



Pontifícia Universidade Católica do Rio Grande do Sul
FACULDADE DE ENGENHARIA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA E TECNOLOGIA DE MATERIAIS

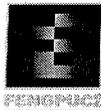
SIMULAÇÃO NUMÉRICA DE TRANSPORTE E DEPÓSITO DE SEDIMENTOS EM SUSPENSÃO EM CANAL INCLINADO

DIEGO DALPIAZ
ENGENHEIRO MECÂNICO

ORIENTADOR: PROF. DR. JORGE HUGO SILVESTRINI

Dissertação de Mestrado realizada no Programa de Pós-Graduação em Engenharia e Tecnologia de Materiais (PGETEMA) da Pontifícia Universidade Católica do Rio Grande do Sul, como parte dos requisitos para a obtenção do título de Mestre em Engenharia e Tecnologia de Materiais.

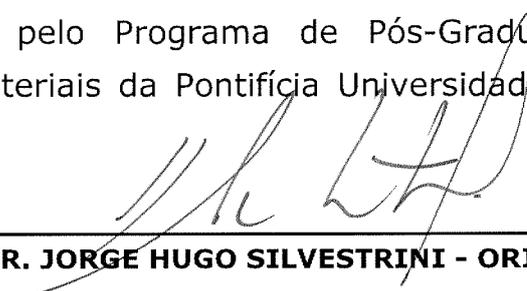
Porto Alegre
Agosto de 2014



SIMULAÇÃO NUMÉRICA DE TRANSPORTE E DEPÓSITO DE SEDIMENTOS EM SUSPENSÃO EM CANAL INCLINADO

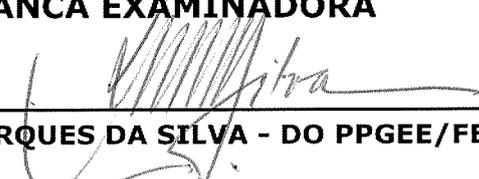
CANDIDATO: DIEGO DALPIAZ

Esta Dissertação de Mestrado foi julgada para obtenção do título de MESTRE EM ENGENHARIA E TECNOLOGIA DE MATERIAIS e aprovada em sua forma final pelo Programa de Pós-Graduação em Engenharia e Tecnologia de Materiais da Pontifícia Universidade Católica do Rio Grande do Sul.



DR. JORGE HUGO SILVESTRINI - ORIENTADOR

BANCA EXAMINADORA



DRA. ANA MARIA MARQUES DA SILVA - DO PPGE/FENG - PUCRS



DR. ISAAC NEWTON LIMA DA SILVA - DO PGETEMA/FENG - PUCRS

*"O começo de todas as ciências é o espanto de as coisas serem o que são."
(Aristóteles)*

AGRADECIMENTOS

Gostaria de agradecer primeiramente a minha amada Fernanda, que esteve ao meu lado durante esta jornada, sempre me apoiando e me incentivando a ir mais longe.

Aos meus pais, irmão, a todos os meus amigos por compreenderem minha ausência em muitos eventos em que vocês estiveram reunidos.

Agradeço ao professor Jorge Silvestrini por todo o aprendizado que recebi e por oferecer a oportunidade de ingressar no Mestrado. Também agradeço pela disposição em contribuir para o término deste trabalho e principalmente pela sua compreensão nos momentos difíceis.

Aos pesquisadores e estagiários do laboratório que, de uma forma ou de outra, me ajudaram a dar continuidade ao trabalho. A Faculdade de Engenharia da PUCRS e a Petrobrás pelo incentivo.

SUMÁRIO

Agradecimentos	iii
Lista de Figuras	vi
Lista de Tabelas	xiii
Lista de Símbolos	xiv
Resumo	xvii
Abstract	xviii
1 – INTRODUÇÃO	1
1.1 Relevância do Tema	2
2 – OBJETIVOS	5
2.1 Objetivos Específicos	5
3 – REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	7
3.1 Correntes de Densidade: Classificações e Definições	7
3.1.1 Anatomia da Corrente de Gravidade	10
3.2 Correntes de Densidade em Ambientes Estuarinos	12
3.3 Fluxos Hiperpicnais no Ambiente Marinho	13
3.4 Sedimentação e Erosão	15
3.4.1 Caracterização dos Sedimentos	15
3.5 Modelo Matemático	16
3.5.1 Equações Governantes	17
3.5.2 Aproximação de Boussinesq	18
3.5.3 A Equação do Transporte	18
3.5.4 Velocidade de Queda da Partícula	19
4 – METODOLOGIA NUMÉRICA	23
4.1 Equações Governantes	23
4.2 Discretização Espacial	26

4.2.1	Aproximação da Primeira Derivada	27
4.2.2	Aproximação da Segunda Derivada	28
4.3	Avanço no Tempo	30
4.4	Método das Fronteiras Imersas	31
5	– RESULTADOS E DISCUSSÕES	34
5.1	Corrente de Densidade Hiperpicnal Polidispersa em Canal com Rampa	34
5.1.1	Configuração Experimental	34
5.1.2	Configuração Numérica	35
5.1.2.1	Condições de Contorno e Iniciais	39
5.1.3	Resultados	40
5.2	Simulação Numérica de Pluma Piperpicnal em Canal Inclinado	45
5.2.1	Configuração Experimental	45
5.2.2	Configuração Numérica	47
5.2.2.1	Condições de Contorno e Condição Inicial	50
5.2.3	Influência do Número de Richardson	51
5.2.4	Influência da Velocidade de Queda da Partícula	61
5.2.5	Influência da Inclinação da Rampa	66
5.2.6	Influência da Salinidade	75
6	– CONCLUSÃO	80
6.1	Da Configuração <i>Lock-Exchange</i>	80
6.2	Da Simulação Numérica de Plumas Hiperpicnais	81
7	– PROPOSTA PARA TRABALHOS FUTUROS	83
Referências	84
Apêndices		92
APÊNDICE A – Recursos Computacionais	93

LISTA DE FIGURAS

<p>Figura 1.1. Tempestade de areia em Al Asad (Iraque), fonte: wikipedia; Avanço de frente fria em Illinois (EUA), fonte: http://www.metsul.com/ em 17/09/14.</p>	2
<p>Figura 3.1. Tipos de correntes de densidade, sendo ρ_c a densidade da corrente; ρ_a, a densidade do fluido ambiente; ρ_{c1} e ρ_{c2} as densidades da corrente hipopical e hiperpical, respectivamente; e ρ_{a1} e ρ_{a2}, as densidades de estratificação do fluido ambiente. Adaptado de (MULDER; ALEXANDER, 2001)</p>	8
<p>Figura 3.2. Ilustração sobre o tempo de duração das correntes. Fonte: Boffo (2010)</p>	10
<p>Figura 3.3. Desenho esquemático da anatomia de uma corrente de densidade. $U(x)$ e h são, respectivamente, a velocidade e a altura da cabeça da corrente, $u(x)$ é a velocidade do corpo. Adaptado de DEL REY (2006).</p>	11
<p>Figura 3.4. Estrutura da cabeça da corrente de densidade. Adaptado de Francisco (2014)</p>	12
<p>Figura 3.5. Estuário do Rio de La Plata. Do lado direito da imagem vê-se a cidade de Buenos Aires(Argentina) e do lado esquerdo a cidade Montevideú(Uruguai). (FONTE: NASA; eol.jsc.nasa.gov)</p>	13
<p>Figura 3.6. Fotografia aérea da formação de corrente hiperpical no Lago Tanganyika (Tanzânia), mostrando a região de mergulho da corrente (<i>plunging area</i>), a seta indica a direção do fluxo. Retirado de Mulder et al. (2003).</p>	14
<p>Figura 3.7. Gráfico do coeficiente de arraste (C_D) em função do Número de Reynolds da partícula (Re_p) para areia e cascalho (Adaptado de Julien (2010)).</p>	21

Figura 5.1. Desenho esquemático das simulações. Acima configuração somente com rampa (simulações B1 e B5), abaixo configuração com acréscimo das ondulações (simulação C5). Adaptado de Kubo (2004) . . .	36
Figura 5.2. Comparação da evolução da posição da frente entre os casos numéricos (presente trabalho) e experimental (KUBO, 2004).	40
Figura 5.3. Evolução do campo de concentração total de partículas (c_t) da corrente na simulação B1 para $t = 0, 10, 20$ e 30 , de cima para baixo respectivamente.	41
Figura 5.4. Comparação do depósito de partículas para $t = 180$ entre os casos numéricos (presente trabalho) e experimental (KUBO, 2004) para a configuração B5.	42
Figura 5.5. Evolução do campo de concentração total (c_t) da corrente na simulação B5 para $t = 0, 15, 17,5$ e 20 de cima para baixo respectivamente.	42
Figura 5.6. Comparação da massa em suspensão (m_s) e posição da frente (x_f) entre os casos numéricos (DNS refere-se ao presente trabalho e Nasr à Nasr-Azadani et al. (2013)) e experimental (KUBO, 2004) para a configuração C5.	43
Figura 5.7. Comparação do perfil de depósito final entre os casos numéricos (presente trabalho e Nasr-Azadani et al. (2013)) e experimental (KUBO, 2004) para a configuração C5.	44
Figura 5.8. Comparação da posição da frente entre simulação numérica bidimensional e tridimensional realizadas por Francisco (2014) e seu homólogo experimento realizado por Gladstone et al. (1998).	44
Figura 5.9. Evolução do campo de concentração total de partículas (c_t) da corrente na simulação C5 para $t = 0, 10, 15$ e 20 de cima para baixo respectivamente.	45

Figura 5.10. Esquema das principais zonas de pluma turbulenta geradas por fluxos de rios. Transição do escoamento gerado por um rio através de uma zona de estagnação, pluma com profundidade limitada entre a linha costeira (<i>shoreline</i> , $x = x_s$) e o ponto de mergulho (<i>plunge point</i> , $x = x_p$), zona de mergulho ($x_p < x < x_d$) e corrente hiperpícnal ($x > x_d$). O comprimento das setas representam as velocidades relativas do escoamento. Adaptado de Lamb et al. (2010)	46
Figura 5.11. Desenho esquemático dos experimentos. Adaptado de Lamb et al. (2010)	47
Figura 5.12. Desenho esquemático das configurações do domínio de cálculo (fora de escala).	50
Figura 5.13. Comparação entre os campos médios de concentração de partículas suspensas para $Ri = 0,11$, $Ri = 0,17$, $Ri = 0,22$ e $Ri = 0,28$ de baixo para cima respectivamente; legendas de cores mostradas acima de cada imagem.	52
Figura 5.14. Comparação entre os campos médios de velocidade longitudinal para $Ri = 0,11$, $Ri = 0,17$, $Ri = 0,22$ e $Ri = 0,28$ de baixo para cima respectivamente; legendas de cores mostradas acima de cada imagem.	53
Figura 5.15. Comparação entre os campos médios de velocidade vertical para $Ri = 0,11$, $Ri = 0,17$, $Ri = 0,22$ e $Ri = 0,28$ de baixo para cima respectivamente; legendas de cores mostradas acima de cada imagem.	53
Figura 5.16. Perfil médio de elevação da coluna de sedimento, espessura e velocidade longitudinal média	54
Figura 5.17. Comparação do campo instantâneo de vorticidade para $Ri = 0,11$, $Ri = 0,17$, $Ri = 0,22$ e $Ri = 0,28$, de cima para baixo respectivamente, em $t = 500$	55

Figura 5.18. Perfil médio de elevação da corrente e velocidade média (<i>depth-averaged velocity</i>), de cima para baixo respectivamente, dos experimentos de Lamb et al. (2010).	56
Figura 5.19. Comparação do campo instantâneo de concentração de partículas suspensas para $Ri = 0,11$, $Ri = 0,17$, $Ri = 0,22$ e $Ri = 0,28$, de cima para baixo respectivamente, em $t = 500$	57
Figura 5.20. Fotografia do experimento 7 de Lamb et al. (2010), mostrando a região de mergulho (<i>plunge-point</i>), a corrente turbidítica formada após o mergulho (<i>turbidit current</i>) e a espessura da coluna de sedimentos (<i>deph-limited plume</i>). Vórtices de Kelvin-Helmholtz nas zonas de mergulho e corrente turbidez marcados com asteriscos.	57
Figura 5.21. Evolução da energia cinética e potencial da corrente de densidade.	58
Figura 5.22. Partículas em suspensão (m_s) e Posição da frente de sedimentos (x_f).	59
Figura 5.23. Comparação do perfil de depósito para $t = 50$, $t = 150$ e $t = 500$. .	60
Figura 5.24. Taxa de sedimentação (\dot{m}_s)	61
Figura 5.25. Comparação entre os campos médios de concentração de partículas suspensas para $u_s = 0,0018$, $u_s = 0,0037$ e $u_s = 0,0074$ de baixo para cima respectivamente; legendas de cores mostradas acima de cada imagem.	61
Figura 5.26. Comparação entre os campos médios de Velocidade longitudinal para $u_s = 0,0018$, $u_s = 0,0037$ e $u_s = 0,0074$ de cima para baixo respectivamente; legendas de cores mostradas acima de cada imagem.	62
Figura 5.27. Perfil médio de elevação da coluna de sedimento, espessura e velocidade longitudinal média	63
Figura 5.28. Comparação do campo instantâneo de concentração de partículas suspensas para $u_s = 0,0018$, $u_s = 0,0037$ e $u_s = 0,0074$ para $t = 500$.	63
Figura 5.29. Comparação do campo instantâneo de vorticidade para $u_s = 0,0018$, $u_s = 0,0037$ e $u_s = 0,0074$ para $t = 500$	64

Figura 5.30. Evolução da energia cinética e potencial da corrente de densidade.	64
Figura 5.31. Taxa de sedimentação, material suspenso e posição da frente de sedimentos para $u_s = 0,0018$, $u_s = 0,0037$ e $u_s = 0,0074$	65
Figura 5.32. Comparação do perfil de deposito para $t = 50$, $t = 300$ e $t = 500$. .	66
Figura 5.33. Canal inclinado com fundo plano.	67
Figura 5.34. Canal inclinado com fundo plano. Comparação entre os campos médios de concentração de partículas em suspensão para $S = 0,05$, $S = 0,1$ e $S = 0,2$ de cima para baixo respectivamente; legendas de cores mostradas acima de cada imagem.	67
Figura 5.35. Canal inclinado com fundo plano. Comparação entre os campos médios de velocidade longitudinal para $S = 0,05$, $S = 0,1$ e $S = 0,2$ de cima para baixo respectivamente; legendas de cores mostradas acima de cada imagem.	68
Figura 5.36. Canal inclinado com fundo plano. Comparação entre os campos médios de velocidade vertical para $S = 0,05$, $S = 0,1$ e $S = 0,2$ de cima para baixo respectivamente; legendas de cores mostradas acima de cada imagem.	68
Figura 5.37. Perfil médio de elevação da coluna de sedimento, espessura e velocidade longitudinal média para diferentes ângulos de inclinação da rampa.	69
Figura 5.38. Comparação do campo instantâneo de concentração para $S = 0,05$, $S = 0,1$, e $S = 0,2$ em $t = 500$	70
Figura 5.39. Comparação do campo instantâneo de vorticidade para para $S = 0,05$, $S = 0,1$, e $S = 0,2$ em $t = 500$	70
Figura 5.40. Canal inclinado com fundo plano. Comparação do perfil de deposito para $t = 50$, $t = 150$ e $t = 500$	71
Figura 5.41. Evolução da energia cinética e potencial da corrente de densidade para diferentes ângulos de inclinação da rampa.	72

Figura 5.42. Canal inclinado com fundo plano. Taxa de sedimentação e material em suspensão para $S = 0,05$, $S = 0,1$ e $S = 0,2$	72
Figura 5.43. Comparação entre os campos médios de Concentração para $S = 0,1$ e $S = 0,2$ (configurações I e J) de cima para baixo respectivamente; legendas de cores mostradas acima de cada imagem.	73
Figura 5.44. Taxa de sedimentação e material em suspensão para as configurações I e J	73
Figura 5.45. Perfil médio de elevação da coluna de sedimento e velocidade longitudinal média para as configurações I e J	74
Figura 5.46. Comparação do campo instantâneo de concentração para $S = 0,1$, e $S = 0,2$ em $t = 500$ (configurações I e J).	74
Figura 5.47. Comparação do campo instantâneo de vorticidade para para $S = 0,1$, e $S = 0,2$ em $t = 500$ (configurações I e J).	75
Figura 5.48. Comparação do perfil de depósito para $t = 50$, $t = 300$ e $t = 500$	75
Figura 5.49. Influência da salinidade. Campos de salinidade, concentração de partículas e vorticidade, de cima para baixo respectivamente, para $Ri_{part} = 0,22$, $Ri_{sal} = 0,36$ e $t = 600$	77
Figura 5.50. Influência da salinidade. Campos de salinidade, concentração de partículas e vorticidade, de cima para baixo respectivamente, para $Ri_{part} = 0,22$, $Ri_{sal} = 0,36$ e $t = 1600$	77
Figura 5.51. Influência da salinidade. Campos de salinidade, concentração de partícula e vorticidade, de cima para baixo respectivamente, para $Ri_{part} = 0,45$, $Ri_{sal} = 0,36$ e $t = 600$	78
Figura 5.52. Influência da salinidade. Campos de salinidade, concentração de partículas e vorticidade, de cima para baixo respectivamente, para $Ri_{part} = 0,45$, $Ri_{sal} = 0,36$ e $t = 1600$	78

Figura 5.53. Taxa de Sedimentação, massa suspensa e perfil de depósito para as simulações com salinidade. Em verde $Ri_{part} = 0,45$, vermelho $Ri_{part} = 0,22$ e azul $Ri_{part} = 0,22$ sem presença de salinidade, apenas para (a) e (b). 79

LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1. Classificação das correntes de densidade	7
Tabela 5.1. Fração volumétrica relativa c_i , diâmetros \hat{d}_{part}^i (μm), velocidade de queda $\hat{U}_{s_{part}}^i$ (m/s) e velocidade de queda adimensional u_s^i	38
Tabela 5.2. Relação dos parâmetros empregados nas simulações B1, B5 e C5	39
Tabela 5.3. Configuração dos experimentos realizados por Lamb et al. (2010), e respectivos parâmetros adimensionais.	48
Tabela 5.4. Relação dos parâmetros utilizados em todas as simulações, \hat{d}_{part} é o diâmetro (μm) correspondente a velocidade de queda adimensional. A^* corresponde a experiência 3 de Lamb et al. (2010)	49
Tabela 5.5. Influência da salinidade.	76

LISTA DE SÍMBOLOS

ρ, ρ_L	Massa específica de um fluido qualquer
ρ_s	Massa específica da partícula
ρ_c	Massa específica do fluido que contem a corrente
ρ_a	Massa específica do fluido ambiente
ρ_{c1}	Massa específica da corrente hipopical
ρ_{c2}	Massa específica da corrente hiperpical
ρ_{a1}, ρ_{a2}	Massa específica de estratificação do fluido ambiente
\hat{d}_p	Diâmetro da partícula
u, v, w	Componentes do vetor velocidade do escoamento
x, y, z	Eixos cartesianos
p	Pressão
t	Tempo
μ, μ_L	Viscosidade dinâmica do fluido
g	Aceleração da gravidade
g'	Gravidade reduzida
c_m	Concentração média
D	Coefficiente de difusão
F_s	Força de sedimentação
F_D	Força de arrasto
\vec{a}	Vetor aceleração
C_D	Coefficiente de arrasto

A	Área
u_s	Velocidade de sedimentação
\forall	Volume da partícula
Re	Número de Reynolds do escoamento
Re_p	Número de Reynolds da partícula
Ri	Número de Richardson do escoamento
Sc	Número de Schimidt do escoamento
n_x, n_y	Número de pontos da malha na direção x e y
L_y	Dimensão do domínio de cálculo na direção y
L_x	Dimensão do domínio de cálculo na direção x
L_i	Dimensão do subdomínio de cálculo na direção x
L_r	Dimensão da rampa na direção x
L_s	Dimensão da ondulação na direção x
h_r	Dimensão da rampa na direção y
L_s	Dimensão da ondulação na direção y
H	Dimensão do subdomínio de cálculo na direção y
c^t	Concentração total de partículas
c_i	Fração relativa de cada i -ésima partículas
C_i	Campo de concentração para cada i -ésima partícula
C_r	Fração volumétrica inicial
c_t	Concentração total de partículas
\hat{U}_b	Velocidade de flutuação
\hat{l}_c	Comprimento característico
e^g	Vetor unitário apontando na direção da gravidade

E_k	Energia Cinética
E_p	Energia Potencial
D_t	Espessura da camada de sedimentos no fundo do domínio de cálculo
m_s	Massa de partículas suspensa
\dot{m}_s	Taxa de sedimentação
x_f	Posição da parte frontal da corrente de gravidade
\hat{U}_0	Velocidade do fluido na entrada do domínio
\hat{g}'_{part}	Gravidade reduzida da partícula
r_{part}	Raio médio das partículas.
\hat{U}_{part}^s	Velocidade média de queda das partículas
β	Ângulo de inclinação da rampa.
\hat{q}_0	Vazão volumétrica de água por unidade de largura
c_0	Concentração inicial de sedimentos
\hat{x}_p	Ponto de mergulho da pluma hiperpical
\hat{h}_p	Altura da coluna de sedimentos no ponto de mergulho

RESUMO

DALPIAZ, Diego. **Simulação Numérica de Transporte e Depósito de Sedimentos em Suspensão em Canal Inclinado**. Porto Alegre. 2014. Dissertação. Programa de Pós-Graduação em Engenharia e Tecnologia de Materiais, PONTIFÍCIA UNIVERSIDADE CATÓLICA DO RIO GRANDE DO SUL.

Correntes de gravidade tem início quando corpos fluidos de diferentes densidade se encontram, dando início a um movimento relativo entre eles, sendo estes processos responsáveis pelo transporte de sedimento das plataformas continentais para o oceano profundo e construção do relevo marinho. Quando a densidade dos sedimentos transportados pelos rios excede a densidade do fluido ambiente, a corrente gerada pode afundar, gerando uma corrente submersa, denominada pluma hiperpicnal. A intenção desta pesquisa é investigar, através da Simulação Numérica Direta (DNS), a dinâmica do mergulho destas correntes, sendo empregado o método das fronteiras imersas (IBM), para simular a inclinação da plataforma continental. São investigadas a influência da velocidade de queda da partícula, da concentração inicial de sedimentos em suspensão, da declividade da encosta na formação do ponto de mergulho e conseqüentemente na dinâmica de sedimentação das partículas. Estes resultados foram comparados qualitativamente com um caso experimental encontrado na literatura. Discrepâncias quantitativas foram encontradas decorrentes da limitação bidimensional empregada aos casos, e também das incertezas quanto aos dados do experimento. Os casos bidimensionais mostraram que a concentração inicial de partículas e a inclinação da plataforma afeta diretamente a posição do ponto de mergulho e pouco o perfil de depósito de sedimentos, já a velocidade de queda mostra comportamento contrário. A configuração 2D mostrou-se ineficiente para baixos números de Ri , mostrando a necessidade da realização de simulações tridimensionais.

Palavras-chave: Simulação Numérica Direta, Método das Fronteiras Imersas, Pluma Hiperpicnal.

ABSTRACT

DALPIAZ, Diego. **Numerical Simulation of Transport and Deposit of Suspended Sediment in Bed Slope Channel**. Porto Alegre. 2014. Master Thesis. Graduation Program in Materials Engineering and Technology, PONTIFICAL CATHOLIC UNIVERSITY OF RIO GRANDE DO SUL.

Gravity currents begin when two fluid bodies, with different densities, collide one against the other, starting a relative movement in both, being these processes responsible for the transport of sediment from the continental shelf into the deep ocean and the marine construction relief. When the density of sediments transported by rivers exceeds the density of the ambient fluid, it can plunge and form a submerged current, called hyperpycnal plume. The purpose of this research is to investigate, using Direct Numerical Simulation (DNS), the plunge point dynamics of these currents, being employed the Immersed Boundary Method (IBM) to simulate the slope of the continental shelf. Are investigated the influence of the fall velocity of the particle, the initial concentration of suspended sediment, the declivity of the slope in plunge point formation and consequently in the dynamics of particle sedimentation. These results were compared qualitatively with experimental case found in the literature. Quantitative discrepancies were found arising from the use of two-dimensional configuration, and also uncertainty as to the experiment data. The two-dimensional cases showed that the initial concentration of particles and the slope of the platform directly affects the position of plunge point and so little the sediment deposits profile, as the fall velocity shows opposite behavior. The 2D configuration was inefficient for low Ri numbers, showing the necessity of three-dimensional simulations.

Keywords: Direct Numerical Simulation, Immersed Boundary Method, Hyperpycnal Plume.

1 INTRODUÇÃO

O escoamento de fluidos, com ou sem transporte de partículas em suspensão, está envolvido em praticamente todos os processos de produção de energia, nos fenômenos ambientais, nos equipamentos térmicos, na bioengenharia, na engenharia aeronáutica e aeroespacial e em muitos outros setores da economia e engenharia. As equações da mecânica dos fluidos, mesmo sendo conhecidas a mais de um século, podem ser resolvidas para um limitado tipo de escoamento devido a sua complexidade.

Normalmente simplificações destas equações são empregadas a fim de facilitar as soluções analíticas. Em muitos casos, modelos em escala são empregados em experiências para conhecimento dos parâmetros desejados. O grande problema é que para muitos tipos de escoamento, são necessários muitos parâmetros, o que pode tornar impossível a correta especificação do experimento como, por exemplo, no escoamento supersônico a grandes altitudes, além de ser em geral, de altíssimo custo por necessitar de diversos equipamentos e dispositivos, ou envolver questões de segurança, como na análise de transferência de calor em reatores nucleares (FERZIGER; PERIC, 2001).

Uma alternativa para tais casos é a simulação numérica. Esta por sua vez, pode resolver problemas complexos, com condições de contorno gerais, podendo ser analisadas geometrias complexas, apresentando resultados com relativa rapidez.

