempos da simulação na seção $x=3$.

A primeira observação relevante diz respeito à estrutura de velocidade e concentração da corrente ao longo da vertical, que são muito similares à estrutura observada nos modelos experimentais (Figura 2.7). A única diferença importante é a concentração na unidade de tempo 4 (4s), cujo valor máximo ainda não se dá na base, devido provavelmente ao pouco tempo de simulação, quando o efeito gravitacional ainda não se desenvolveu completamente.

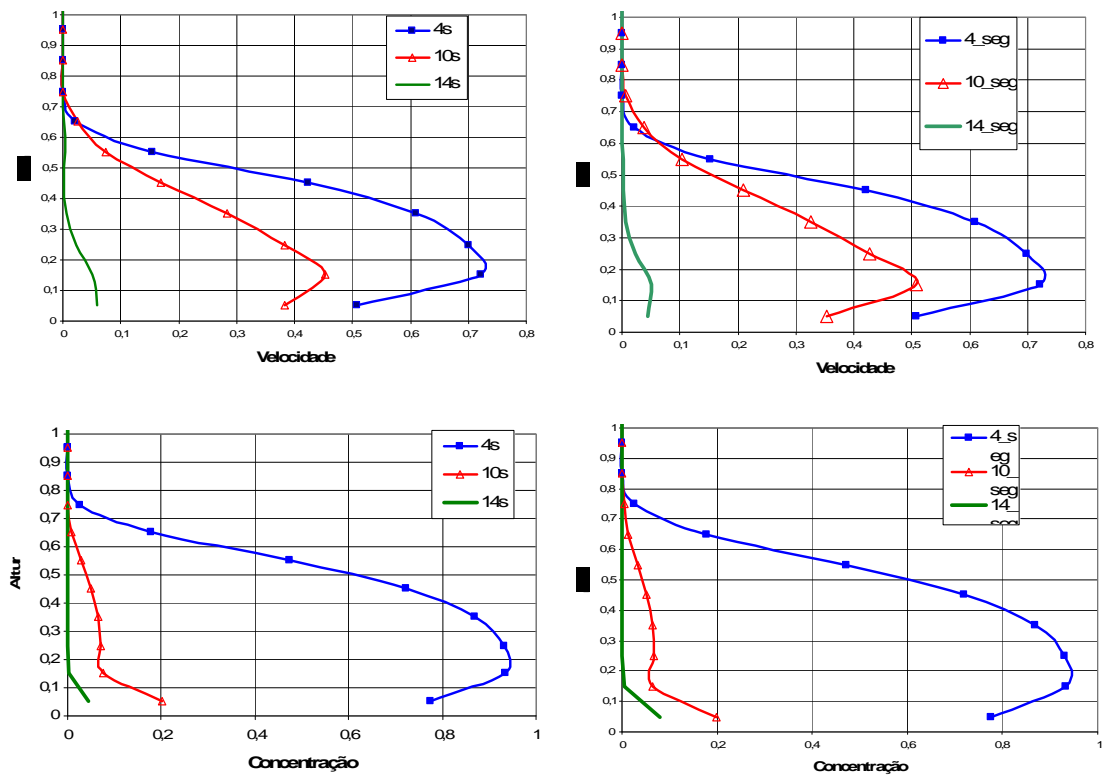


Figura 8.11 – Parte superior: velocidade x altura. Parte inferior: concentração x altura. Lado esquerdo *Modelo 0*. Lado direito *Modelo 1*. Azul = 4s, Vermelho = 10s, Verde = 14s.

Comparando as diversas unidades de tempo, vemos que, na seção $x = 3$, existe um decréscimo da velocidade ao longo do tempo, que se faz acompanhar de um decréscimo na concentração. Por fim, a diferença entre o comportamento hidrodinâmico dos modelos com e sem interação é muito pequena.

Refinando um pouco mais a análise, comparamos os dois modelos nos mesmos gráficos na Figura 8.12. Do lado esquerdo temos uma análise dos parâmetros hidrodinâmicos velocidade e concentração na unidade de tempo 10 (10s), e do lado direito a mesma análise para a unidade de tempo 14 (14s). Esses dados se referem aos elementos brancos e azuis da Figura 8.2, ou seja, os elementos não preenchidos completamente por sedimento.

O que se observa de relevante nesse gráfico é que o *modelo 1* apresenta velocidades menores na camada basal, quando comparado com o *modelo 0*. Isso significa que a

introdução da alteração da viscosidade faz com que, paulatinamente, a velocidade do elemento sendo sedimentado vá caindo. A redução é pouco significativa ainda, uma vez que esse valor é uma média de todos os elementos azuis e brancos que ocorrem numa dada profundidade do modelo.

Detalhando ainda mais a análise, observamos na Figura 8.13 as velocidades do lado esquerdo e as concentrações ao lado direito. Na parte superior estão considerados apenas os elementos azuis, enquanto na parte inferior os elementos amarelos.

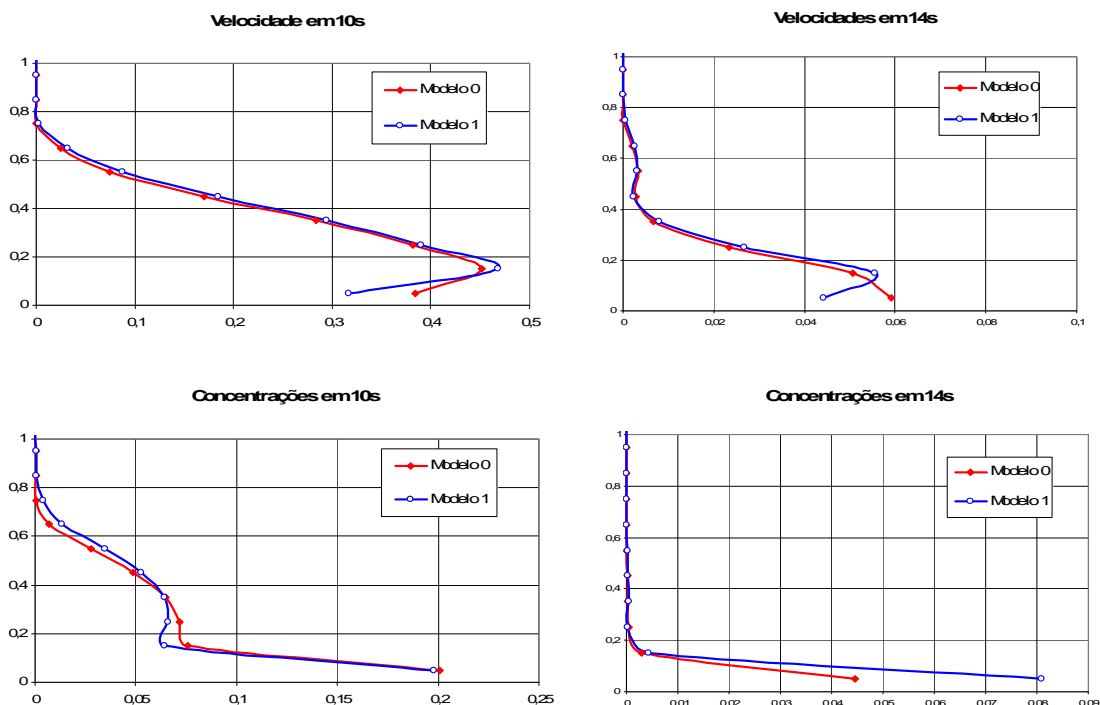


Figura 8.12 - Parte superior: velocidade x altura. Parte inferior: concentração x altura. Lado esquerdo tempo = 10 unidades. Lado direito: tempo = 14 unidades. Vermelho *Modelo 0* e azul *Modelo 1*

Nesse gráfico temos em vermelho o *modelo 0* e em azul o *modelo 1*. O lado esquerdo da Figura ilustra claramente o que ocorre nos dois modelos. O *modelo 0* só aparece na Figura de cima, uma vez que, como ele não têm interação *fundo-corrente*, seus elementos nunca alteram de estado, e portanto nunca se tornam completamente sedimentados. O patamar de velocidade desse modelo, para essa posição e esse tempo, varia de 0.01 a 0.06. Quando o comparamos com o *modelo 1*, vemos que o patamar de

velocidades se mantêm praticamente o mesmo, mas a altura se alterou. Essa alteração da altura é exatamente o efeito esperado pelo aspecto *geométrico*, uma vez que, para esse tempo e posição, os elementos da base já foram preenchidos por sedimento, mudando o estado de sujeitos à sedimentação para completamente sedimentados.

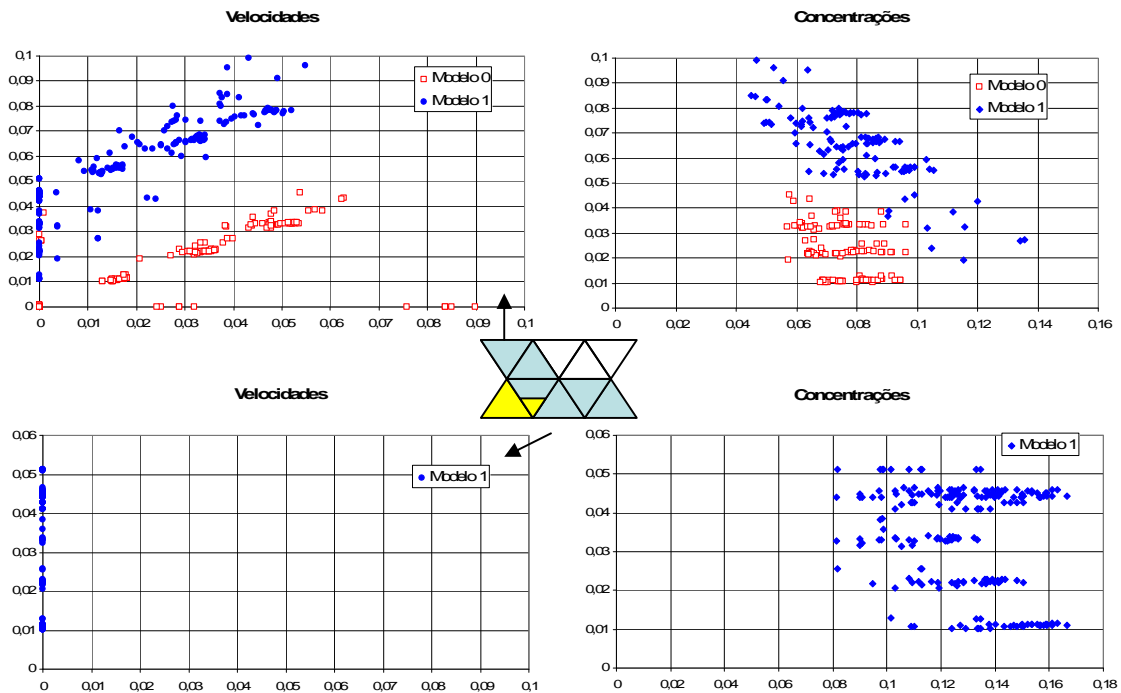


Figura 8.13 – Superior: Velocidade x altura e concentração x altura dos elementos azuis. Os elementos no Modelo 0 são sempre os da base, pois não há alteração de viscosidade. Os elementos no Modelo 1 tem uma altura maior devido a alteração geométrica. Inferior: Velocidade x altura e concentração x altura dos elementos amarelos. Note que eles só ocorrem no Modelo 1, devido a interação fundo x corrente.

Ao analisarmos a Figura 8.12 inferior esquerda, vemos que o efeito *físico* de alteração da viscosidade aparece, pois esses elementos do *modelo 1* que se tornaram completamente sedimentados, admitem uma velocidade muito baixa, próxima de zero, como era o desejado ao introduzirmos esse efeito.

Analisando do ponto de vista da concentração vemos que a Figura superior direita têm o mesmo significado que a Figura 8.12 superior esquerda, ou seja, a concentração dos elementos sujeitos a sedimentação sofre uma translação para cima, como era o desejado.

Resumindo a análise hidrodinâmica, vemos nas Figuras 8.11 e 8.12, que representam um comportamento médio dos elementos, que a introdução da interação *fundo-corrente* gera alterações muito pequenas no comportamento médio da corrente, ficando sugerida sua expressão na análise da velocidade da base do modelo na Figura 8.12.

Mas um olhar mais detalhado, que ocorre na Figura 8.13 quando são plotados os valores em todos os elementos de uma dada seção, mostra que o comportamento do modelo é exatamente o que se espera. Ao completar a sedimentação de um elemento, esse elemento têm o seu valor de velocidade drasticamente reduzido, transferindo a região do escoamento para os elementos superiores. Esses elementos, por sua vez, assumem valores de velocidade e concentração compatíveis com a nova base do modelo de escoamento, tal como revela sua comparação com o *modelo 0*, onde o valor da base no mesmo tempo é apresentado.

8.2.2 Análise da Deposição

Em função da alteração das características *físicas e geométricas* implementadas no algoritmo, o resultado do ponto de vista dos depósitos aparece, uma vez que são afetados, como demonstramos, os parâmetros hidrodinâmicos do escoamento.

A Figura 8.14, que é uma seção em $x = 3$, mostra o depósito gerado pelo *modelo 0*, sem interação *fundo x corrente* na parte superior, e do *modelo 1*, que considera a interação, na parte inferior. Dividimos em dois tempos, vermelho e verde, para ilustrar melhor o comportamento do depósito.

O depósito no tempo da camada vermelha é praticamente igual nos dois modelos, em função de que, para pequenos tempos, os elementos da base ainda não tiveram uma alteração significativa de velocidade, devido a sedimentação estar ainda em fase incipiente. Nesse tempo, o que controla o depósito são as características hidrodinâmicas do escoamento que responde a um fundo plano.

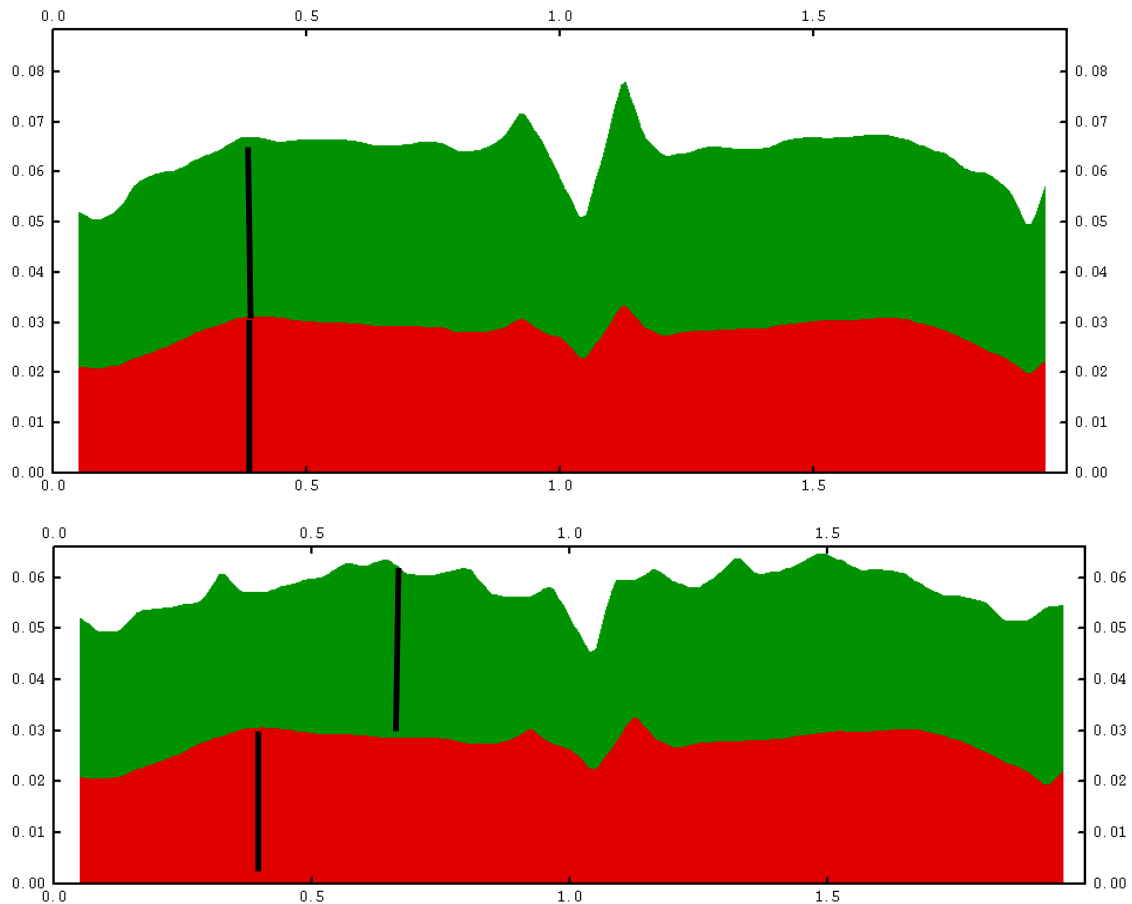


Figura 8.14 – Depósitos do *modelo 0* e do *modelo 1*

No tempo representado pela cor verde, observamos que o *modelo 1* responde de forma distinta do *modelo 0*. Nesse caso, observa-se que a zona de maior espessura no tempo do depósito verde (representada pela barra preta no desenho) muda de posição, uma vez que a corrente, nesse tempo, percebe a presença do fundo mais alto à esquerda, na posição de maior espessura do tempo anterior. No modelo sem interação, vemos que a zona de maior espessura se mantém na mesma posição, pois o controle do depósito continua exclusivamente dado pelas características da corrente, sem receber influência do fundo, que continua plano.

O exemplo mostrado ilustra que a introdução da interação *fundo x corrente* consegue, por alterar as características hidrodinâmicas da corrente devido a modificação da porção sedimentada, alterar os depósitos gerados por essa corrente.

No próximo capítulo pretendemos ilustrar que essas alterações são suficientes para modelar situações geológicas de interesse, tal como era objetivo do presente trabalho.

CAPÍTULO 9

SIMULAÇÃO DE CASOS DE INTERESSE GEOLÓGICO

A implementação da sedimentação e da interação *fundo x corrente*, que foram objetos dos capítulos 7 e 8, fizeram parte de uma estratégia de preparar o simulador para permitir a simulação de processos de interesse geológico, mais especificamente no que trata das correntes de turbidez e seus depósitos associados.

Nesse capítulo vamos apresentar os resultados de algumas simulações que pretendem demonstrar a viabilidade do uso da modelagem proposta para a representação de feições geológicas, bem como o estudo preliminar do efeito de algumas variáveis na geometria do registro sedimentar. Esses estudos não têm a pretensão de se aprofundar em problemas específicos, mas pretendem apenas analisar alguns aspectos geológicos de interesse que, em seus casos específicos, devem ser melhor avaliados em estudos de detalhe. Em todas as simulações apresentadas nesse capítulo, estaremos usando o modelo de sedimentação e de interação *fundo x corrente* apresentados nos capítulos 7 e 8.

Iniciaremos por retomar resumidamente o que já expusemos no capítulo 2, que trata da delimitação do problema geológico investigado, para lembrar essencialmente dois aspectos. O primeiro aspecto é o posicionamento geográfico onde se dão as correntes de densidade, tomando como base a fisiografia do fundo marinho. A Figura 9.1 reinterpreta a Figura 2.1, onde se pode ver uma configuração idealizada do fundo marinho. Os processos de correntes de turbidez se iniciam normalmente nas porções iniciais do cânhamo submarino (*canyon*), e se desenvolvem até as porções mais distais na planície abissal, formando geometrias de lobos. Muitas vezes essas correntes podem perder sua capacidade de

escoamento ao longo da vertente continental (talude), deixando sua carga em depressões do talude, que costuma ter uma fisiografia irregular.

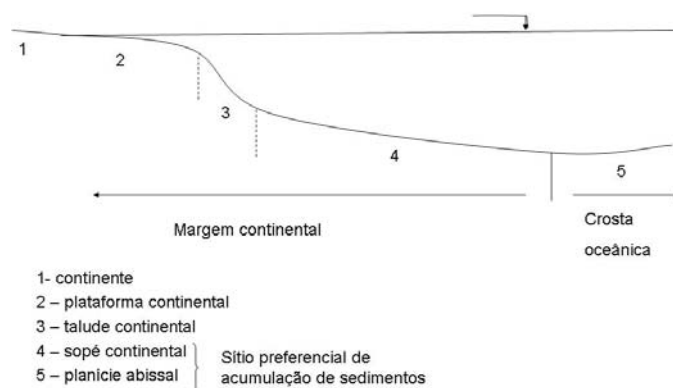
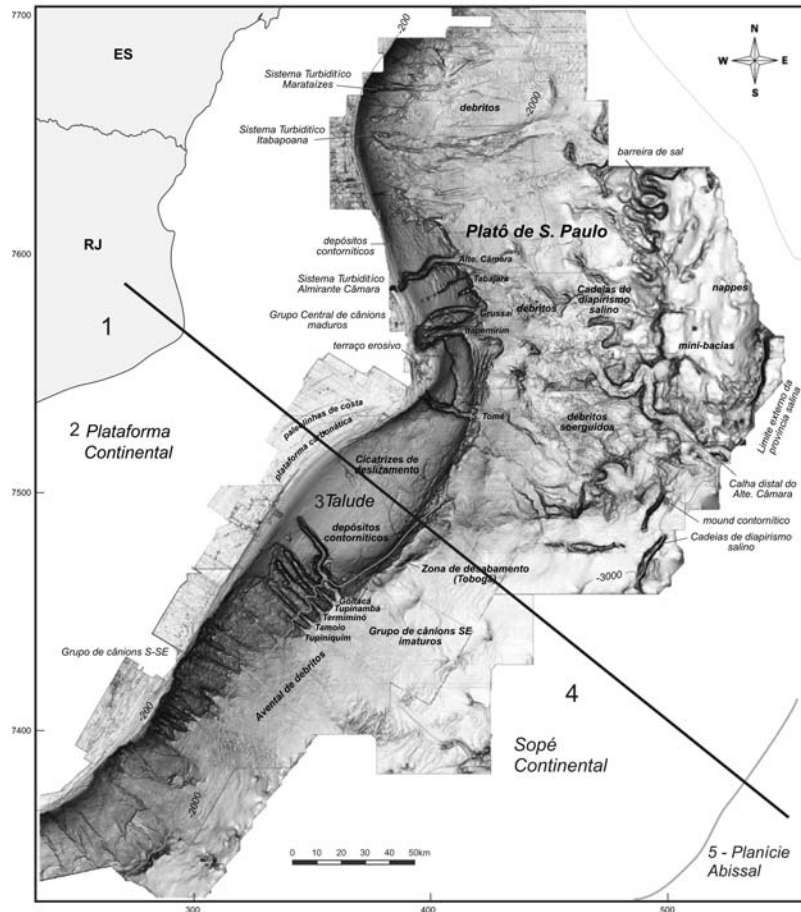


Figura 9.1 – Fisiografia do fundo marinho numa porção da margem atlântica brasileira. A seção A-A' mostra um perfil vertical idealizado (modificado de Schreiner et al, 2008).

O segundo aspecto que queremos lembrar é que as simulações que empreendemos nesse trabalho dizem respeito à região I de Manica (2009), que se caracteriza por correntes com sedimentos não coesivos, baixa concentração, onde o mecanismo de transporte de grãos é a suspensão turbulenta. Em função dessas características, e por não envolverem os processos de erosão, as correntes que vamos modelar se desenvolvem nas porções finais dos escoamentos, onde a energia cinética é menor.

No item 9.1 vamos definir os elementos arquiteturais dos sistemas turbidíticos que serão estudados nesse capítulo. Os itens 9.2 e 9.3 se dedicam ao estudo desses elementos, respectivamente lobos terminais e cunhas laterais (*levees*). Por fim, no item 9.4, vamos apresentar as considerações finais do capítulo.

9.1 Definição dos Elementos Arquiteturais para Simulação Numérica

Elementos arquiteturais são “subdivisões morfológicas de um sistema deposicional particular caracterizados por uma assembléia distintiva de fácies, geometrias e processos deposicionais” (Walker, 1992). Dentre os elementos arquiteturais mais importantes do sistema deposicional turbidítico podemos destacar: canais meandantes, sistema de canal-levée, depósitos de transporte de massa, depósitos de corrente de fundo, lobos confinados (talude) e lobos desconfinados (planície abissal) (Mutti, 2009, Posamentier 2003). A Figura 9.2 ilustra a feição geométrica de alguns importantes elementos arquiteturais dos sistemas turbidíticos segundo Posamentier & Kolla (2003).

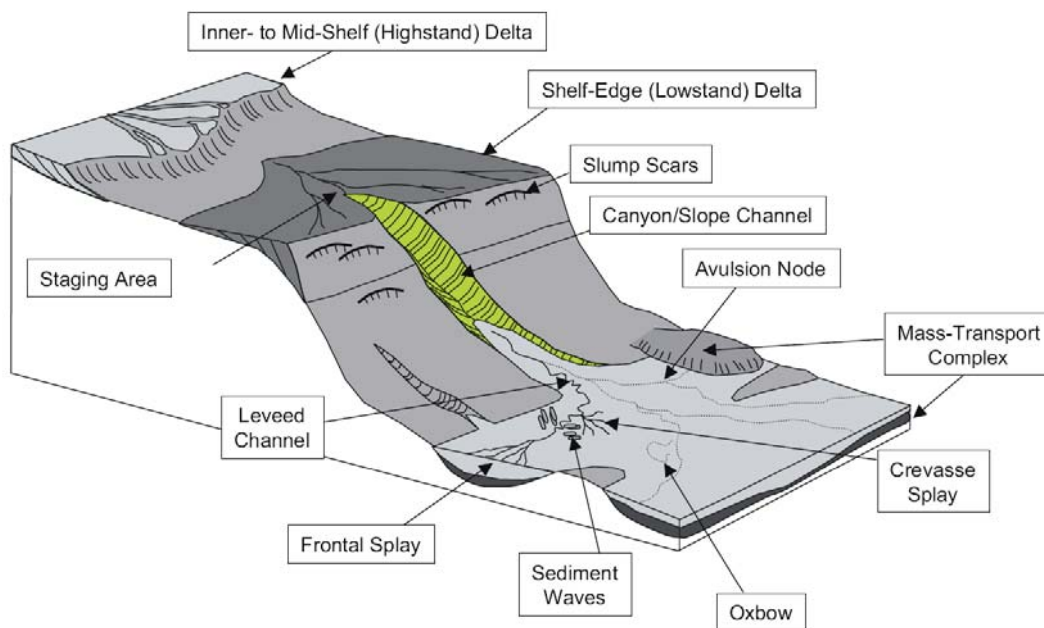


Figura 9.2 – Elementos de arquitetura de um sistema turbidítico (retirado de Posamentier & Kolla, 2003). Os termos de interesse estão traduzidos no texto.

Nosso trabalho vai focar em dois elementos do sistema deposicional turbidítico, a saber, os lobos terminais (denominados *frontal splay* na Figura 9.2) e as cunhas laterais associadas a canais, doravante denominados *levees* (*leveed channel* na Figura 9.2). A Figura 9.3 ilustra os elementos presentes no sistema deposicional turbidítico de forma mais simplificada e idealizada, onde se pode observar o canal (em amarelo mais escuro), normalmente o conduto por onde a corrente se movimenta preferencialmente, o lobo terminal, e as cunhas laterais (*levees*, denominado *spills* na Figura 9.3).

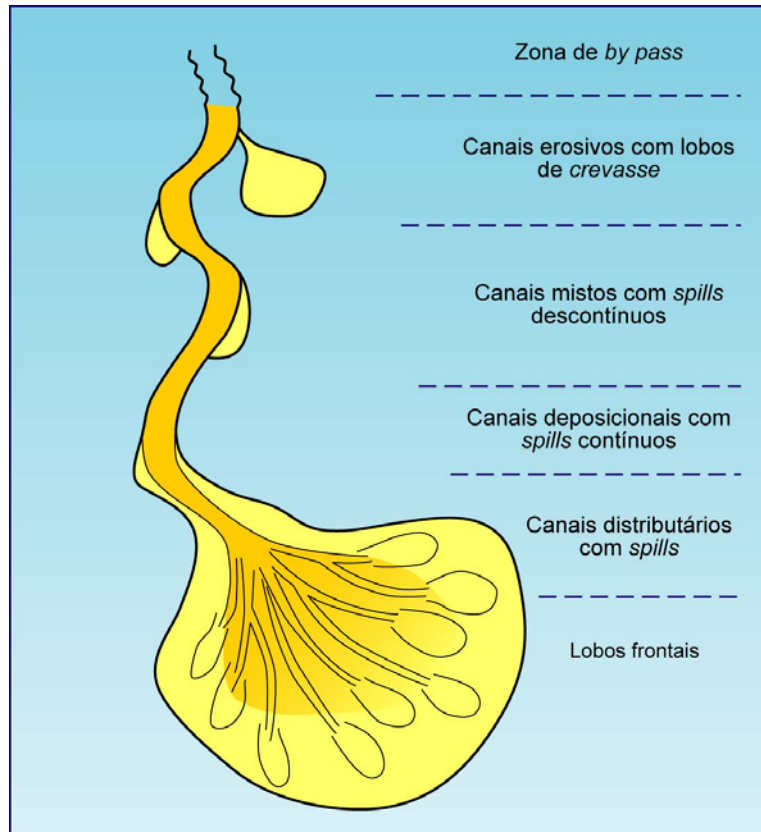


Figura 9.3 – Geometria simplificada de um sistema turbidítico (Moraes *et al*, 2004)

A escolha dos elementos lobos e *levees* se baseia em dois aspectos principais. O primeiro é que ambos são depósitos resultantes da expansão do escoamento. O lobo frontal representa uma região onde a corrente se expande ao perder o confinamento gerado pelo conduto canalizado. Ao perder esse confinamento ela perde energia, e deposita sua carga na forma de um leque. O *levee* é o depósito resultante da porção do escoamento que escapa lateralmente por cima do conduto do canal em função da altura da corrente ser maior que a do conduto. O fluido então se expande, perdendo energia e deixando um registro sedimentar.

O fato de ambos os depósitos serem resultados de expansão do escoamento, confere a eles um caráter predominantemente deposicional, ou seja, a erosão nessas regiões pode ser negligenciada. Isso é um dos pontos importante para o modelo que adotamos, que não contempla erosão.

O segundo aspecto da escolha é que os depósitos de lobos e *leaves* tendem a se desenvolver nas porções mais finais das correntes, tendo portanto menores concentrações e granulometrias mais finas, uma vez que é razoável imaginar que a carga mais pesada já foi depositada em posições mais proximais. Esse critério atende a limitação da modelagem aqui proposta, qual seja, a baixa concentração, condição imposta pela adoção de hipótese de Boussinesq.

As simulações serão feitas no domínio adimensional. O anexo 1 apresenta uma breve discussão sobre as características dimensionais dos problemas estudados.

9.2 Simulação de Lobos Terminais em Configuração Simplificada

9.2.1 Formação de Lobos Terminais

Para o estudo da deposição de lobos foi gerada uma malha com geometria simplificada, que pode ser vista na Figura 9.4. Essa malha têm 4 x 4 x 1 unidades de dimensão, sendo a parte confinada à esquerda com dimensão de 0,65 x 0,50 x 1, onde o fluido pesado (em vermelho) fica inicialmente aprisionado. A malha têm 1.121.125 tetraedros lineares, com 238.472 nós. Observe na Figura que ela está particionada para execução do programa em computação paralela em 8 processadores.

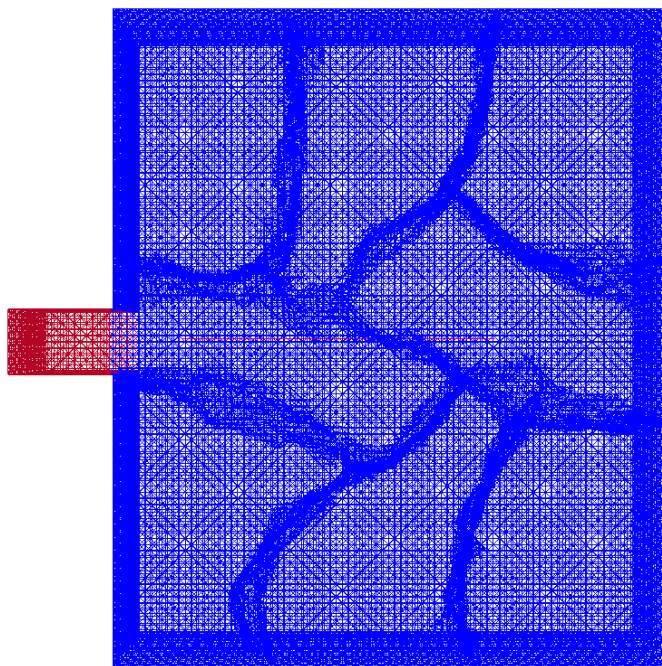


Figura 9.4 – Malha do estudo de lobos. Observar a partição da malha na parte azul. Essa partição serve apenas para o processamento paralelo da simulação.

A simulação do caso base utilizou os seguintes parâmetros: diferença de densidade de 3,2%, e número de Reynolds de 3200. A velocidade de queda adimensional é 0,02. As condições de contorno do escoamento são: não escorregamento (*no slip*) no topo e na base, e fluxo nulo nas demais fronteiras. A condição de contorno da equação de transporte é fluxo nulo na base do modelo, onde o sedimento vai se acumular. A corrente se inicia pelo contato entre os fluidos leve e pesado, definido como a condição inicial da simulação, e caracteriza um pulso de escoamento.

A simulação do caso base gerou como resultado o mapa de espessura que pode ser visto na Figura 9.5, numa rodada de 10s. A Figura 9.6 mostra uma seção transversal em $x = 1$, onde a escala vertical está aumentada em 10 vezes.

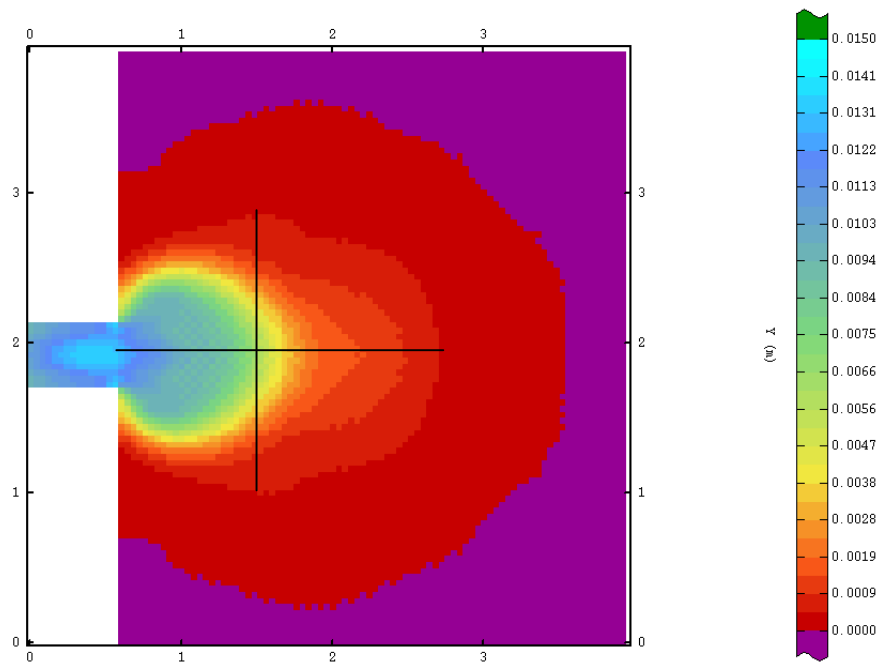


Figura 9.5 – Mapa de espessura do caso base

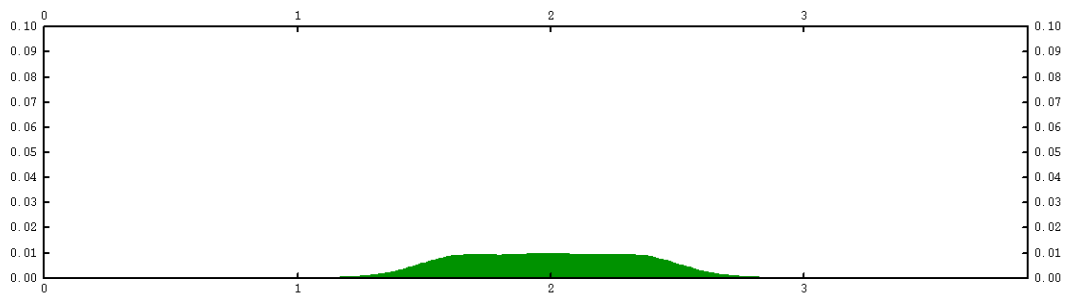


Figura 9.6 – Seção transversal do mapa acima em $x = 1$ (exagero vertical de 10 vezes)

O resultado dessa simulação foi analisado comparativamente com os dados disponíveis dos afloramentos (Hodgson e Prélat, 2007). Foram utilizados dois parâmetros clássicos para a definição da geometria dos lobos, a saber, a razão de anisotropia (relação entre a distância máxima e mínima do lobo numa seção x - y - ver Figura 9.5) e a razão de aspecto (relação entre a largura máxima e a espessura do lobo). Esses dois parâmetros, além de serem usuais nas análises geológicas, têm a vantagem de serem adimensionais, eliminando a necessidade de dar dimensões ao modelo computacional.

Os resultados são mostrados na Figura 9.7. Na Figura à esquerda são apresentados os dados de razão de anisotropia e à direita os dados de razão de aspecto. Os pontos em vermelho são os dados simulados pelo caso base em três pulsos deposicionais sucessivos. Os pulsos sucessivos representam os casos onde uma simulação é feita usando como base o resultado da sedimentação da(s) simulação(ões) anteriores. Os demais dados representam medidas de lobo feitas nos afloramentos. Verifica-se que os resultados da simulação são compatíveis em ordem de grandeza com os resultados das medições, conferindo uma validação semi-quantitativa ao modelo gerado, na medida em que os modelos não podem ser comparados do ponto de vista dos parâmetros controladores¹⁵.

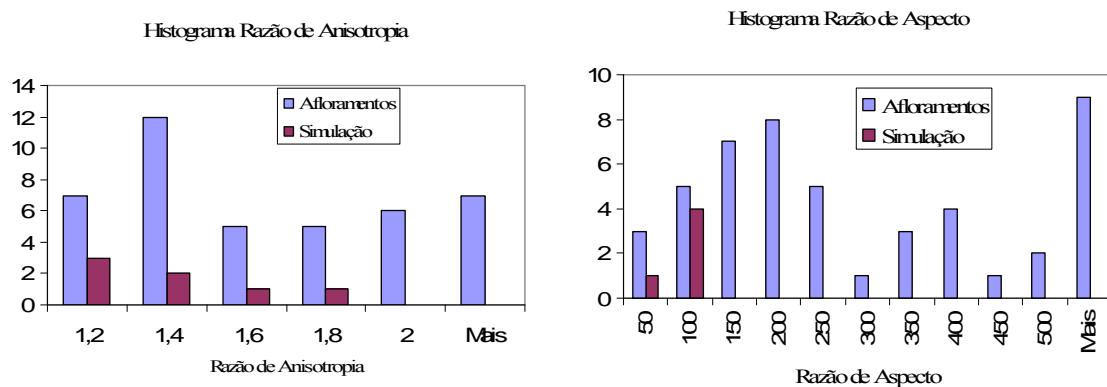


Figura 9.7 – Comparação dos dados de afloramentos com as simulações realizadas. Note que a ordem de grandeza dos resultados é compatível com os dados de afloramentos.

9.2.2 Compensação Lateral de Lobos Terminais

Em seguida analisamos outro efeito muito comum nos depósitos de lobo, que é o mecanismo de compensação lateral. Por ser depositado numa região de desconfinamento, e com pouco poder erosivo, as correntes que se espraiam tendem a sofrer o efeito do fundo do domínio (o fundo do mar no caso real, a base do domínio na simulação), alterando sua geometria e gerando um depósito nitidamente condicionado pelo efeito de fundo. Esse

¹⁵ Não há como estimar de forma quantitativa rigorosa os parâmetros do escoamento que ocorrem na natureza, gerando os resultados de afloramentos que são estudados. Dados como velocidade, concentração, tempo de duração e condições de contorno podem apenas ser estimados, tornando a comparação rigorosa impossível.

efeito pode ser um depósito prévio gerado por uma corrente de turbidez anterior, ou mesmo a irregularidade da superfície do fundo do mar. Para simular esse efeito, consideramos uma região previamente sedimentada no modelo da Figura 9.4, que pode ser observada no mapa da Figura 9.8.