A capacidade de processamento e armazenamento de dados são os principais limitadores da simulação numérica quando a investigação tem interesse em reproduzir fielmente todas as escalas do processo físico, pois estas análises, em geral, geram um grande volume de dados. Porém, devido a rápida evolução da tecnologia empregada nos computadores modernos, estas barreiras estão sendo facilmente superadas.

Um dos muitos fenômenos físicos estudado através de experimentos e simulações numéricas é a dinâmica das correntes de densidade, onde o escoamento ocorre basicamente pela diferença de densidades entre dois fluidos, que pode ser causada pela diferença de temperatura, pela presença de material dissolvido, pela presença de sólidos em suspensão ou até mesmo por ambos os fatores (SIMPSON, 1997).

Quando a diferença de densidade entre os fluidos é causada basicamente pela presença de material em suspensão, a movimentação se dá pela ação da gravidade sobre estas partículas (MIDDLETON, 1993), sendo este fenômeno conhecido corriqueiramente como correntes de gravidade.

1.1 Relevância do Tema

Uma corrente de gravidade ocorre quando um fluido de densidade ρ_c se propaga em outro fluido de densidade diferente, ρ_a , sendo que esta propagação ocorre principalmente na direção horizontal. Exemplos de ocorrências de tais fenômenos são encontrados em diversos lugares, como quando, por exemplo, abrimos a porta de uma casa aquecida e o ar frio de fora escoar sobre o chão para o ar quente e menos denso presente em seu interior.

Correntes de gravidade ocorrem em muitas circunstâncias, naturais ou industriais e estão presentes na atmosfera, como o vento, tempestades de areia (Fig. 1.1(a)), avalanches, avanços de frentes frias (Fig. 1.1(b)), lagos e oceanos, descargas de poluentes, etc.(UNGARISH, 2009). Na indústria de produção de vidro, mais especificamente, este fenômeno ocorre toda vez que o material fundido é escoado sobre o molde plano para a produção das placas (HUPPERT, 2006).



(a) Tempestade de Areia



(b) Avanço de Frente Fria

Figura 1.1. Tempestade de areia em Al Asad (Iraque), fonte: wikipedia; Avanço de frente fria em Illinois (EUA), fonte: <http://www.metsul.com/> em 17/09/14.

Estas correntes têm despertado o interesse de várias áreas da ciência ao longo das últimas décadas, podendo-se citar, dentre elas, a engenharia civil, a geologia,

a meteorologia, a oceanografia e a termodinâmica. Esse interesse deve-se tanto ao seu potencial de impacto ambiental, como na dispersão de poluentes e erupções vulcânicas, quanto ao potencial econômico como o rompimento de cabos submarinos (CARTER et al., 2009), acidentes industriais e a formação de sistemas turbidíticos (MANICA, 2002; MULDER; ALEXANDER, 2001).

As correntes de turbidez constituem uma classe especial de correntes de gravidade, onde as diferenças de densidades são causadas por sedimentos suspensos (NASR-AZADANI; MEIBURG, 2014), sendo que suas estruturas de fluxo geralmente dão origem, tanto à erosão, quanto deposição de partículas no leito (KNELLER; MCCAFFREY, 1999).

De acordo com Meiburg e Kneller (2010) estes processos físicos são os principais mecanismos de transporte de sedimento das plataformas continentais para o oceano profundo e tem sido reconhecidos como os principais fatores para a construção do relevo marinho, como as bacias de águas profundas e deltas (PRIOR et al., 1986), sendo que os depósitos resultantes em águas profundas podem fornecer registros estratigráficos sobre a escala de tempo geológica e possibilitam o desenvolvimento de reservatórios de hidrocarbonetos (KUBO, 2004).

Nestas situações, os sedimentos são geralmente constituídos de rocha ou mineral, fragmentos de erosão da superfície da terra, transportados pelos rios para o litoral (PIPER; NORMARK, 2009; MEIBURG; KNELLER, 2010).

A formação de características topográficas como canais, vales e ondas sedimentares, podem ocorrer como resultado da dinâmica de deposição e erosão causadas por estas correntes interagindo com o leito oceânicos (NASR-AZADANI et al., 2013). Em ambientes naturais, a topografia do leito tem um papel importante na dinâmica das correntes de turbidez e inevitavelmente sobre a dinâmica de sedimentação (KUBO, 2004).

Muitos modelos, para geração de correntes turbidíticas, dependem do colapso das encostas continentais. Entretanto tais correntes podem ser geradas também pelos fluxos dos rios carregados de sedimentos, que adentram em corpos aquosos de menor densidade, como lagos, reservatórios e o oceano (WRIGHT et al., 1986).

Devido a natureza catastrófica e imprevisível destes fenômenos, tem sido empregado um esforço intenso para estudar seu comportamento, sendo empregado para

este fim, experimentos de laboratório (ROOIJ; DALZIEL, 2001; SHIN et al., 2004; BONNECAZE et al., 1993; KUBO; NAKAJIMA, 2002; KUBO, 2004; LAMB et al., 2010) e mais recentemente também simulações numéricas (NECKER et al., 2002; NECKER et al., 2005; NASR-AZADANI; MEIBURG, 2011; CANTERO et al., 2007; BLANCHETTE et al., 2005; BLANCHETTE et al., 2006; ESPATH et al., 2014).

Muitas simulações numéricas de correntes turbidíticas, tem sido desenvolvidas pelo fato de poderem providenciar a visualização de vários estágios do escoamento, padrão de depósito e outras características.

2 OBJETIVOS

O presente estudo tem como objetivo avaliar a dinâmica das correntes de densidade geradas nas descargas fluviais, através do método DNS (*Direct Numerical Simulation*), o qual resolve as equações de Navier-Stokes para todas as escalas de turbulência, sem o emprego de modelos de fechamento. Como o esforço numérico aumenta rapidamente com os requisitos de resolução, fluxos em escala natural estão fora do alcance dessas simulações, e podemos nos concentrar apenas nas escalas experimentais.

Este método tem sido empregado tanto no estudo de correntes de gravidade (HÄRTEL et al., 1997; HÄRTEL et al., 2000; HÄRTEL et al., 2000; NECKER et al., 2002; NECKER et al., 2005), como também no estudo transporte de partículas por plumas turbulentas em estuários (HENNIGER; KLEISER, 2012). A fim de simular a inclinação das encostas oceânicas onde geralmente ocorre o ponto de mergulho das correntes hipopícnais geradas pela descargas dos rios, é empregado o Método das Fronteiras Imersas (*IBM - Immersed Boundary Method*)

No Brasil, desde 1999, estão sendo executados projetos de pesquisa envolvendo a PETROBRÁS e algumas universidades, a fim de subsidiar as pesquisas com correntes de densidade, ampliando, desta forma os conhecimentos nesta área.

Um desses projetos de pesquisa está sendo realizado na PUCRS, com o intuito de realizar simulações numéricas de correntes de densidade através do método DNS, utilizando-se do código computacional *Incompact3d*, denominado PETROBRÁS DNS-PLUMES, com intuito de melhor compreender o fenômeno físico das correntes de gravidade, sendo o presente trabalho desenvolvido no contexto deste projeto.

2.1 Objetivos Específicos

Os pontos listados a seguir serviram de base para o desenvolvimento desta pesquisa, sendo eles:

- Verificar da viabilidade do método das fronteiras imersas, através da análise e comparação da posição de frente e perfil de depósito para uma configuração

lock-exchange experimental com características semelhantes, encontrada na literatura.

- Reproduzir o fenômeno das correntes de gravidade geradas a partir de descargas de rios.
- Verificar a influência da concentração de sedimentos inicial, da variação da velocidade de queda das partículas e da inclinação da encosta existente nas desembocaduras dos rios na dinâmica de sedimentação e propagação da corrente, pela análise dos perfis de depósito, taxa de sedimentação, posição da frente de sedimentos, campos de concentração e velocidades.
- Verificar a influência da presença de salinidade no corpo receptor destas correntes.

3 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Neste capítulo serão apresentadas as características básicas referentes as correntes de densidade, como sua classificação em relação as diferenças de massa específica, tempo de duração e formas de ignição destes fenômenos. Também serão apresentadas as principais características com relação a morfologia da corrente e seu contexto ambiental. Por fim será feita uma breve revisão das equações e hipóteses empregadas na modelagem matemática destas correntes.

3.1 Correntes de Densidade: Classificações e Definições

De acordo com Mulder e Alexander (2001), esse transporte de sedimento subaquoso pode ser classificado em função do contraste de densidade entre o fluido que constitui a corrente (ρ_c) e a densidade do fluido ambiente (ρ_a). Isto permite a definição de quatro tipos de escoamentos, conforme Tabela 3.1.

Tabela 3.1. Classificação das correntes de densidade

Diferença de densidade	Classificação da corrente
$\rho_c < \rho_a$	hipopicnal
$\rho_c = \rho_a$	homopicnal
$\rho_c > \rho_a$	hiperpicnal
$\rho_{a1} > \rho_c > \rho_a$	mesopicnal

Uma corrente é hipopicnal (Fig. 3.1(a)) quando sua densidade é menor que a do fluido ambiente, homopicnal (Fig. 3.1(c)) quando sua densidade e a do meio são iguais e hiperpicnal (Fig. 3.1(a)) quando a densidade da corrente for maior que a do fluido ambiente. Caso haja uma estratificação¹ do fluido ambiente, a corrente será classificada como mesopicnal (Fig. 3.1(b)).

¹ Estratificação é um fenômeno comum nos corpos de água, que consiste na formação de camadas horizontais de água com diferentes densidades, estáveis, ordenadas de forma que as menos densas flutuem sobre as mais densas, com um grau mínimo de mistura entre elas.

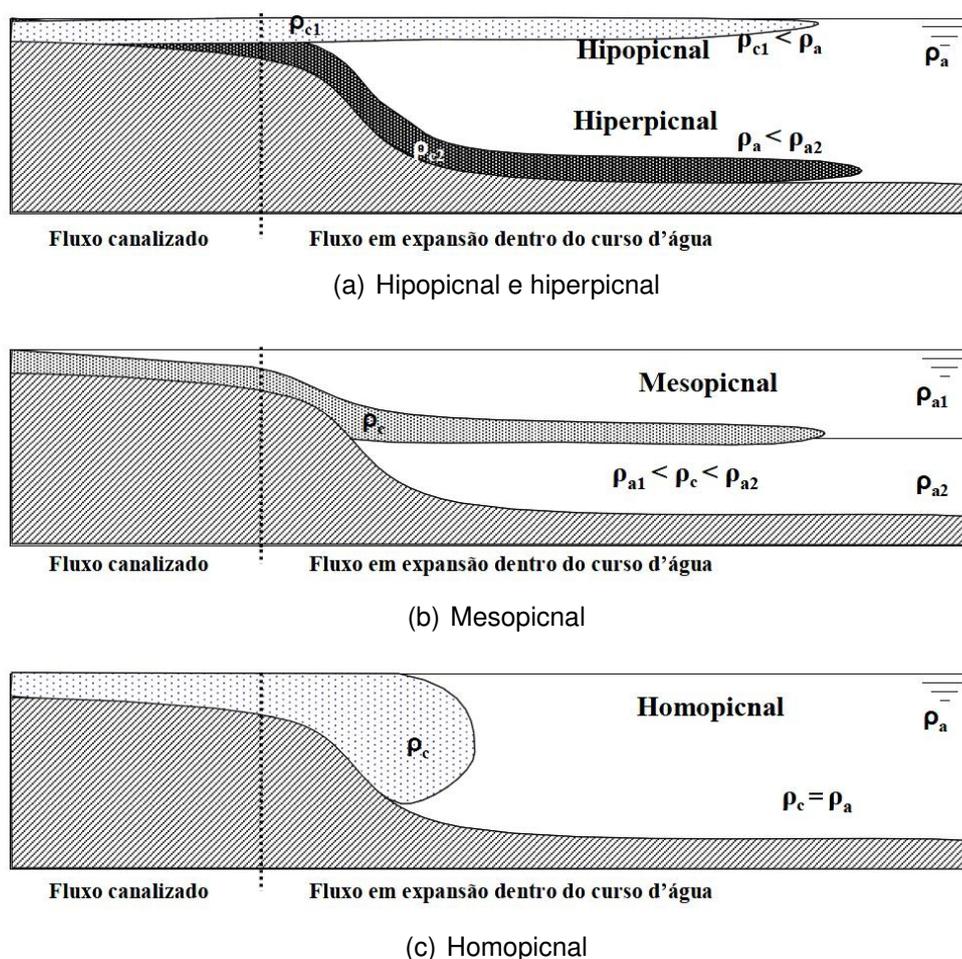


Figura 3.1. Tipos de correntes de densidade, sendo ρ_c a densidade da corrente; ρ_a , a densidade do fluido ambiente; ρ_{c1} e ρ_{c2} as densidades da corrente hipopical e hiperpical, respectivamente; e ρ_{a1} e ρ_{a2} , as densidades de estratificação do fluido ambiente. Adaptado de (MULDER; ALEXANDER, 2001)

Bates (1953), definiu fluxos hipopcnais como sendo plumas flutuantes escoando na superfície da água e produzindo depósitos hemipelágicos².

Fluxos hipopcnais são importantes perto das desembocaduras de muitos rios onde os sedimentos são dispersos em plumas flutuantes (NEMEC, 1995 apud MULDER; ALEXANDER, 2001).

Mulder e Syvitski (1995) definiu fluxo hiperpical como sendo um fluxo de flutuabilidade negativa que escoar ao longo do leito da bacia oceânica, devido ao excesso da densidade em relação a densidade do corpo receptor, como resultado da carga das partículas que ele carrega.

² Acumulações sedimentares em mar aberto e profundo, normalmente próximas à margem continental, constituídas de partículas finas que apresentam, em associação a restos de organismos planctônicos, um significativo teor de elementos terrígenos, vulcanogênicos e/ou neríticos, geralmente na fração de silte.

Isto implica que somente material em suspensão pode causar um transporte de longa distância em direção ao alto-mar, isto significa que a corrente hiperpicnal vai transportar distalmente apenas partículas mais finas do que areias médias e que sedimentos podem ser transportados por uma distância muito longa (MULDER et al., 2003).

As correntes hiperpicnais são consideradas como geradoras de depósitos sedimentares, espessos e de boa porosidade, que, quando selados por material mais fino, podem se constituir em bons reservatórios para acúmulo de hidrocarbonetos. O selamento dos depósitos porosos é feito pela deposição de materiais muito finos, sendo estes carregados pelas correntes hipopicnais, este selamento é fundamental para evitar a migração do material orgânico para outras camadas do depósito (BOFFO, 2010).

Fluxos mesopicnais são particularmente importantes nas bacias marinhas fortemente estratificadas, onde o contraste de densidade entre as camadas de água são grandes (RIMOLDI et al., 1996 apud MULDER; ALEXANDER, 2001).

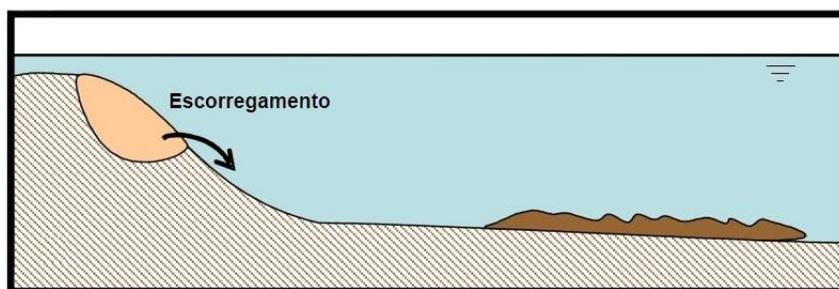
Correntes de turbidez precisam de um processo de ignição e um gradiente suficiente para o escoamento ser mantido (PIPER; NORMARK, 2009).

A ignição destas correntes pode ser causada basicamente por duas maneiras: pela remobilização de sedimentos já depositados no fundo do oceano, como por exemplo, instabilidade de encostas, terremotos, atividades vulcânicas, movimentos tectônicos; ou pela entrada de sedimentos por meio de uma fonte externa, como por exemplo, nas inundações fluviais (MEIBURG; KNELLER, 2010; MANICA, 2009; BOFFO, 2010; LAMB et al., 2010).

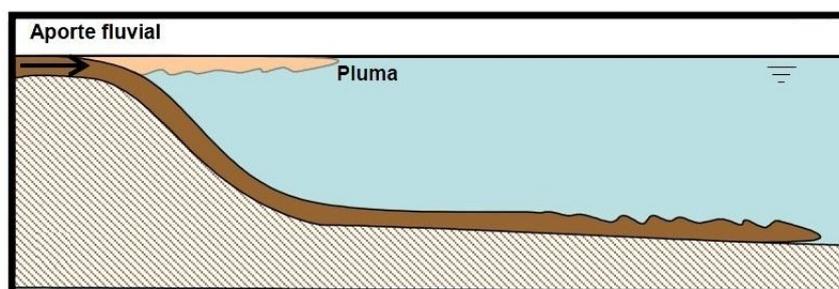
Piper e Normark (2009) cita ainda um terceiro tipo de processo de ignição, a re-suspensão do sedimento costeiro, presente nas plataformas, ou encostas por processos oceanográficos, como tempestades, marés e ondas internas.

Quanto ao tempo de duração, as correntes de turbidez classificam-se em: correntes de turbidez quase-permanente (*quasy-steady*) e corrente de turbidez por pulso (*surge-like*). Nas correntes de turbidez por pulso, os fluxos são como picos de muita pequena duração, sendo o abastecimento com sedimentos encerrado de forma bastante abrupta (BOFFO, 2010).

De acordo com Mulder e Alexander (2001), os escoamentos por pulsos (Fig.



(a) Corrente por pulso



(b) Corrente quase-permanente

Figura 3.2. Ilustração sobre o tempo de duração das correntes. Fonte: Boffo (2010)

3.2(a)) são eventos bastante raros, necessitando de condições climatológicas específicas, como eventos extremos, com chuvas de alta intensidade. Já quando o abastecimento de sedimentos prolonga-se por mais tempo, diz-se que o fluxo é quase-permanente (Fig. 3.2(b)). Estas são as correntes que ocorrem na maior parte dos rios que entram em um corpo receptor (lago, reservatório ou oceano).

3.1.1 Anatomia da Corrente de Gravidade

Quanto a anatomia da corrente, pode-se destacar três estruturas que são comumente encontradas na literatura. São elas a cabeça, o corpo e a cauda (Figura 3.3), sendo que esta última tem pouca relevância no desenvolvimento da corrente.

A cabeça da corrente é o local do escoamento onde as principais estabilidades que condicionam o escoamento são geradas, sendo um local de intensa mistura do fluxo da corrente com o fluido circundante. Apresenta uma nítida separação do fluido ambiente, sendo que não possui uma forma única. De acordo com Simpson (1997), são diversos os fatores que influenciam em sua forma, destacando-se a inclinação do leito e a viscosidade da corrente como sendo os mais importantes.

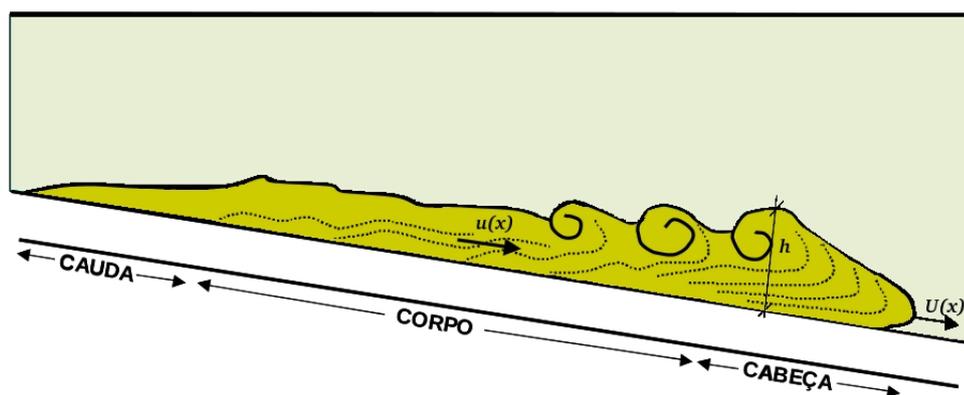


Figura 3.3. Desenho esquemático da anatomia de uma corrente de densidade. $U(x)$ e h são, respectivamente, a velocidade e a altura da cabeça da corrente, $u(x)$ é a velocidade do corpo. Adaptado de DEL REY (2006).

Experimentos realizados por Britter e Linden (1980) indicam que a declividade do canal tem pouca influência sobre a velocidade da cabeça ($5^\circ \leq \beta \leq 90^\circ$) apesar do aumento da força gravitacional, resultado do aumento na resistência ao escoamento na interface do fluxo e aumento na entrada de fluido ambiente na corrente.

Isso significa que velocidade da cabeça não aumenta proporcionalmente com aumento da inclinação da encosta, pois o efeito físico que leva a propagação da corrente é a diferença de densidade. Um aumento significativo na inclinação da rampa, acarretará em um aumento na velocidade da frente com consequente aumento da resistência ao escoamento, sendo a cabeça da corrente uma região deformável, a acentuação da declividade facilita o aumento da altura da cabeça, neutralizando em partes o efeito da declividade do canal (DEL REY, 2006).

Segundo Simpson (1997) pode-se ainda subdividir a cabeça da corrente em três regiões distintas (Figura 3.4): zona inferior, mais densa e onde há pouca, ou nenhuma mistura do fluido; zona não perturbada de fluido ambiente de menor densidade e zona superior, onde ocorre a mistura com o fluido menos denso através do colapso de vórtices que se formam devido ao cisalhamento viscoso. Estas estruturas são conhecidas como vórtices de Kelvin-Helmholtz.

De acordo com Britter e Simpson (1978), esse processo de mistura que ocorre logo após a cabeça, requer que a velocidade de avanço da cabeça de uma corrente de gravidade de profundidade constante seja menor do que a velocidade média na corrente atrás da cabeça.

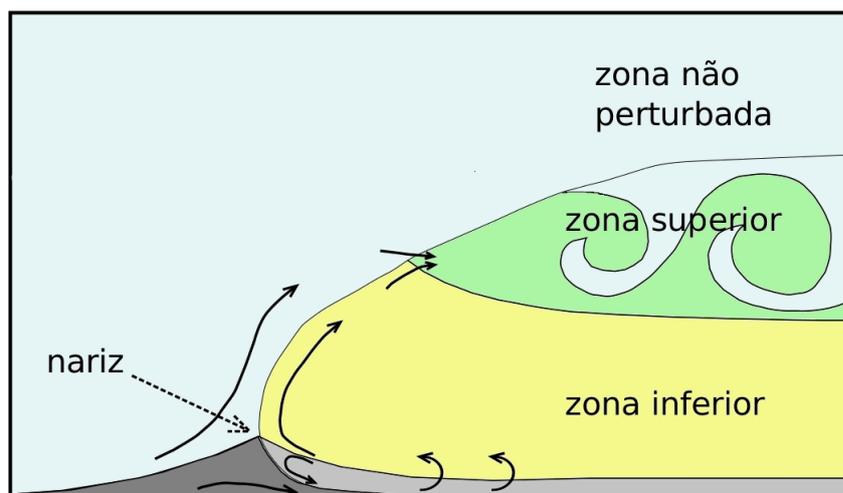


Figura 3.4. Estrutura da cabeça da corrente de densidade. Adaptado de Francisco (2014)

Na parte frontal da cabeça ocorre um sobressalto, denominado nariz, sendo causado pelo efeito de não-deslizamento imposto pela superfície rígida sobre a qual a corrente se desenvolve (BRITTER; SIMPSON, 1978; KNELLER; BUCKEE, 2000). Este afastamento é responsável pela entrada de fluido ambiente na região abaixo da cabeça, causando focos de circulação reversa junto ao fundo.

O corpo da corrente é caracterizado como uma região de velocidade estável que possui uma camada fina e densa de fluido próximo à base da corrente e outra acima desta, onde ocorre o processo de mistura com o fluido ambiente. Como citado anteriormente o corpo possui velocidade maior do que a cabeça da corrente.

3.2 Correntes de Densidade em Ambientes Estuarinos

De acordo com o Vocabulário Básico de Recursos Naturais e Meio Ambiente (2004), define-se estuário como sendo um corpo aquoso litorâneo que apresenta circulação mais ou menos restrita, porém ainda mantendo-se ligado ao oceano aberto.

Com base no processo físico dominante pode ser de dois tipos principais: estuários dominados por ondas, também chamados de deltas e estuários dominados por marés, onde se formam os depósitos estuarinos propriamente ditos e onde a dinâmica da corrente fluvial predomina sobre a marinha e, conseqüentemente, sobre os processos deposicionais associados.

Os ambientes estuarinos geralmente apresentam fortes gradientes ambientais,

desde águas doces próximo a sua cabeceira, até águas salgadas próximo a sua desembocadura.



Figura 3.5. Estuário do Rio de La Plata. Do lado direito da imagem vê-se a cidade de Buenos Aires (Argentina) e do lado esquerdo a cidade Montevideo (Uruguai). (FONTE: NASA; eol.jsc.nasa.gov)

Na Figura 3.5 é possível vislumbrar o forte contraste gerado neste tipo de ambiente e também a quantidade de sedimentos que pode ser transportada do continente para o oceano.

A água doce fluvial carregada de partículas é geralmente mais leve do que a água salgada do meio receptor, ou seja, o estuário é hipopícnal. As partículas podem ser transportadas por distâncias relativamente grandes pela água doce na superfície. Porém, a extensão espacial da pluma de partículas é limitada pela sedimentação das partículas e diminuição da velocidade de transporte horizontal (HENNIGER; KLEISER, 2012).

Porém em certos eventos, como nas cheias, a densidade dos sedimentos transportados pelos rios pode exceder a densidade do fluido ambiente e a corrente gerada pela descarga do rio pode afundar, gerando uma corrente submersa, denominada anteriormente como corrente hiperpícnal ou pluma hiperpícnal.