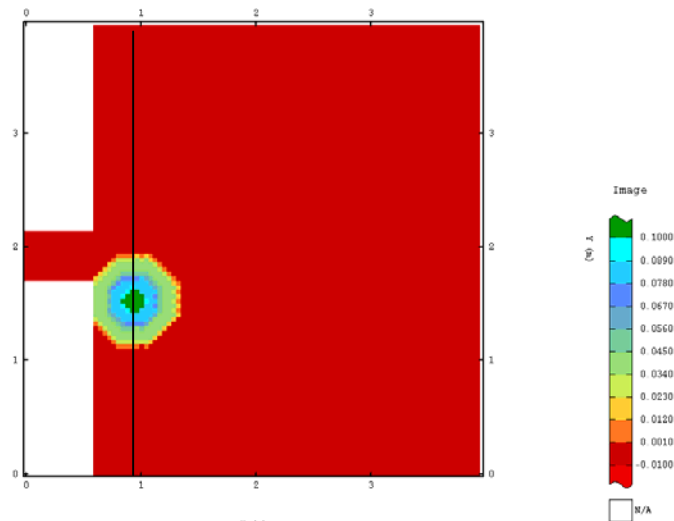


Figura 9.8 – Mapa do fundo como condição inicial da simulação do efeito de compensação lateral

A simulação foi realizada com os mesmos parâmetros do caso base, e o resultado pode ser observado no mapa de espessura do depósito da Figura 9.9 e na seção transversal em $x = 0,8$ na Figura 9.10. O mapa mostra que o depósito sofre uma inflexão para a parte superior da malha, como resultado do efeito causado pelo fundo. Em relação ao caso base, a razão de anisotropia aumenta, ou seja, o depósito fica mais alongado na direção longitudinal quando comparado à direção transversal, conforme vemos na tabela 9.1. Esse efeito ocorre em função do fundo não plano representar um confinamento adicional ao escoamento. A análise da seção mostra o deslocamento do depósito para a parte superior da malha (à esquerda da figura), como função do efeito do fundo. Note que parte do depósito se dá sobre o fundo mais alto, devido à altura da corrente ser maior que a altura do fundo (em vermelho). Apesar disso, a porção mais espessa da camada verde se desloca lateralmente em relação à camada anterior.

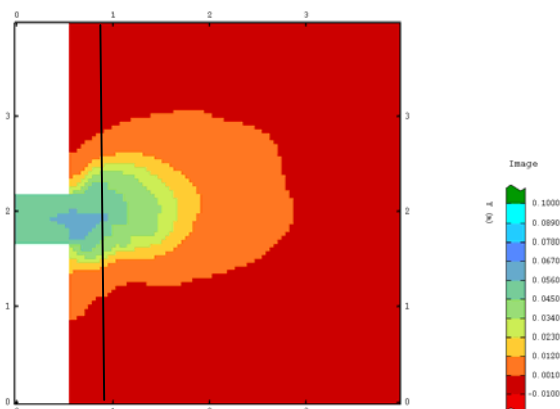


Figura 9.9 –Mapa de espessura do lobo formado usando o fundo alterado da Figura 9.9

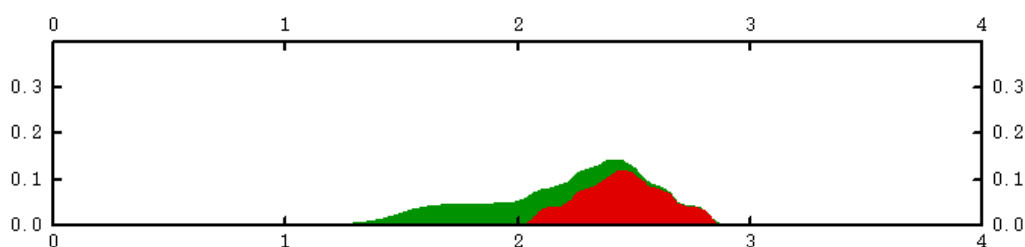


Figura 9.10 – Seção em $x = 0.8$ do mapa da Figura 9.9. Em vermelho o fundo, mostrado no mapa da Figura 9.8. Em verde o novo topo, resultado da corrente que escoa sobre o fundo modificado.

Tabela 9.1 – Razão de aspecto do lobo gerado sobre o fundo modificado

	Razão de Anisotropia
Caso Base – Experimento 1	1,14
Caso Base – Experimento 2	1,00
Caso Base – Experimento 3	1,02
Compensação Lateral	1,21

Esse tipo de efeito, apesar de não poder ser validado quantitativamente, pode ser comparado com os resultados das análises dos afloramentos. O estudo de Hodgson e Prélat (2007) mostra na Figura 9.11, de forma esquemática, a sucessão de depósitos dos lobos (Lobe 1 a 6) na vertical. Pode se observar, nas seções ilustradas à direita, que as zonas de

maior espessura variam lateralmente, como resultado do efeito da topografia do lobo anterior na deposição do próximo. Tal como se observa na Figura 9.9, o eixo de maior deposição se altera em relação à porção central da malha, em função da topografia gerada no passo anterior. Resumindo, os resultados gerados pelo modelo de simulação conseguem reproduzir, ao menos qualitativamente, os dados observados nos afloramentos.

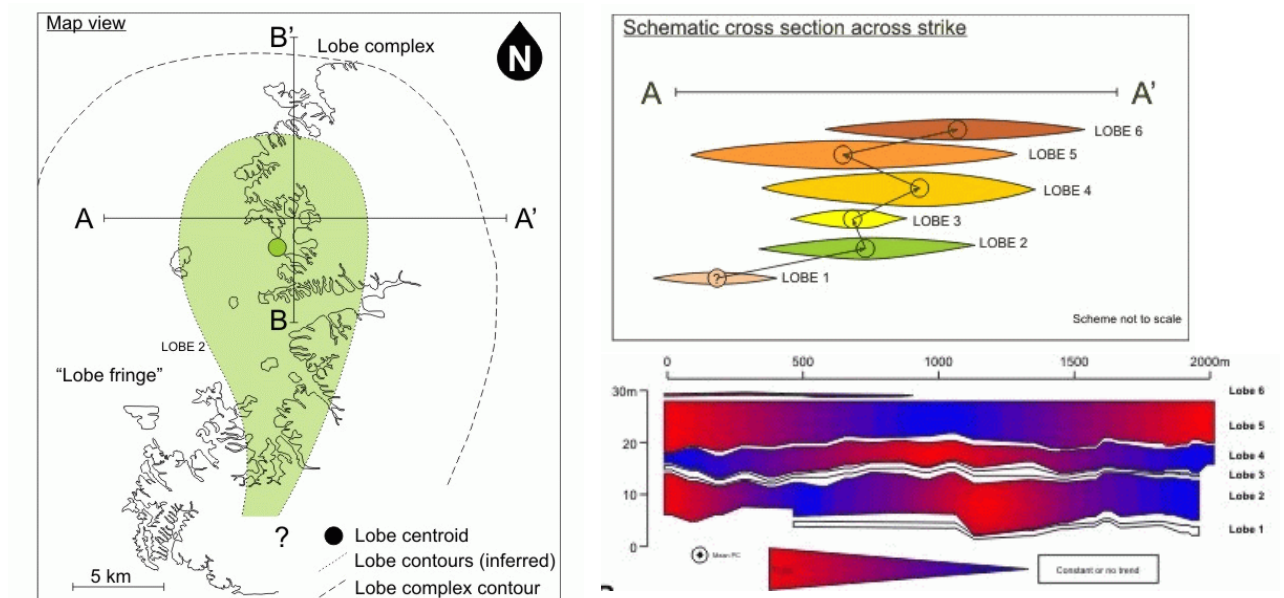


Figura 9.11 – Esquema geral de um lobo à esquerda. À direita, duas seções que mostram a migração lateral do depocentro (zona de maior espessura dos lobos) representadas acima pelas as bolas e abaixo pelas zonas em vermelho (retirado de Hodgson e Prélat, 2007).

9.2.3 Efeito do Mecanismo de Iniciação da Corrente

Outro estudo realizado na configuração dos lobos foi a comparação entre os mecanismos de iniciação da corrente. Tal como já comentado no capítulo 2, as correntes podem se iniciar por dois mecanismos. O primeiro é um evento catastrófico, que gera um pulso de energia e um escoamento em que as propriedades (velocidade, concentração) variam muito rapidamente. O segundo é uma alimentação fluvial, que gera correntes com comportamento mais estacionário.

A configuração da malha que apresentamos, com o fluido pesado localizado numa porção definida como condição inicial da simulação, representa o que seria uma alimentação do primeiro tipo, por pulso, com variações rápidas das propriedades do escoamento. Para representar o segundo tipo de alimentação, alteramos um pouco a malha, retirando a porção onde fica o fluido pesado, e consideramos na fronteira inicial, na largura antes ocupada pelo fluido pesado, uma distribuição de velocidades e concentrações como condição de contorno, de forma a representar uma corrente que entra no domínio a ser simulado já com uma configuração ideal da corrente da região I de Manica (ver Figura 2.7 à esquerda). A malha se reduziu de 1.121.125 para 1.093.125 elementos.

Para proceder à comparação entre os dois mecanismos de iniciação, definimos que as estruturas verticais das velocidades médias, das concentrações médias e os volumes de sedimento disponível nos dois mecanismos devem ser muito próximos, de forma a podermos atribuir a diferença do depósito ao efeito de um fluxo em pulso comparado a um fluxo quase-constante. A Figura 9.12 ilustra o comportamento da velocidade e da concentração para os dois tipos de alimentação. A análise das variáveis foi feita na posição $x = 0.65$, onde a porção inicial mais estreita da malha termina e começa a porção menos confinada, ou seja, na entrada da bacia. As cores azuis representam as unidades de tempo de 1 a 5 (1 a 5s), ou seja, a parte inicial do escoamento, e as cores vermelhas de 6 a 10, a parte final. À esquerda são os dados do mecanismo de pulso, e à direita por alimentação contínua.

A análise dos gráficos mostra que a alimentação por pulso (à esquerda na Figura 9.12) separa bem os tempos iniciais e finais. As velocidades e concentrações aumentam no início e diminuem ao final, como resposta ao evento instantâneo que originou a corrente. Já a alimentação contínua, à direita na Figura, após um período inicial de flutuação, atinge um valor estável, se caracterizando por um escoamento quase-permanente. A Figura 9.13 mostra o comportamento médio para a velocidade (à esquerda) e concentração (à direita) para a alimentação por pulso (azul) e contínua (vermelho).

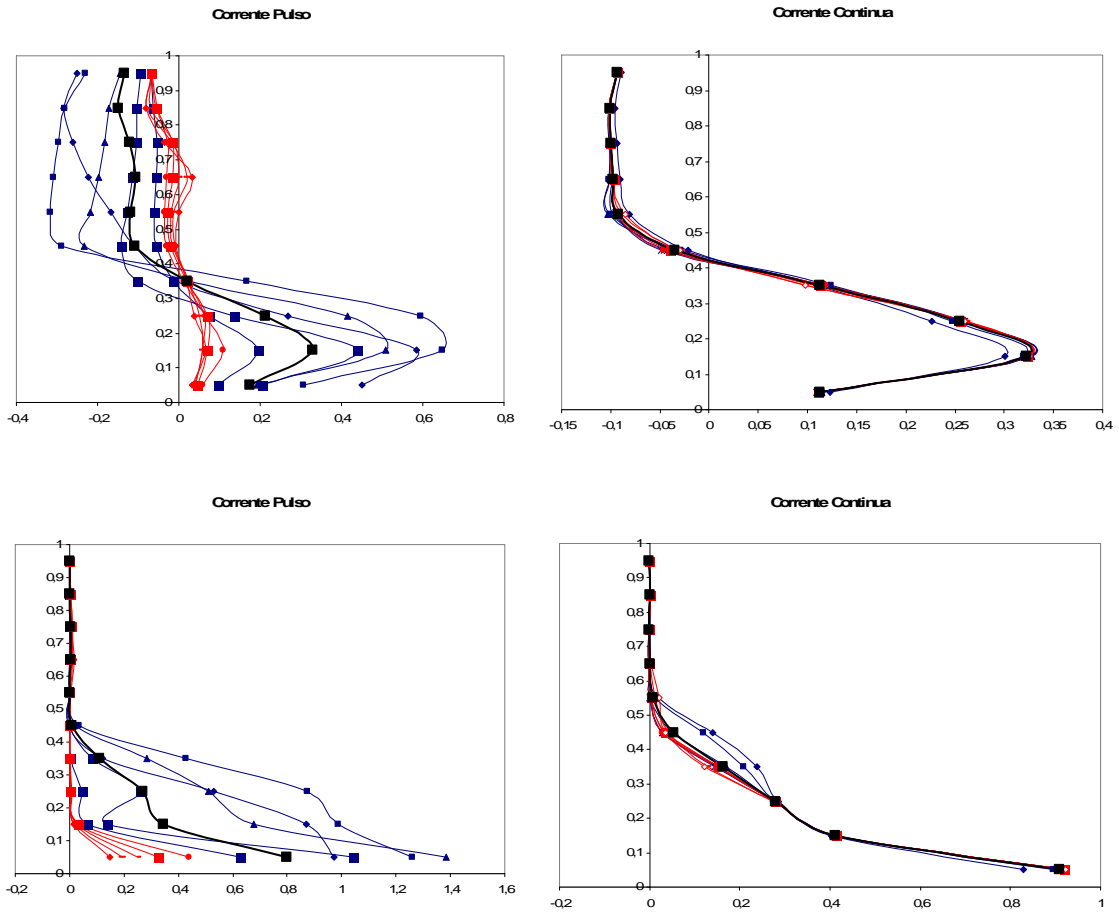


Figura 9.12 – Variações da velocidade na vertical em $x = 0,6$ (acima) e concentração (abaixo). À esquerda alimentação por pulso e à direita alimentação contínua. Em azul curvas até 5s, vermelho 6-10s, e preta a curva média

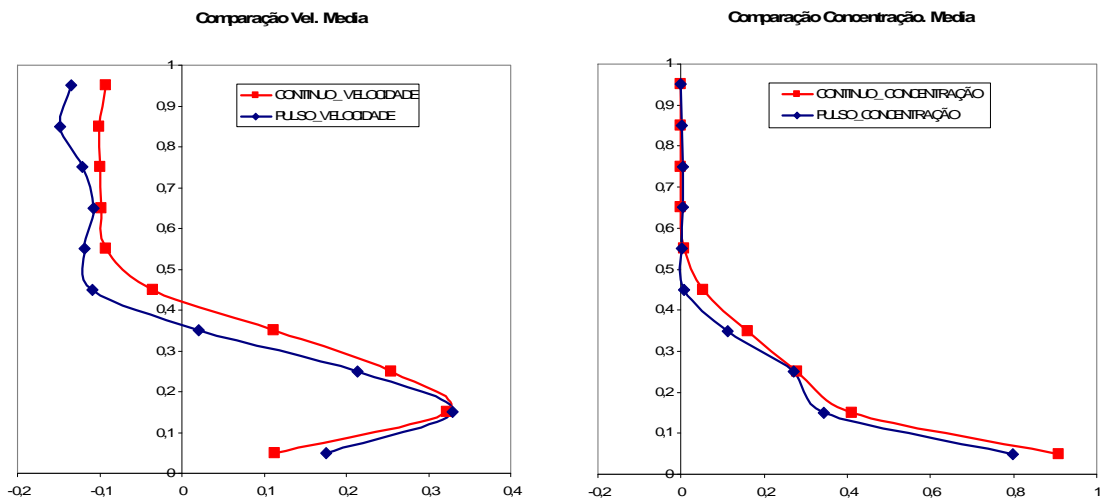


Figura 9.13 – Comparação da alimentação por pulso (azul) e contínua (vermelho) da velocidade \times altura e concentração \times altura

Com as curvas obtidas por esse procedimento, o volume de sedimentos que entra na bacia (ponto onde foram feitas as medições) é similar, uma vez que ele é o produto da concentração pela velocidade, integrados na área e no tempo. Como a área e o tempo são os mesmos, esse volume é função apenas das curvas médias da Figura 9.13. A tabela 9.2 abaixo mostra os resultados comparativos dos dois modelos.

Tabela 9.2 – Tabela comparando as características de distribuição do sedimento na bacia para a alimentação por pulso e contínua

<i>Dados na Bacia</i>	<i>Alimentação por Pulso</i>	<i>Alimentação Contínua</i>
Percentual depositado	0,81	0,50
Distância do sedimento	2,14	1,23
Concentração em suspensão	0,030	0,046

O que se observa é que para volumes similares de sedimento disponível na bacia, o percentual de sedimento que se depositou na alimentação por pulso é cerca de 80%, enquanto apenas 50% no caso da alimentação contínua. Esse efeito é provavelmente causado pelo fato da velocidade variar muito no modelo de pulso, fazendo com que durante o período de baixas velocidades, a carga sedimentar se deposite. No caso do modelo de alimentação contínua, como há sempre uma velocidade média no escoamento, o percentual de material que fica em suspensão permanece maior. A Figura 9.14 compara os dois mapas de concentração da porção suspensa, à esquerda do modelo de pulso, e à direita do modelo de alimentação contínua.

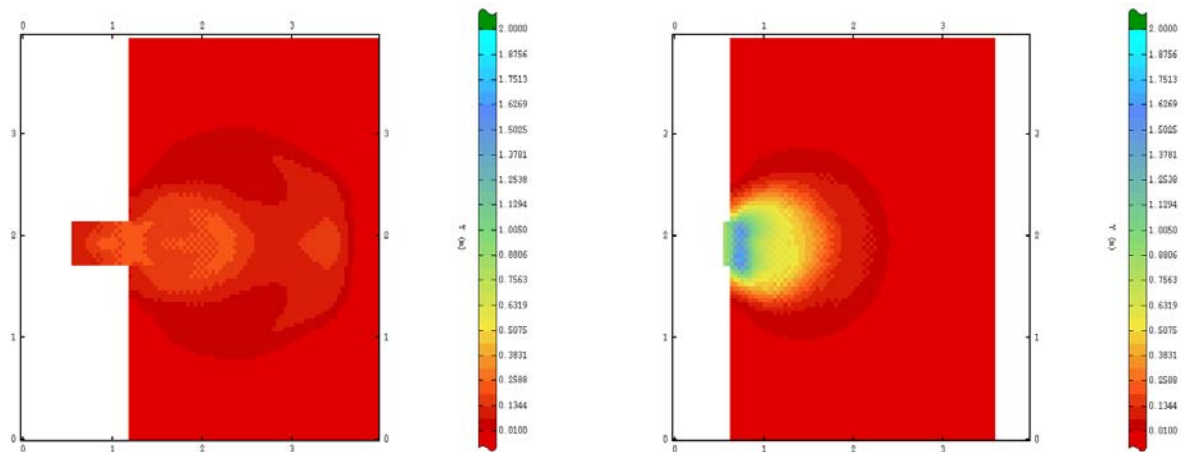


Figura 9.14 – Comparação do mapa de concentração do sedimento em suspensão. À esquerda o modelo de pulso e à direita a alimentação contínua

Em contrapartida, a distância de avanço do depósito no caso do modelo de pulso é significativamente maior, em função novamente da assimetria da velocidade. No caso do pulso, no momento onde a velocidade é maior, no início do escoamento, o sistema consegue avançar, depositando sua carga sedimentar mais longe. Isso pode ser visto no mapa de espessura do depósito da Figura 9.15.