3.3 Fluxos Hiperpícnais no Ambiente Marinho

Por definição uma corrente hiperpícnal ocorre quando a densidade da pluma do rio excede a densidade do fluido ambiente, entretanto para que a corrente hipopícnal

do rio (i.e. pluma turbulenta) afunde e forme uma corrente hiperpicnal (i.e. corrente turbidítica) a bacia deve ser profunda o suficiente para que a coluna turva de água se torne instável e colapse sob o fluido ambiente (AKIYAMA; STEFAN, 1984). Este processo de mergulho e formação de corrente hiperpicnal (Figura 3.6) tem sido documentado em diversos rios pelo mundo (WRIGHT et al., 1990; KINEKE et al., 2000; JOHNSON et al., 2001).

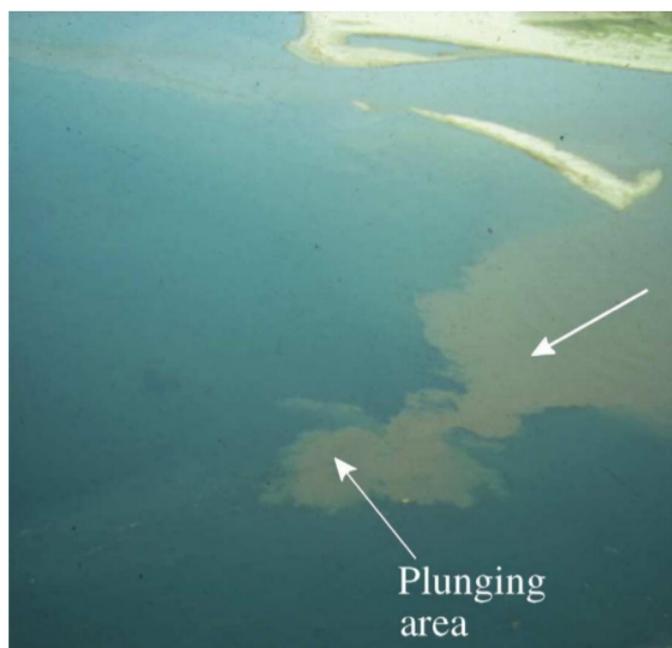


Figura 3.6. Fotografia aérea da formação de corrente hiperpicnal no Lago Tanganyika (Tanzânia), mostrando a região de mergulho da corrente (*plunging area*), a seta indica a direção do fluxo. Retirado de Mulder et al. (2003).

Este fenômeno chamado pluma hiperpicnal é um importante agente de transporte de sedimento através das plataformas continentais e encostas. (LAMB et al., 2010; KHAN et al., 2005). O transporte de sedimentos dos rios para os oceanos através desse mecanismo foi estimada por Milliman e Syvitski (1992) em 10×10^9 toneladas por ano.

Mulder e Syvitski (1995) propuseram relações semi-empíricas para o fluxo médio, concentração média de sedimentos e fluxo durante as cheias, as aplicaram a 150 rios pelo mundo, onde os resultados mostram a importância de pequenos e médios rios e sua capacidade de gerar correntes hiperpicnais em suas desembocaduras.

De acordo com os estudos de Mulder e Syvitski (1995), águas de rios adentrando em bacias oceânicas requerem uma concentração de 35 a 45 kg/m^3 , de-

pendendo da salinidade e da temperatura das águas costeiras, de material suspenso para ser capaz de afundar. Entretanto a concentração crítica para a iniciação de fluxos hiperpicnais pode ser reduzida consideravelmente pela instabilidade convectiva presente no escoamento (MAXWORTHY, 1999).

Mais recentemente Parsons et al. (2001) conduziu uma série de experimentos onde demonstrou que a instabilidade convectiva, gerada pela diferença de temperatura, em combinação com a velocidade de queda da partícula pode gerar correntes hiperpicnais a partir de plumas turbulentas com baixa concentração de sedimentos suspensos (1 a 5 kg/m^3).

Modelos numéricos (MULDER et al., 1998; KHAN et al., 2005) e empíricos têm sido empregados também no estudo deste fenômeno, pois correntes em escala natural são difíceis de se monitorar por causa da imprevisibilidade destes eventos.

3.4 Sedimentação e Erosão

Devido a sua relevância, complexidade física e âmbito de interesse, estudos em sedimentação e erosão são vistos com grande interesse por muitos pesquisadores, sendo um campo de interesse de diversas áreas das ciências, como a geologia, engenharia civil, oceanografia, entre outras.

3.4.1 Caracterização dos Sedimentos

Na avaliação do transporte de sedimentos, depósitos de sedimentos podem ser classificados em duas categorias (de acordo com a mineralogia): coesivo e não coesivo.

Sedimentos coesivos são sedimentos lamacentos, compostos por argila e silte (tamanho de grão inferior a 63 μm). Nestes, além das forças eletro-químicas, conteúdo orgânico e processos biológicos são parâmetros que afetam na sedimentação e erosão do leito (MITCHENER; TORFS, 1996).

Partículas de sedimentos coesivos tendem a ficar juntas, formando agregados grandes (flocos de lama), que tem uma velocidade de sedimentação muito mais elevada do que as partículas individuais. O que, por sua vez, requer maiores tensões de cisalhamento para erosão do leito (HOUWING; RIJN, 1998).

Sedimentos não coesivos são mais grosseiros, não tendem a aderir umas as

outras (sem influência de forças inter-partículas) e são compostos principalmente de areia e cascalho (tamanho de grão superior a $63 \mu m$) (ARAUJO, 2004).

A deposição de sedimentos depende do seu tamanho e da tensão de cisalhamento do leito. Em sedimentos coesivos, em que a floculação tem lugar, a formação de flocos e preservação depende da turbulência: se a tensão de cisalhamento do leito é reduzida, a turbulência é baixa e, portanto, as interações entre partículas não são suficientemente intensas para causar a floculação, mas se for muito alta, as colisões de partículas são aumentadas e os flocos se quebram (MIKKELSEN, 2002).

Em geral, a floculação se torna importante apenas em fluxos de alta concentração de sedimentos, alta concentração salina e altas temperaturas (JULIEN, 2010).

Os grãos sedimentares são classificados de acordo com seus tamanhos, \hat{d}_{part} (SOULSBY, 1997 apud ARAUJO, 2004): argilas ($\hat{d}_{part} < 4 \mu m$); siltes ($4 < \hat{d}_{part} < 63 \mu m$); areias ($63 < \hat{d}_{part} < 2000 \mu m$); grânulos ($2 < \hat{d}_{part} < 4 mm$); seixos ($4 < \hat{d}_{part} < 65 mm$); paralelepípedos ($65 < \hat{d}_{part} < 250 mm$); pedregulho ($\hat{d}_{part} < 250 mm$). Argilas e siltes são coletivamente chamados de lama; grânulos, seixos e paralelepípedos são chamados de cascalho.

Sedimentos estuarinos são geralmente uma mistura de lama, areia e material orgânico. Dependendo da composição da mistura e da forma do leito a fração de areia pode mudar as características de erosão e deposição de material significativamente (TORFS et al., 2000 apud ARAUJO, 2004).

3.5 Modelo Matemático

O estudo do movimento dos fluidos já vem sendo desenvolvido há séculos, a primeira tentativa de descrever as equações de movimento dos fluidos foi feita por Leonard Euler, considerado um dos fundadores da hidrodinâmica, porém só no século XIX o estudo ganhou força com o desenvolvimento das equações de Navier-Stokes, a partir dos trabalhos pioneiros dos franceses Claude Navier (1822), Simeon Denis Poisson (1829) e do inglês George Stokes (1845) (FORTUNA, 2000 apud FIGUEIREDO, 2010).

Existem dois métodos de abordagem do problema: o método de Lagrange e o método de Euler. O primeiro consiste em acompanhar as partículas individuais em

seu movimento ao longo de sua trajetória. O segundo estuda as grandezas físicas do fluido no decorrer do tempo, em um determinado volume de controle fixo no espaço, sendo este último o mais usado nas soluções dos problemas de fluidos.

A condição física de um fluido é completamente determinada se forem conhecidas as componentes u , v e w da velocidade, relativas ao eixo cartesiano x , y e z respectivamente, assim como os valores da massa específica ρ e da pressão p , em qualquer tempo t . Portanto, há cinco incógnitas (u, v, w, ρ, p) e quatro variáveis independentes (x, y, z, t) no problema relativo ao escoamento de fluidos.

3.5.1 Equações Governantes

As equações que modelam o escoamento dos fluidos, e conseqüentemente as correntes de densidade, são as Equações de Navier-Stokes e a Equação da conservação da massa.

A Equação da conservação da massa em sua forma vetorial é dada por:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0, \quad (3.1)$$

onde ρ é a massa específica do fluido e \vec{u} é o vetor velocidades. Um caso especial que proporciona grande simplificação é o fluxo incompressível, onde a mudança de densidade é desprezível. Líquidos são praticamente incompressíveis, entretanto gases são compressíveis. Para velocidades inferiores a 100 m/s, as variações absolutas de pressão no fluido são pequenas. Neste e em diversos outros casos, a variação de densidade no fluido é desprezível, nos permitindo simplificar a Equação da continuidade para:

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0, \quad (3.2)$$

válida para escoamentos permanentes ou não.

As Equações de Navier-Stokes, em notação vetorial, assumem a seguinte forma:

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} \vec{u} \right) = \rho \vec{g} - \nabla p + \mu \nabla^2 \vec{u}, \quad (3.3)$$

onde p é a pressão, μ é a viscosidade do fluido, \vec{g} é o vetor aceleração da gravidade e \vec{u} é o vetor velocidades.

Essa Equação relaciona, nos termos a direita da igualdade, as forças atuantes no fluido. O primeiro termo a direita diz respeito às forças de corpo, o segundo e terceiro termos dizem respeito às forças de superfície. O segundo termo se refere a pressão hidrostática e o terceiro as forças viscosas.

3.5.2 Aproximação de Boussinesq

A existência de um "segundo fluido", com densidade diferente, que caracteriza uma corrente de densidade, neste caso, é devida a carga de sedimentos carregados por este fluido, e pela diferença de salinidade dos fluidos. A modelagem dos dois fluidos apenas com uma Equação da conservação da quantidade de movimento se faz a partir da adoção da aproximação de Boussinesq (GRIEBEL et al., 1998 apud PARAIZO; FORTUNA, 2009, 2000).

De acordo com 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 fluido. A diferença de densidade entre os fluidos se torna importante apenas nos termos em que a gravidade atua, sendo conhecido como gravidade reduzida, definida como:

$$g' = \frac{\rho_s - \rho_a}{\rho_a} g c, \quad (3.4)$$

onde ρ_s é a densidade do fluido carregado, ρ_a a densidade do fluido receptor, g a aceleração da gravidade e c é a fração volumétrica de material suspenso presente no fluido carregado.

A adoção da aproximação de Boussinesq reduz o problema do ponto de vista das considerações matemáticas, tornando a solução do problema mais simples. Entretanto, limita a diferença de densidade que pode ser simulada, fazendo com que o escoamento tenha de obedecer a limites de concentração.

3.5.3 A Equação do Transporte

O mecanismo utilizado para modelar o transporte de sedimentos é a utilização de uma equação em conjunto com as do escoamento. De acordo com Paraizo (2009), o método mais comumente encontrado na literatura é a adoção da Equação da conti-

nuidade para a fração sólida, que é obtida da mesma forma que a líquida, substituindo o termo de densidade pelo termo de concentração, definida como:

$$\frac{\partial c_m}{\partial t} + \nabla \cdot (c_m \vec{u}) = 0, \quad (3.5)$$

onde c_m se refere a concentração média e \vec{u} é o vetor velocidades.

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:

$$\frac{\partial c_m}{\partial t} + (\vec{u} + u_s \vec{g}) \cdot \nabla c_m = D \nabla^2 c_m, \quad (3.6)$$

onde D é o coeficiente de difusão, u_s é a velocidade de queda da partícula, c_m se refere a concentração média e \vec{g} é o vetor aceleração da gravidade.

3.5.4 Velocidade de Queda da Partícula

A sedimentação é um processo físico de separação do material suspenso por ação da gravidade. As características físicas das partículas (densidade, dimensão, forma, rugosidade, etc.) determinam a sua velocidade de sedimentação.

A relação fundamental para a sedimentação de partículas, baseia-se no pressuposto que as partículas são esféricas e com um diâmetro uniforme. Além disso, as partículas devem ser discretas (a sedimentação desenvolver-se fora da ação de partículas vizinhas), o seu tamanho e forma não devem variar durante a sedimentação, e deslocam-se num fluido viscoso sem serem afetadas por efeitos de fronteira (limites do sistema).

Considerando uma partícula em queda livre, a força que promove a sedimentação (F_s), isto é, a massa efetiva da partícula, é a diferença entre o seu peso e a força de empuxo.

$$F_s = \forall \rho_s g - \forall \rho_L g = (\rho_s - \rho_L) g \forall, \quad (3.7)$$

onde \forall é o volume da partícula, ρ_L a densidade do fluido, ρ_s a densidade da partícula e g a aceleração da gravidade.

A força de atrito (*drag force*), que impede a sedimentação é descrita através da Equação 3.8,

$$F_D = \frac{1}{2}\rho_L C_D A u_s^2, \quad (3.8)$$

onde F_D representa a força de atrito, C_D o coeficiente de atrito (adimensional), A a área projetada da partícula, e u_s a velocidade relativa entre a partícula e o fluido.

A aplicação do balanço de forças à partícula em queda livre, chega-se à seguinte Equação,

$$-\rho_s \forall a = -\rho_s \forall \frac{\partial u_s}{\partial t} = -(\rho_s - \rho_L)g\forall + \frac{1}{2}C_D A \rho_L u_s^2, \quad (3.9)$$

onde $a (= \partial u_s / \partial t)$ é a aceleração da partícula.

Considerando a situação em que o fluido está em repouso (ou não possui deslocamento normal ao movimento da partícula), a equação anterior permite calcular a velocidade de sedimentação das partículas (u_s). Esta equação descreve a velocidade de sedimentação ao longo de toda a trajetória e não só no curto intervalo de tempo desde o repouso até se alcançar a velocidade terminal.

Para as condições que definem a velocidade terminal, ou seja, aceleração nula ($a = 0$) e portanto $F_s = F_D$, podem-se igualar as Equações 3.7 e 3.8, sendo u_s a velocidade terminal de sedimentação da partícula.

$$(\rho_s - \rho_L)g\forall = \frac{1}{2}C_D A \rho_L u_s^2. \quad (3.10)$$

Explicitando esta expressão em relação à velocidade terminal u_s ,

$$u_s = \sqrt{\frac{2g\forall(\rho_s - \rho_L)}{C_D A \rho_L}}. \quad (3.11)$$

Substituindo o volume da partícula $\forall (= 1/6\pi d_p^3)$ e a sua área projetada perpendicular ao escoamento $A (= 1/4\pi d_p^2)$ em função do seu diâmetro (d_p), e resolvendo em relação à velocidade terminal, chega-se a seguinte Equação:

$$u_s = \sqrt{\frac{4g(\rho_s - \rho_L)}{3C_D \rho_L}} d_p. \quad (3.12)$$

O coeficiente de atrito C_D assume diferentes valores dependentes do regime dinâmico do sistema partícula/fluido, o qual está relacionado com o Número de Reynolds da partícula (Re_p), definido através da Equação 3.13:

$$Re_p = \frac{d_p u_s \rho_L}{\mu_L}, \quad (3.13)$$

onde d_p é o diâmetro da partícula, u_s a sua velocidade terminal, e ρ_L e μ_L respectivamente a densidade e a viscosidade do fluido.

Para areias naturais e cascalhos, os valores experimentais do coeficiente de arraste (C_D) obtidos por Engelund e Hansen (1972 apud JULIEN, 2010) são mostrados na Figura 3.7.

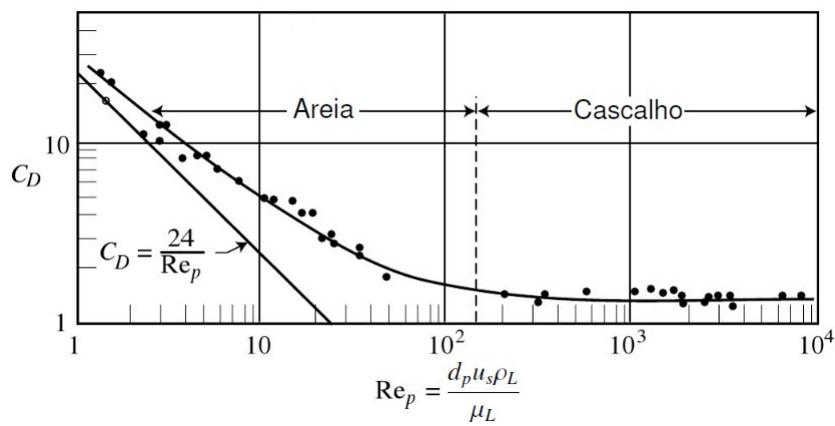


Figura 3.7. Gráfico do coeficiente de arraste (C_D) em função do Número de Reynolds da partícula (Re_p) para areia e cascalho (Adaptado de Julien (2010)).

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 (FERGUSON; CHURCH, 2004 apud PARAIZO, 2009).

De acordo com o gráfico da Figura 3.7 o coeficiente de arrasto (C_D) na região em que é válida a Lei de Stokes é dada pela Equação 3.14:

$$C_D = \frac{24}{Re_p}. \quad (3.14)$$

Da definição do Número de Reynolds da partícula (Re_p), temos então:

$$C_D = \frac{24\mu_L}{d_p u_s \rho_L}. \quad (3.15)$$

Substituindo então a Equação 3.15 na Equação 3.12 e fazendo algumas simplificações, temos a chamada Velocidade de queda de Stokes:

$$u_s = \frac{g(\rho_s - \rho_L)}{18\mu_L} d_p^2. \quad (3.16)$$

Segundo Paraizo (2009), 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.

De acordo com Julien (2010), essa Equação é válida, mais especificamente, quando $Re_p < 0,1$.

4 METODOLOGIA NUMÉRICA

O código numérico empregado para realizar as simulações apresentadas neste trabalho é o `Incompact3d`¹, o qual resolve as equações governantes do escoamento (Equação da continuidade e de Navier-Stokes) discretizando-as em uma malha cartesiana, utilizando o método das diferenças finitas proposto por Lele (1992).

Este código é capaz de resolver escoamentos bidimensionais e tridimensionais em diversos sistemas físicos tais como: estudos de transição a turbulência de camadas de mistura estavelmente estratificada (MARTINEZ, 2006), estudos de escoamentos e desprendimentos de vórtices ao redor de obstáculos fixos e móveis (RIBEIRO, 2002; VITOLA, 2006; PINTO, 2008; PINTO, 2012; LAMBALLAIS; SILVESTRINI, 2002), canais retos e com fundos onduladas (BUARQUE, 2007) e também no estudo de turbulência gerada por geometrias mais complexas como fractais (LAIZET et al., 2010; LAIZET; VASSILICOS, 2011). Neste capítulo será apresentada a metodologia numérica empregada no presente trabalho.

4.1 Equações Governantes

O escoamento de um fluido é governado pelas Equações de Navier-Stokes e pela Equação da conservação da massa como apresentado anteriormente.

No algoritmo de cálculo do código, o termo não linear da Equação ($\vec{u} \cdot \nabla \vec{u}$) é escrito na forma anti-simétrica, o que o torna mais estáveis a erros de truncamento e dobramento (*aliasing*) (KRAVCHENKO; MOIN, 1997 apud LAIZET; LAMBALLAIS, 2009). Erros de truncamento são resultados da discretização numéricas das derivadas, devido ao truncamento das séries de Taylor empregadas nas aproximações das derivadas por expressões algébricas, já os erros de dobramento surgem quando os termos não-lineares são aproximados em um espaço físico discreto.

A Equação de Navier-Stokes em sua forma anti-simétrica, quando discretizada através de métodos espectrais ou de diferenças finitas, conserva a quantidade de movimento e energia cinética, sendo assim escrita na sua forma adimensional como:

¹ Código livre desenvolvido para pesquisas e escrito na linguagem computacional Fortran90. Disponível em <https://code.google.com/p/incompact3d/>

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = -\vec{\nabla}\Pi - \frac{1}{2} \left[\vec{\nabla} (\vec{u} \otimes \vec{u}) + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} \right] + \frac{1}{Re} \nabla^2 \vec{u} + \vec{f} + e^g \sum_k Ri_k c_k, \quad (4.1)$$

onde Π é o campo de pressão adimensional dado por $\Pi = \frac{p}{\rho U^2}$, onde p é o campo de pressão, ρ é a massa específica do fluido e U é a velocidade do escoamento principal. Re é o número de Reynolds do escoamento dado por $Re = \rho \frac{Lu}{\mu}$, onde L e u são, respectivamente, um comprimento e uma velocidade característica do escoamento.

O campo vetorial \vec{f} representa a força externa causada pelo obstáculo e é imposto na Equação através do método de fronteiras imersas. c_k é a concentração (partículas em suspensão $k = part$, salinidade $k = sal$), o vetor unitário e^g indica a direção da aceleração da gravidade e Ri_k é o número de Richardson do escoamento que será definido adiante.

A Equação da continuidade ou conservação da massa é escrita como:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0, \quad (4.2)$$

onde \vec{u} é o vetor velocidades.

O mecanismo utilizado para modelar o transporte de sedimentos é a utilização da Equação de advecção-difusão de um escalar, que em sua forma adimensional é escrita como:

$$\frac{\partial c_i}{\partial t} + (\vec{u} + u_s e^g) \cdot \nabla c_i = \frac{1}{Re S c_i} \nabla^2 c_i, \quad (4.3)$$

onde $S c_i$ é o número de Schimidt, que será definido mais a frente neste trabalho.

A não linearidade das Equações de Navier-Stokes dão origem a uma ampla faixa de escalas turbulentas espaciais e temporais. As maiores destas escalas são responsáveis pela maior parte da difusão turbulenta do escoamento, enquanto que as menores são responsáveis pela dissipação da energia cinética.

As simulações numéricas de escoamentos turbulentos vêm sendo bastante utilizadas com o objetivo de entender os mecanismos físicos envolvidos e obter informações detalhadas do escoamento, as quais podem não ser facilmente obtidas com medições em laboratório. De maneira geral, as simulações numéricas da turbulência podem ser de três tipos:

1. Modelos baseados nas equações médias de Reynolds (*Reynolds averaged Navier-Stokes - RANS*).
2. Simulação Numérica Direta (*DNS - Direct Numerical Simulation*).
3. Simulação de Grandes Escalas (*LES - Large Eddy Simulation*).

As metodologias *RANS* são baseadas na decomposição das componentes da velocidade em uma parte média e outra flutuante. Aplicando a filtragem temporal às Equações de Navier-Stokes, surge do termo não linear da equação de movimento um tensor extra, o chamado tensor de Reynolds (SOUZA et al., 2011). Para seu cálculo é necessário introduzir modelos de turbulência, algébricos ou de equações diferenciais, relacionados aos valores médios do escoamento considerado (SILVESTRINI, 2003), os quais devem compreender todos os efeitos médios da turbulência.

Os modelos algébricos se destacam pela fácil implementação e estabilidade numérica. Sua deficiência reside na grande dependência de constantes que calibram os modelos para situações particulares, principalmente na descrição de escoamentos com descolamento, ou que evoluem de um escoamento parietal para um escoamento cisalhante livre (SPODE, 2006).

Apesar de suas limitações, as metodologias *RANS* necessitam de malhas menos refinadas que metodologias como *DNS* ou *LES*, viabilizando com isso a simulação de casos a elevados números de Reynolds.

A Simulação Numérica Direta (*DNS*) consiste em resolver as Equações completas de Navier-Stokes para todas as escalas temporais e espaciais do movimento. O problema é que o escoamento turbulento é geralmente tridimensional e transiente, caracterizado pela presença de uma grande quantidade de vórtices que ocupam uma larga faixa de escalas de comprimento e de tempo e, portanto, para a resolução de todas estas escalas é requerida uma discretização espacial e temporal extremamente refinada, o que demanda um grande esforço computacional (SOUZA et al., 2011).

Uma característica dos escoamentos turbulentos é o seu alto número de graus de liberdade, o qual corresponde ao número de equações lineares discretizadas a resolver em todos os pontos da malha, para que se possa caracterizar fielmente o escoamento (NETO, 2002).

A principal restrição desta técnica está relacionada ao custo de cálculo computacional, pois o número de graus de liberdade é função do número de Reynolds, o que limita a aplicação da DNS a baixos números de Reynolds (SILVESTRINI, 2003). Apesar desta limitação, como a DNS resolve diretamente as Equações de Navier-Stokes sem a necessidade de parametrizações, ela se constitui em uma importante ferramenta de análise, tanto qualitativa como quantitativa da transição do escoamento à turbulência, uma vez que simula todas as escalas espaciais e temporais (MARTINEZ, 2006).

A simulação de grandes escalas (*LES*) teve como precursor Smagorinsky (1963), que buscava simular em seus trabalhos de meteorologista apenas as grandes escalas da turbulência (SPODE, 2006). A simulação de grandes escalas permite aumentar o número de Reynolds em relação a *DNS*, através da introdução de um filtro que separa as grandes das pequenas escalas. A *LES* resolve as equações completas de Navier-Stokes apenas para as maiores escalas (mais energéticas) do escoamento, enquanto que as pequenas escalas são modeladas.

A separação das grandes escalas das pequenas se dá através de uma filtragem, que está geralmente relacionada ao tamanho da malha empregada no cálculo, fazendo com que as estruturas com tamanhos de até a ordem de grandeza da malha sejam modeladas e as maiores calculadas (SPODE, 2006).

O código de cálculo *Incompact3d* utilizado neste trabalho foi desenvolvido utilizando-se a metodologia da Simulação Numérica Direta.

4.2 Discretização Espacial

A discretização espacial da equação é feita utilizando um esquema de diferenças finitas centradas compacto proposto por Lele (1992). Segundo Lele, pode-se considerar uma malha simples, igualmente espaçada, onde os nós são indicados pelo sub-índice i . A variável independente nos nós é escrita como $x = (i - 1)\Delta x$ e os valores da função nos nós estão dados por $f_i = f(x_i)$ para $1 \leq i \leq n_x$, onde n_x é o número de pontos da malha na direção longitudinal (x).

4.2.1 Aproximação da Primeira Derivada

A aproximação da primeira derivada de f_i no nó i , depende dos valores das funções nos pontos de malha próximos do ponto a ser avaliado. De acordo com Lele (1992) a aproximação da primeira derivada pode ser escrita como:

$$\beta f'_{i-2} + \alpha f'_{i-1} + f' + \alpha f'_{i+1} + \beta f'_{i+2} = a \frac{f_{i+1} - f_{i-1}}{2\Delta x} + b \frac{f_{i+2} - f_{i-2}}{4\Delta x} + c \frac{f_{i+3} - f_{i-3}}{6\Delta x}. \quad (4.4)$$

As relações entre os parâmetros a , b , c , α e β são obtidas expandindo cada termo da Equação 4.4 em série de Taylor e igualando os coeficientes da série para várias ordens. Assim, obtém-se o seguinte sistema de equações:

$$\begin{aligned} a + b + c &= 1 + 2\alpha + 2\beta && \text{(Segunda Ordem)} \\ a + 2^2b + 3^2c &= 2 \frac{3!}{2!} (\alpha + 2^2\beta) && \text{(Quarta Ordem)} \\ a + 2^4b + 3^4c &= 2 \frac{5!}{4!} (\alpha + 2^4\beta) && \text{(Sexta Ordem)} \\ a + 2^6b + 3^6c &= 2 \frac{7!}{6!} (\alpha + 2^6\beta) && \text{(Oitava Ordem)} \\ a + 2^8b + 3^8c &= 2 \frac{9!}{8!} (\alpha + 2^8\beta) && \text{(Décima Ordem)} \end{aligned} \quad (4.5)$$

No código numérico `Incompac3d` é utilizado, na resolução da primeira derivada, um esquema numérico tridiagonal de sexta ordem de precisão onde os valores dos parâmetros adotados (LELE, 1992) foram:

$$\alpha = 1/3, \quad a = 14/9, \quad b = 1/9, \quad c = \beta = 0. \quad (4.6)$$

o que resulta no esquema:

$$\alpha f'_{i-1} + f' + \alpha f'_{i+1} = a \frac{f_{i+1} - f_{i-1}}{2\Delta x} + b \frac{f_{i+2} - f_{i-2}}{4\Delta x}. \quad (4.7)$$

Para o cálculo da derivada nos pontos de contorno ($i = 1$ e $i = n_x$) foi utilizado um esquema de terceira ordem descentrado, dado por:

$$f'_1 + \alpha f'_2 = \frac{af_1 + bf_2 + cf_3 + df_4}{\Delta x}, \quad (4.8)$$

onde os valores dos parâmetros são:

$$\alpha = 2, \quad a = -5/2, \quad b = 2, \quad c = 1/2, \quad d = 0. \quad (4.9)$$

Para os pontos vizinhos aos contornos ($i = 2$ e $i = n_x - 1$) é utilizado um esquema centrado de quarta ordem:

$$\alpha f'_1 + f'_2 + \alpha f'_3 = a \frac{f_3 - f_1}{2\Delta x}, \quad (4.10)$$

com os parâmetros:

$$\alpha = 1/4, \quad a = 3/2. \quad (4.11)$$

4.2.2 Aproximação da Segunda Derivada

A aproximação da segunda derivada é feita de forma semelhante a primeira derivada. O esquema para esta aproximação é escrito como:

$$\begin{aligned} & \beta f''_{i-2} + \alpha f''_{i-1} + f'' + \alpha f''_{i+1} + \beta f''_{i+2} \\ & = a \frac{f_{i+1} - 2f_i + f_{i-1}}{\Delta x^2} + b \frac{f_{i+2} - 2f_i + f_{i-2}}{4\Delta x^2} + c \frac{f_{i+3} - 2f_i + f_{i-3}}{9\Delta x^2}. \end{aligned} \quad (4.12)$$

As relações entre os coeficientes a , b , c , α e β também são obtidas expandindo cada termo da Equação 4.12 em série de Taylor e igualando os coeficientes da série para várias ordens, obtendo o seguinte sistema de equações:

$$\begin{aligned} a + b + c &= 1 + 2\alpha + 2\beta && (\text{Segunda Ordem}) \\ a + 2^2b + 3^2c &= 2 \frac{4!}{2!} (\alpha + 2^2\beta) && (\text{Quarta Ordem}) \\ a + 2^4b + 3^4c &= 2 \frac{6!}{4!} (\alpha + 2^4\beta) && (\text{Sexta Ordem}) \\ a + 2^6b + 3^6c &= 2 \frac{8!}{6!} (\alpha + 2^6\beta) && (\text{Oitava Ordem}) \\ a + 2^8b + 3^8c &= 2 \frac{10!}{8!} (\alpha + 2^8\beta) && (\text{Décima Ordem}) \end{aligned} \quad (4.13)$$

O esquema tridiagonal de sexta ordem adotado no código para o cálculo das derivadas segundas é dado por:

$$\alpha f''_{i-1} + f'' + \alpha f''_{i+1} = a \frac{f_{i+1} - 2f_i + f_{i-1}}{\Delta x^2} + b \frac{f_{i+2} - 2f_i + f_{i-2}}{4\Delta x^2}. \quad (4.14)$$

com os coeficientes dados em função de α (LELE, 1992) por

$$\beta = 0, \quad a = \frac{4}{3}(1 - \alpha), \quad b = \frac{1}{3}(10\alpha - 1), \quad c = 0. \quad (4.15)$$

Adotando $\alpha = 2/11$, o esquema de quarta ordem passa a ter a precisão formal de sexta ordem (utilizada no código), com os coeficientes

$$a = 12/11, \quad b = 3/11. \quad (4.16)$$

O esquema de terceira ordem descentrado para o cálculo das derivadas segundas nos pontos de contorno é:

$$f''_1 + \alpha f''_2 = \frac{af_1 + bf_2 + cf_3 + df_4}{\Delta x^2}, \quad (4.17)$$

onde os valores dos parâmetros são:

$$\alpha = 11, \quad a = 13, \quad b = -27, \quad c = 15, \quad d = -1. \quad (4.18)$$

Nos pontos vizinhos aos contornos o esquema de quarta ordem centrado é:

$$\alpha f''_1 + f''_2 + \alpha f''_3 = a \frac{f_3 - 2f_2f_1}{2\Delta x^2}, \quad (4.19)$$

com os parâmetros:

$$\alpha = 6/5, \quad a = 1/10. \quad (4.20)$$

A resolução completa das equações pode ser encontrada em Lele (1992) e Moin (2010).

4.3 Avanço no Tempo

O avanço no tempo das Equações 4.1 e 4.2 é feito usando o esquema temporal Adams-Bashforth de segunda ordem. Primeiramente é calculado o termo convectivo-difusivo da Equação de Navier-Stokes que, para um determinado tempo t_k , é dado por:

$$\vec{F}^k = -\frac{1}{2} \left[\vec{\nabla} (\vec{u}^k \otimes \vec{u}^k) + (\vec{u}^k \cdot \vec{\nabla}) \vec{u}^k \right] + \frac{1}{Re} \nabla^2 \vec{u}^k + \vec{f} + e^g \sum_k Ri_k c_k. \quad (4.21)$$

Na sequência, é calculada a primeira velocidade intermediária \vec{u}^* :

$$\frac{\vec{u}^* - \vec{u}^k}{\Delta t} = a_k \vec{F}^k + b_k \vec{F}^{k-1} - c_k \vec{\nabla} \Pi^k + c_k \vec{f}^{k+1}, \quad (4.22)$$

onde Π^k é o valor da pressão no instante de tempo atual. No esquema de tempo de Adams-Bashforth, o passo de tempo não é subdividido ($k = 1$) e os parâmetros a_k , b_k e $c_k = a_k + b_k$ assumem os valores $(a_1, b_1) = (3/2, -1/2)$.

Após ser calculada a velocidade intermediária \vec{u}^k através da Equação 4.22 é necessário acrescentar o termo do gradiente de pressão para o passo de tempo $k + 1$ dado pela Equação:

$$\frac{\vec{u}^{k+1} - \vec{u}^*}{\Delta t} = -c_k \vec{\nabla} \Pi^{k+1}. \quad (4.23)$$

Aplicando o divergente na Equação anterior e obedecendo as condições de incompressibilidade (equação da conservação da massa), tem-se a Equação de Poisson para a solução do campo de pressão:

$$\nabla^2 \Pi^{k+1} = \frac{\vec{\nabla} \cdot \vec{u}^*}{c_k \Delta t}. \quad (4.24)$$

Mesmo que os esquemas temporais de Runge-Kutta (de terceira ou quarta ordem) tenham melhor precisão temporal e estabilidade numérica, o esquema de segunda ordem de Adams-Bashforth é utilizado no presente estudo. Com efeito, quando combinado com o Método das Fronteiras Imersas (IBM), a utilização de sub-passos de tempo (por inerência dos esquemas de Runge-Kutta) pode levar a uma ligeira deterioração da precisão da condição de não-deslizamento (*no-slip*), nos limites do corpo sólido (Sec. 4.4), assegurada pelo método de força direta (LAIZET et al., 2010).

O mesmo procedimento é aplicado a Equação do transporte (Eq. 4.3), onde temos:

$$G_i^k = \frac{1}{ReSc_i} \nabla^2 c_i^k - (\vec{u} + u_s^i e^g) \cdot \nabla c_i^k, \quad (4.25)$$

chegamos a concentração no tempo $k + 1$ por,

$$\frac{c_i^{k+1} - c_i^k}{\Delta t} = a_k G_i^k + b_k G_i^{k-1}. \quad (4.26)$$

4.4 Método das Fronteiras Imersas

Na maioria dos códigos computacionais em geral, para descrever a dinâmica das estruturas do escoamento próximas a obstáculos imersos, a discretização das equações governantes é realizada sobre malhas curvilíneas estruturadas, ou não estruturadas, que se ajustam ao contorno do objeto (*boby-fitted grid*) em contato com o fluido. Deste modo, as fronteiras geométricas do corpo imerso coincidem com aquelas do domínio computacional, facilitando a implementação das condições de contorno exatamente sobre o obstáculo.

À medida que a forma geométrica dos objetos imersos vai se tornando complexa, as dificuldades na geração desse tipo de malha também aumentam, com conseqüente aumento do custo computacional e significativa degradação da precisão, limitando-se à utilização de esquemas numéricos de baixa ordem (YE et al., 1999 apud BUARQUE, 2007).

O termo "método de fronteira imersa²" (*IBM - Immersed Boundary Method*) foi utilizado pela primeira vez em referência a um método desenvolvido por Peskin (1982) para simular mecânica cardíaca e o fluxo sanguíneo associado. A característica distintiva deste método é que toda a simulação foi realizada em uma grade cartesiana, que não está em conformidade com a geometria do coração, e um novo processo foi formulado para impor o efeito da fronteira imersa no fluxo (MITTAL; IACCARINO, 2005).

Desde então, diversas modificações e refinamentos foram propostos e inúmeras variantes deste método foram desenvolvidas no sentido de determinar o campo de forças para impor a condição de não-deslizamento sobre a fronteira do corpo sólido.

² Uma revisão atual sobre o método das fronteiras imersas pode ser vista em Mittal e Iaccarino (2005).

Para o caso de um obstáculo fixo, o valor de \vec{f}^{k+1} na Eq. 4.22, pode ser calculado pela seguinte expressão:

$$c_k \vec{f}^{k+1} = \varepsilon \left(-a_k \vec{F}^k - b_k \vec{F}^{k-1} + c_k \vec{\nabla} \Pi^k + \frac{\vec{u}^{k+1} - \vec{u}^*}{\Delta t} \right). \quad (4.27)$$

A constante ε é responsável por identificar se um determinado ponto de malha encontra-se dentro ou fora do obstáculo imerso. Tem-se $\varepsilon = 1$ na região do corpo sólido e $\varepsilon = 0$ para o qualquer outra posição do domínio computacional.

Tal como uma condição de Dirichlet convencional, esta definição de \vec{f}^{k+1} permite a prescrição exata de u^* na região da fronteira imersa de modo que o erro final em u^{k+1} é de segunda ordem no tempo, ou seja $u^{k+1} = u_0^{k+1} + O(\Delta t^2)$.

O valor da velocidade alvo u_0^{k+1} é imposto de forma a satisfazer as condições de não-deslizamento nas paredes do corpo sólido. Neste caso, o método mais simples de assegurar condições de não-deslizamento é a utilização de um campo de velocidade alvo nulo, ou seja, $u_0^{k+1} = 0$.

De acordo com Parnaudeau et al. (2004), esta forçagem simplificada gera descontinuidades na primeira derivada das velocidades, que pode ser problemática quando métodos espectrais ou pseudo-espectrais são utilizados, propondo a utilização de uma velocidade alvo u_0^{k+1} estimada como sendo o reverso do fluxo imediatamente fora do corpo sólido, a fim de reduzir a presença das descontinuidades. Porém, como será mostrado a seguir, não é possível empregar este método no presente estudo, pois existe transporte de concentração no domínio do corpo sólido.

Como a velocidade alvo u_0^{k+1} não obedece necessariamente a condição de divergência nula é proposto resolver a específica Equação da pressão (PARNAUDEAU et al., 2004; PARNAUDEAU et al., 2008) :

$$\nabla^2 \Pi^{k+1} = \frac{\vec{\nabla} \cdot [(1 - \varepsilon) \vec{u}^*]}{c_k \Delta t}, \quad (4.28)$$

onde a equação de Poisson convencional (Eq. 4.24) é calculada na região do domínio onde $\varepsilon = 0$, enquanto que, no interior do corpo, a condição $\varepsilon = 1$ produz a equação de Laplace.

Por conseguinte, é possível determinar livremente o grau de divergência no

interior do corpo sólido satisfazendo a condição de incompressibilidade (Eq. 4.2) modificada expressa como:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = \vec{\nabla} \cdot (\varepsilon \vec{u}_0). \quad (4.29)$$

5 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Neste capítulo serão apresentados os resultados das simulações realizadas neste estudo e suas respectivas discussões. Na primeira seção foi analisada a influência da topologia do fundo do canal em uma configuração *lock-exchange* de corrente hiperpicnal polidispersa (FRANCISCO, 2014) com base nos experimentos de Kubo (2004) e também as análises numéricas de Nasr-Azadani et al. (2013). Na segunda seção será realizada a análise da influência da topologia do fundo (encosta) em correntes hipopicnais e também o efeito do mergulho das plumas hiperpicnais e sua transformação em corrente hiperpicnal com base nos experimentos de Lamb et al. (2010).

5.1 Corrente de Densidade Hiperpicnal Polidispersa em Canal com Rampa

5.1.1 Configuração Experimental

Kubo (2004) realizou uma série de experimentos com os quais analisou a influência da topologia do fundo do canal sobre a dinâmica de deposição de partículas em uma configuração conhecida como *lock-exchange*, onde, inicialmente, um reservatório é preenchido com fluido carregado de partículas, enquanto a parte restante do canal contém fluido límpido. No tempo inicial ($t = 0$), o bloqueio que separa os dois fluidos é removido e as partículas em suspensão mais pesadas se propagam no canal próximo da parte inferior.

Os experimentos de laboratório foram realizados utilizando um canal hidráulico de 10 m de comprimento, 0,2 m de largura e 0,5 m de profundidade. A caixa com o volume inicial de sedimentos foi inserida no montante final do canal hidráulico. A caixa foi construída com placas de acrílico de 1 cm de espessura e tinha dimensões internas de 0,5 m de comprimento e 0,17 m de largura. A profundidade do volume inicial foi fixado em 0,2 m, sendo que o nível de água do canal variou de acordo com a altura da rampa inicial (Fig. 5.1). Uma das extremidades da caixa era livre, podendo deslizar para cima e para baixo para atuar como uma porta para libertar o volume inicial de

sedimentos em suspensão no canal hidráulico, dando assim, início aos experimentos (KUBO, 2004).

A topografia dos experimentos, visualizadas na Figura 5.1 consiste em uma rampa e uma série de corcovas que, segundo o autor, têm proporção de aspecto semelhantes aos de ondas de sedimentos do fundo do mar, o qual são formas de leito onduladas desenvolvidas por correntes de turbidez.

Kubo (2004) utilizou uma configuração de distribuição de partículas polidispersas em seus experimentos. Aqui, o termo polidisperso refere-se a uma mistura em que a fase dispersa, composta por duas ou mais frações de partículas diferentes, encontra-se diluída na fase dispersante. Tanto nos experimentos de referência, quanto nas simulações numéricas realizadas neste trabalho, foi utilizada e/ou considerada uma configuração de concentração de partículas com a mesma massa específica, porém com diferentes tamanhos de grãos.

5.1.2 Configuração Numérica

No presente estudo foram realizadas três simulações, correspondentes aos experimentos B1, B5 e C5 de Kubo (2004), esta última (C5) também foi comparada ao trabalho realizado por Nasr-Azadani et al. (2013). A Figura 5.1 mostra a configuração bidimensional empregada nas simulações computacionais realizadas, sendo estas idênticas aos experimentos de referência.

Para estas simulações, adicionou-se ao código utilizado por Francisco (2014) o método das fronteiras imersas (sec. 4.4). Para este caso a Equação de Navier-Stokes adimensional é escrita como:

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = -\vec{\nabla} \Pi - \frac{1}{2} \left[\vec{\nabla} (\vec{u} \otimes \vec{u}) + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} \right] + \frac{1}{Re} \nabla^2 \vec{u} + \vec{f} + c^t e^g, \quad (5.1)$$

onde e^g é o vetor unitário que indica a direção da aceleração da gravidade, $e^g = (0, -1, 0)$. c^t é a concentração total de partículas dada por:

$$c^t = \sum_{i=1}^N c_i, \quad (5.2)$$

nesta equação c_i representa o campo de concentração para cada i -ésima partícula C_i com relação a fração volumétrica inicial C_r , i.e.

$$c_i = \frac{C_i}{C_r}, \quad i = 1, \dots, N. \quad (5.3)$$

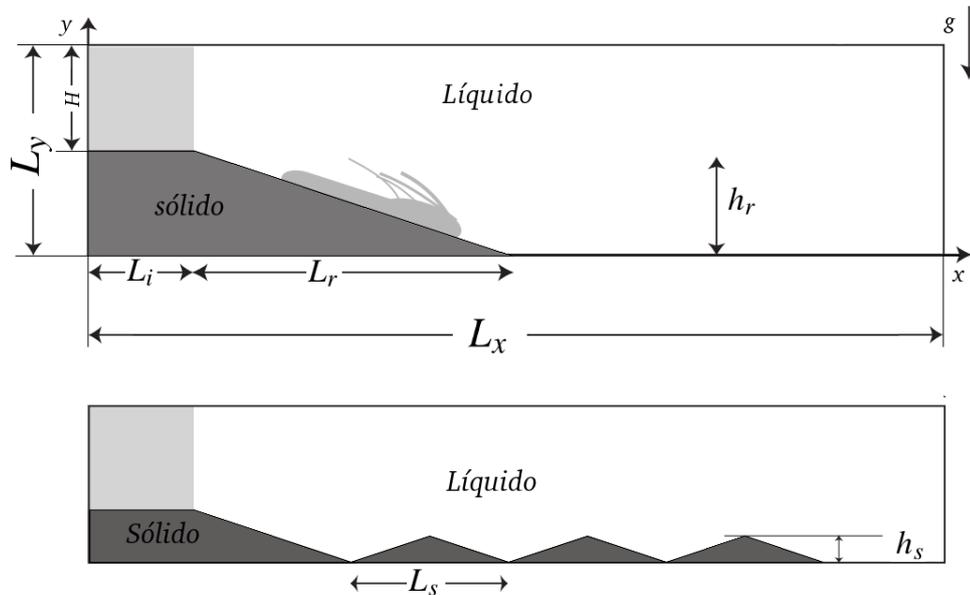


Figura 5.1. Desenho esquemático das simulações. Acima configuração somente com rampa (simulações B1 e B5), abaixo configuração com acréscimo das ondulações (simulação C5). Adaptado de Kubo (2004)

A concentração total de partículas (c^t) varia entre 0 no fluido límpido e 1 no volume inicial.

Observe que todas as quantidades dimensionais serão definidas, deste ponto em diante, pelo símbolo " $\hat{\quad}$ ".

A evolução temporal do campo de concentrações é descrita pela seguinte equação de transporte de escalares (Equação da advecção-difusão):

$$\frac{\partial c_i}{\partial t} + (\vec{u} + u_s^i e^g) \cdot \nabla c_i = \frac{1}{ReSc_i} \nabla^2 c_i \quad i = 1, \dots, N \quad (5.4)$$

onde u_s^i é a velocidade de queda adimensional da i-ésima partícula e Sc_i é o número de Schmidt descrito como a relação entre a taxa de difusividade dos campos de velocidades e de concentrações, i.e.

$$Sc_i = \frac{\hat{\nu}}{\hat{k}_i} \quad i = 1, \dots, N. \quad (5.5)$$

Na Eq. 5.5 $\hat{\nu}$ e \hat{k}_i representam, respectivamente a viscosidade cinemática do fluido e o coeficiente de difusão associado ao i-ésimo campo de concentração de partículas.

Na Eq. 5.4 a difusividade é incluída para considerar o espalhamento das partículas em suspensão, causado pela difusão hidrodinâmica ou pela natureza polidis-

persa do escoamento (NECKER et al., 2002). Härtel et al. (2000) demonstram que essa difusão não afeta significativamente a dinâmica do fluxo, enquanto o número de Schmidt for igual ou maior que um. Para todas as simulações deste trabalho será utilizado $Sc_i = 1$.

A velocidade de queda adimensional u_s^i é expressa como $u_s^i = \hat{U}_{s_{part}}^i / \hat{U}_b$, onde \hat{U}_s^i é a velocidade de queda de Stokes da partícula e \hat{U}_b é a velocidade de flutuação definida como:

$$\hat{U}_b = \sqrt{\frac{\hat{H}}{2} \frac{(\hat{\rho}_{part} - \hat{\rho}_0) C_r}{\hat{\rho}_0} \hat{g}}, \quad (5.6)$$

aqui, toma-se como comprimento característico para adimensionalização metade da altura do volume de sedimentos inicial i.e. $\hat{l}_c = \hat{H}/2$ (vide Fig. 5.1).

Desta forma o número de Reynolds nas Equações 5.1 e 5.4 é definido como;

$$Re = \frac{\hat{U}_b \hat{l}_c}{\hat{\nu}}. \quad (5.7)$$

O número de Richardson (Ri) para a configuração *lock-exchange* é definido como:

$$Ri = \frac{\hat{g}' \hat{l}_c}{\hat{U}_b^2}, \quad (5.8)$$

sendo \hat{g}' a gravidade reduzida, podemos reescrever a Equação 5.6 como $\hat{U}_b = \sqrt{\hat{l}_c \hat{g}'}$, o que resulta em $Ri = 1$, fazendo com que a Equação 4.1 tome a forma da Equação 5.1.

Neste ponto é feita a adimensionalização dos parâmetros definidos por Kubo (2004), que utilizou uma mistura experimental de material não-coesivo de massa específica $\hat{\rho}_{part} = 2650 \text{ kg/m}^3$. A mistura inicial é representada por seis frações de diferentes tamanhos, com seus respectivos diâmetros (\hat{d}_{part}^i), a fração volumétrica relativa (c_i) utilizada, a velocidade de queda dimensional ($\hat{U}_{s_{part}}^i$) e adimensional (u_s^i) apresentada na Tabela 5.1, sendo que Kubo (2004) utilizou a relação proposta por Gibbs et al. (1971) para definição da velocidade de queda da partícula. A mistura tem uma fração volumétrica global de partícula $C_r = 0,02$.

O volume inicial de sedimento tem dimensões (conforme Fig. 5.1) $\hat{L}_i \times \hat{H} \times \hat{W} = 0,5 \times 0,2 \times 0,17 \text{ m}$ onde \hat{W} é a largura do tanque de experimentos. Desta forma, como $\hat{l}_c = 0,1 \text{ m}$, tem-se os parâmetros adimensionais $L_i \times H = 5 \times 2$.

O tanque utilizado por Kubo (2004) tem dimensão horizontal $\hat{L}_x = 10 \text{ m}$, o que nos daria um comprimento adimensional $L_x = 100$, como isto geraria um alto custo computacional optou-se por simular aproximadamente metade do domínio, ou seja, $L_x = 45$, sendo que este domínio mostrou-se suficiente para que a corrente de densidade se propagasse sem atingir o fim do domínio.

Em consequência do uso do método das fronteiras imersas, optou-se por simular todo o fundo do canal através desta metodologia, criou-se assim, um plano adicional no fundo do domínio de dimensão $h_2 = 0,4$. A dimensão vertical do domínio (L_y) variou de acordo com a altura da rampa inicial (h_r), i.e. $L_y = H + h_r + h_2$.

A velocidade de flutuação e o número de Reynolds são, respectivamente, $\hat{U}_b = 0,18 \text{ m/s}$ e $Re \approx 18000$. Härtel et al. (2000) observa que, mesmo para grandes valores de Número de Reynolds, quantidades de fluxo, como a velocidade da frente de sedimentos, dependem apenas de forma muito fraca de Re . Assim sendo, por motivos de custo computacional, foi utilizado $Re = 5000$ nas simulações deste trabalho.

Tabela 5.1. Fração volumétrica relativa c_i , diâmetros \hat{d}_{part}^i (μm), velocidade de queda $\hat{U}_{s_{part}}^i$ (m/s) e velocidade de queda adimensional u_s^i .

i	c_i	\hat{d}_{part}^i	$\hat{U}_{s_{part}}^i$	u_s^i
	[–]	[μm]	[m/s]	[–]
1	0,1	125,0	0,0136	0,0631
2	0,15	105,1	0,00846	0,047
3	0,25	88,4	0,00623	0,0346
4	0,3	62,5	0,003	0,0183
5	0,15	44,20	0,0017	0,0094
6	0,05	31,25	0,000864	0,0048

Nasr-Azadani et al. (2013), realizou diversas simulações numéricas sobre correntes polidispersas, sendo que também desenvolveu um código baseado no método *DNS* e no método das fronteiras imersas (*IBM*) para simular obstáculos em correntes de densidade. Em seu trabalho, Nasr-Azadani et al. (2013) utilizou os mesmos parâmetros referentes a velocidade de queda das partículas e o mesmo número de Re para realizar sua simulação numérica referente ao experimento C5 de Kubo (2004).