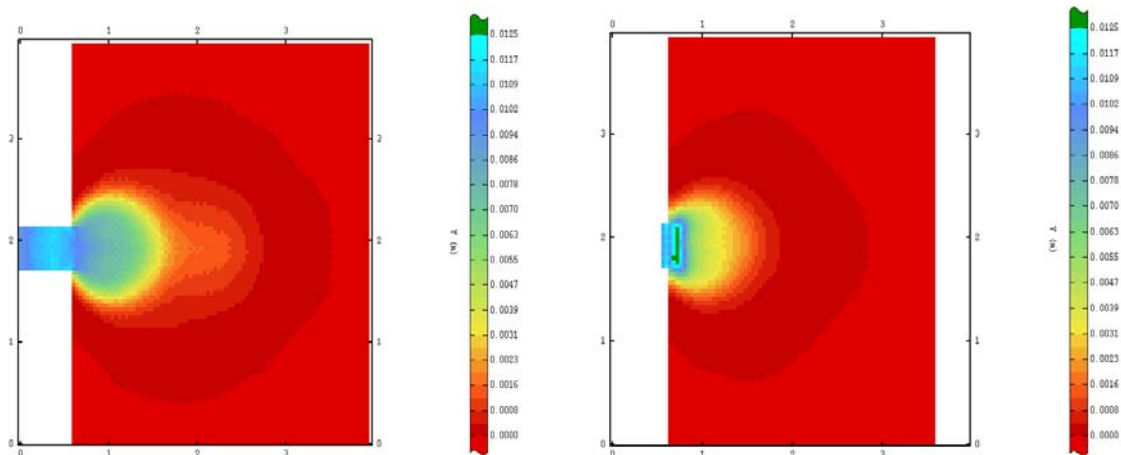


Figura 9.15 – Comparação do mapa de espessura do sedimento em suspensão. À esquerda o modelo de pulso e à direita a alimentação contínua.

A Figura 9.16 ilustra uma seção feita em $y = 2$ no mapa da Figura 9.15, ao longo do comprimento, mostrando a superfície sedimentada nos dois modelos. Observa-se claramente que o modelo de alimentação por pulso (em verde) leva o sedimento mais

distante, e apresenta uma área de deposição mais ampla, como reflexo das variações nas propriedades de concentração e velocidade. O modelo de alimentação contínua (em vermelho) define melhor uma zona de maior espessura (depocentro), como resultado da homogeneidade dos parâmetros hidrodinâmicos da corrente.

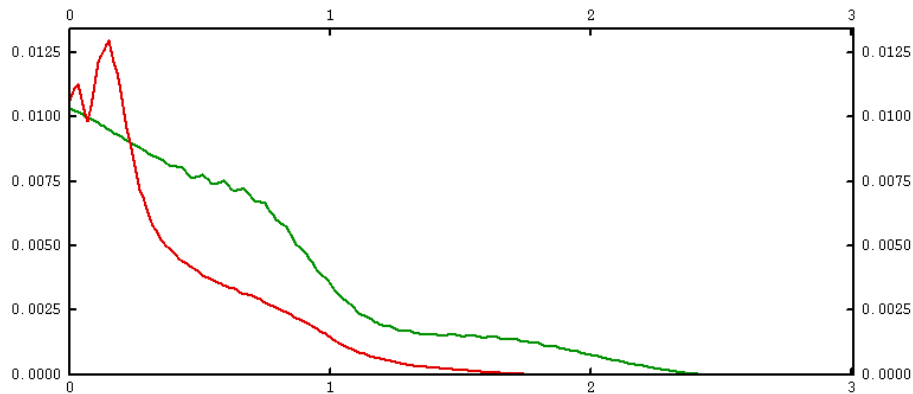


Figura 9.16 – Seção em $y=2$ na Figura 9.15, mostrando a superfície sedimentada. Em verde o modelo de pulso, e em vermelho o modelo de alimentação contínua.

A relevância geológica desse problema pode ser medida pelas discussões do tema na literatura. Mulder *et al.* (2003) e Mutti *et al.* (2003), entre outros, discutem esse tema do ponto de vista do estudo de afloramentos. Manica *et al.* (2005) comparam os dois métodos a partir de 28 experimentos físicos (14 por pulso e 14 por alimentação contínua) usando um tanque de 300 cm de comprimento por 12,5 cm de largura e 15 cm de altura.

Apesar de não termos usado as mesmas condições iniciais e de contorno dos experimentos de Manica *et al.* (2005), os resultados podem ser comparados do ponto de vista qualitativo. A Figura 9.17 reproduz a Figura 10 desses autores, onde à esquerda se vê o gráfico do percentual de material depositado ao longo da distância para o modelo de alimentação por pulso e à direita por alimentação contínua.

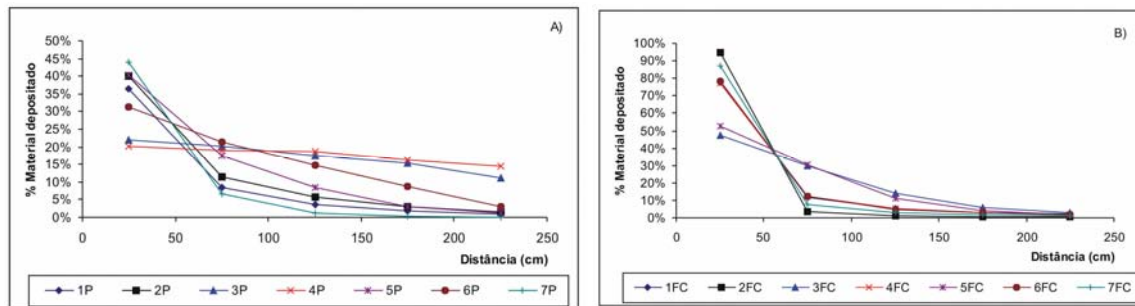


Figura 9.17 – Percentual de material depositado pela distância do modelo de alimentação por pulso (à esquerda) e contínua (à direita). Retirado de Manica *et al.* (2005). As diferentes cores e curvas dizem respeito a diferentes simulações dos casos por pulso e por alimentação contínua.

Comparando os resultados das Figuras 9.16 e 9.17, observa-se que o modelo por alimentação contínua cria um maior percentual na região mais proximal, caindo rapidamente em seguida. O modelo por pulso têm uma distribuição areal maior dos sedimentos, tal como pudemos observar no resultado do modelo simulado.

Resumindo a comparação entre os sistemas de alimentação, vemos que o efeito da variação dos parâmetros hidrodinâmicos (velocidade e concentração), analisado aqui de forma expedita, indica que podem haver diferenças importantes na geometria dos depósitos. Depósitos por pulso tendem a depositar percentualmente uma carga maior de sedimentos, ocupando uma área maior, e indo mais distante na bacia. Depósitos por alimentação contínua tendem a manter mais sedimento em suspensão, depositando de forma mais concentrada em área, e com tendência a empilhar uma seção maior de sedimentos. Para os objetivos desse trabalho, os resultados obtidos pela simulação numérica são compatíveis com os experimentos de laboratório do ponto de vista qualitativo.

9.2.4 Efeito dos parâmetros da corrente

A etapa seguinte do estudo de lobos correspondeu a uma análise do efeito de alguns parâmetros na resposta deposicional do elemento de arquitetura. Usando o modelo de alimentação contínua testamos o efeito da velocidade do escoamento aplicando as condições de contorno na fronteira externa da região onde fica colocado o fluido pesado.

Rodamos o caso usado para a comparação com o modelo de pulso multiplicando por 2 e por 4 o perfil inicial da velocidade, gerando três simulações. Comparando os resultados, vemos que o aumento da velocidade gerou um lobo mais alongado, com razão de anisotropia na ordem de 1.61 e 1.81 respectivamente, conforme pode ser visto na Figura 9.18.

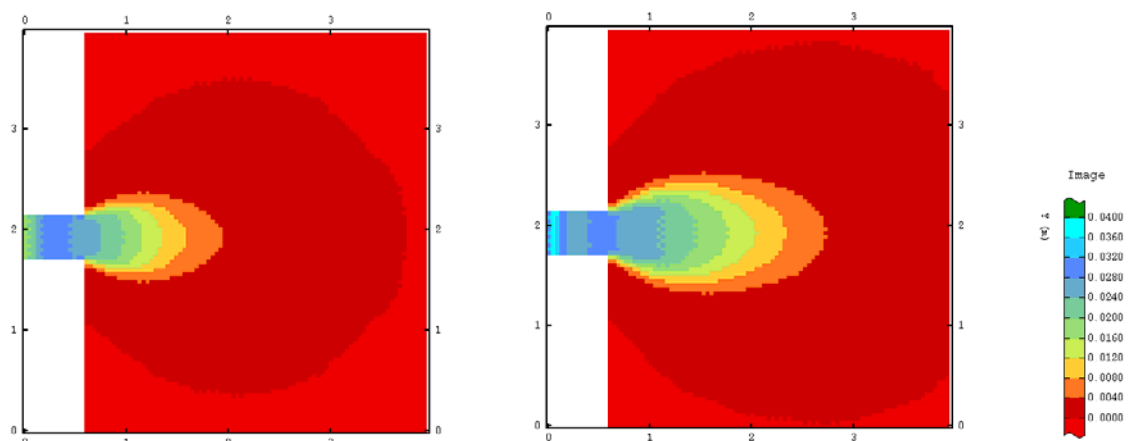


Figura 9.18 – Mapa de espessura com alimentação contínua e velocidade inicial multiplicada por 2 à esquerda e por 4 à direita.

Quando comparamos esses resultados com experimentos físicos, realizados em tanques de alvenaria (Borges *et al.*, 2005¹⁶ e Bass *et al.* 2004), vemos que as razões de anisotropia tendem a ser maiores para maiores vazões, o que concorda qualitativamente com a simulação numérica. Isso pode ser visto na Figura 9.19, onde à esquerda temos os valores de vazão x razão de anisotropia do lobo para o modelo físico de Borges *et al.* (2005), e à direita temos os valores de velocidade média x razão de anisotropia no modelo simulado.

A Figura 9.20 resume os resultados das simulações obtidas nesse trabalho. Os valores de razão de anisotropia são predominantemente baixos, mas dentro do contexto esperado pela análise dos dados de afloramento. Os valores mais altos de razão de

¹⁶ Os experimentos físicos em tanques mencionados fazem parte de um estudo empírico de correntes de densidade para o estudo do mecanismo de controle na formação de lobos. Nesse estudo usou-se um tanque com cerca de 7m de comprimento, 1,2 m de altura e 4m de largura. Foram realizados 25 experimentos alimentados por corrente contínua, variando as vazões, concentrações e tipo de sedimento.

anisotropia se dão quando há aumento de velocidade ou quando alterou-se o fundo da bacia, deixando de ser plano. Acreditamos que o efeito combinado de altas velocidades e irregularidades no fundo contribuem de forma significativa para o alongamento dos depósitos das correntes de densidade. De qualquer forma, uma análise mais sistemática deve ser empreendida no sentido de caracterizar e quantificar esses efeitos.

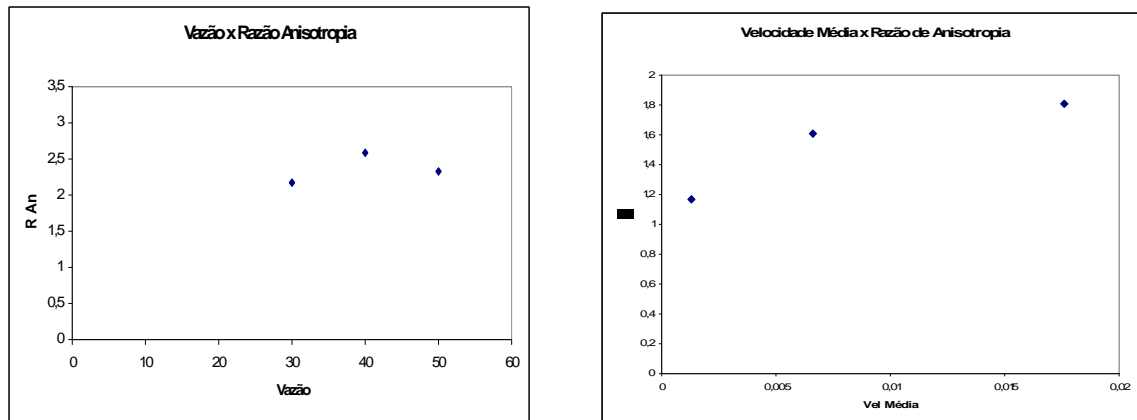


Figura 9.19 – Comparação do efeito da vazão na geometria dos lobos – modelo físico (Borges *et al.*, 2005) e modelo numérico

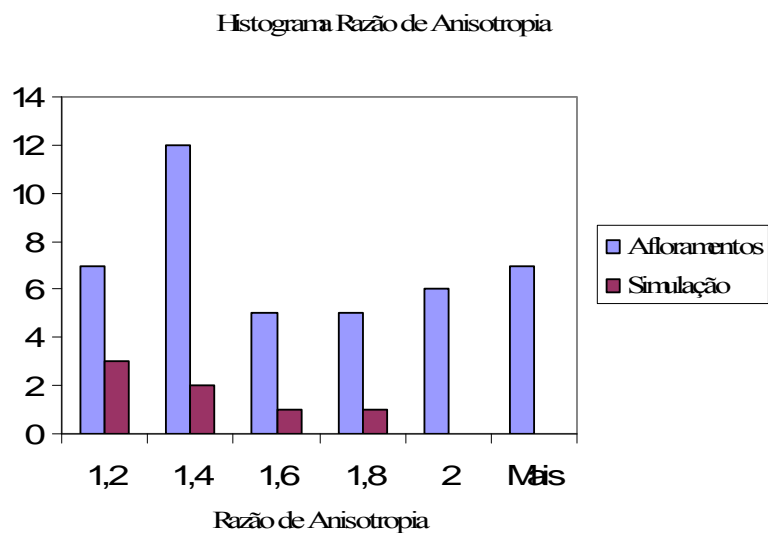


Figura 9.20 – Razão de anisotropia de dados de afloramentos e das simulações.

9.2.5 Sumário

Resumindo os estudos no caso dos lobos, podemos dizer que:

- a simulação dos casos de lobos geraram depósitos com geometrias compatíveis com os dados obtidos em afloramentos e em experimentos físicos;
- a simulação conseguiu reproduzir, ao menos qualitativamente, o efeito de uma topografia prévia na conformação do depósito que escoou sobre ela;
- foi possível gerar uma comparação entre os mecanismos de alimentação por pulso e contínuo. Os depósitos de alimentação por pulso são mais extensos e mais variáveis espacialmente, além de perderem mais carga sedimentar. Os depósitos por alimentação contínua são mais homogêneos na sua deposição, e mantêm mais sedimentos em suspensão;
- as simulações com efeito de fundo geraram corpos mais alongados que os depósitos de fundo plano, mais compatíveis com os dados de afloramento, onde a existência de fundo plano é muito pouco provável;
- o aumento da vazão em sistema de alimentação contínua gera depósitos mais alongados, tal como ocorre nos experimentos em tanques de alvenaria.

9.3 *Simulação de Cunhas Laterais (Levees) em Configuração Simplificada*

9.3.1 Formação de Cunhas Laterais

O elemento de arquitetura denominado *levee* foi o segundo objeto de estudo desse trabalho. A malha utilizada foi praticamente a mesma do modelo de lobos, mostrada na Figura 9.4. As variações iniciais foram apenas relativas à largura da porção alimentadora, ou seja, à zona onde fica o fluido pesado na configuração por pulso.

Como a simulação não comporta processos erosivos, as simulações realizadas utilizaram como fundo uma feição canalizada, que é lida pelo programa antes da execução do primeiro passo de tempo, e ilustrada na Figura 9.21. Inicialmente foi gerada uma superfície canalizada com a largura de 1 unidade de dimensão e espessura de 0,04, conferindo uma razão de aspecto (relação largura/profundidade) igual a 25. Os parâmetros de simulação foram os mesmos do caso de lobos, ou seja, diferença de densidade de 0,032, velocidade de queda de 0,02 e mecanismo de alimentação por pulso. A simulação levou 10s.

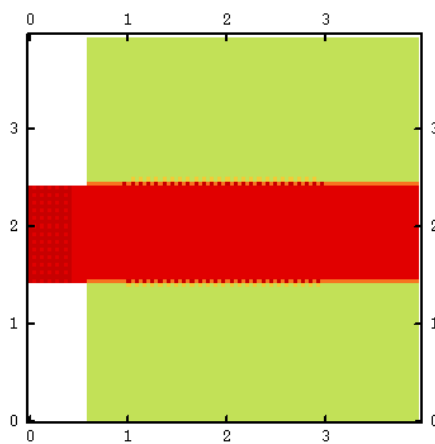


Figura 9.21 – Superfície inicial da simulação. (Em vermelho a altura é 0.00 e em verde 0.04)

Nas simulações efetuadas inicialmente foram obtidos resultados com uma geometria similar, ao menos qualitativamente, ao esperado para esse tipo de depósito, como pode ser visto na Figura 9.22 onde se têm uma seção em $x = 1$, e as cores representam diferentes tempos da simulação. Os depósitos de *levees*, ou cunhas laterais, apresentam em seção uma forma de asa, com a espessura maior próximo ao canal, decaindo lateralmente à medida que se afasta do canal. Em mapa, os depósitos conformam um alargamento do canal, como mostra o mapa de topo de depósito na Figura 9.23.

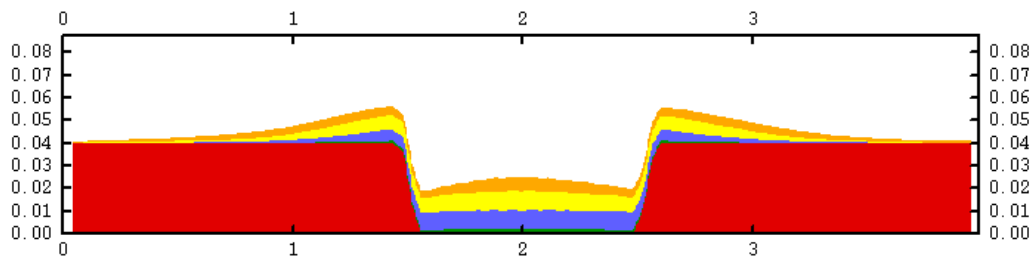


Figura 9.22 – Seção em $x = 1$ da Figura 9.21. Em vermelho vê-se a superfície inicial e os depósitos (em cores) em vários tempos dentro e fora do canal

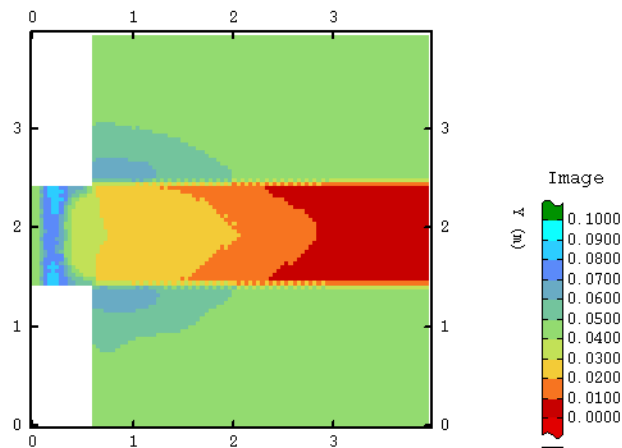


Figura 9.23 – Mapa do topo do depósito com os leves se desenvolvendo lateralmente ao canal.

As Figuras 9.24 à 9.26 ilustram exemplos, retirados da literatura, onde se pode ver a geometria dos *levees*. Na seção sísmica da Figura 9.24, Straub e Mohrig (2008) ilustram uma geometria de *levee* que se desenvolve acima da *Detachment Surface* onde se vêem dois canais (setas verdes) margeados por um depósito na forma de asa. No detalhe da Figura 9.25, um esquema proposto pelos autores de parametrização dessas geometrias, onde os T 's são diferentes tempos, R o relevo do canal, y a altura e x a distancia até o canal.