É importante mencionar que, Kubo (2004), também realizou simulações numéricas em seu trabalho, porém seu método é baseado nas Equações Médias de Reynolds (*RANS*), que utiliza modelos de turbulência para simular o escoamento, em conjunto de modelos de erosão e re-suspensão de partículas, o que difere bastante do código empregado neste trabalho. Por tais motivos, não será feita a comparação entre os resultados computacionais deste trabalho com os apresentados no trabalho de Kubo (2004).

Os parâmetros empregados nas três simulações realizadas neste trabalho são apresentados na Tabela 5.2, onde n_x e n_y são os números de pontos da malha computacional nas direções x e y respectivamente.

Para a configuração C5 são adicionadas três sucessivas saliências idênticas de dimensões $L_s = 10$ e $h_s = 0,36$, conforme Figura 5.1.

Tabela 5.2. Relação dos parâmetros empregados nas simulações B1, B5 e C5

Sim.	$L_x \times L_y$	$n_x \times n_y$	$L_i \times H$	$L_r \times h_r$	$L_s \times h_s$	Δt
B1	45 x 4,4	2305 x 451	5 x 2	20 x 2	-	0,001
B5	45 x 3,4	2305 x 321	5 x 2	10 x 1	-	0,001
C5	45 x 3,4	2305 x 321	5 x 2	10 X 1	10 x 0,36	0,001

5.1.2.1 Condições de Contorno e Iniciais

O fechamento das equações junto às fronteiras do domínio é feito impondo-se as seguintes condições de contorno:

$$u = 0; \quad \frac{\partial v}{\partial x} = 0; \quad \frac{\partial c_i}{\partial x} = 0 \quad \text{em} \quad x = 0 \quad \text{e} \quad x = L_x. \quad (5.9)$$

$$(u, v) = (0, 0); \quad \frac{\partial c_i}{\partial y} = 0 \quad \text{em} \quad y = L_y. \quad (5.10)$$

Na região da fronteira imersa é empregada a seguinte condição de contorno:

$$(u, v) = (0, 0); \quad \frac{\partial c_i}{\partial t} + u_s^i e^g \frac{\partial c_i}{\partial y} = 0. \quad (5.11)$$

Na condição inicial ($t = 0$) o fluido encontra-se em repouso, ou seja, $(u, v) = (0, 0)$. O campo de concentrações inicial de partículas é gerado por uma função tan-

gente hiperbólica, ajustada de maneira que sua forma assemelhe-se a um degrau e seu valor máximo corresponda à fração inicial da partícula correspondente i.e.

$$c_i(t = 0) = c_{0i} \left[\frac{1}{2} - \frac{1}{2} \tanh \left(x \sqrt{ReSc_i} \right) \right]. \quad (5.12)$$

O tempo adimensional é expresso como:

$$t = \frac{\hat{t} \hat{U}_b}{\hat{L}_c}, \quad (5.13)$$

sendo \hat{t} o tempo dos experimentos que, de acordo com Kubo (2004) é $\hat{t} = 100$ s, o que resulta em um tempo adimensional $t = 180$.

5.1.3 Resultados

A Figura 5.2 mostra a evolução da frente da corrente para as simulações realizadas em comparação aos experimentos citados anteriormente. Para B1 somente será comparado a posição da frente da corrente, pois apenas este dado é apresentado nos resultados de Kubo (2004) para tal experimento.

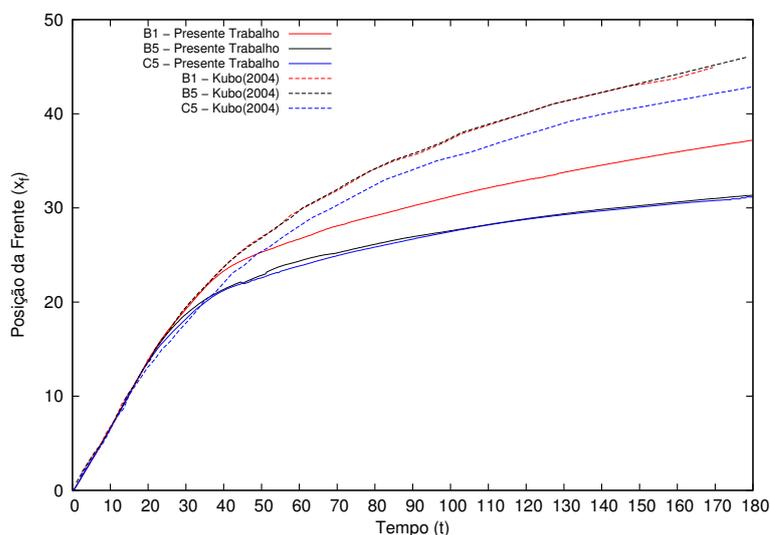


Figura 5.2. Comparação da evolução da posição da frente entre os casos numéricos (presente trabalho) e experimental (KUBO, 2004).

As Figuras 5.3, 5.5 e 5.9 mostram a evolução do campo de concentração total de partículas (c_t) da corrente para as simulação B1, B5 e C5 respectivamente, onde somente é mostrado $L_x = 35$ por questões de melhor visualização.

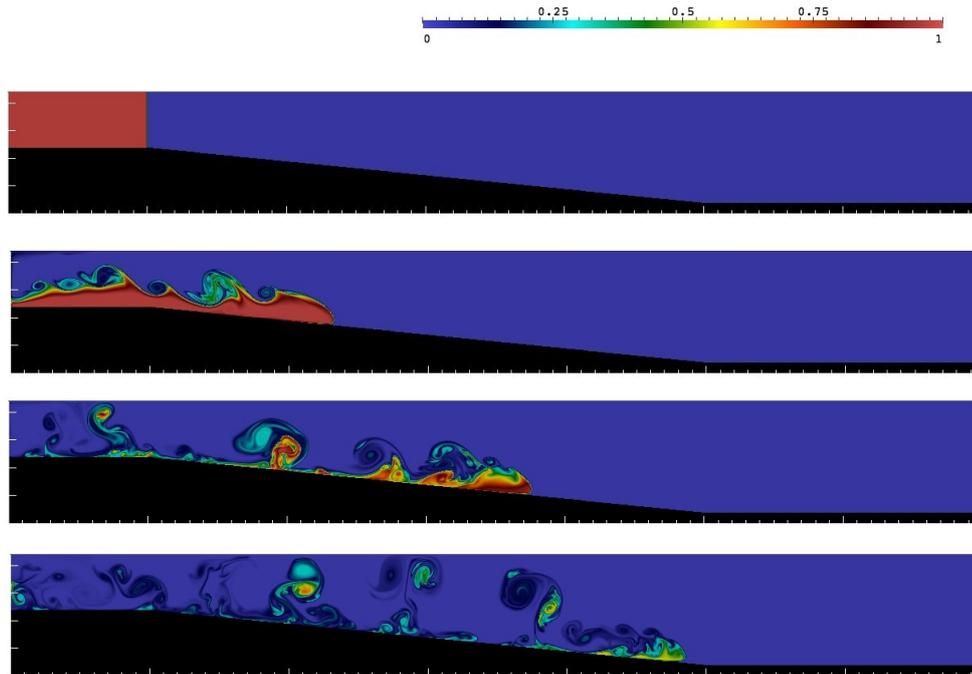


Figura 5.3. Evolução do campo de concentração total de partículas (c_t) da corrente na simulação B1 para $t = 0, 10, 20$ e 30 , de cima para baixo respectivamente.

O depósito de partículas é feito pela integração no tempo do fluxo de partículas sobre a interface sólido-líquido como:

$$D(x, t) = \sum_{i=1}^N \left[\int_0^t c_{w_i}(x, t) u_s^i dt \right], \quad (5.14)$$

sendo que o resultado é normalizado com o depósito no tempo final ($t = 180$).

A comparação do perfil de depósito de partículas no tempo $t = 180$ para a simulação B5 é observada na Figura 5.4.

Para a simulação C5, foi possível realizar a comparação da posição de frente, perfil de depósito e massa suspensa (m_s) também com as simulações realizadas por Nasr-Azadani et al. (2013), onde a massa em suspensão é calculada integrando-se as concentrações das diferentes partículas presentes em toda a fração líquida do domínio, conforme mostrado a seguir,

$$m_s^i(t) = \int_{\forall} c_i d\forall, \quad (5.15)$$

onde \forall é o domínio computacional acima da fronteira imersa.

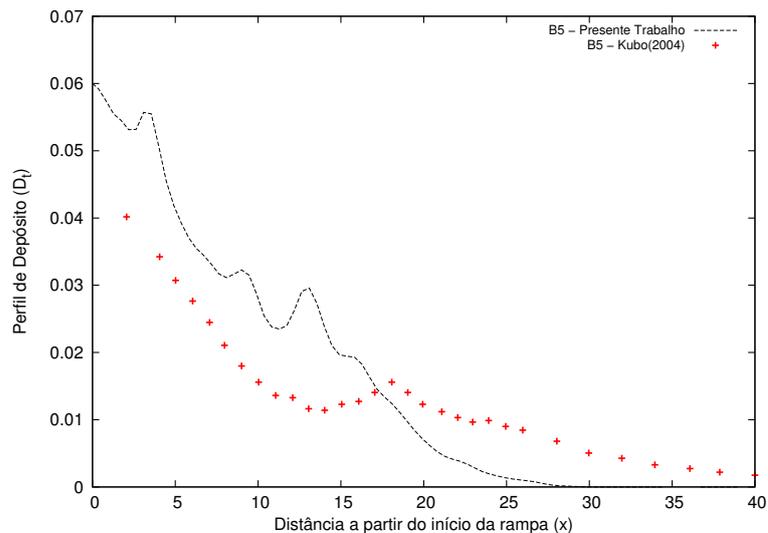


Figura 5.4. Comparação do depósito de partículas para $t = 180$ entre os casos numéricos (presente trabalho) e experimental (KUBO, 2004) para a configuração B5.

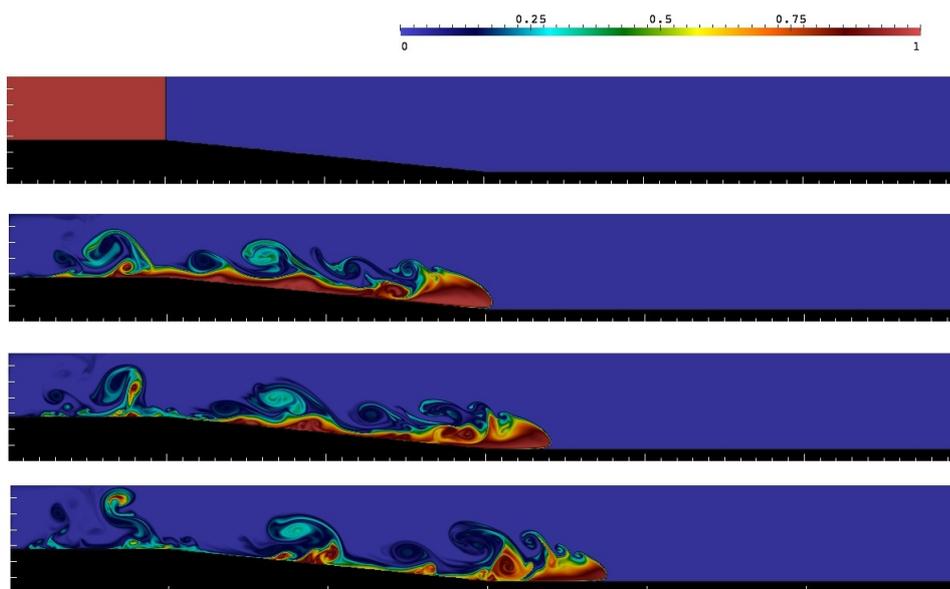


Figura 5.5. Evolução do campo de concentração total (c_t) da corrente na simulação B5 para $t = 0, 15, 17,5$ e 20 de cima para baixo respectivamente.

Na Figura 5.6 é apresentada a massa de partículas em suspensão em relação a massa suspensa inicial $m_s^i(t)/m_s^i(0)$. Percebe-se que a configuração C5 apresenta uma boa aproximação entre os resultados computacionais, sendo que observou-se uma pequena diferença na massa em suspensão para as partículas de menor velocidade de sedimentação.

Essa diferença pode ser causada pelas diferentes metodologias de cálculo empregadas, assim como pela resolução imposta a malha para solução do problema.

Nasr-Azadani et al. (2013) utiliza uma malha com espaçamento $\Delta x = 0,039$ por $\Delta y = 0,0125$, enquanto que neste trabalho a resolução da malha é de $\Delta x = 0,0195$ por $\Delta y = 0,0106$.

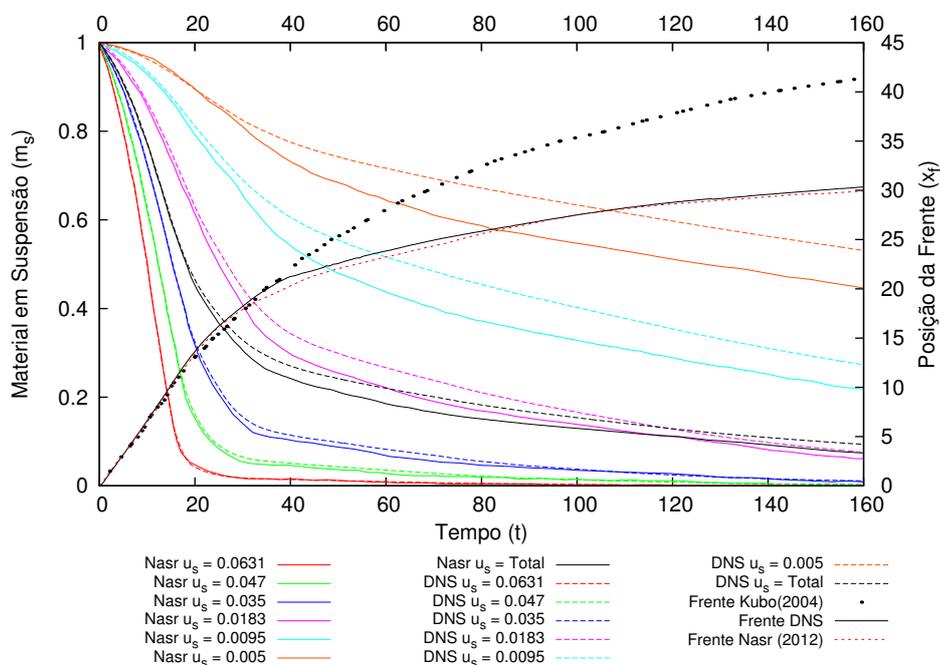


Figura 5.6. Comparação da massa em suspensão (m_s) e posição da frente (x_f) entre os casos numéricos (DNS refere-se ao presente trabalho e Nasr à Nasr-Azadani et al. (2013)) e experimental (KUBO, 2004) para a configuração C5.

Para o perfil de depósito em C5 (Fig.5.7) e B5 (Fig. 5.4) é observada uma diferença razoavelmente significativa entre os métodos computacionais e o experimento de Kubo (2004). Entre os métodos numéricos existe uma boa concordância entre os resultados obtidos.

Para a posição da frente (x_f), observada na Figura 5.2, nota-se uma boa aproximação no início das simulações, porém a partir do tempo $t = 35$, a frente resultante das simulações, diminui sua velocidade de forma significativa em relação ao seu homólogo experimento. De acordo com Nasr-Azadani et al. (2013), as possíveis razões para esta discrepância incluem o número de Reynolds inferior na simulação, a potencial presença de erosão e re-suspensão de partículas acumuladas no leito e/ou uma velocidade de queda menor na experiência do que a estimada.

Porém, de acordo com os trabalhos realizados por Francisco (2014) e Espath et al. (2014), percebe-se que a posição da frente e o perfil de depósito são bastante

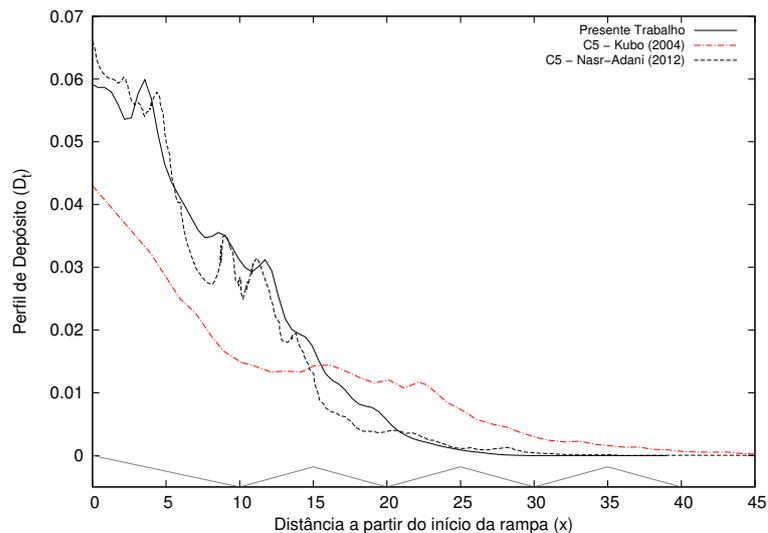


Figura 5.7. Comparação do perfil de depósito final entre os casos numéricos (presente trabalho e Nasr-Azadani et al. (2013)) e experimental (KUBO, 2004) para a configuração C5.

afetados pelo efeito bidimensional do sistema. A diferença entre o caso bidimensional e o tridimensional (conforme Fig. 5.8) é bem semelhante a diferença encontrada na comparação das simulações B1, B5 e C5 do presente trabalho, com seus análogos experimentos realizados por Kubo (2004).

Ainda de acordo com Francisco (2014), os grandes vórtices do cálculo bidimensional, que podem ser visualizados na evolução inicial do campo de concentração total de partículas (Fig. 5.3, 5.5 e 5.9) atuam como mecanismos de aprisionamento de partículas, o que influencia diretamente no perfil de depósito.

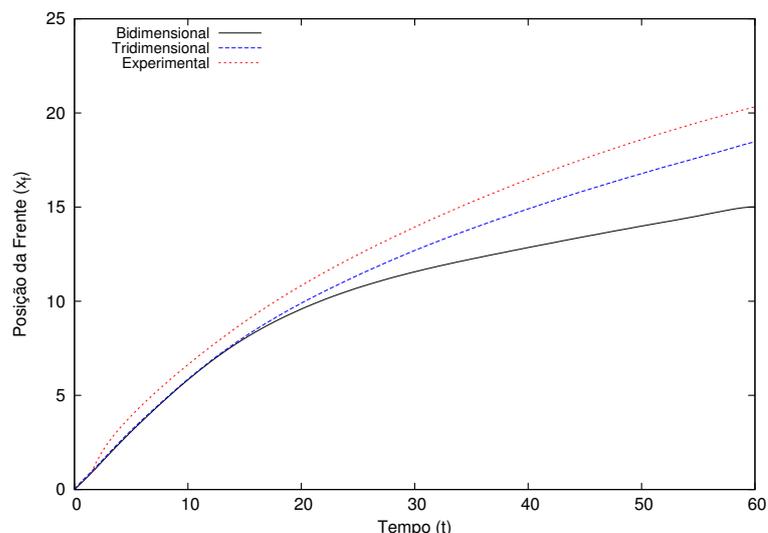


Figura 5.8. Comparação da posição da frente entre simulação numérica bidimensional e tridimensional realizadas por Francisco (2014) e seu homólogo experimento realizado por Gladstone et al. (1998).

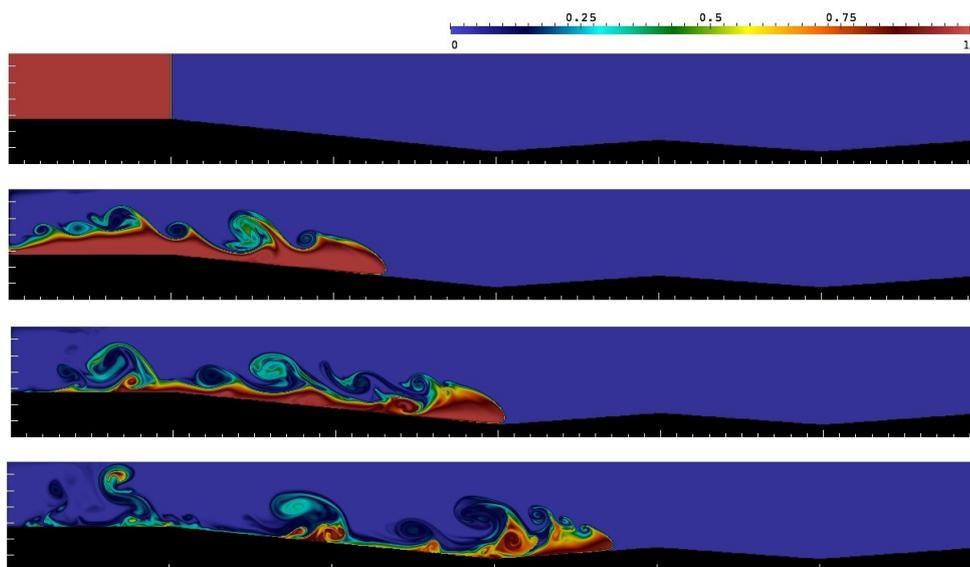


Figura 5.9. Evolução do campo de concentração total de partículas (c_t) da corrente na simulação C5 para $t = 0, 10, 15$ e 20 de cima para baixo respectivamente.

No caso dos perfis de sedimentação nota-se que, para as referentes dimensões do volume inicial e uma concentração de partículas em suspensão de $C_r = 0,02$, tem-se uma massa de sedimentos inicial $m_0 \approx 900 \text{ g}$, por outro lado, fazendo a integração da curva de sedimentação do experimento C5 (Fig. 5.7) obtemos $m \approx 500 \text{ g}$, o que indica que uma boa parte das partículas sedimenta antes da remoção da barreira que separa os dois fluidos.

No caso experimental, existe ainda a hipótese de que as partículas não estejam em uma mistura perfeitamente homogênea e que o mecanismo de agitação gere turbulência antes da liberação da mistura, o que pode dar início ao processo de sedimentação antes do início efetivo dos experimentos. Nos estudos numéricos têm-se que, no instante inicial, o fluido está completamente em repouso e que a mistura é perfeitamente homogênea.

5.2 Simulação Numérica de Pluma Piperpicnal em Canal Inclinado

5.2.1 Configuração Experimental

Lamb et al. (2010) realizaram uma série de experimentos para analisar a dinâmica de formação de correntes hiperpicnais a partir de plumas turbulentas geradas nas

descargas de rios (i.e. ponto de mergulho) durante as cheias. A Figura 5.10 exemplifica o conceito do ponto de mergulho, onde o fluxo carregado de sedimentos proveniente de um rio qualquer desemboca em um corpo receptor (oceano), onde a velocidade do fluxo diminui constantemente através da zona de estagnação. Após a linha costeira é formada uma região de pluma turbulenta com profundidade limitada. A coluna de sedimentos gerados pela pluma turbulenta colapsa ao atingir uma profundidade crítica, gerando uma zona de mergulho, que é uma região de transição entre a pluma turbulenta e a corrente hiperpicnal gerada após o mergulho da coluna de sedimentos.

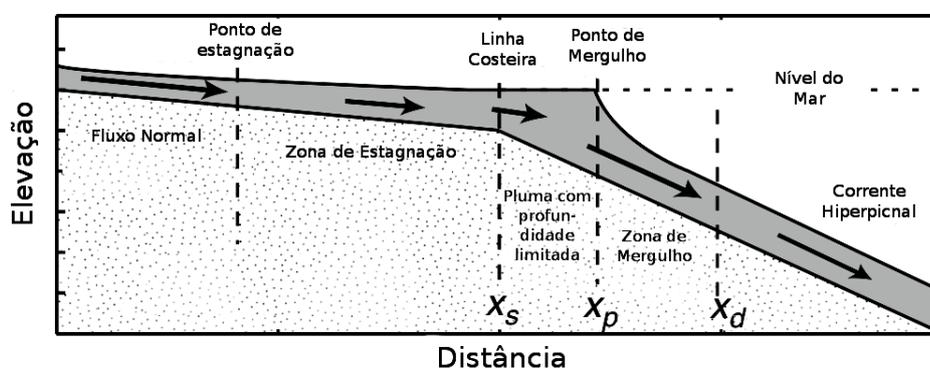


Figura 5.10. Esquema das principais zonas de pluma turbulenta geradas por fluxos de rios. Transição do escoamento gerado por um rio através de uma zona de estagnação, pluma com profundidade limitada entre a linha costeira (*shoreline*, $x = x_s$) e o ponto de mergulho (*plunge point*, $x = x_p$), zona de mergulho ($x_p < x < x_d$) e corrente hiperpicnal ($x > x_d$). O comprimento das setas representam as velocidades relativas do escoamento. Adaptado de Lamb et al. (2010)

Os experimentos de Lamb et al. (2010) foram realizados em uma rampa inclinada, de 3 m de comprimento, colocada no interior de um canal hidráulico de 7 m de comprimento e 0,24 m de largura, preenchido com água límpida. O sedimento em suspensão foi introduzido na caixa de entrada, garantindo um fluxo bem misturado, que foi espalhado de forma uniforme por toda a largura do canal. O nível de água do canal foi mantido levemente abaixo do nível da caixa de entrada através do uso de um tubo vertical. Sete experiências foram realizadas com diferentes concentrações iniciais de sedimentos e vazões de entrada. Em todas os experimentos foi utilizado como sedimento uma mistura de sílica de tamanhos variados, com velocidade de queda média, de acordo com Lamb et al. (2010) de $4,4 \times 10^{-4} \text{ m/s}$.