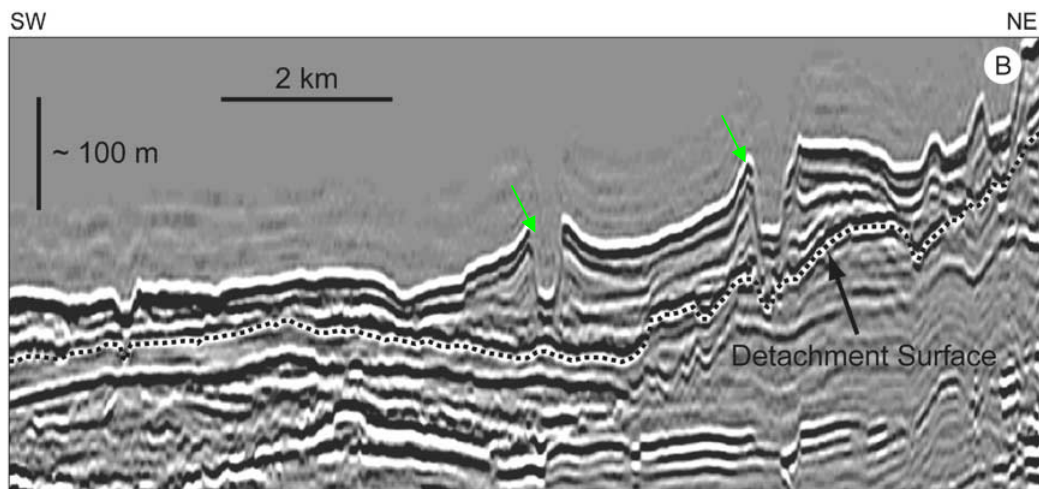


Figura 9.24- Seção sísmica mostrando a geometria de um sistema canal-levee acima da ‘*Detachment surface*’ (retirado de Straub e Mohrig (2008))

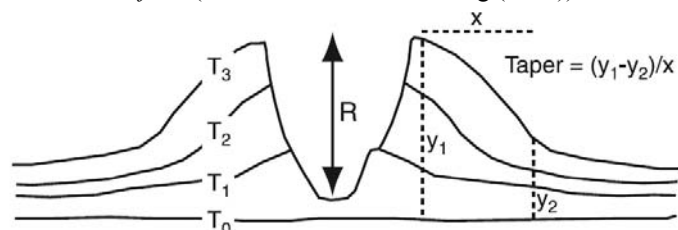


Figura 9.25 – Esquema proposto por Straub e Mohrig (2008) para parametrização do sistema de canal-levee (retirado de Straub e Mohrig (2008))

Na Figura 9.26, Kolla *et al.* (2007) mostram uma seção sísmica (C), cuja localização se encontra em (A) onde, na porção central (acima da *erosional base*) se vê um canal que evolui de forma agradacional¹⁷. A evolução deste canal é detalhada em (B), mostrando os depósitos de *levee* margeando o canal principal, detalhado em amarelo em (B). Observe que esses *levees* vão reduzindo sua espessura à medida em que se afastam do canal.

¹⁷ Chama-se agradacional o depósito de sedimento que se dá verticalmente acima do anterior, na mesma posição em área do depósito antecedente. Isso ocorre devido a existência de espaço na região, o que faz com o escoamento não tenha que mudar de posição lateralmente nem erodir.

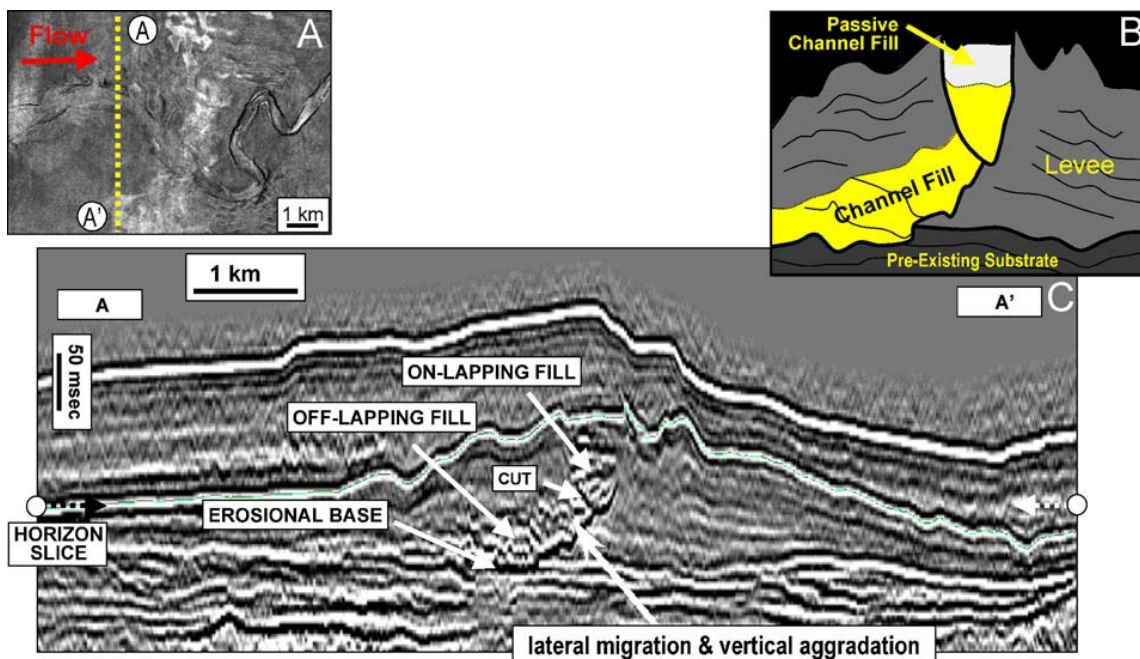


Figura 9.26 – Seção (C) mostrando a geometria dos *levees*, com esquema detalhado em (B) . (retirado de Kolla *et al.* (2007)).

As ilustrações das Figuras 9.24 a 9.26 mostram que as simulações (figura 9.22) geram resultados onde a geometria típica dos *levees* é reproduzida. Uma série de estudos, entretanto, se dedica a estudar esses depósitos do ponto de vista quantitativo, tentando definir padrões de comportamento da evolução lateral e longitudinal desses depósitos. Como exemplos podemos citar Skene *et al.* (2002), que definem uma curva exponencial que descreve o decaimento da espessura do *levee* à medida em que se afasta do canal. Já Kane *et al.* (2007, *apud* Birman, 2009) definem um comportamento de lei de potência para o comportamento da variação de espessura. Birman *et al.* (2009) comentam estudos recentes (Kneller, em preparação) onde tanto o comportamento exponencial como o de potência podem ser encontrados na natureza.

Do ponto de vista numérico, Birman *et al.* (2009) desenvolvem um modelo de águas rasas, mostrando que o comportamento exponencial e de potência são função da quantidade de mistura de fluidos na corrente, expresso num coeficiente denominado ‘*water entrainment*’, ou, entrada de água. Para correntes com o coeficiente nulo o modelo é exponencial e não nulo o modelo é de potência. Straub e Mohrig (2008) apresentam uma abordagem quantitativa mais detalhada, onde, após analisar e comparar resultados de dados

de sub-superfície (sísmica) e de modelos físicos de laboratório, apresentam um modelo para a forma do depósito de *levee* como função dos parâmetros geométricos do canal.

9.3.2 Comparações qualitativas

Para efeito de comparação mais precisa das simulações, vamos nos basear no trabalho de Straub e Mohrig (2008), que propõem um modelo de formação dos *levees* baseado no parâmetro geométrico dos canais. De forma bastante resumida, o modelo dos autores prevê duas formas de preenchimento dos *levees*, que variam conforme a relação entre a altura da corrente e a altura do canal.

Num primeiro caso, documentado nos dados de análise sísmica de Brunei, a deposição se dá mais fora do que dentro do canal, fazendo com que o relevo do canal (R na Figura 9.25) vá aumentando ao longo do tempo. Segundo esse modelo, que podemos ver na Figura 9.27 reproduzida dos autores, a inclinação da camada do *levee* é inicialmente alta, e vai reduzindo à medida que o relevo do canal vai aumentando (linhas tracejadas em (D)).

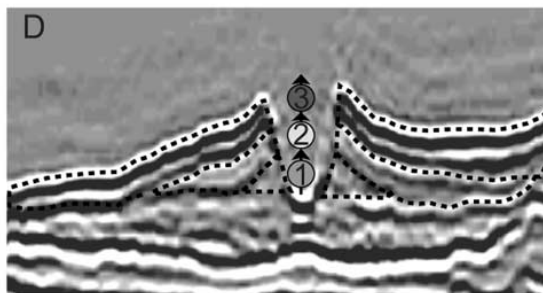


Figura 9.27 – Modelo de construção dos levees (retirado de Straub e Mohrig(2008))

No segundo caso, documentado nos dados de experimentos físicos, a deposição se dá mais dentro do que fora do canal, fazendo com que o relevo do canal (R na Figura 9.25) vá diminuindo ao longo do tempo. Segundo esse modelo, que pode ser visto na Figura 9.28 reproduzida dos autores, a inclinação da camada do *levee* é inicialmente pequena, aumentando à medida que o escoamento vai se tornando mais desconfinado.

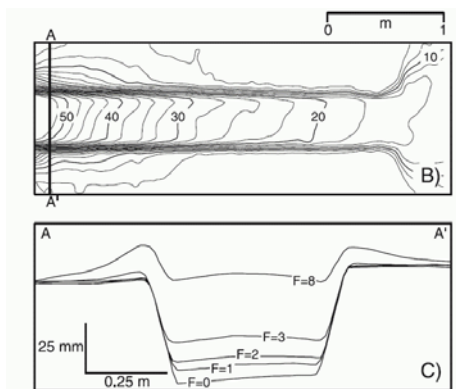


Figura 9.28 - Modelo de construção dos leves (retirado de Straub e Mohrig(2008))

A lógica do modelo dos autores se baseia na relação entre o relevo do canal (R) e o perfil vertical de velocidade e concentração (figura 9.13). Quando o escoamento é muito confinado, ou seja, quando o relevo do canal é alto (caso 3 na Figura 9.29), quase toda a corrente escoava dentro do canal, e a porção que extravasa o canal têm uma concentração muito baixa. Sendo assim, o escoamento lateral têm condições de se desenvolver mais, tornando a inclinação da camada no *levee* mais suave. Em contrapartida, quando o relevo do canal é baixo, a porção que escoava para fora do canal têm uma estratificação de concentração mais pronunciada, criando uma deposição mais rápida em torno do canal, e tornando a inclinação do depósito mais acentuada.

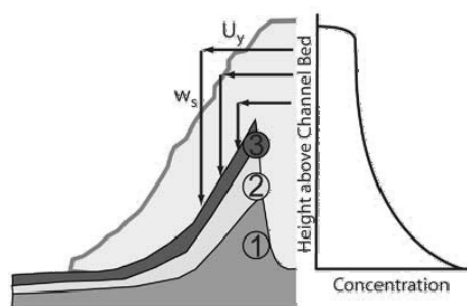


Figura 9.29 – Relação do relevo do canal com o perfil de concentração (retirado de Straub e Mohrig (2008))

O modelo de simulação foi rodado para tentar avaliar esse efeito. Optou-se por gerar uma corrente com alimentação contínua, pois a alteração de parâmetros de simulação se torna mais eficiente.

No primeiro caso, definimos uma condição de contorno que favorece o escoamento confinado e a deposição fora do canal, ou seja, com alta velocidade e concentração não muito elevada. No segundo caso, definimos uma condição de contorno onde a velocidade da corrente fosse baixa e a concentração mais alta. Essas condições tendem a favorecer a deposição dentro do canal, devido a combinação de altas concentrações com baixas velocidades. Na Figura 9.30 comparamos, em seção, os dois casos. No primeiro, parte de cima da Figura, nota-se que o depósito é menos espesso dentro do canal, e lateralmente se estende mais longe. As curvas do *levee* são mais suaves. No segundo caso, parte de baixo da Figura, o depósito fica mais preso dentro do canal, e é lateralmente menos extenso. A curva do depósito é mais abrupta, e fica mais inclinada à medida que a sedimentação prossegue.

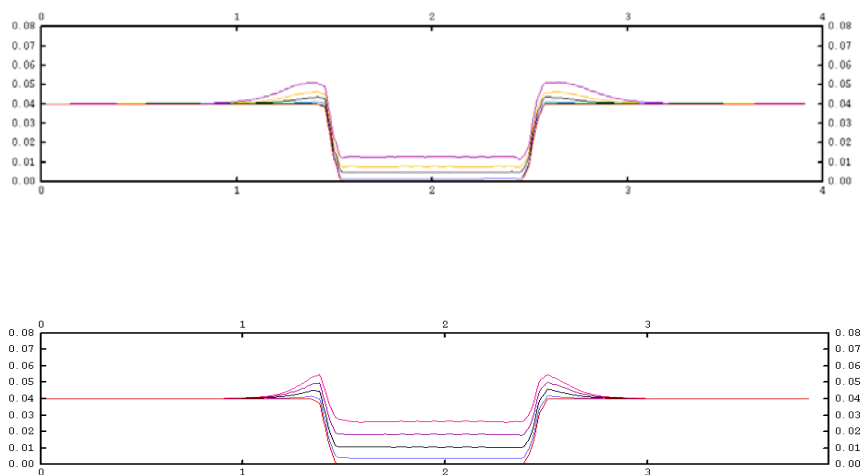


Figura 9.30 Comparação dos modelos de leves simulados.

A Figura 9.31 mostra o resultado, para o segundo caso, da simulação numérica numa seção em $x = 1$, visto acima, e o mapa do depósito abaixo à esquerda. Apresentamos também o mapa de espessura e a seção do depósito simulado obtido por experimento físico, reproduzindo a Figura 9.28 para facilitar a comparação. A inclinação dos depósitos de *levee* vai aumentando com o tempo, tal como previsto no modelo de Straub e Mohrig(2008).

Observe também a similaridade, na seção, da forma do depósito de *levee* entre o modelo simulado e o modelo físico. Ainda na Figura 9.31, observa-se a similaridade das feições em mapa. As curvas de nível dos *levees*, laterais aos canais, apresentam a mesma conformação nos modelos físico e numérico (ver setas no mapas).

Resumindo, as simulações numéricas conseguem reproduzir as duas alternativas de formação dos *levees* propostos por Straub e Mohrig(2008), pelo menos do ponto de vista qualitativo.

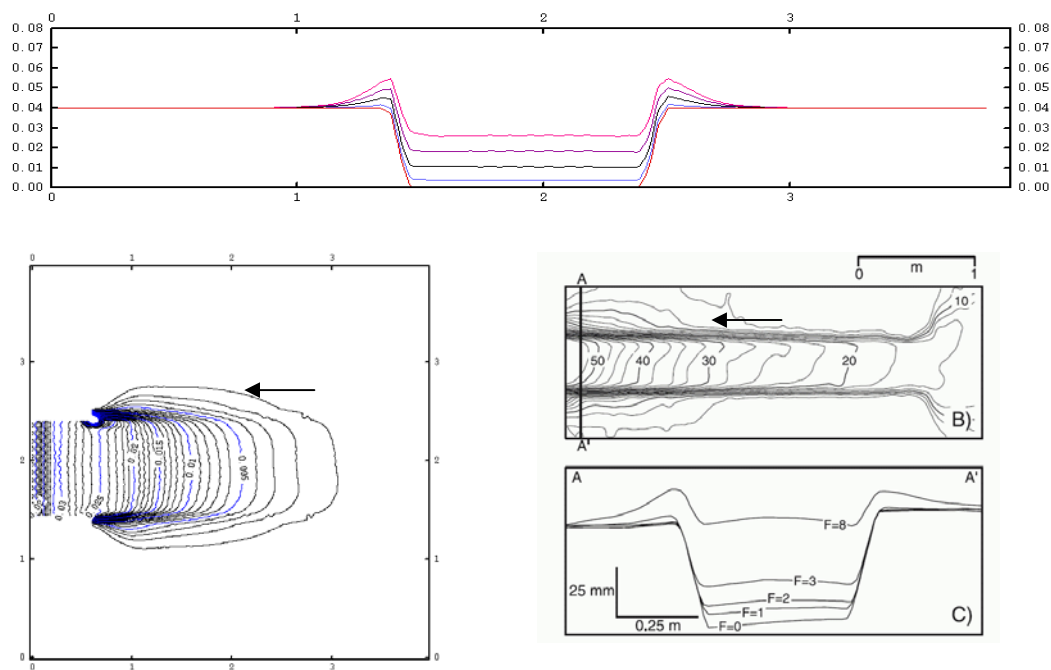


Figura 9.31 – Resultado da simulação numérica comparada com o experimento físico de Straub e Mohrig (2008).

9.3.3 Comparações quantitativas

Do ponto de vista quantitativo, as simulações efetuadas nesse trabalho serão comparadas com os valores apresentados por Straub e Mohrig (2008) para os dados de sísmica de Brunei. A escolha desse dado em relação aos demais da bibliografia é em

função de sua abundância, resultado do interesse dos autores na evolução da superfície do *levee* ao longo do tempo. A Figura 9.32, reproduzida do trabalho dos autores mencionados, mostra a espessura do *levee* no eixo y e a distância ao eixo do canal no eixo x .

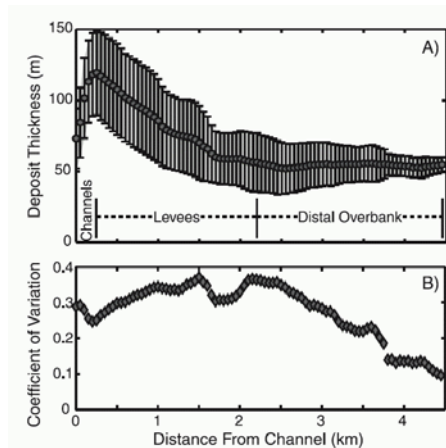


Fig 9.32 – Espessura do Levee x Distância do Canal. Valores médios e intervalos de confiança na parte superior. Coeficiente de variação na parte inferior.

A comparação será com base na curva de decaimento da espessura do depósito à medida que se afasta do eixo do canal. Essa curva será adimensionalizada da seguinte forma. O eixo horizontal tem como referência a distância ao eixo do canal, e o eixo vertical têm como referência a altura em relação à altura máxima no ápice do *levee*.

A Figura 9.33 mostra a curva obtida por Straub e Mohrig (2008) a partir de análise de dados sísmica (em preto) e o resultado obtido pela simulação do caso base (em azul). No eixo x temos a distância adimensionalizada a partir da eixo do canal, e no eixo y a espessura adimensionalizada pela espessura máxima do *levee*. Apresentamos ainda, como referência adicional, uma curva obtida por Kneller (2008) com base em dados de afloramentos. Essa curva, apesar de medida em dados de campo, tem sua representatividade comprometida devido ao fato desses depósitos estarem, na maioria das vezes, incompletos por ação de erosão posterior.

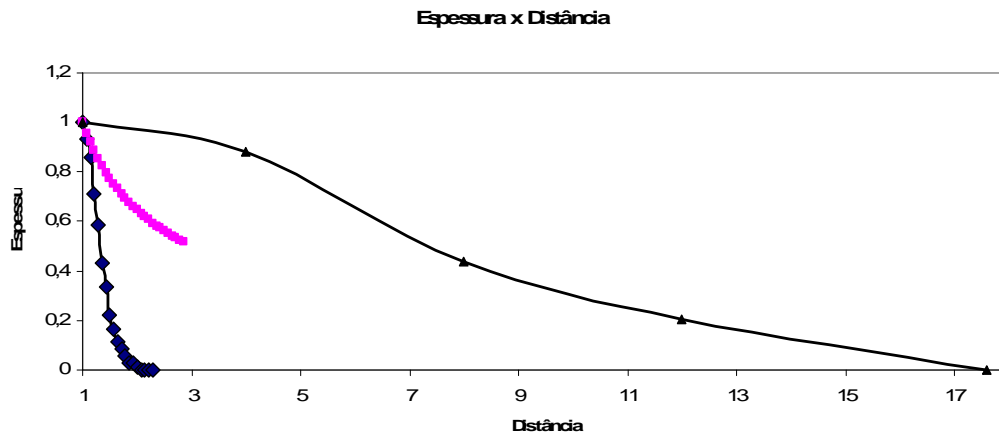


Figura 9.33 – Distância x Espessura adimensionalizada do Levee (Rosa – dado empírico e Azul – simulado – preto - Sísmica)

Uma primeira análise mostra que o sistema estudado na imagem sísmica se desenvolve muito mais lateralmente em relação ao sistema dos afloramentos e principalmente em relação ao modelo simulado. Há que se considerar, entretanto, que o modelo simulado contempla um único evento de escoamento, enquanto na natureza esses eventos vão se sucedendo no tempo. O modelo de afloramento têm um comportamento intermediário entre os dois anteriores.