A Figura 5.11 a seguir é a configuração do canal utilizado por Lamb et al. (2010) para realização dos referidos experimentos, os quais deram origem as simulações realizadas neste trabalho.

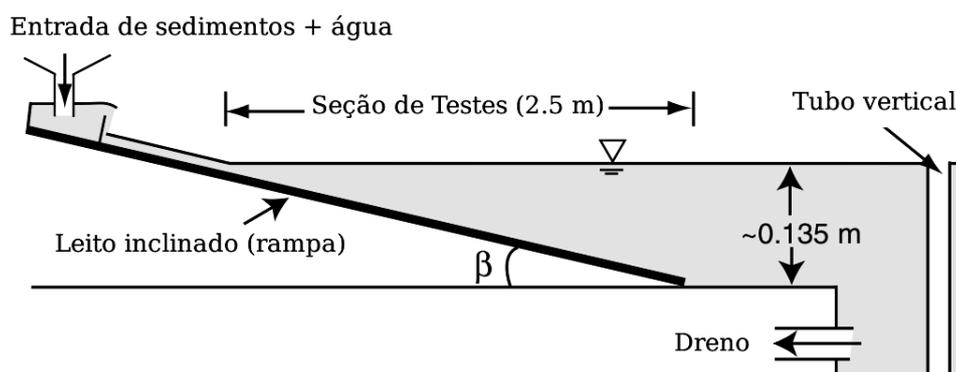


Figura 5.11. Desenho esquemático dos experimentos. Adaptado de Lamb et al. (2010)

5.2.2 Configuração Numérica

Para tentar reproduzir as experiências de de Lamb et al. (2010), no código computacional `incompact3d` fez-se necessária a adimensionalização dos parâmetros, ou seja, a definição dos números de Reynolds (Re) e Richardson (Ri) do escoamento e a velocidade de queda adimensional da partícula. Para tal fim utilizou-se como comprimento característico (\hat{l}_c) a altura do canal de escoamento na entrada da seção de testes que, de acordo com o autor, é de aproximadamente 0,01 m ($\hat{l}_c \approx 10$ mm). Desta forma os parâmetros são calculados como:

$$Re = \frac{\hat{U}_0 \hat{l}_c}{\hat{\nu}_a}, \quad (5.16)$$

onde \hat{U}_0 é a velocidade de entrada do escoamento $\hat{U}_0 = \hat{q}_0 / \hat{l}_c$ e $\hat{\nu}_a$ é a viscosidade cinemática da água ($\hat{\nu}_a = 8,93 \times 10^{-7}$ m²/s).

$$Ri = \frac{\hat{g}'_{part} \hat{l}_c}{\hat{U}_0^2}, \quad (5.17)$$

onde \hat{g}'_{part} é a gravidade reduzida da partícula calculada como:

$$\hat{g}'_{part} = \left(\frac{\hat{\rho}_{part}}{\hat{\rho}_a} - 1 \right) c_0 \hat{g}, \quad (5.18)$$

onde $\hat{\rho}_{part}$ é a massa específica da partícula utilizada pelo autor ($\hat{\rho}_{part} = 2650$ kg/m³) e $\hat{\rho}_a$ é a massa específica da água ($\hat{\rho}_a = 997$ kg/m³).

A velocidade de queda adimensional da partícula é expressa como:

$$u_s = \frac{\hat{U}_{part}^s}{\hat{U}_0} = \frac{2\hat{r}_{part}^2 \hat{g}'_{part}}{9\hat{\nu}_a \hat{U}_0 c_0}, \quad (5.19)$$

onde \hat{U}_{part}^s é a velocidade média de queda das partículas ($\hat{U}_{part}^s = 4,4 \times 10^{-4} m/s$ de acordo com o autor) e \hat{r}_{part} é o raio médio das partículas.

Para adimensionalizar as dimensões do canal (Fig. 5.11) fez-se $L_x = \hat{l}_x / \hat{l}_c$, onde L_x é o domínio adimensional na direção longitudinal e \hat{l}_x é a dimensão horizontal da seção de testes experimental ($\hat{l}_x = 2,5m$); $L_y = \hat{l}_y / \hat{l}_c$ onde L_y é o domínio adimensional na direção vertical e \hat{l}_y é a dimensão vertical da seção de testes experimental ($\hat{l}_y \approx 0,135 m$).

A Tabela 5.3 a seguir apresenta a relação de parâmetros empregados nas experiências, onde \hat{q}_0 é a vazão volumétrica de água por unidade de largura, c_0 é a concentração inicial de sedimentos, S é a inclinação da rampa ($S = \tan \beta$), \hat{x}_p e \hat{h}_p são, respectivamente, o ponto de mergulho e altura da coluna de sedimentos no ponto de mergulho.

Tabela 5.3. Configuração dos experimentos realizados por Lamb et al. (2010), e respectivos parâmetros adimensionais.

	1	2	3	4	5	6	7
$\hat{q}_0 (m^2/s)$	0,0025	0,0043	0,0012	0,0016	0,0033	0,0043	0,0043
$c_0 (\%)$	0,12	0,36	2,0	0,54	0,54	0,54	1,0
S	0,1	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05
$\hat{x}_p (m)$	0,6	2,1	1,0	1,5	1,7	1,8	1,5
$\hat{h}_p (mm)$	150	110	50	70	75	95	65
$\hat{U}_0 (m/s)$	0,25	0,43	0,12	0,16	0,33	0,43	0,43
Re	2800	4815	1345	1792	3695	4815	4815
Ri	0,003	0,003	0,22	0,035	0,008	0,005	0,009
u_s	0,002	0,001	0,0037	0,003	0,0015	0,001	0,001

A adimensionalização das dimensões do canal hidráulico empregado nos experimentos resultou em um domínio computacional $(L_x, L_y) = (250 \times 14)$, o que resultaria em um alto custo computacional, por esse motivo, optou-se por reduzir o domínio computacional para $(L_x, L_y) = (120 \times 7)$.

Foram realizadas simulações com base no experimento número 3 de Lamb et al. (2010), pois este mesmo apresenta o maior valor do número de Ri , e também a

menor distância de mergulho (\hat{x}_p) para uma inclinação $S = 0,05$. Variou-se então a concentração original de sedimento, a velocidade de queda da partícula e a inclinação da rampa, para analisar a influência destes parâmetros no comportamento da sedimentação e principalmente na variação do ponto de mergulho da corrente de densidade.

A relação completa dos parâmetros empregados nas simulações realizadas é listada na Tabela 5.4, sendo que Δt refere-se ao passo de tempo adimensional empregado nos cálculos.

Tabela 5.4. Relação dos parâmetros utilizados em todas as simulações, \hat{d}_{part} é o diâmetro (μm) correspondente a velocidade de queda adimensional. A^* corresponde a experiência 3 de Lamb et al. (2010)

Sim.	c_0 [%]	Ri [-]	Re [-]	S [-]	u_s [-]	\hat{d}_{part} [μm]	$L_x \times L_y$ [-]	$n_x \times n_y$ [-]	Δt [-]
A^*	2,0	0,22	1345	0,05	0,0037	21	120 x 7	2881 x 321	0,001
B	1,5	0,17	1345	0,05	0,0037	21	120 x 7	2881 x 321	0,001
C	1,0	0,11	1345	0,05	0,0037	21	120 x 7	2881 x 321	0,001
D	2,5	0,28	1345	0,05	0,0037	21	120 x 7	2881 x 321	0,001
E	2,0	0,22	1345	0,05	0,0018	15	120 x 7	2881 x 321	0,002
F	2,0	0,22	1345	0,05	0,0074	30	120 x 7	2881 x 321	0,001
G	2,0	0,22	1345	0,1	0,0037	21	80 x 7,5	1921 x 257	0,002
H	2,0	0,22	1345	0,2	0,0037	21	80 x 7,5	1921 x 257	0,002
I	2,0	0,22	1345	0,1	0,0037	21	75 x 10,5	1441 x 361	0,002
J	2,0	0,22	1345	0,2	0,0037	21	75 x 16	1441 x 577	0,002

A Figura 5.12 mostra a configuração do domínio de cálculo utilizado na maioria das simulações realizadas para a pluma hiperpical, onde h_e é altura do canal de entrada e x_{ini} é a dimensão horizontal do canal inicial antes do início da rampa. Adotou-se $x_{ini} = 3$ em todas as simulações realizadas, sendo $h_e = 1$ resultante da adimensionalização do sistema. Para as configurações G e H foi utilizada uma configuração levemente diferente, como será mostrado na Seção 5.2.5.

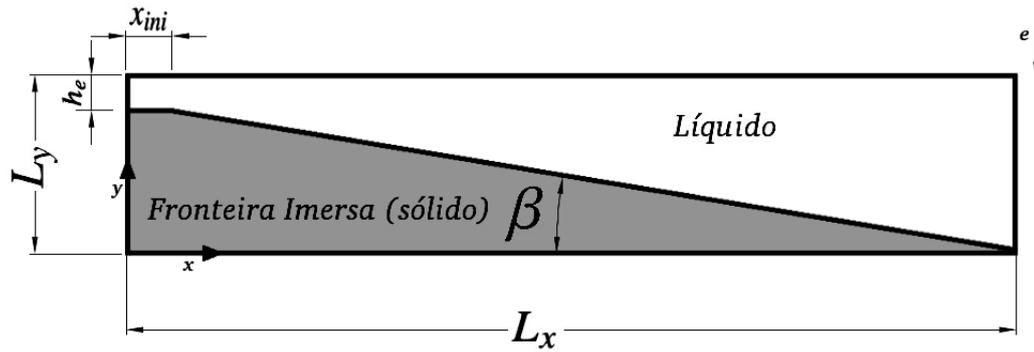


Figura 5.12. Desenho esquemático das configurações do domínio de cálculo (fora de escala).

5.2.2.1 Condições de Contorno e Condição Inicial

As condições de entrada ($x = 0$) do domínio são prescritas pela imposição das condições de Dirichlet, ou seja:

$$c_{part} = F, \quad \vec{u} = (F, 0, 0), \quad (5.20)$$

onde

$$F(y) = \tanh \left\{ \frac{\sqrt{\pi}}{\delta h} [y - (L_y - 1)] \right\}. \quad (5.21)$$

Onde δh é a espessura do perfil de concentração e da camada cisalhante. Na expectativa de produzir instabilidades de Kelvin-Helmholtz e/ou Holmboe, opta-se por um valor pequeno para δh , de maneira a permitir a transição do escoamento definido pela condição de entrada. Esta interface deve ser bem resolvida, implicando que, no mínimo, a resolução deve ser de 1/24 para um $\delta h = 1/10$ (PINTO et al., 2012; HENNIGER, 2011).

Na saída do domínio computacional ($x = L_x$) as condições de contorno são as seguintes:

$$\frac{\partial c_{part}}{\partial t} + U^{b,n} \frac{\partial c_{part}}{\partial x} = 0, \quad (5.22)$$

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{U}^{b,u} \cdot \vec{\nabla} \vec{u} = 0, \quad (5.23)$$

onde $U^{b,n}$ é a velocidade de convecção normal ao contorno para os campos de concentração de partículas, enquanto $\vec{U}^{b,u}$ é a velocidade de convecção associada ao transporte dos vórtices para fora do domínio computacional. Em todas as simulações foram consideradas $U^{b,n} = 1$ e $\vec{U}^{b,u} = (1, 1)$.

Assume-se neste trabalho que a superfície livre ($y = L_y$) é indeformável, essa premissa é satisfeita pela prescrição do fluxo nulo do campo de concentração de partículas através desta fronteira e deslizamento livre para o campo de velocidades como segue:

$$\frac{\partial c_{part}}{\partial y} = 0, \quad (5.24)$$

$$\left(\frac{\partial u}{\partial y}, \frac{\partial v}{\partial y}, w \right) = (0, 0, 0). \quad (5.25)$$

Na interface sólido-líquido (i.e fronteira imersa) é definida condição de não deslizamento para todas as componentes do campo de velocidades, enquanto que, para o campo de concentração de partículas, é permitido o depósito com a velocidade de queda de Stokes. Estes requisitos são satisfeitos pelo conjunto de condições de contorno de advecção, e de Dirichlet para a concentração de partículas e o campo de velocidade do fluido, respectivamente:

$$\frac{\partial c_{part}}{\partial t} - u_s \frac{\partial c_{part}}{\partial x} = 0, \quad (5.26)$$

$$\vec{u} = 0. \quad (5.27)$$

Para a condição inicial ($t = 0$) considerou-se o seguinte:

$$c_{part} = 0, \quad (5.28)$$

$$\vec{u} = (F, 0, 0), \quad (5.29)$$

onde F é definido pela equação 5.21.

Foram realizadas simulações numéricas para um tempo adimensional final $t = 500$.

5.2.3 Influência do Número de Richardson

O número de Richardson relaciona a energia potencial devido à diferença de densidade à energia cinética de um fluxo. Tendo como base a simulação A^* variou-se a concentração inicial (c_0) original em 0,5% para mais e para menos, conforme Tabela 5.4. As figuras a seguir representam os campos médios de concentração (Fig.

5.13), velocidade longitudinal (Fig. 5.14) e velocidade vertical (Fig. 5.15) para as configurações A^* , B , C e D , os campos foram calculados após a estabilização do escoamento (i.e. quase-permanente), ou seja, representam a média temporal do escoamento ($300 \leq t \leq 500$).

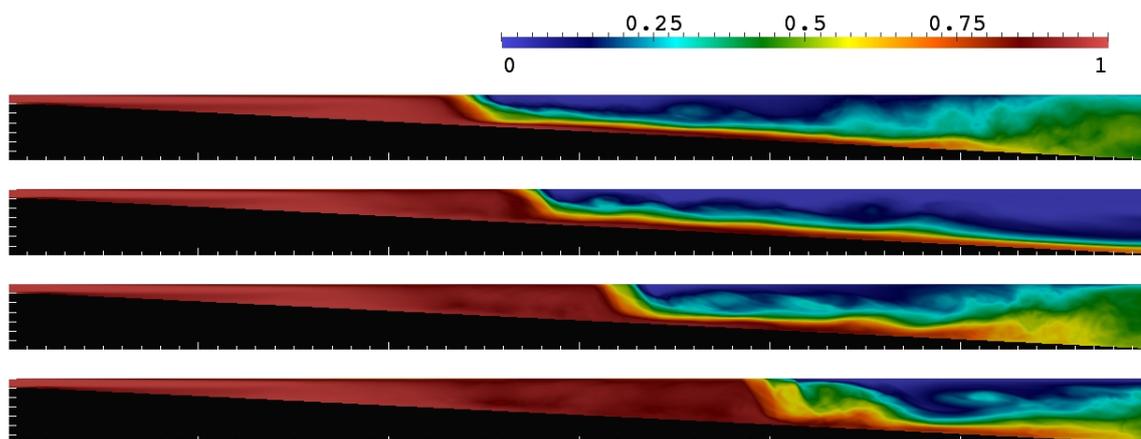


Figura 5.13. Comparação entre os campos médios de concentração de partículas suspensas para $Ri = 0,11$, $Ri = 0,17$, $Ri = 0,22$ e $Ri = 0,28$ de baixo para cima respectivamente; legendas de cores mostradas acima de cada imagem.

Percebe-se claramente na Figura 5.13 que a variação da concentração inicial de sedimentos (c_0) causa um deslocamento no ponto de mergulho da corrente, percebe-se também uma influência sobre a espessura da corrente hiperpicnal que se forma após o mergulho, sendo que no caso onde $Ri = 0,22$ a espessura da corrente é a mais estável como vê-se nas Figuras 5.13 e 5.14.

É perceptível na imagem da Figura 5.15 que, na região onde a coluna de sedimentos colapsa, ocorrem as maiores velocidades negativas verticais e a sensível desaceleração da velocidade longitudinal. Ainda, analisando a Figura 5.14 percebe-se que ocorre também, a transição da região de velocidade máxima da superfície na região a montante do ponto de mergulho, para a superfície da fronteira imersa na região a jusante do mesmo ponto, devido ao colapso da coluna de sedimentos.

Os gráficos (Fig. 5.16) a seguir representam o perfil médio de elevação do campo de concentração de partículas, a espessura da coluna de sedimentos e da corrente hiperpicnal e também o perfil de velocidades longitudinais médias, calculado a partir do estado quase-estacionário (i.e. média temporal $300 \leq t \leq 500$).

O perfil médio de elevação do topo da coluna de sedimentos ($\langle h_{elev} \rangle$) consiste

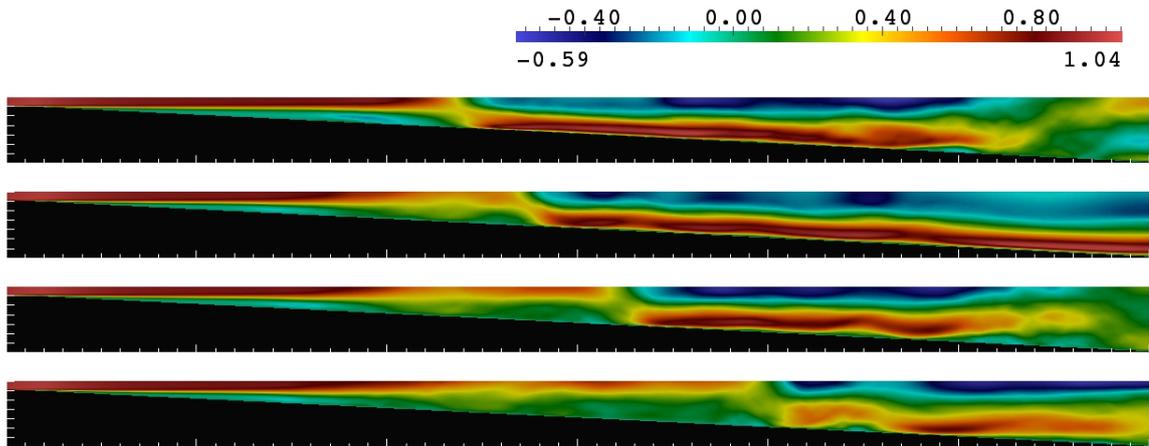


Figura 5.14. Comparação entre os campos médios de velocidade longitudinal para $Ri = 0, 11, Ri = 0, 17, Ri = 0, 22$ e $Ri = 0, 28$ de baixo para cima respectivamente; legendas de cores mostradas acima de cada imagem.

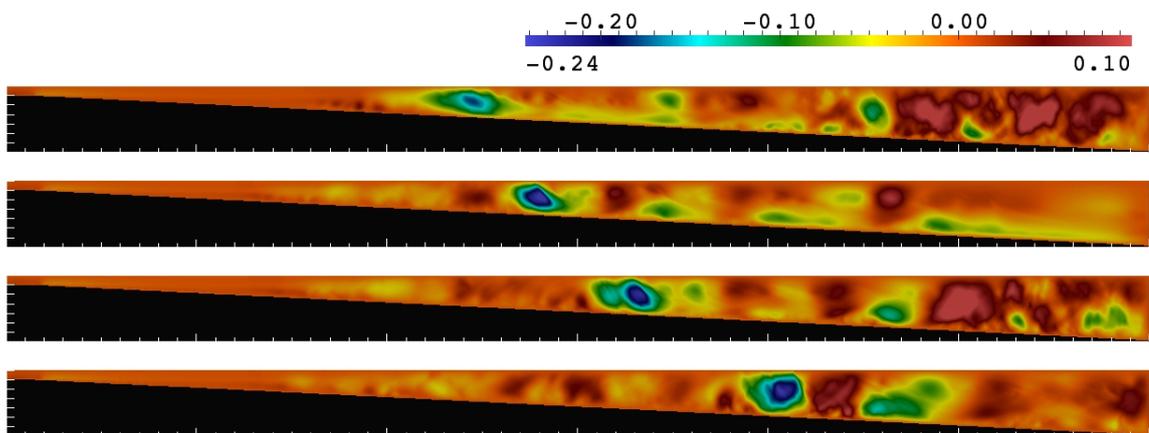


Figura 5.15. Comparação entre os campos médios de velocidade vertical para $Ri = 0, 11, Ri = 0, 17, Ri = 0, 22$ e $Ri = 0, 28$ de baixo para cima respectivamente; legendas de cores mostradas acima de cada imagem.

em encontrar o primeiro ponto a partir do final do domínio, no campo de concentração média (Fig.5.13), na direção vertical ($y = L_y$), para cada posição em x_i para $1 \leq i \leq n_x$, onde a concentração média de partículas seja igual a uma concentração média de referência $\langle c_{ref} \rangle$.

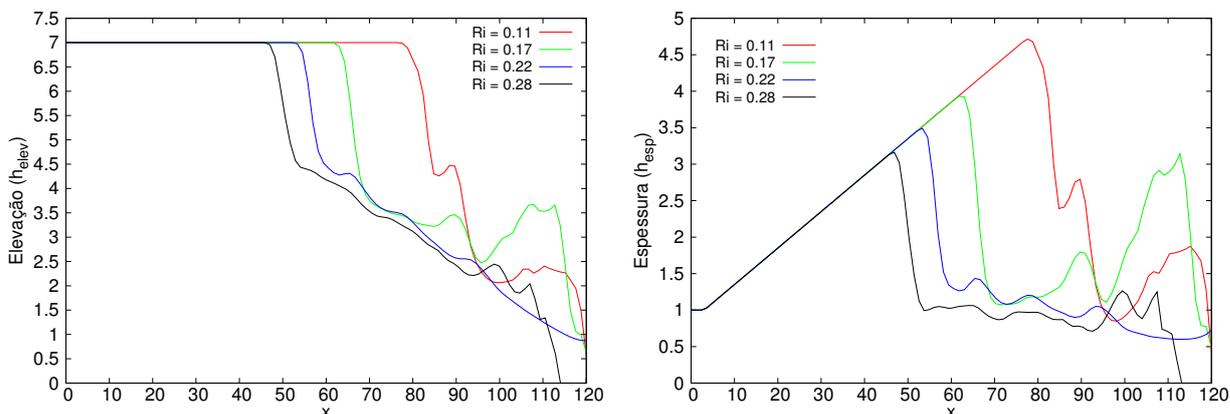
A espessura média da coluna de sedimentos ($\langle h_{esp} \rangle$) e da corrente hiperpcinal é obtida subtraindo-se da altura do perfil médio de elevação ($\langle h_{elev} \rangle$) Fig. 5.13 a altura da interface sólido-líquido (fronteira imersa) para cada posição x , ou seja, considerando a função que define a fronteira imersa como $f_y(x_i)$ pode-se escrever:

$$h_{esp}(x_i) = h_{ele}(x_i) - f_y(x_i). \tag{5.30}$$

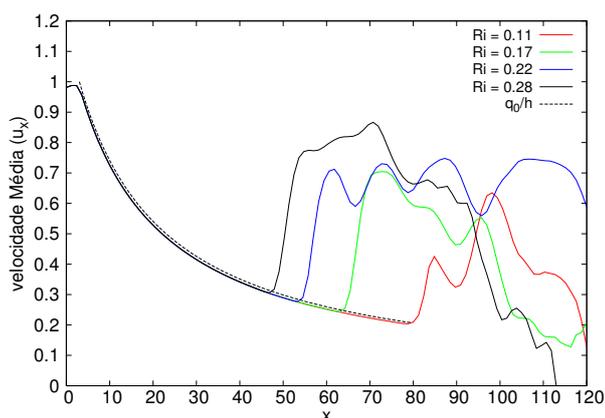
A velocidade longitudinal média $\langle u_x \rangle$ é calculada a partir do campo de velocidade longitudinal média (Figura 5.14), sendo que pode ser definida como:

$$\langle u_x \rangle = \frac{\sum_{j=j_{f_y}}^{j=j_{h_{ele}}} u_x}{N}, \tag{5.31}$$

onde $1 \leq j \leq n_y$, sendo que $j_{f_y} = f_y(x_i)/\Delta y$, com $\Delta y = L_y/(n_y - 1)$, $j_{h_{ele}} = h_{ele}(x_i)/\Delta y$ e $N = j_{h_{ele}} - j_{f_y}$.



(a) Perfil médio de elevação do topo da coluna de sedimentos $\langle h_{ele} \rangle$ (b) Espessura média da coluna de sedimentos $\langle h_{esp} \rangle$



(c) Velocidade Longitudinal média $\langle u_x \rangle$

Figura 5.16. Perfil médio de elevação da coluna de sedimento, espessura e velocidade longitudinal média

Na Figura 5.16(c) percebe-se a que a variação da velocidade para o campo médio do escoamento até o ponto de colapso do escoamento é dada pela relação

$\langle u_x \rangle = q_0/h_{esp}$, onde q_0 é vazão média de entrada e h_{esp} a espessura da coluna de sedimento até o ponto de mergulho (Fig. 5.16(b)). O que está de acordo com as análises feitas por Lamb et al. (2010) onde, em seus gráficos para a velocidade média calcula este valor (*depth-averaged velocity*) até o ponto de mergulho pela equação da continuidade, i.e. $\hat{U} = \hat{q}_0/\hat{h}$, onde \hat{q}_0 é a vazão por unidade de largura conforme Tabela 5.3 e \hat{h} é a espessura da coluna de sedimentos (*deph-limited plume*) antes de colapsar, sendo que a velocidade a jusante do ponto de mergulho foi medida utilizando um perfilador acústico Doppler¹.

Percebe-se nas Figura 5.16(a) e 5.16(b) que a posição do ponto de mergulho varia de forma constante para $Ri = 0,17$, $Ri = 0,22$ e $Ri = 0,28$, sendo que para $Ri = 0,11$ a variação é muito maior, o que pode ser um efeito da configuração bidimensional do sistema. Como pode se observado nas Figuras 5.19 e 5.17, ocorre uma intensa vorticidade na região antes do ponto de mergulho, fato este que, de acordo com os estudos realizados na configuração *lock-exchange* (ESPATH et al., 2014; FRANCISCO, 2014), é provável que não ocorra em uma configuração tridimensional.

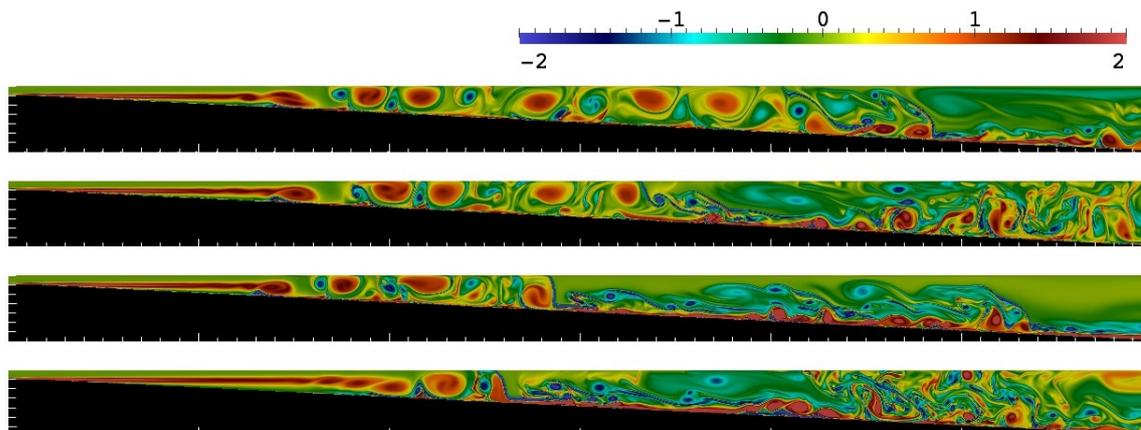


Figura 5.17. Comparação do campo instantâneo de vorticidade para $Ri = 0,11$, $Ri = 0,17$, $Ri = 0,22$ e $Ri = 0,28$, de cima para baixo respectivamente, em $t = 500$.

Os resultados mostrados nas Figuras 5.16(a) e 5.16(c), foram baseados nos resultados exibidos por Lamb et al. (2010) em seu trabalho, que pode ser visto na Figura 5.18. A comparação quantitativa dos resultados não é possível, uma vez que o autor dos experimentos, mostra os dados referentes a experimentos que não se pôde

¹ O perfilador utiliza ondas acústicas em faixas tipicamente compreendidas entre 300 e 3.000 kHz para medir a vazão, através da mudança de frequência das ondas refletidas por material em suspensão (efeito Doppler). Através de processamento interno, os equipamentos determinam a velocidade do fluxo através da velocidade relativa das partículas em suspensão em relação à velocidade do equipamento.

reproduzir nas simulações realizadas neste trabalho, devido ao baixo número de Ri resultante nas adimensionalizações.

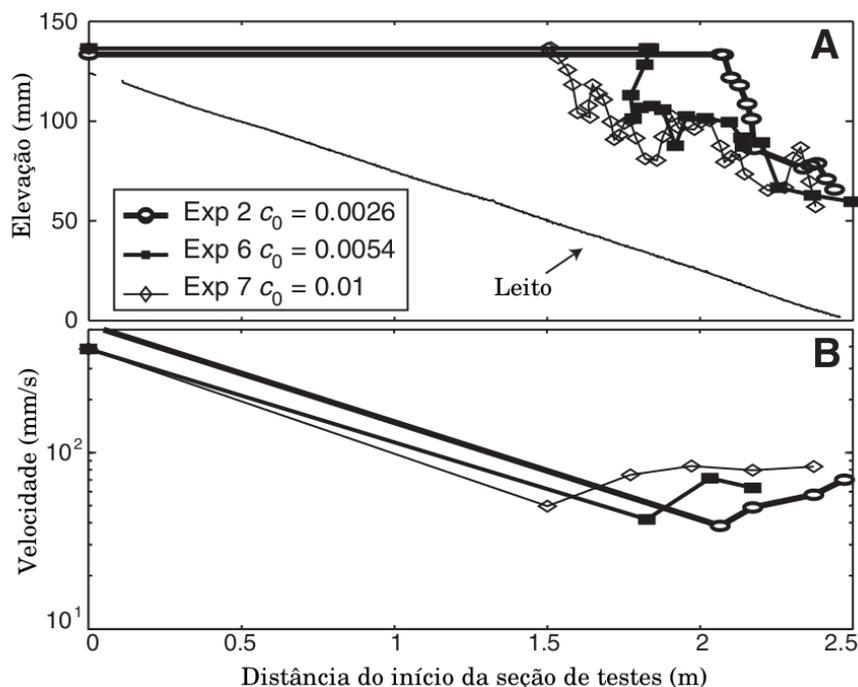


Figura 5.18. Perfil médio de elevação da corrente e velocidade média (*depth-averaged velocity*), de cima para baixo respectivamente, dos experimentos de Lamb et al. (2010).

Porém, é possível perceber uma boa aproximação qualitativa dos resultados. Tanto o perfil médio de elevação, quanto o perfil de velocidades médias longitudinais (*depth-averaged velocity*) nos resultados de Lamb et al. (2010), vistos na Figura 5.18, apresentam padrões muito semelhantes aos obtidos nos resultados das simulações computacionais mostrados na Figura 5.46, onde o aumento da concentração de sedimentos gera a retração no ponto de mergulho e também maiores velocidades na corrente hiperpicnal gerada. De acordo com Lamb et al. (2010), as variações vista em seus resultados para a região a montante do ponto de mergulho, foram causadas, em geral, pela variação no nível de água no reservatório durante a realização de seus experimentos.

A comparação da fotografia do experimento 7 de Lamb et al. (2010) visto na Figura 5.20, com o campo instantâneo de concentração de partículas mostrado na Figura 5.13, reforça ainda mais o fato de que as simulações computacionais reproduzem, de forma qualitativa, muito bem o fenômeno do ponto de mergulho em plumas hiperpicnais. A fotografia mostra ainda, um comportamento muito semelhante ao observado na simulação para $Ri = 0,11$.

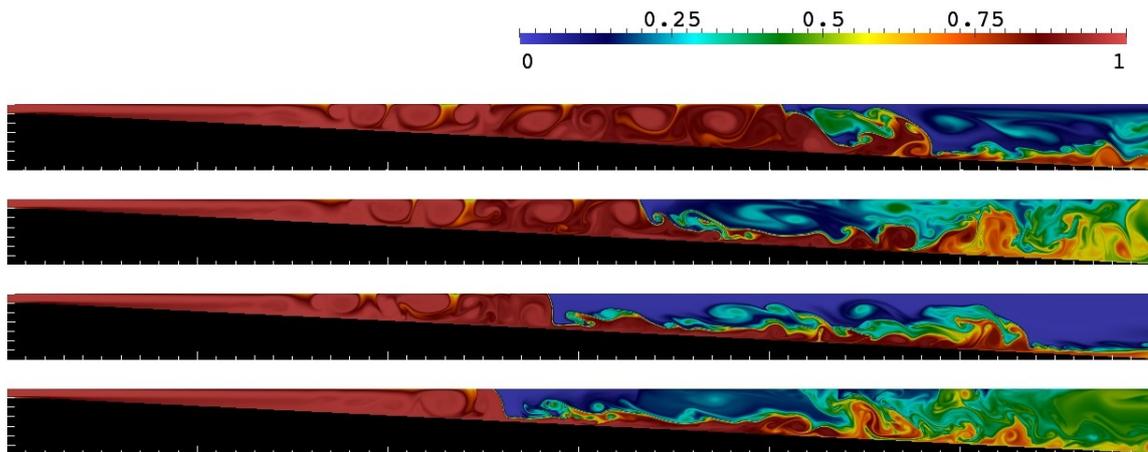


Figura 5.19. Comparação do campo instantâneo de concentração de partículas suspensas para $Ri = 0$, $Ri = 11$, $Ri = 17$, $Ri = 0,22$ e $Ri = 0,28$, de cima para baixo respectivamente, em $t = 500$.

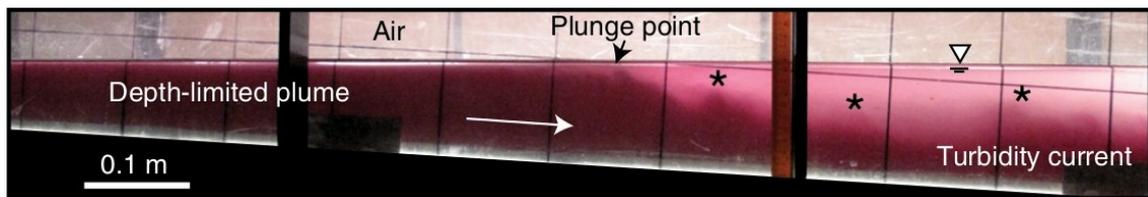


Figura 5.20. Fotografia do experimento 7 de Lamb et al. (2010), mostrando a região de mergulho (*plunge-point*), a corrente turbidítica formada após o mergulho (*turbidity current*) e a espessura da coluna de sedimentos (*depth-limited plume*). Vórtices de Kelvin-Helmholtz nas zonas de mergulho e corrente turbidez marcados com asteriscos.

O aumento da vorticidade está relacionado à diminuição do número de Richardson, pois da própria definição deste citado anteriormente, temos uma diminuição da relação energia potencial/energia cinética do fluxo, fazendo com que os vórtices gerados na entrada do domínio computacional tenham que atingir maiores distâncias antes de colapsar e formar a corrente hiperpícnal.

Este fator limitou a realização de simulações bidimensionais, pois para Ri muito pequenos os grandes vórtices causam uma grande dissipação da concentração de sedimentos na entrada do domínio de cálculo fazendo com que a coluna de sedimentos não acumulasse energia potencial suficiente para colapsar e gerar a corrente hiperpícnal.

Nos gráficos a seguir é mostrada a evolução da energia cinética (Fig. 5.21(a)) e potencial (Fig. 5.21(b)) da pluma hiperpícnal.

A energia cinética do sistema é calculada por:

$$E_k(t) = \int_{\forall} \frac{1}{2} (u^2 + v^2) d\forall, \quad (5.32)$$

onde \forall é a fração o volume do domínio que representa o fluido, ou seja, o volume acima da região delimitada pela fronteira imersa.

Para a energia potencial fazemos,

$$E_p(t) = \int_{\forall} c\Delta y d\forall, \quad (5.33)$$

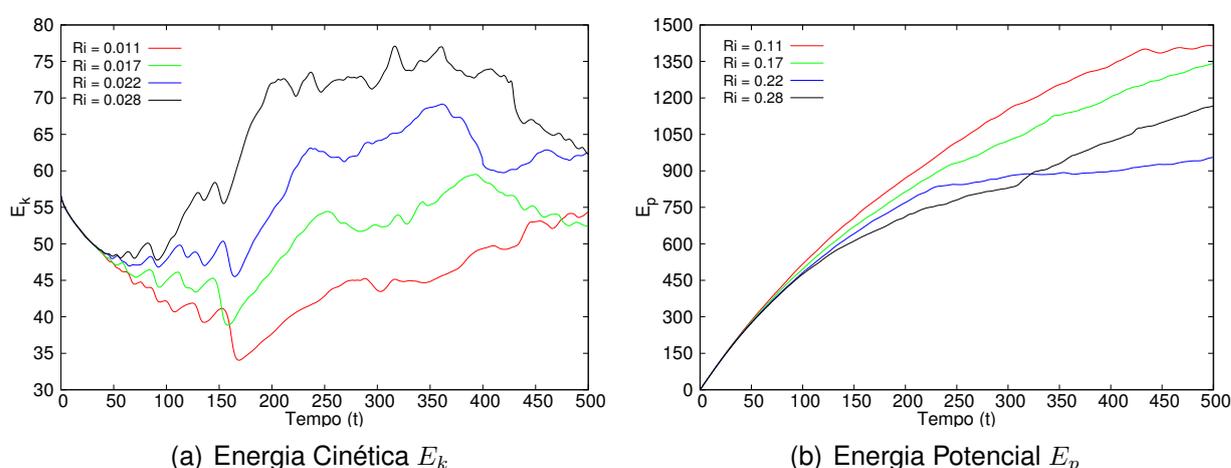


Figura 5.21. Evolução da energia cinética e potencial da corrente de densidade.

Na energia cinética vista na Figura 5.21(a), percebe-se a sua diminuição constante até o momento de início da corrente hiperpical. Vê-se uma oscilação da energia até o momento em que a coluna de sedimentos alcança a profundidade máxima antes de colapsar e após, uma forte aceleração até o momento em que a corrente atinge o fim do domínio computacional. Depois deste ponto a energia cinética tende a se manter razoavelmente estável, mas com uma certa oscilação causada pela variação temporal do ponto de mergulho em torno da posição média vista na Figura 5.13. Ressalta-se que a energia cinética inicial não é nula, pois a condição em $t = 0$ para a velocidade do fluido é dada pela Equação 5.29.

Para a energia potencial (Fig. 5.21(b)) nota-se que a evolução ocorre de forma contrária a energia cinética, ou seja, Ri menores apresentam maiores energias potenciais, visto que a coluna de sedimentos inicial ocupa uma maior porção do domínio, também nota-se, que a evolução inicial é idêntica até $t \approx 50$, como ocorre com a energia cinética. Para $Ri = 0,28$ ocorre um novo aumento na energia potencial a partir de

$t = 300$ fruto do colapso da corrente hiperpical no final do domínio computacional e consequente aumento da concentração nesta região, como pode ser visto na Figura 5.19.

Analisando a posição da frente de sedimentos em função do tempo (Fig. 5.22(b)) percebe-se que até $t \approx 50$ a evolução é muito próxima para todos os casos da mesma maneira que nas energias cinética (E_k) e potencial (E_p).

A massa suspensa apresentada na Figura 5.22(a) é calculada como:

$$m_s(t) = \int_{\mathcal{V}} c d\mathcal{V}. \quad (5.34)$$

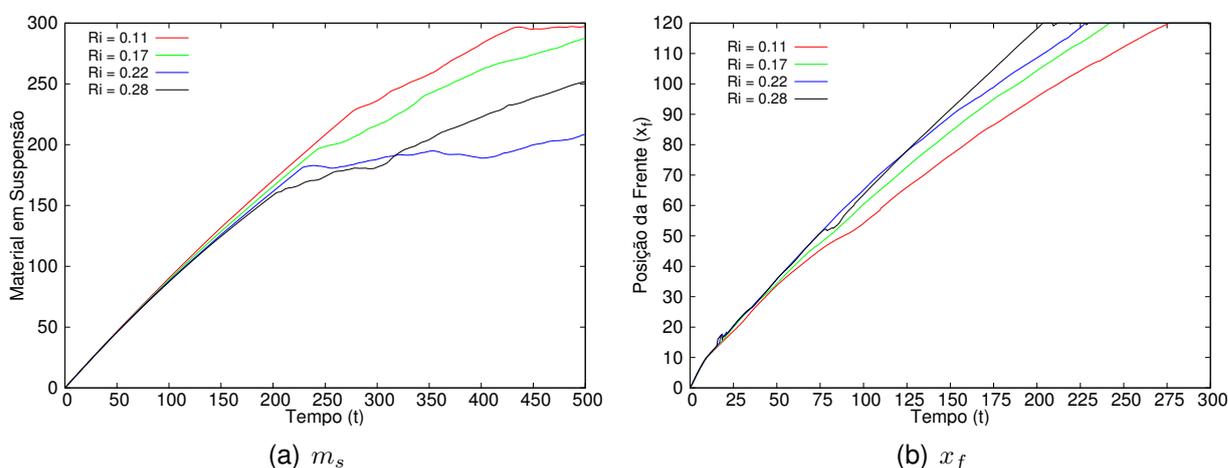


Figura 5.22. Partículas em suspensão (m_s) e Posição da frente de sedimentos (x_f).

A evolução temporal do depósito de partículas, D_t (Fig. 5.23), ao longo do comprimento longitudinal é obtido por:

$$D(x, t) = \int_0^t c(x, t) u_s dt. \quad (5.35)$$

A massa suspensa apresenta um crescimento aproximadamente linear até o instante em que a frente alcança o final do domínio, sendo que para $Ri = 0.22$ se mantém estável após este instante, para as outras configurações a massa continua a crescer e se torna estável próximo ao final do tempo computacional. Para $Ri = 0.28$ ocorre o aumento da massa suspensa após o $t = 300$ da mesma forma como na energia potencial.

O perfil de depósito mostra que no início do domínio a sedimentação é idêntica, independente do número de Richardson, sendo que o depósito alcança maiores

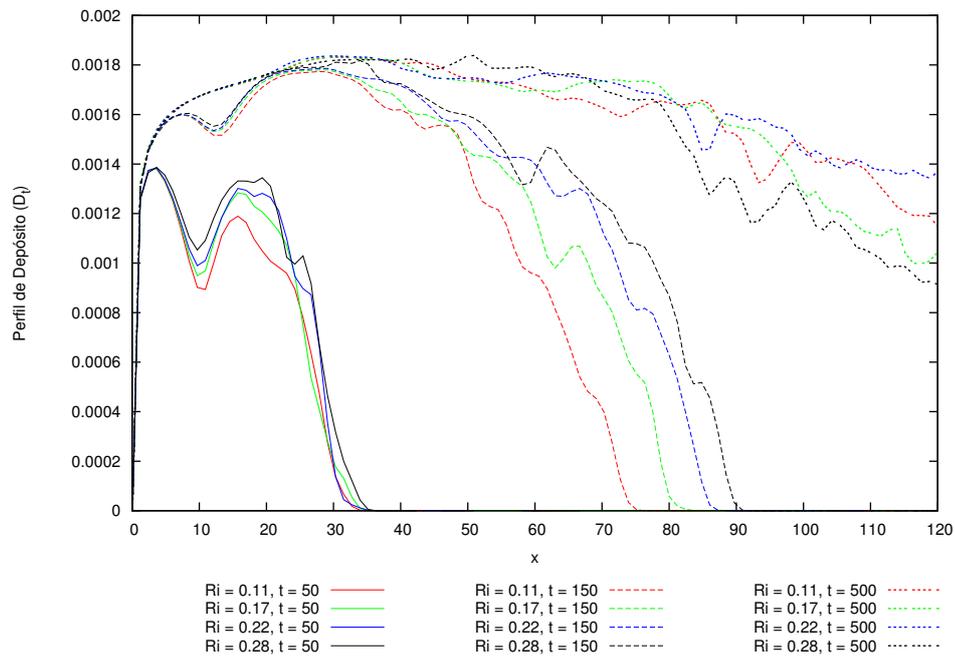


Figura 5.23. Comparação do perfil de depósito para $t = 50$, $t = 150$ e $t = 500$

distâncias pois a velocidade da frente de sedimentos aumenta com o aumento de Ri conforme Figura 5.22(b), a diferença de $t = 500$ para $t = 150$ é muito pequena no início da rampa, sendo que em $t = 500$ o perfil de depósito decai suavemente ao longo do domínio, indicando a capacidade da corrente hiperpicnal de transportar o material por maiores distâncias.

A taxa de sedimentação (\dot{m}_s), calculada com:

$$\dot{m}_s(t) = \frac{1}{L_x L_y} \int_0^{L_y} \int_0^{L_x} c(x, y, t) u_s dx dy, \quad (5.36)$$

apresenta um comportamento bastante linear até o momento em que a frente alcança o fim do domínio. O detalhe do gráfico demonstra os instantes iniciais das simulações, onde percebe-se o aumento da taxa de sedimentação em $t \approx 16$, o que pode ser ocasionado pela formação da corrente hiperpicnal. Percebe-se ainda que para $Ri = 0,22$ o gráfico apresenta um comportamento estável após $t \approx 250$, para as demais configurações vê-se ainda um leve aumento na taxa, indicando a necessidade de simulações com $t > 500$. A variação da concentração inicial de partículas apresenta pouca influência sobre este aspecto.

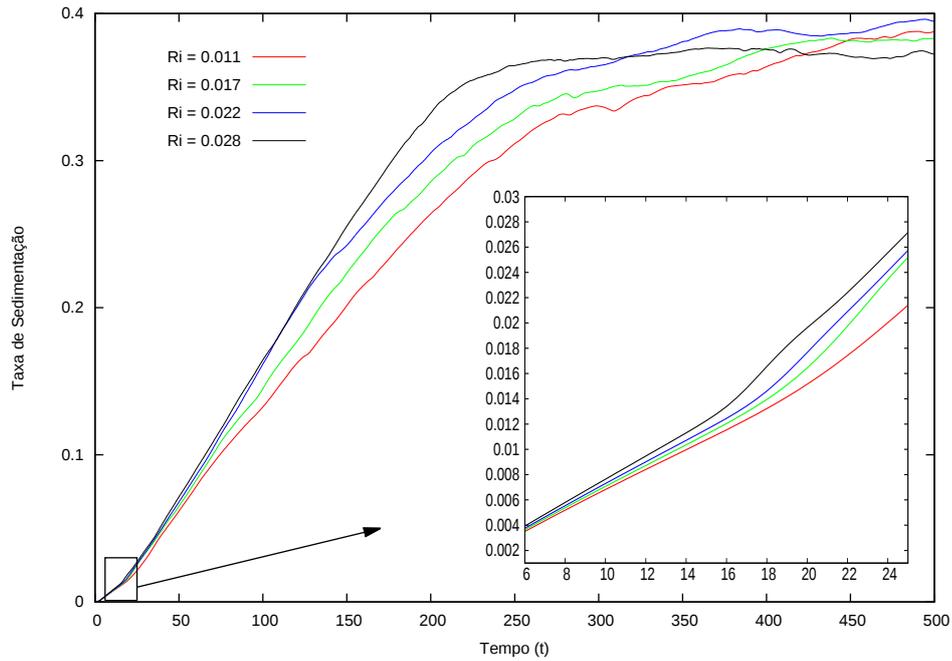


Figura 5.24. Taxa de sedimentação (\dot{m}_s)

5.2.4 Influência da Velocidade de Queda da Partícula

Nesta seção é apresentada a análise da influência da velocidade de queda da partícula (u_s) no comportamento da pluma hiperpical, assim como foi analisada influência da concentração inicial (c_0) na seção anterior. Serão apresentados os resultados das configurações A^* , F e G . As figuras abaixo representam os campos médios de concentração de partículas em suspensão (Fig. 5.25) e velocidade longitudinal (Fig. 5.26) para as configurações citadas, os campos foram calculados após a estabilização do escoamento (i.e. quase-permanente), ou seja, representam a média temporal do escoamento ($300 \leq t \leq 500$), como na seção anterior.

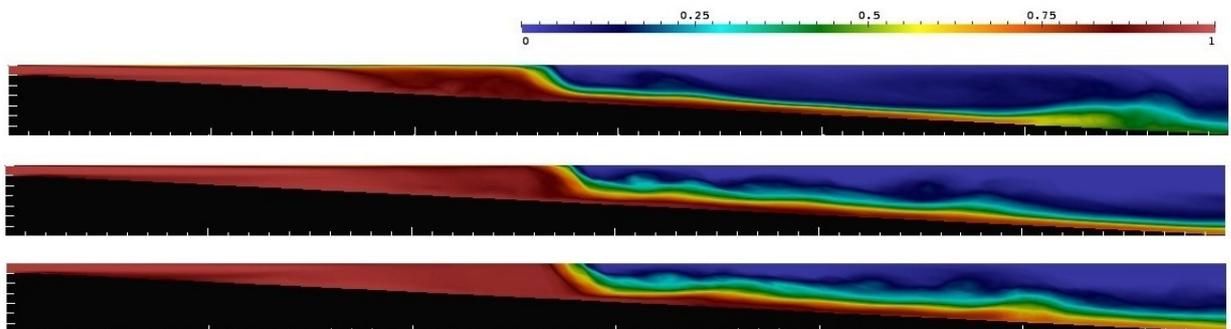


Figura 5.25. Comparação entre os campos médios de concentração de partículas suspensas para $u_s = 0,0018$, $u_s = 0,0037$ e $u_s = 0,0074$ de baixo para cima respectivamente; legendas de cores mostradas acima de cada imagem.

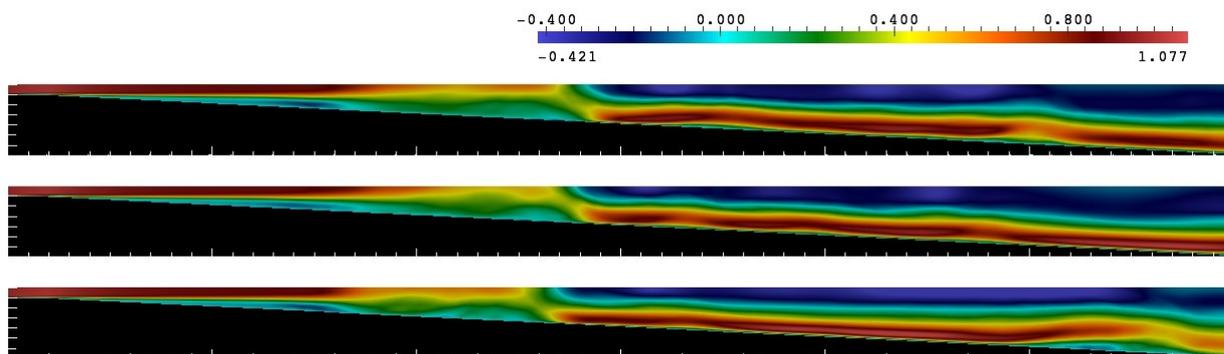


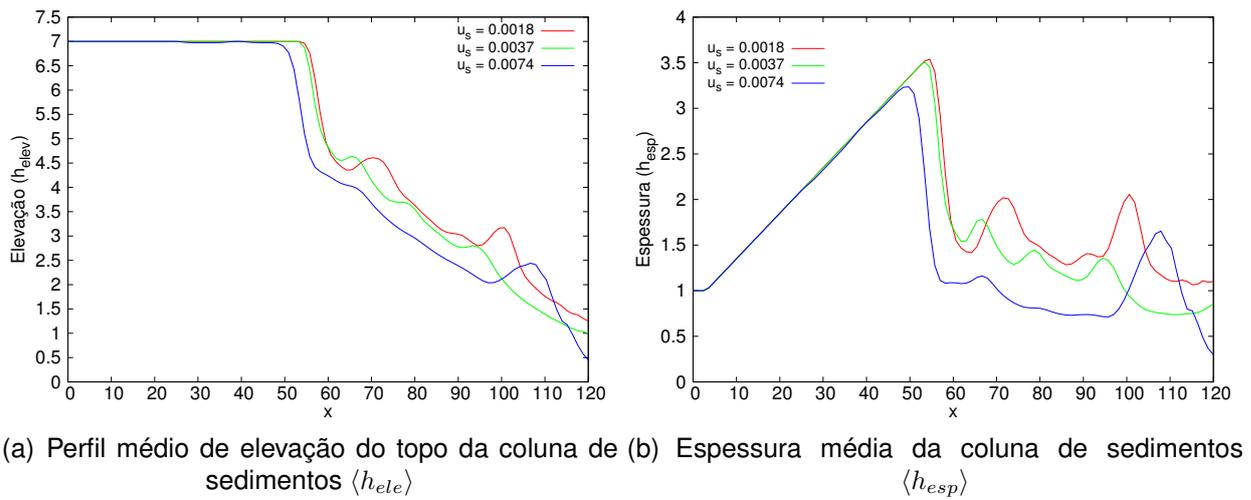
Figura 5.26. Comparação entre os campos médios de Velocidade longitudinal para $u_s = 0,0018$, $u_s = 0,0037$ e $u_s = 0,0074$ de cima para baixo respectivamente; legendas de cores mostradas acima de cada imagem.