Para melhor comparar o modelo simulado e de sísmica, reduzimos o avanço lateral do modelo do dado sísmico e colocamos ambos juntos no gráfico da Figura 9.34. Observa-se que, apesar da diferença de alcance lateral, ambos iniciam com um comportamento linear (até quase 1,18 no modelo simulado e 1,22 no modelo de sísmica), e depois ambos têm uma queda similar a um modelo exponencial. Esse comportamento não é observado no modelo de afloramento, que apresenta um padrão de decréscimo exponencial desde o princípio. Ou seja, o modelo simulado numericamente apresenta a mesma forma da curva com base em dados sísmicos, apesar da diferença de alcance lateral.

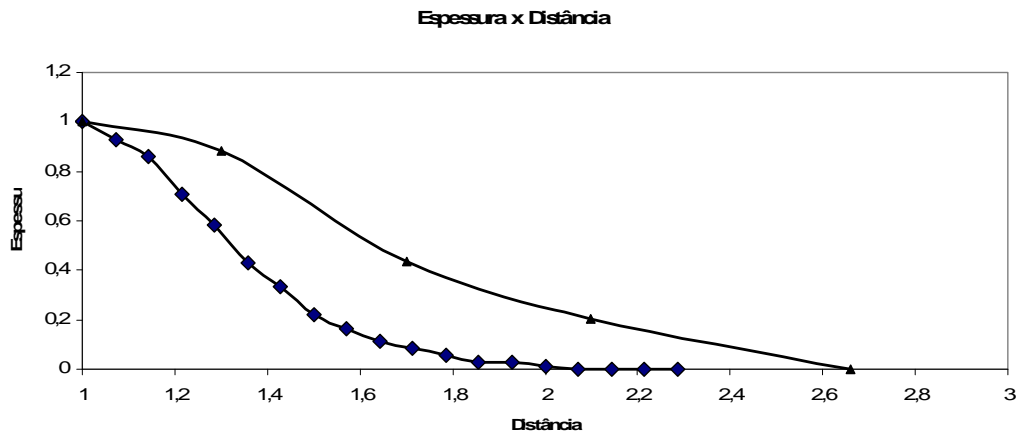


Figura 9.34 – Distância x Espessura adimensionalizada do Levee (Azul – simulado e preto – Sísmica modificado para comparação)

Esses resultados preliminares suscitaram o estudo do efeito de parâmetros em três frentes distintas, na tentativa de aproximação com os resultados de Straub e Mohrig (2008). Na primeira investigamos os parâmetros iniciais da simulação, como a diferença de densidade e a velocidade de queda do grão. Na segunda procuramos investigar a diferença do modelo para diferentes configurações do canal e de altura da corrente. Na terceira linha investigamos o efeito do mecanismo de alimentação na geometria do depósito.

A análise dos parâmetros iniciais mostrou pouco efeito na conformação do *levee*, como podemos ver na Figura 9.35. Em vermelho temos o efeito do aumento da velocidade de queda, que corresponde a considerar um grão mais grosso que o do caso base. Como era de se esperar, a espessura se reduz mais rapidamente lateralmente ao canal. A consideração de um aumento da concentração, com o aumento da diferença de densidade para 5% está em marrom, e praticamente fica em cima do caso base. A consideração de múltiplos fluxos, superpondo os registros sedimentares, está em azul na Figura 9.35. Usamos o modelo de afloramento em rosa como referência comparativa com as outras Figuras.

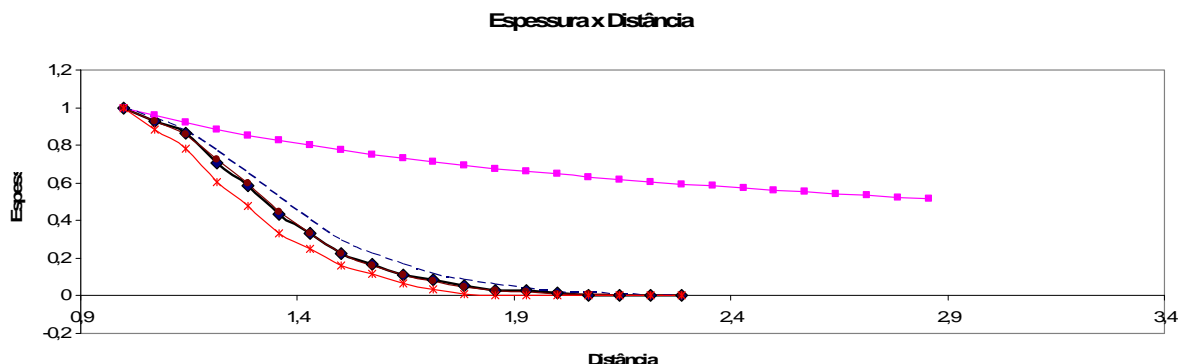


Figura 9.35 – Comparação das condições iniciais do escoamento

O segundo conjunto de testes levou em consideração a forma do canal. O caso base tem, conforme comentado, uma largura de 1 e uma espessura de 0,04. Foram gerados inicialmente dois casos adicionais. Um mais largo, com 2,5, o que dá uma razão de aspecto em torno de 62 (em vermelho), e um mais estreito, com 0,5 unidade (em verde), o que dá uma razão de aspecto de 12. Os resultados são mostrados na Figura 9.36.

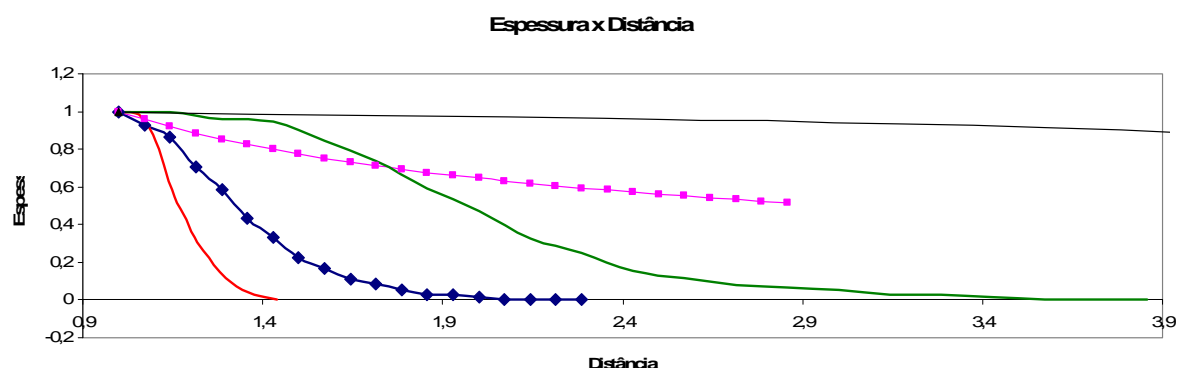


Figura 9.36 – Comparação da Razão de Aspecto do Canal

O que se observa na Figura 9.36 é que o comportamento muda à medida que a largura do canal se altera, ou seja, para canais mais estreitos, mantendo a altura, a variação de espessura fica mais suave (curva verde). A curva azul se refere ao caso base, e a curva vermelha ao canal de 2,5 unidades de largura. Observa-se também, com mais clareza na curva verde, que o princípio da variação é muito suave, se tornando mais abrupto à medida que se afasta do canal, ou seja, com a mesma forma sugerida pelos dados sísmicos (em preto na Figura 9.36) estudados por Straub e Mohrig (2008).

Comparamos esses resultados em termos de volume de sedimento que escoou pelo canal. Calculamos ainda o percentual do volume sedimentado dentro e fora do canal. A tabela 9.3 ilustra esses resultados. Como os volumes de sedimento são proporcionais à área da seção transversal, e as condições iniciais do escoamento são similares, podemos concluir que para uma menor largura, mantendo-se os volumes de escoamento proporcionais, o volume de sedimento que sai e se deposita fora do canal é significativamente mais alto para larguras menores.

Tabela 9.3 – Dados geométricos e de sedimentação para diferentes larguras de canal

Espessura	Largura	Razão de Aspecto	Volume de Sedimento	Percentual fora do canal
0,04	0,50	12,5	0,01088	36,6
0,04	1,00	25	0,02160	23,8
0,04	2,50	62,5	0,05440	9,4

Esse efeito indica que a largura do canal, mantida a mesma espessura, têm uma influência importante na distância adimensional percorrida pelo escoamento externamente ao canal. Para checar essa informação, mostramos na Figura 9.37 os mapas com os vetores de velocidade para os casos extremos, ou seja, razão de aspecto 12,5 e 62,5. O amarelo mais claro representa o canal, e o mais escuro a superfície lateral ao canal. Os vetores azuis indicam velocidades maiores, e os vermelhos menores. O acinzentado representa a posição do fluido mais denso no tempo $t = 10s$.

O modelo com razão de aspecto (Ra) igual a 12,5 têm dimensões de 4 x 4 x 1, enquanto o outro têm dimensões 6 x 6 x 1, para poder acomodar um canal mais largo. O volume de sedimento injetado é proporcional à seção transversal do canal, ou seja, é 5 vezes maior no modelo com Ra mais alto. O que se observa é uma velocidade maior no modelo com Ra mais baixo, que avança mais rápido chegando mais longe. Além disso, o percentual do escoamento que se dá fora do canal é maior para o Ra menor, talvez explicando o maior alcance lateral dos *levees* nesse modelo, confirmando os dados numéricos que apresentamos na Tabela 9.3

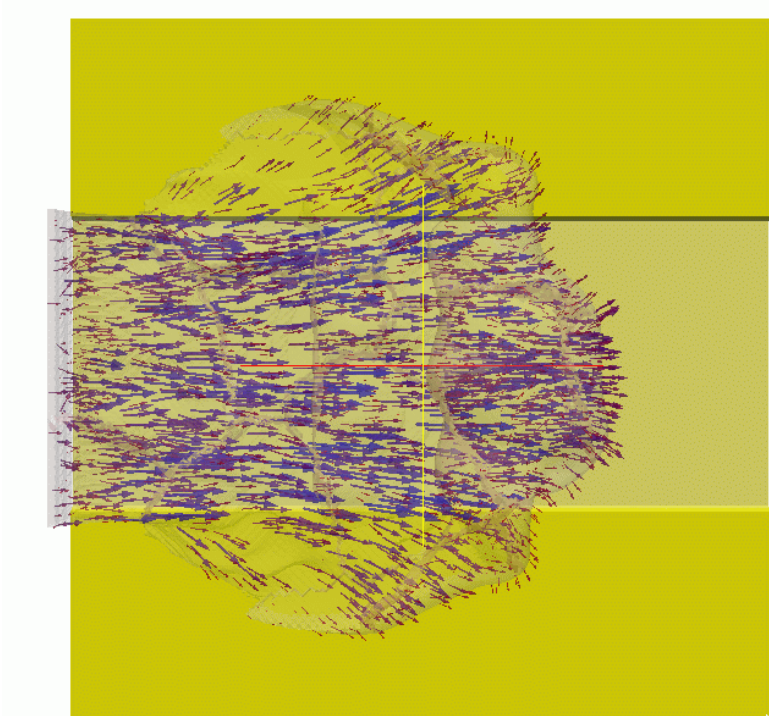
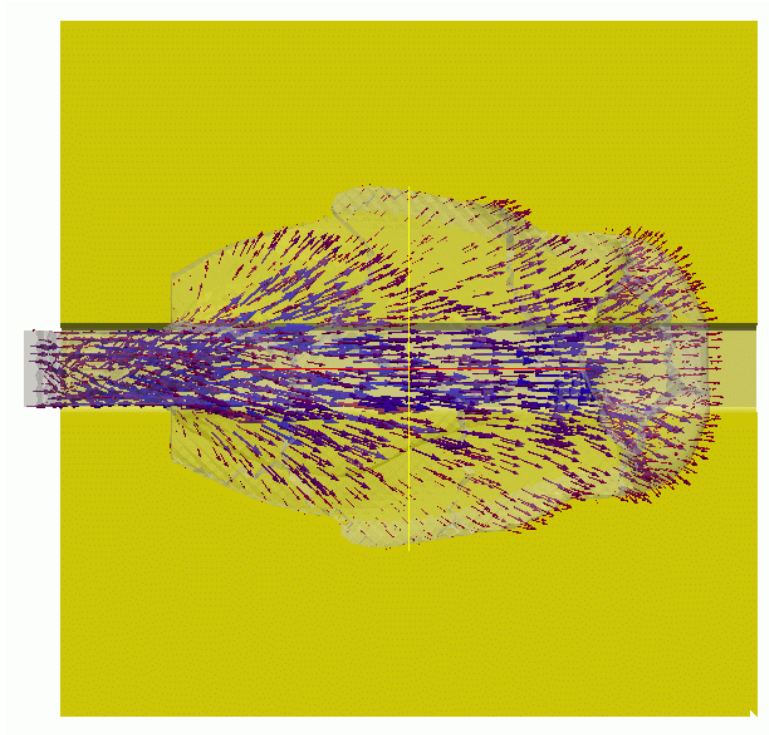


Figura 9.37 – Mapa de vetores de velocidade do escoamento com razão de aspecto 12,5 (acima) e 62,5 (abaixo).

Como ilustração do efeito da razão de aspecto do canal, a Figura 9.38 mostra os mapas de espessura dos casos com $Ra = 12,5$ e $62,5$, onde fica claro o maior percentual de sedimentos fora do canal no modelo com Ra menor.

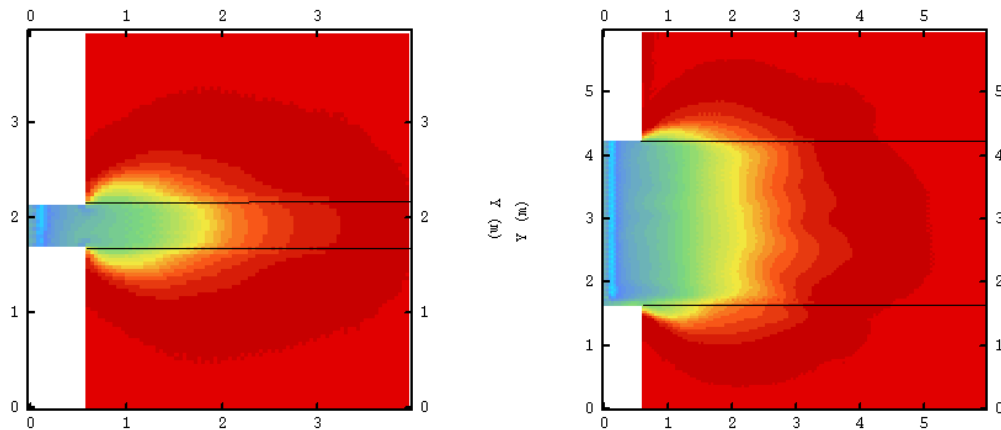


Figura 9.38 – Mapa de espessura dos modelos com $Ra = 12,5$ e $62,5$

Não evoluímos nossa análise do entendimento desse fenômeno, mas podemos supor que as diferenças no padrão das correntes e na natureza dos depósitos indicam que o confinamento lateral pode estar causando alterações nas características hidrodinâmicas do escoamento, forçando uma maior velocidade dentro do canal e um espraiamento mais eficiente da corrente para o modelo com Ra menor.

Esse resultado, apesar de ainda distante dos dados de sísmica do modelo de Straub e Mohrig (2008), mostra que a largura do canal é um fator importante na extensão lateral do depósito.

O terceiro conjunto de testes envolveu a comparação entre os mecanismos de alimentação da corrente, tal como efetuado no estudo dos lobos. Assumindo parâmetros que injetam volumes de sedimento similares ao caso base, procedeu-se a simulação com alimentação contínua, e os resultados podem ser vistos na Figura 9.39. Nela podemos ver que o comportamento da variação de espessura para parâmetros similares é aproximadamente o mesmo para os dois tipos de alimentação da corrente (curva vermelha).

O próximo passo foi então avaliar o efeito da velocidade do escoamento na condição de alimentação contínua. Usando como base o modelo anterior, aumentamos a velocidade em 2x e rodamos um tempo mais longo de simulação (20 segundos). Os resultados da curva de variação da espessura com a distância são mostrados na Figura 9.39. A curva azul claro tracejada representa o aumento de 2 vezes na velocidade, e a azul claro cheia o aumento no tempo de simulação. O que se observa é que o aumento da velocidade média do escoamento torna a curva mais suave, e aproxima a curva daquela obtida pelo dado empírico e pelo dado sísmico (Staub e Mohrig, 2008). Além disso, a continuidade do escoamento faz com que a curva também se torne mais suave, aproximando-a da curva empírica.

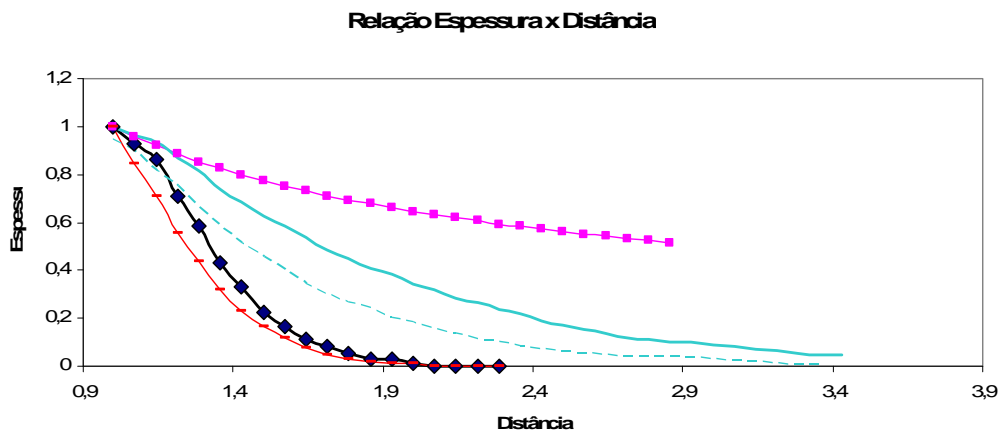


Figura 9.39 – Relação espessura × distância para modelos simulados com alimentação contínua

A tabela 9.4 mostra o efeito da velocidade média no percentual de sedimento depositado fora da zona canalizada. Observa-se que à medida que a velocidade aumenta, o percentual de sedimento fora do canal aumenta significativamente. O aumento do tempo de simulação tende também a aumentar esse percentual.

Tabela 9.4 – Efeito da velocidade inicial no percentual fora do canal

Velocidade	Volume sedimentado	Percentual fora do canal
Base em 16s	0,183392	10,1
2x Base em 16s	0,402708	31,9
2x Base em 20s	0,585337	36,1

Outro fato relevante é comparação do efeito da velocidade para modelos com aproximadamente o mesmo volume sedimentado. Na tabela 9.5 fica claro o efeito apenas da velocidade, na medida em que para valores de volume sedimentado próximos, o percentual de material fora do canal para velocidades mais altas é significativamente mais alto do que para velocidades menores.

Tabela 9.5 – Efeito da velocidade inicial no percentual fora do canal

Velocidade	Volume sedimentado	Percentual fora do canal
Base em 16s	0,183392	10,1
2x Base em 10s	0,196544	25,1

Analisando o efeito apenas do tempo simulado, mantendo a mesma configuração inicial de velocidade, observamos na tabela 9.6 que existe um aumento no percentual de sedimentos fora do canal, mas esse crescimento é menos significativo que o observado por conta do aumento da velocidade inicial do escoamento.

Tabela 9.6 – Efeito do tempo de simulação no percentual fora do canal

Velocidade	Volume sedimentado	Percentual fora do canal
2x Base em 10s	0,196544	25,1
2x Base em 16s	0,402708	31,9
2x Base em 20s	0,587757	36,1

A análise quantitativa empreendida mostra que não foi possível se aproximar da curva quantitativa dos modelos de referência, ou seja, dos dados sísmicos de Straub e Mohrig (2008) e dos dados de afloramentos. Há, entretanto, uma aproximação com a forma do dado advindo da sísmica. Além disso, três parâmetros se mostraram importantes para tornar as curvas mais próximas: a razão de aspecto menor no canal, a velocidade inicial maior no escoamento, e o tempo de simulação.

9.3.4 Sumário

Resumindo os estudos do caso dos *levees*, podemos dizer que:

- as simulações numéricas conseguem gerar as duas configurações de *levees* propostas por Straub e Mohrig(2008), do ponto de vista quantitativo;
- quando o relevo do canal aumenta, ou seja, quando a deposição se dá de forma predominante nos *levees*, a forma do depósito é mais suave e sua extensão lateral ao canal é maior;
- quando o relevo do canal diminui, ou seja, quando a deposição se dá de forma predominante nos canais, a forma do depósito é mais abrupta, e sua extensão lateral ao canal é menor;
- a simulação do caso base reproduz a forma da curva de variação de espessura com a distância no caso dos estudos de sísmica, mas não sua magnitude;
- a alteração do caso base no que diz respeito aos parâmetros diferença de densidade entre os fluidos e velocidade de queda dos grãos não gerou alteração substancial;
- a extensão lateral dos *levees* é muito influenciada pelo tamanho do canal. Para a mesma profundidade, quanto mais estreito o canal, maior a extensão lateral do *levee*;
- mantidas as mesmas condições, o aumento da velocidade e do tempo de simulação aproximou o resultado do modelo de referência quantitativo utilizado.

9.4 Considerações Finais

Conforme explicitado no início desse capítulo, os exercícios de simulação empreendidos tiveram como objetivo avaliar a possibilidade de uso da ferramenta de simulação para o estudo de problemas geológicos. Tendo em vista esses objetivos, podemos afirmar que:

- a reprodução das feições de lobos fornecem resultados quantitativamente consistentes com os dados obtidos de estudos de afloramentos, bem como com resultados dos experimentos físicos;
- a reprodução do efeito de compensação lateral dos lobos, apesar de carecer de dados quantitativos precisos, apresentou as feições esperadas com base nos estudos de afloramentos. Isso permite considerar o uso da interação fundo corrente desenvolvida nesse trabalho para investigar problemas geológicos onde esse efeito seja significativo;
- o efeito, conhecido na literatura geológica, da velocidade da corrente na razão de anisotropia do depósito foi conseguido usando um modelo de alimentação contínua. Para validação quantitativa desse efeito, carece um estudo mais detalhado usando os dados dos experimentos físicos;
- foi possível ensejar uma comparação entre os métodos de alimentação da corrente. Esse tema é muito debatido na literatura geológica no que diz respeito ao conteúdo sedimentar do depósito. Discussões acerca da geometria dos depósitos são ainda pouco comuns, abrindo-se uma perspectiva de análise dessa questão com a ferramenta de simulação numérica.
- a reprodução das feições de *leaves*, apesar de visualmente realistas do ponto de vista qualitativo, apresentaram resultado quantitativo discrepante em relação aos dados empíricos obtidos em afloramentos. Uma possível explicação para esse fato pode estar nos baixos números de Reynolds simulados, quando comparados com correntes naturais. Os valores calculados para os casos simulados estão no Anexo 2 dessa tese, onde se faz uma breve discussão acerca da possibilidade do

uso da geometria do *levee* para estimar a presença de areia mantida em suspensão, com potencial a ser transportada para porções mais distais na bacia;

- os resultados da simulação se mostraram qualitativamente compatíveis com os modelos de deposição de *levees* de Straub e Mohrig (2008);
- o efeito da largura do canal e do aumento da velocidade da corrente nos modelos com alimentação contínua aproximaram os resultados do ponto de vista quantitativo. Porém, essas aproximações ainda não são completamente satisfatórias, e carecem de estudos mais aprofundados;
- os estudos de lobos e *levees* apresentaram sempre uma contrapartida nos dados de referência geológica, seja em estudos de afloramentos, modelos interpretados do dado sísmico, ou experimentos físicos. Esse procedimento visou permitir argumentar nossa pretensão original, qual seja, a de poder utilizar a modelagem numérica de processos aqui desenvolvida como ferramenta complementar de análise de processos geológicos.

CAPÍTULO 10

CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES

O objetivo dessa tese foi investigar a possibilidade de usar a modelagem computacional de processos físicos para estudar um processo geológico específico, a saber, as correntes de densidades particuladas, que ocorrem em ambiente marinho e transportam sedimentos mar adentro formando extensos corpos arenosos, muito importantes na indústria do petróleo como rochas reservatórios de hidrocarbonetos.

O estudo em detalhe desse tipo de depósito é difícil em função da posição onde ele ocorre, bem como da dimensão espacial e temporal de ocorrência dos eventos de escoamento. Sendo assim, a modelagem computacional é uma das ferramentas utilizadas para a abordagem do conhecimento nesse tipo de fenômeno geológico.

As correntes de densidade particuladas, também denominadas correntes de turbidez, se caracterizam por colocar em contato dois fluidos: água e água com sedimentos em suspensão. A diferença de densidade dos sedimentos suspensos é então a responsável por movimentar o fluido mais denso sobre o menos denso. Por se tratar de um escoamento de fluido, as equações governantes são as equações de Navier – Stokes. A literatura nessa área reporta basicamente dois tipos de modelagem: os modelos simplificados de água rasa, que consideram o problema em 2D, tratando a dimensão vertical de forma simplificada, e os modelos DNS, onde a resolução da malha é extremamente refinada, tornando as simulações restritas a baixos números de Reynolds.

O procedimento adotado nessa tese foi usar um modelo intermediário. A equação governante é Navier- Stokes resolvida em 3D, evitando as simplificações do modelo de água rasa. Para superar a necessidade de malhas muito refinadas, usou-se um modelo de turbulência LES, onde as grandes escalas são resolvidas explicitamente, e as pequenas são

resolvidas por um modelo numérico. Além disso, o método dos elementos finitos adotado permite a geração de malhas usando superfícies irregulares, o que caracteriza o ambiente onde essas correntes se desenvolvem.

O desenvolvimento da tese atingiu os seguintes resultados, apresentados resumidamente para cada etapa:

- Definição do tipo de corrente de densidade a ser simulada. Dentro do espectro possível de correntes de densidade, envolvendo concentrações, teor de material coesivo, mecanismos de sustentação de grãos, etc, foi definido que as correntes simuladas têm como único mecanismo de sustentação de grãos a suspensão turbulenta. Em função de limitações do modelo numérico, as concentrações estão limitadas a 5%, o que caracteriza a modelagem de correntes de baixa densidade (*sensu* Manica,2009). Em função dessas limitações, definiu-se que o modelo deveria contemplar o transporte e a sedimentação de partículas, além da interação do escoamento com superfícies de fundo irregulares, comum no ambiente marinho onde essas correntes de densidade se desenvolvem;
- Modelagem do processo de deposição das areias, usando o simulador que resolve as equações de Navier – Stokes e do transporte pelo método dos elementos finitos. Essa modelagem considera que a velocidade que movimentam os sólidos é a velocidade do fluido, mais uma componente vertical dada pela velocidade de queda da partícula nesse fluido. O modelo apresentado foi validado quantitativamente usando dois modelos de referência, um numérico, simulado com DNS, e outro baseado em experimento de laboratório. Os resultados quantitativos foram considerados satisfatórios;
- Modelagem da interação da corrente com o fundo do depósito. Nessa etapa, foi desenvolvido um método para considerar o escoamento nos elementos que são sujeitos à sedimentação. Essa consideração se baseia na alteração da viscosidade como função da concentração de sedimento no mesmo. A função que relaciona

concentração e viscosidade foi obtida a partir dos estudos empíricos. Segundo esses estudos, a mistura de água com sedimento tem comportamento Newtoniano até um dado valor de concentração, aumentando de forma não linear próximo da concentração limite do sedimento. Esse modelo foi incorporado à simulação, e causou o efeito esperado, qual seja, o de redução significativa da velocidade do escoamento no elemento;

- Modelagem de casos de interesse geológico. Nessa etapa do trabalho, usamos a implementação do modelo de sedimentação e interação *fundo x corrente*, e fizemos estudos dos elementos deposicionais lobos e *levees*, que são comuns nos sistemas deposicionais turbidíticos. Esses estudos foram comparados com dados da literatura geológica em termos de afloramentos, modelos físicos e dados de sub-superfície com auxílio de imagens sísmicas. Os resultados foram satisfatórios do ponto de vista qualitativo, tendo sido possível estudar, não em muito detalhe, questões específicas desses sistemas, como o efeito do mecanismo de iniciação da corrente na geometria dos depósitos de lobos, e o efeito dos parâmetros hidrodinâmicos da corrente na geometria deposicional dos *levees*.
- Do ponto de vista das implementações já efetuadas, o modelo carece ainda de uma etapa de validação quantitativa mais rigorosa em situações geológicas de interesse. Esse processo não foi possível no contexto dessa tese, em função da ausência de dados completos desses experimentos, publicados na literatura atual.

Uma série de trabalhos são vislumbrados como possíveis desdobramentos da presente tese. Dentre eles podemos citar:

- A possibilidade de simular o escoamento de mais de um tamanho de grão representa um grande avanço. Isso porque a co-existência de diferentes tamanhos de grãos é uma condição presente em quase todos os escoamentos na

natureza, e seus efeitos no transporte e sedimentação são muito importantes, como comprovam os experimentos de laboratório relatados na literatura (Bass, 2004, Straub e Mohrig, 2008). Além disso, do ponto de vista da simulação numérica, essa implementação não deve, à primeira vista, representar um grande custo computacional, uma vez que ela pode ser testada a partir de um laço na rotina da solução da equação do transporte, onde cada passo representaria um tamanho de grão distinto;

- Outra implementação a ser considerada é o modelo de erosão. Tal como já desenvolvido teoricamente e apresentado nessa tese, esse modelo pode ser facilmente implementado do ponto de vista da simulação. Entretanto, o ajuste dos parâmetros empíricos e o modelo de validação terão que receber uma atenção grande, demandando provavelmente um grande esforço e rigor científico;
- O aumento da resolução espaço temporal da simulação é algo desejável. Isso implica em necessidade de maior capacidade de processamento, visualização paralela e geração de malha para domínios irregulares. Evoluir para uma paralelização massiva do código é uma alternativa possível e desejável;
- Há necessidade de investigar melhorias na representação e solução da turbulência em relação ao modelo adotado nessa tese, em função da sua importância no transporte e deposição dos sedimentos. A investigação do Método Variacional Multi-escala (Bazilevs *et al*, 2007a, Lins *et al*, 2009) é uma alternativa viável para esse esforço;
- A adaptabilidade da malha (Burstedde *et al*, 2009, Kirk *et al*, 2006) para melhorar a resolução nas diferentes escalas do fenômeno é também um ponto a ser investigado, que pode contribuir de forma significativa com o ajuste mais preciso dos modelos de deposição de sedimentos

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ALLEN, J.R.L., 1984, *Sedimentary Structures. Their Character and Physical Basis*. Elsevier.
- ALZAGA-RUIZ, H., GRANJEON, D., LOPEZ, M., SERRANE, M., ROURE, F., 2009, “Gravitational collapse and Neogene sediment transfer across the western margin of the Gulf of Mexico: Insights from numerical models”. *Tectonophysics*, v. 470, pp. 21-41.
- AKYIAMA, J., FUKUSHIMA, Y., 1985, *Entrainment of noncohesive bed sediment into suspension*. External memorandum No. 195, St. Anthony Falls Hydraulic Laboratory, University of Minnesota, 33 p.
- BAGNOLD, R. A., 1962, “Auto-suspension of transported sediment: turbidity currents”. *Proc. Royal Society of London*, v. 265, pp. 315-319.
- BAGNOLD, R. A., 1954, “Experiments on a gravity-free dispersion of large solid spheres in a Newtonian fluid under shear. *Proc. Royal Society of London*, v. 59, pp. 1062- 1069.
- BAAS, J. H., KESTEREN, W. V., POSTMA, G., 2004, “Deposits of depletive high-density turbidity currents: a flume analog of bed geometry, structure and texture”. *Sedimentology*, v. 51, pp. 1053-1088.
- BAZILEVS, Y, CALO, V. M., COTTRELL, J. A., HUGHES, T. J. R., REALI, A., SCOVAZZI, G., 2007a, “Variational multiscale residual-based turbulence modeling for large eddy simulation of incompressible flows”. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, v. 197, pp. 173-201.

- BAZILEVS, Y., CALO, V. M., TEZDUYAR, T. E., HUGHES, T. J. R., 2007b, “ $\gamma z \beta$ discontinuity capturing for advection-dominated processes with application to arterial drug delivery”. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, v. 54, pp. 593-608.
- BIRMAN, V. K., MEIBURG, E., KNELLER, B., 2009, “The shape of submarine levees: exponential or power law?”. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 619, pp. 367-376.
- BLANCHETTE, F, PICHE, V., MEIBURG, E., 2006, “Evaluation of a simplified approach for simulating gravity currents over slopes of varying angles”. *Computers & Fluids*, v. 35, I. 5 (Jun), pp. 492-500.
- BLANCHETTE, F, STRAUS, M., MEIBURG, E., KNELLER, B., GLINSKY, M. E., 2005, “High-resolution numerical simulations of resuspending gravity currents: conditions for self-sustainment”. *Journal of Geophysical Research* 110, C12022, doi:10.1029/2005JC002927.
- BORGES, A. L. O., DUCKER, R. E., BRITO, D. U., 2007, *Simulação física de correntes de alta densidade para a análise da geometria externa de lobos turbidíticos e caracterização textural de seus depósitos*. In: Relatório Final do Contrato Petrobrás/ Faurgs nº 0050.0013777.05.02, Porto Alegre, Brasil.
- BRUHN, C. H. L., PINTO, A. C. C., JOHANN, P. R. S., 2009, *Main Challenges and Uncertainties for Oil Production from Turbidite Reservoirs in Deep Water Campos Basin, Brazil*. Disponível em: http://www.searchanddiscovery.net/documents/2009/10184bruhn/ndx_bruhn.pdf. Acesso em: 23 dez. 2009, 12:54:00.
- BURSTEDDE, C., BURTSCHER, M., GHATTAS, O., STADLER, G., TU, T., WILCOX, L., C., 2009, “ALPS: A framework for parallel adaptative PDE solution”. *Journal of Physics, Conference Series*, 180.

- CANTERO, M.I., BACHALANDAR, S., GARCIA, M.H., FERRY, J. P., 2006, “Direct numerical simulation of planar and cylindrical density currents”. *Journal of Applied Mechanics*, v. 73, pp. 923-930.
- CANTERO, M.I., LEE, J.R., BACHALANDAR, S., GARCIA, M.H., 2007, “On the front velocity of gravity currents”. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 586, pp. 1-39.
- CHU, F. H., PILKEY, W. D., PILKEY, O.H., 1979, “An analytical study of turbidity current steady flow”. *Marine Geology*, v. 33, pp. 205-220.
- COUTINHO, A. L. G. A., MARTINS, M. A. D., SYDENSTRICKER, R. M., ELIAS, R.N., 2006, “Performance comparison of data-reordering algorithms for sparse matrix-vector multiplication in edge-based unstructured grid computations”. *Int. J.Numer. Meth. Engng.*, v. 66, pp. 431-460.
- CROSS, T. A e HARBAUGH, J.W., 1989, “Quantitative dynamic stratigraphy: a workshop, a philosophy, a methodology”. In: *Quantitative Dynamic Stratigraphy*. Ed Prentice Hall, pp 3-20.
- DEL REY, A. C., 2006, *Simulação física de processos gravitacionais subaquosos: uma aproximação para o entendimento da sedimentação marinha profunda*. Tese de D.Sc., Instituto de Geociências / UFRGS, Porto Alegre, RS, Brasil.
- EINSTEIN, H. A., 1950, *The bed-load function for sediment transportation in open-channel flows*. Technical Bulletin 1026, U.S Dept. of the Army, Soil Conservation Service.
- ELIAS, R. N., COUTINHO, A. L. G. A., MARTINS, M. A. D., SYDENSTRICKER, R. M., 2005, “Edgebased Data Structures for the Parallel Solution of 3D Steady Incompressible Fluid Flow with the SUPG/PSPG Finite Element Formulation”,

XXVI CILAMCE – Iberian Latin American Congress on Computational Methods, Guarapari, ES, Brasil.

ELIAS, R. N., MARTINS, M. A. D., COUTINHO, A. L. G. A., 2006, “Parallel edge-based solution of viscoplastic flows with the SUPG/PSPG formulation”. *Comput. Mech.*, v. 38, pp. 365-381.

ELIAS, R. N., MARTINS, M. A. D., COUTINHO, A. L. G. A., 2007, “Simple finite element-based computations of distance functions in unstructured grids”. *Int. J. Numer. Meth. Engng.*, v. 72, pp. 1095-1110.

ELIAS, R. N., PARAIZO, P. L. B., COUTINHO, A. L. G. A., 2008, “Stabilized edge-based finite element computation of gravity currents in lock-exchange configurations”. *Int. J. for Numer. Meth. Fluids*, v. 57, pp. 1137-1152.

ELIAS, R. N., COUTINHO, A. L. G. A., 2007, “Stabilized edge-based finite element simulation of free-surface flows. *Int. J. Numer. Meth. Fluids.*, v. 54, pp. 965-993.

ENGELUND, F., FREDSOE, J., 1976, “A sediment transport model for straight alluvial channels”. *Nord. Hydrol.*, v. 7, pp. 293-306.

FERGUSON, R.I., CHURCH, M., 2004, “A Simple Universal Equation for Grain Settling Velocity”. *Journal of Sedimentary Research*, v. 74, n. 6 (Nov), pp. 933-937.

FORTUNA, A. O., 2000, *Técnicas Computacionais para Dinâmica dos Fluidos. Conceitos Básicos e Aplicações*. Edusp.

- FOX, R.W., McDONALD, A.T., 1998, *Introdução à mecânica dos fluidos*. LTC – Livros Técnicos e Científicos, 662p.
- GALEÃO, A. C., do CARMO, E. G. D., 1988, “A consistent approximate upwind Petrov-Galerkin method for convection-dominated problems”. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, v. 68, n. 1, pp. 83-95.
- GARCIA, M., PARKER, G., 1991, “Entrainment of bed sediment into suspension”. *Journal of Hydraulic Engineering*. ASCE, v. 120, pp. 414-435.
- GRIEBEL, M., DORNSEIFER, T., NEUNHOEFFER, T., 1998, *Numerical Simulation in Fluid Dynamics. A Practical Introduction*. SIAM.
- GROENENBERG, R. M., 2007, *Process-Based Modelling of Turbidity-Current Hydrodynamics and Sedimentation*. Ph.D. Thesis, Delft University of Technology, Holanda.
- HALLERMEIER, R.J., 1981, “Terminal settling velocity of commonly occurring sand grains”. *Sedimentology*, v. 28, p. 859–865.
- HARTEL, C., MEIBURG, E., NECKER, F., 2000, “Analysis and direct numerical simulation of the flow at a gravity-current head. Part 1. Flow topology and front speed for slip and no-slip boundaries”. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 418, pp.189-212.
- HODGSON, D., PRÉLAT, A., 2007, *LOBE project report on quantitative data analysis*, Petrobrás, Relatório Interno.
- HUGHES, T. J. R., ENGEL, G., MAZZEI, L., LARSON, M. G., 2000, “The Continuous Galerkin Method is Locally Conservative”. *Journal of Computational Physics*, v. 163, pp. 467-488.

- HUGOT, A., ZALESKI, S., JOSEPH, P., 2000, “Phenomenological Modeling of Catastrophic Dilute Gravity Flows”. *Oil & Gas Science and Technology – Rev. IFP*, v. 55, n. 5, pp. 471-483.
- JULIEN, P.Y., 1998, *Erosion and Sedimentation*. Cambridge University Press
- KIRK, B.J., PETERSON, J.W., STOGNER, R.H., CAREY, G.F., 2006, “libmesh: a C++ library for parallel adaptative mesh refinement/coarsening simulations.” *Engineering with Computers*, DOI 10.1007/s00366-006-0049-3.
- KNELLER, B., BUCKEE, C., 2000, “The structure of fluid mechanics of turbidity currents: a review of some recent studies and their geological implications”. *Sedimentology*, v. 46, Suppl 1, pp.62-94.
- KNELLER, B., 2008, *Stratigraphic Development of Slope Systems Research Consortium*. Disponível em : <http://www.turbidites.org>. Acesso em: 20 set 2009.
- KOMAR, P. D., 1969, “The channelized flow of turbidity currents with application to Monterey Deep-Sea Channel”. *Journal of Geophysical Research*, v.71, pp. 4544-4558.
- KYNCH, G., 1952, “ Theory of Sedimentation”. *Trans. Faraday Soc*, v. 48, pp. 166-176.
- KOLLA, V., POSAMENTIER, H. W., WOOD, L. J., 2004, “Deep-water and fluvial sinuous channels - Characteristics, similarities, dissimilarities, and modes of formation”. *Marine and Petroleum Geology*, v. 24, pp. 399-405.
- KUENEN, P. H., MIGLIORINI, C.I., 1950, “ Turbidity current as a cause of graded bedding”. *Journal of Geology*, v. 58, pp 91-127.

- LAMB, M. P., TONIOLO, H., PARKER, G., 2006, "Trapping of sustained turbidity currents by intraslope minibasins". *Sedimentology*, v. 53, pp 147-160.
- LINS, E.F., ELIAS, R.N., GUERRA, G.M., ROCHINHA, F.A., COUTINHO, A.L.G.A., 2009, "Edge-based finite element implementation of the residual-based variational multiscale method", *International Journal of Numerical Methods in Fluids*, v. 61, pp. 1-62.
- LOCKET, M.J., AL-HABOUBY, H.M., 1973, "Differential Settling by size of Two Particle Species in a Liquid". *Trans. Inst. Chem. Eng*, v. 51, pp. 281-299.
- LOCKET, M.J., AL-HABOUBY, H.M., 1974, "Relative particle velocities in two-species". *Powder Techn.*, v. 10, pp. 67-71.
- LOWE, D. R., 1976, "Grain flow and grain flow deposits". *Journal of Sedimentary Petrology*, v. 46, n 1, pp 188-199.
- LOWE, D. R., 1982, "Sediment gravity flows: II. Depositional models with special reference to the deposits of high-density turbidity currents". *Journal of Sedimentary Petrology*, v 52, n 1, pp 279-297.
- MANICA, R., 2009, *Geração de Correntes de Turbidez de Alta Densidade: Condicionantes Hidráulicos e Depositionais*. Tese de D.Sc., Instituto de Pesquisas Hidráulicas / UFRGS, Porto Alegre, RS, Brasil.
- MANICA, R., DEL REY, A. C., MAESTRI, R. D., BORGES, A. L. O., VIANA, A. R., 2005, "Influência do mecanismo de iniciação na dinâmica dos fluxos e na geometria dos depósitos gerados: observações obtidas a partir de estudo experimental de correntes de densidade não conservativas". *Boletim de Geociências da Petrobras*, v. 13, n. 1, PP 43-60.

- MARINO, B. M., THOMAS, L. P., LINDEN, P. F., 2005, "The front condition for gravity currents". *Journal of Fluid Mechanics*, v. 536, pp. 49-78.
- MASSARANI, G., 1997, *Fluidodinâmica em Sistemas Particulados*. Editora UFRJ.
- MIRZA, S., RICHARDSON, J. F., 1979, "Sedimentation of Suspension of Particles of Two of More Sizes". *Chem. Eng. Sci.*, v. 34, pp. 447-454.
- MORAES, M. A. S., ARIENTI, L. M., PARAIZO, P. L. B., MUNDIM, E. C., 2004, *Acunhamentos Estratigráficos em Turbiditos. Relatório Final*. PETROBRÁS RT TRO 011/2004.
- MULDER, T., ALEXANDER, J., 2001, "The physical character of subaqueous sedimentary density flows and their deposits". *Sedimentology*, v. 48, pp 269-299.
- MULDER, T., SYVITSKI, J.P.M., MIGEON, S., FAUGERES, J., SAVOYE, B., 2003, "Marine hyperpycnal flows: initiation, behaviour and related deposits. A review". *Marine and Petroleum Geology*, v.20, pp. 861-882.
- MUTTI, E., TINTERRI, R., BENEVELLI, G., di BIASE, D., CAVANNA, G., 2003, "Deltaic, mixed and turbidite sedimentation of ancient foreland basins", *Marine and Petroleum Geology*, v.20, pp. 733-755.
- MUTTI, E., BERNOULLI, D., RICCI LUCHI, F., TINTERRI, R., 2009, "Turbidites and turbidity currents from Alpine 'flysch' to the exploration of continental margins". *Sedimentology*, v. 56, pp. 267-318.
- NECKER, F., HARTEL, C., KLEISER, L., MEIBURG, E., 2002, "High-resolution simulations of particle-driven gravity currents". *International Journal of Multiphase Flow*, v. 28, pp. 279-300.

- NECKER, F., HARTEL, C., KLEISER, L., MEIBURG, E., 2005, "Mixing and dissipation in particle-driven gravity currents". *Journal of Fluid Mechanics*, v. 545, pp. 339-372.
- OOI, SK., 2006, *High resolution numerical simulations of lock-exchange gravity-driven flows*. Ph. D. Thesis, University of Iowa, USA.
- PANTIM, H.M., 1979, "Interaction between velocity and effective density in turbidity flows: phase-plane analysis, with criteria for autosuspensions". *Marine Geology*, v. 31, pp. 59-99.
- PARKER, G., FUKUSHIMA, Y., PANTIN, H.M, 1986, "Self accelerating turbidity currents". *Journal of Fluid Mechanics*, v. 171, pp. 123-147.
- PARKER, G., GARCIA, M., FUKUSHIMA, Y., YU, W., 1987, "Experiments on turbidity currents over an erodible bed". *Journal of Hydraulic Research*, v. 25, pp. 123-147.
- PATTERSON, M., SIMPSON, J., DALZIEL, S., van HEIJST, G., 2006, "Vortical motion in the head of an axisymmetric gravity current". *Physics of Fluids*, v. 18, 046601.
- PATWARDHAN, V. S., CHI TIEN, 1985, "Sedimentation and Liquid Fluidization of Solid Particles of Different Sizes and Densities". *Chem. Eng. Sci.*, v. 40, pp.1051-1060.
- PIRMEZ, C., IMRAM, J., 2003, "Reconstruction of turbidity currents in Amazon Channel", *Marine and Petroleum Geology*, v. 20, pp. 823-849.
- POSAMENTIER, H. W., 2003, "Depositional elements associated with a basin floor channel-levee system: case study from the Gulf of Mexico". In: Mutti, E.,

- Steffens, G. S., Pirmez, C., Orlando, M., Roberts, D., *Turbidites: Models and Problems*, *Marine and Petroleum Geology*, v. 20, pp. 677-690.
- POSAMENTIER, H. W., KOLLA, V. E., 2003, "Seismic geomorphology and stratigraphy of depositional elements in deep-water settings", *Journal of Sedimentary Research*, v. 73, pp. 367-388.
- RICHARDSON, J. F., ZAKI, W. N., 1954, "Sedimentation and fluidization, Part I". *Trans. Inst. Chem. Engrs*, v. 32, pp. 35-53.
- ROSCOE, R., 1953, "Suspensions". In: J.J. Hermans, Editor, *Flow properties of disperse systems*, Chapter 1, Interscience, New York.
- SAGAUT, P., 1998, *Large Eddy Simulation for Incompressible Flows*. 3 ed., Springer.
- SAGAUT, P., DECK, S., TERRACOL, M., 2006, *Multiscale and multiresolution approaches in turbulence*. Imperial College Press: London, UK.
- SCHREINER, S., SOUZA, M. B. F. M., MIGLIORELLI, J. P. R., 2008, "Modelo Digital da Geomorfologia do Fundo Oceânico da Bacia de Campos", *Boletim de Geociências da Petrobrás*, v.16, n. 1, pp. 157-160.
- SLINGERLAND, R., 1989, "Predictability and chaos in quantitative dynamic stratigraphy". In: *Quantitative Dynamic Stratigraphy*. Ed Prentice Hall, pp. 45-53.
- SILVA FREIRE, A.P., MENUT, P.P.M., SU,J., 2002, *Turbulência*. Associação Brasileira de Ciências Mecânicas.
- SIMPSON, E.J., 1997, *Gravity currents in the environment and in the laboratory*. 2 ed. Cambridge University.

- SKENE, K. I., PIPER, D. J. W., HILL, P. S., 2002, "Quantitative analysis of variations in depositional sequence thickness from submarine channel levees". *Sedimentology*, v. 49, pp. 1411-1430.
- SRIVATSAN, L., LAKE, L.W., BONNECAZE, R. T., 2003, "Scaling analysis of deposition from turbidity currents". *Geo-Mar Lett*, v. 24, pp. 63-74.
- STRAUB, K. M., MOHRIG, D., 2008, "Quantifying the morphology and growth of levees in aggrading submarine channels". *Journal of Geophysical Research*, v. 113, F03012, doi:10.1029/2007jf000896.
- TEZDUYAR, T. E., 1992, "Stabilized finite element formulations for incompressible flow computations". *Advances in Applied Mechanics*, v. 28, pp. 1-44.
- TEZDYUAR, T. E., MITTAL, S., RAY, S. E., SHIH, R., 1992, "Incompressible flow computations with stabilized bilinear and linear equal-order-interpolation velocity-pressure elements". *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.*, v. 95. pp. 221-242.
- TONIOLO, H., LAMB, M., PARKER, G., 2006, "Depositional turbidity currents in diapiric minibasins on the continental slope: formulations and theory". *Journal of Sedimentary Research*. v. 76, pp. 783-797.
- VAN RIJN, L. C., 1984, "Sediment transport part II: suspended-load transport". *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, v. 10, n. 11, pp.1613-1641.
- VAND, V., 1948a, "Viscosity of Solutions and Suspensios. I. Theory". *J. Phys. Chem*, v. 52, n. 2, pp. 277-299.

- VAND, V., 1948b, "Viscosity of Solutions and Suspensions. II. Experimental Determination of the Viscosity-Concentration Function of Spherical-Suspensions". *J. Phys. Chem*, v. 52, n. 2, pp. 300-314.
- WALKER, R. G., 1992, "Facies, Facies Models and Modern Stratigraphic Concepts". In: Walker, R. G., James, N. P. (eds), *Facies Models – Response to Sea Level Change*, Chapter 1, Newfoundland, Canada, Geological Association of Canada.
- WAN,Z., WANG,Z., 1994, *Hyperconcentrated Flow*. IAHR Monograph Series. A.A.Balkema. Rotterdam.
- ZAVALA, C., PONCE, J. J., ARCURI, M., DRITTANTI, D., FREIJE, H., ASENSIO, M., 2006, "Ancient Lacustrine Hyperpycnites: A Depositional Model from a Case Study in the Rayoso Formation (Cretaceous) from a West-Central Argentina", *Journal of Sedimentary Research*, v.76, n.1 (Jan), pp. 41-59.
- ZENG, J., LOWE, D.R., 1992, "A Numerical Model for Sedimentation from Highly-Concentrated Multi-Sized Suspensions". *Mathematical Geology*, v. 24, n. 4, pp. 393-415.
- ZENG, J., LOWE, D.R., 1997a, "Numerical simulation of turbidity current flow and sedimentation: I. Theory". *Sedimentology*, v. 44, pp. 67-84.
- ZENG, J., LOWE, D.R., 1997b, "Numerical simulation of turbidity current flow and sedimentation: I. Results and geological applications". *Sedimentology*, v. 44, pp. 85-104.

ANEXO 1

ANÁLISE DIMENSIONAL DOS CASOS GEOLÓGICOS SIMULADOS

A simulação computacional faz uso do processo de adimensionalização das variáveis, conforme descrito nos capítulos 4, 5, 6 e 7. Portanto, para que possamos entender as dimensões dos casos geológicos investigados nesse trabalho, é necessário proceder a análise dimensional dos mesmos.

Segundo Straub e Mohrig (2008), essa análise de escala têm três componentes. O primeiro é o geométrico, que permite verificar se as dimensões geométricas do problema simulado são compatíveis com os dados naturais. O segundo é a análise das propriedades hidrodinâmicas do escoamento, e o terceiro as condições de transporte de sedimentos.

Faremos a análise desses componentes para os dois casos estudados, a saber, os lobos e os *levees*.

Caso dos Lobos – Análise Geométrica

Os lobos foram simulados com a malha da Figura 9.4. Nessa malha, uma região estreita de dimensão 0,5 e altura 1,0 pretende reproduzir uma zona confinada de alimentação para uma região mais ampla, desconfinada, onde se dará a deposição do lobo.

Essa região desconfinada têm dimensões de 4 x 4. Ou seja, a área desconfinada é 8 vezes mais larga e comprida que a porção alimentadora.

Os dados disponíveis na literatura geológica (Borges *et al*, 2007) fornecem valores de largura dos canais individuais, que são as zonas alimentadoras de sedimento, da ordem de 50 a 1000m. Tomando 50m como largura de referência, a zona desconfinada ficaria com 400m de largura e comprimento. A altura do modelo, 100m, é compatível com o altura das correntes que se desenvolvem nesses ambientes, geralmente abaixo de 100m (Zeng e Lowe, 1997).

Caso dos Lobos – Hidrodinâmica do Escoamento

Para o cálculo dos parâmetros hidrodinâmicos do escoamento, utilizamos o número de Reynolds e o número de Froude densimétrico. As equações A.1.1 e A.1.2 ilustram esses valores.

$$Re = \frac{\rho u h}{\mu} \quad (A.1.1)$$

$$Frd = \frac{u}{\sqrt{\frac{\Delta\rho}{\rho} gh}} \quad (A.1.2)$$

Para o caso base simulado, cujos valores médios de velocidade e concentração se encontram na Figura 9.13, o valor de $Re = 3540$ e o de $Frd = 1,11$. O valor de Re é baixo e o Frd é compatível, quando comparamos aos escoamentos naturais (Zeng e Lowe, 1997). Para o caso base, e tomando 50m como largura, a velocidade do escoamento atinge em média 0,64 m/s, compatível com correntes naturais (Zeng e Lowe, 1997). Nesse caso, o tempo de simulação corresponde a aproximadamente 16 minutos, sendo a distância percorrida pela corrente em torno de 600m.

Caso dos Lobos – Definição de tamanho da partícula

Usando o caso base como referência, cujo $Re = 3540$, e admitindo:

$$\begin{aligned}\tilde{u}_b &= \sqrt{gh} \\ u_s &= \frac{\tilde{u}_s}{\tilde{u}_b}\end{aligned}\tag{A.1.3}$$

onde \tilde{u}_b é uma velocidade de flutuação, usada como velocidade de referência, \tilde{u}_s a velocidade de queda da partícula, e u_s a velocidade de queda adimensional da partícula, conforme o modelo referido no capítulo 7, podemos calcular essa última como:

$$\tilde{u}_s = u_s * \tilde{u}_b\tag{A.1.4}$$

Na simulação do caso base, adotamos $u_s = 0,02$. A velocidade de referência, ou velocidade de flutuação, é dada pela velocidade que um fluido com uma dada diferença de densidade qualquer atravessa verticalmente uma distância de referência. Em nosso caso, assumindo o Sistema Internacional, temos que:

$$\begin{aligned}\tilde{u}_b &= \sqrt{\frac{\Delta\rho}{\rho} gH} \\ \tilde{u}_b &= \sqrt{\frac{L}{T^2} L}\end{aligned}\tag{A.1.5}$$

Assumindo $g = 10$ m/s, $H = 1$ m e a diferença de densidade utilizada na simulação de $0,032$, temos que a velocidade de referência para nossa simulação é $0,56$ m/s. De acordo com A.1.4, temos que:

$$\tilde{u}_s = 0,02 \times 0,56 = 0,0112 \text{ m/s}$$

que é compatível com areia muito fina segundo a equação 4.10 de Ferguson & Church (2004)

Caso dos Levees – Análise Geométrica

Conforme descrito no capítulo 9, a malha do modelo de *levees*, é muito similar a malha do modelo de lobos. As diferenças residem em: a porção desconfinada inicial, ao invés de 0,5, têm a dimensão de 1,0, ou seja, o dobro; o canal que percorre todo o domínio têm uma altura 0,04, e uma largura de 1,0, o que lhe confere uma razão de aspecto de 25, típica de canais erosivos segundo dados da literatura geológica.

Se mantivermos a mesma referência dos lobos, ou seja, a unidade de dimensão como 100m, teremos um canal com 100m de largura e 4m de profundidade, compatível com os dados de literatura para canais erosivos.

Caso dos Levees – Hidrodinâmica do Escoamento e Definição do Tamanho de Grãos

O número de Reynolds da simulação do caso base no caso dos levees seguiu o mesmo valor do modelo de lobos. Os dados hidrodinâmicos e de tamanho de grão são, portanto, os mesmos para os dois casos base.

ANEXO 2

FORMA DOS *LEVEES* x CARACTERÍSTICAS DO ESCOAMENTO

No capítulo 9, empreendemos um estudo simplificado para analisar a formação dos *levees*. Nesse estudo, verificou-se a dependência da forma do depósito de *levee* em relação às características hidrodinâmicas da corrente. Observou-se que a curva de decrescimento de espessura na direção ortogonal ao canal depende, entre outras variáveis, da velocidade, do tempo de simulação, e da espessura do canal.

Esse estudo abre espaço para a perspectiva de se poder estimar as propriedades hidrodinâmicas do escoamento a partir da geometria dos *levees* e do canal de uma forma mais precisa, um esforço já empreendido por Komar (1969), Pirmez e Imram (2003).

Para ilustrar esse efeito, tomamos o caso base rodado para os *levees* como referência. Geramos dois casos adicionais mantendo o valor do produto da velocidade pela concentração na fronteira, de forma a garantir que, para todos os casos, o volume de sedimento injetado era o mesmo. Os três modelos foram obtidos:

- Multiplicando a velocidade por dois e dividindo a concentração por 2 (2v05c);
- Multiplicando a velocidade por quatro e dividindo a concentração por 4 (4v025c).

Com base nos resultados desses três modelos, geramos uma série de quantificações, que apresentamos na tabela A.2.1 abaixo:

Tabela A.2.1 - Dados comparativos para diferentes condições hidrodinâmicas da corrente

	Depósito no Canal (%)	Depósito lateral (%)	Sed suspensão (%)	Número Reynolds	Ângulo do Levee	Extensão Lateral do Levee (unidades adimensionais)
Base	38,2	5,55	37,1	1680	0,0091	0,40
2v05c	27,2	6,25	56,7	2658	0,0092	0,44
4v025c	14,2	6,82	74,0	4746	0,0077	0,76

Esse pequeno exercício demonstra que as características hidrodinâmicas afetam a forma, a extensão lateral, e o padrão da sedimentação do canal e do *levee*, mantendo o volume de sedimento que entra no domínio constante. Uma série de outros fatores pode ser estudada em conjunto, como por exemplo diferentes tamanhos de grãos, formas do canal em seção e em planta, maiores números de Reynolds, etc, visando avaliar os impactos combinados das diferentes configurações nos resultados dos depósitos e volumes de sedimento em suspensão.

Apenas para exemplificar, a importância desse tema na indústria do petróleo pode ser de amplo espectro. No domínio dos campos já produtores, a estimativa da extensão lateral dos depósitos responde pelos volumes de areia que podem estar conectados às areias dentro do canal, bem como à conectividade entre dois canais através dos depósitos de *levees* de ambos. A estimativa do tamanho de grão associado a cada região é também importante do ponto de vista da capacidade de produção dessas areias.

Numa esfera de pesquisa de novos campos, a forma do *levee*, se comprovado os indícios apresentados na simulação, pode permitir estimar a natureza dos escoamentos que os geraram, podendo ser um indicador adicional para estimativas de volumes de sedimentos depositados, sedimentos mantidos em suspensão, se revestindo de importância para elucidar a história geológica do complexo de canal-*levee*, estimar a presença de areia em posições mais distantes longitudinalmente.