Na Figura 5.25 percebe-se que a velocidade de queda tem menor influência na posição do ponto de mergulho do que a concentração inicial de partículas (Fig. 5.13). O efeito é maior na concentração de partículas da coluna de sedimentos inicial e na espessura da corrente após o mergulho, devido a uma maior sedimentação na parte inicial do domínio, como também pode ser observado nos campos de concentração instantâneos de partículas na Figura 5.28.

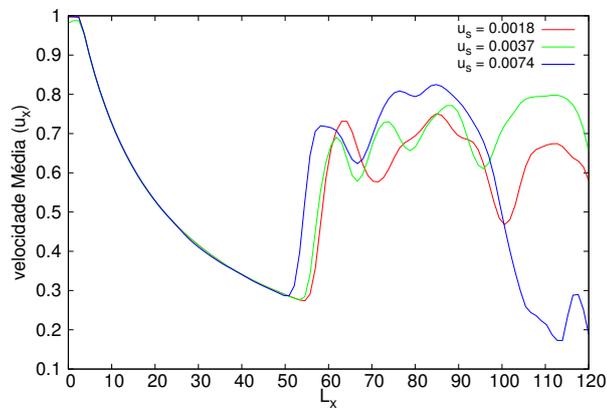
O perfil médio de elevação do topo da coluna de sedimentos ($\langle h_{ele} \rangle$), a espessura média da coluna de sedimentos ($\langle h_{esp} \rangle$) e da corrente hiperpicnal e também o perfil de velocidade longitudinal média ($\langle u_x \rangle$), calculados a partir do estado quase-estacionário é visto na Figura 5.27. Para $u_s = 0,0074$, na Figura 5.27(a), nota-se que o ponto de mergulho apresenta uma transição mais suave no colapso da coluna de sedimentos em corrente hiperpicnal e que a corrente apresenta um perfil mais constante no seu comprimento inicial. Próximo ao final do domínio ocorre uma mudança no perfil provavelmente pela rápida diminuição da concentração de partículas suspensas e conseqüente diminuição da velocidade da corrente, causada pela maior velocidade de sedimentação, para as demais velocidades de queda o perfil é bem semelhante.

Na Figura 5.27(c) nota-se também a pequena influência na velocidade inicial da corrente hiperpicnal, somente há diferença relevante para o final do domínio em $u_s = 0,0074$, pelo mesmo fato mencionado anteriormente.

Nas Figuras 5.28 e 5.29 quase não há a formação dos vórtices de Kelvin-Helmholtz para $u_s = 0,0074$ como vê-se para as demais velocidades. Este fato é causado pelo amortecimento viscoso da turbulência gerada no escoamento, devido



(a) Perfil médio de elevação do topo da coluna de sedimentos $\langle h_{elev} \rangle$ (b) Espessura média da coluna de sedimentos $\langle h_{esp} \rangle$



(c) Velocidade Longitudinal média $\langle u_x \rangle$

Figura 5.27. Perfil médio de elevação da coluna de sedimento, espessura e velocidade longitudinal média

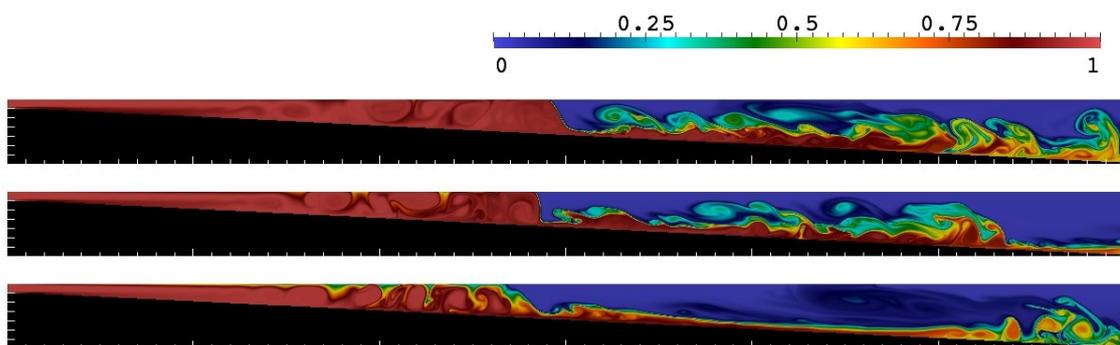


Figura 5.28. Comparação do campo instantâneo de concentração de partículas suspensas para $u_s = 0,0018$, $u_s = 0,0037$ e $u_s = 0,0074$ para $t = 500$.

a maior velocidade de queda das partículas em suspensão presentes no fluido.

Nos gráficos a seguir é mostrada a evolução da energia cinética (Fig. 5.30(a)) e potencial (Fig. 5.30(b)) da pluma hiperpicnal.

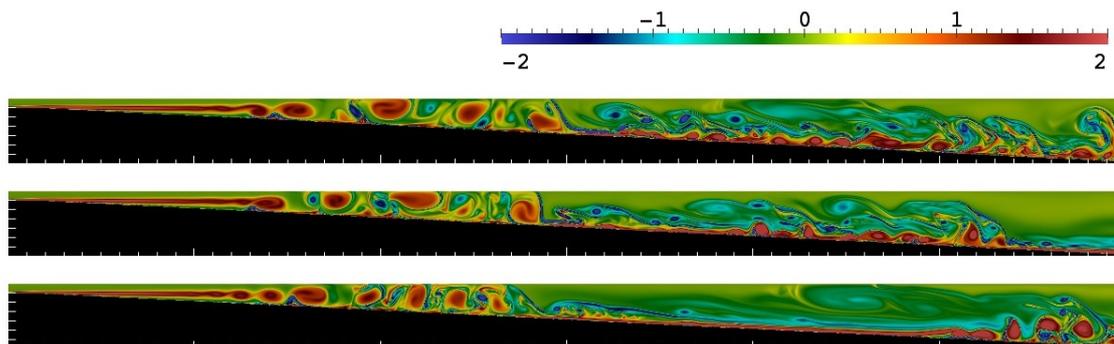


Figura 5.29. Comparação do campo instantâneo de vorticidade para $u_s = 0,0018$, $u_s = 0,0037$ e $u_s = 0,0074$ para $t = 500$.

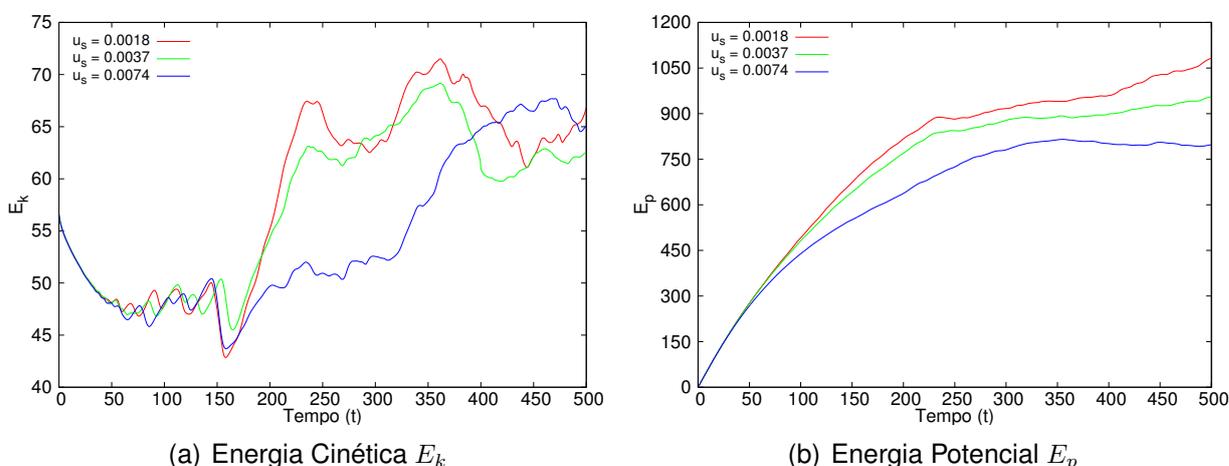


Figura 5.30. Evolução da energia cinética e potencial da corrente de densidade.

Há muito pouca diferença entre as energias para $u_s = 0,0018$ e $0,0037$, tanto potencial, quanto cinética. Também há uma tendência a diminuição das energias conforme aumenta a velocidade de queda devido ao fato de ocorrer maior sedimentação e conseqüente diminuição da concentração de partículas no domínio.

Os gráficos da taxa de deposição \dot{m}_s (Fig. 5.31(a)), do perfil de depósito (Fig. 5.32), a posição da frente de sedimentos x_f (Fig. 5.31(c)) e a massa suspensa m_s (Fig.5.31(b)) são apresentados a seguir.

Os gráficos citados mostram que a velocidade de queda tem uma influência muito maior sobre o perfil de depósito e taxa de sedimentação do que a concentração inicial de sedimentos, como já visto em outras simulações realizadas neste programa de pesquisa (PINTO et al., 2012). Já a posição da frente de sedimentos é praticamente idêntica nos três casos, diferentemente do gráfico da Figura 5.22(b), indicando que a velocidade da corrente hiperpícnal é influenciada pela concentração inicial de

partículas (c_o).

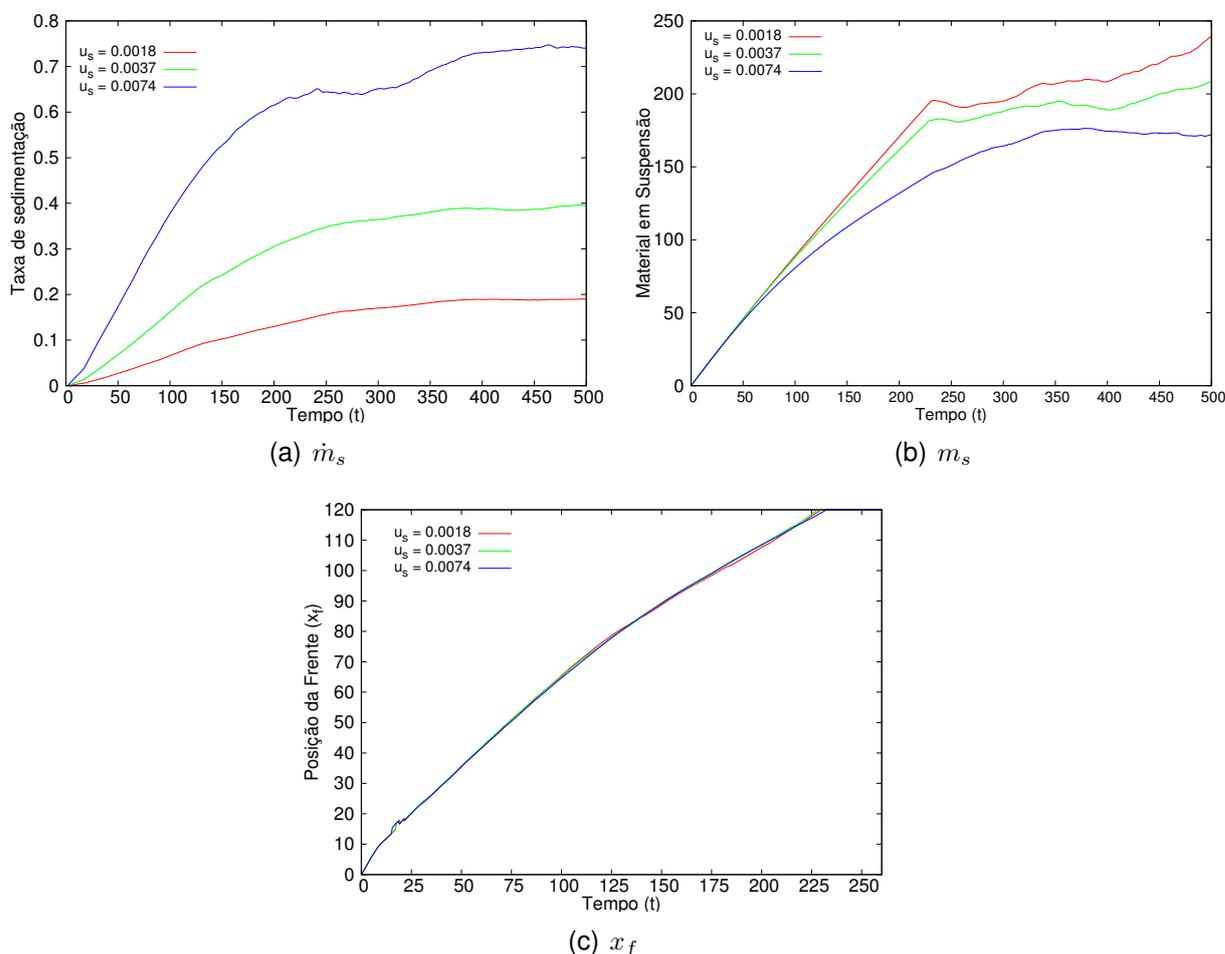


Figura 5.31. Taxa de sedimentação, material suspenso e posição da frente de sedimentos para $u_s = 0,0018$, $u_s = 0,0037$ e $u_s = 0,0074$

O perfil de depósito (Fig. 5.32), é praticamente constante para as duas menores velocidades de queda, a quantidade de material depositado segue a mesma proporção do aumento na velocidade de queda da partícula. Para $u_s = 0,0074$ ocorre ainda uma queda brusca na quantidade de material depositado no final do domínio computacional em $t = 500$ em consequência da maior sedimentação que ocorre no canal de entrada e início da rampa.

A taxa de sedimentação (Fig. 5.31(a)) tem a mesma proporção de aumento que ocorre na quantidade de material depositado, sendo que para as menores velocidades esta taxa se mantém constante a partir de $t \approx 250$. Para a maior velocidade ocorre um aumento na taxa de sedimentação a partir de $t = 300$, coincidentemente ocorre também o aumento da energia cinética do escoamento a partir deste mesmo instante de tempo, já na massa suspensa ocorre uma suave diminuição.

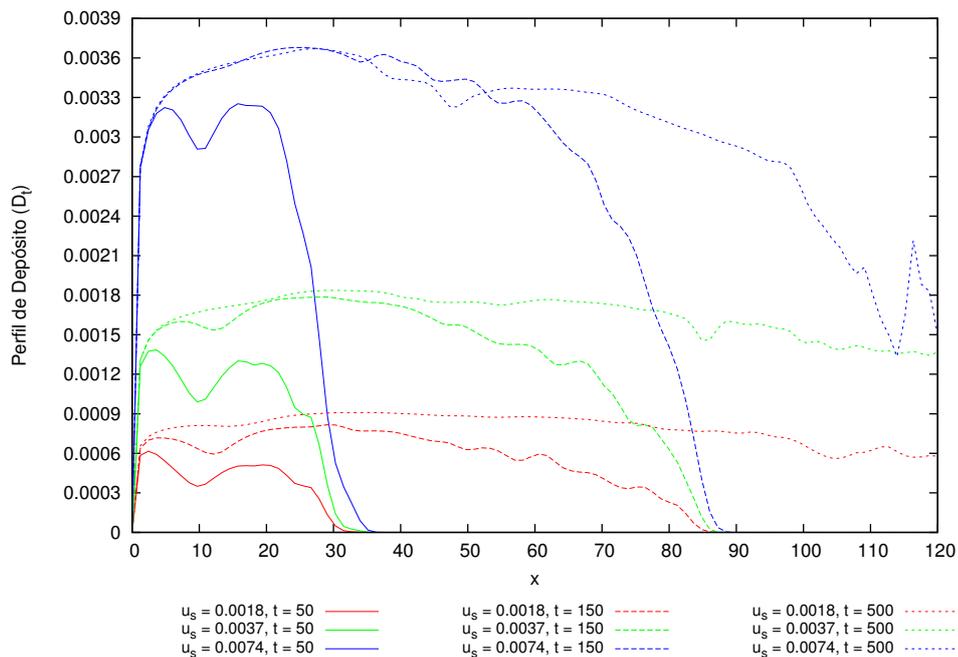


Figura 5.32. Comparação do perfil de depósito para $t = 50$, $t = 300$ e $t = 500$

Na massa em suspensão a sua evolução se dá de forma quase linear para $u_s = 0,0018$ e $0,0037$, sendo que, a quebra nesta linearidade, vista entre $t = 200$ e $t = 250$, indica o momento em que a frente alcança o fim do domínio de cálculo. Diferentemente, a maior velocidade de queda não apresenta comportamento linear como as menores velocidades. Tem-se ainda que a massa em suspensão continua a crescer acentuadamente para a menor velocidade de queda, indicando a necessidade de maior tempo computacional.

5.2.5 Influência da Inclinação da Rampa

Para analisar a influência da inclinação da rampa, foram realizadas simulações com duas configurações diferentes. Na primeira configuração foi limitado o domínio na direção vertical, obtendo assim, um plano ao fim da rampa no fundo do domínio, ou seja, criou-se um canal inclinado com fundo plano, conforme Figura 5.33, sendo que a dimensão h_f na Fig. 5.33 foi fixada em $h_f = 0,5$.

Para a segunda configuração limitou-se o domínio na direção horizontal, e fez-se com que a rampa ocupasse todo o domínio, sem a presença de um plano extra no fundo do canal, conforme configuração apresentada na Figura 5.12.

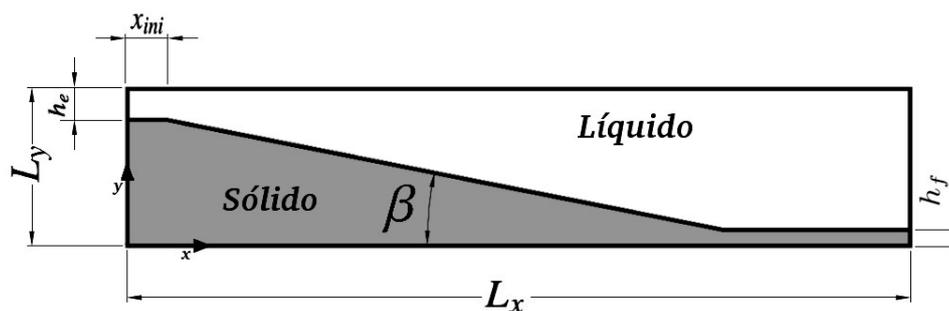


Figura 5.33. Canal inclinado com fundo plano.

As Figuras a seguir representam os campos médios de concentração de partículas suspensas (Fig. 5.34), velocidade longitudinal (Fig. 5.35) e velocidade vertical (Fig. 5.36). Campos calculados após a estabilização do escoamento (i.e. quase-permanente) conforme apresentado nas seções anteriores. Nestas figuras percebe-se que o aumento na inclinação da rampa causa uma forte retração no ponto de mergulho, mais acentuada do que a causada pelo aumento da concentração inicial.

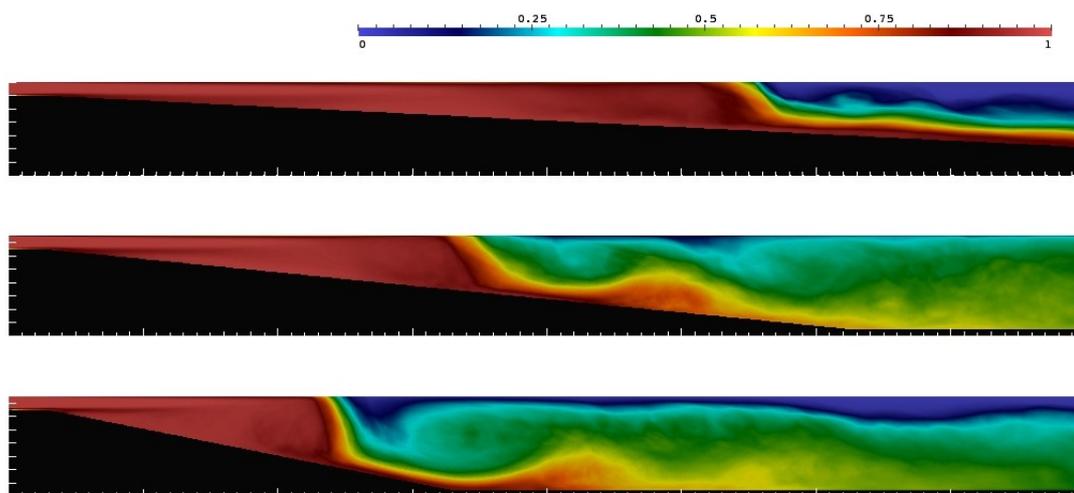


Figura 5.34. Canal inclinado com fundo plano. Comparação entre os campos médios de concentração de partículas em suspensão para $S = 0,05$, $S = 0,1$ e $S = 0,2$ de cima para baixo respectivamente; legendas de cores mostradas acima de cada imagem.

Para $S = 0,1$ e $S = 0,2$ ocorre o aumento na região de mergulho, observado na Figura 5.36, sendo que ocorrem regiões de velocidade vertical positiva em sequência das regiões com velocidade vertical negativas logo após a região de mergulho da corrente, consequência da turbulência e formação dos grandes vórtices.

Na Figura 5.34 nota-se para $S = 10\%$ e $S = 20\%$ que, após o final da rampa e início do fundo plano ocorre o aumento do perfil da corrente média, este efeito é conhecido como ressalto hidráulico (*hydraulic jump*) (GARCÍA, 1993) e ocorre devido

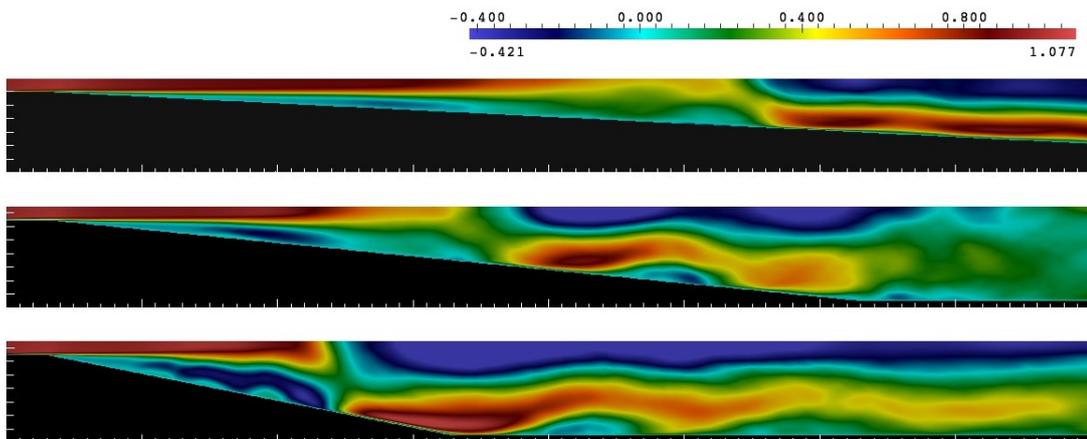


Figura 5.35. Canal inclinado com fundo plano. Comparação entre os campos médios de velocidade longitudinal para $S = 0,05$, $S = 0,1$ e $S = 0,2$ de cima para baixo respectivamente; legendas de cores mostradas acima de cada imagem.

à mudança brusca na velocidade do escoamento causada pela descontinuidade da rampa.

A brusca modificação na inclinação da rampa faz com que surjam velocidades longitudinais negativas próximo a fronteira imersa na região antes do ponto de mergulho, como visto na Figura 5.35, características de uma região de recirculação de fluxo.

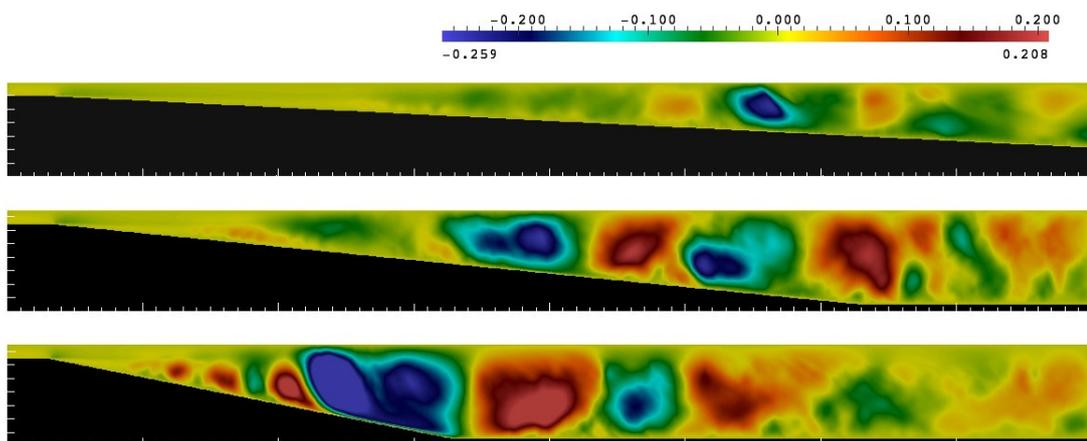
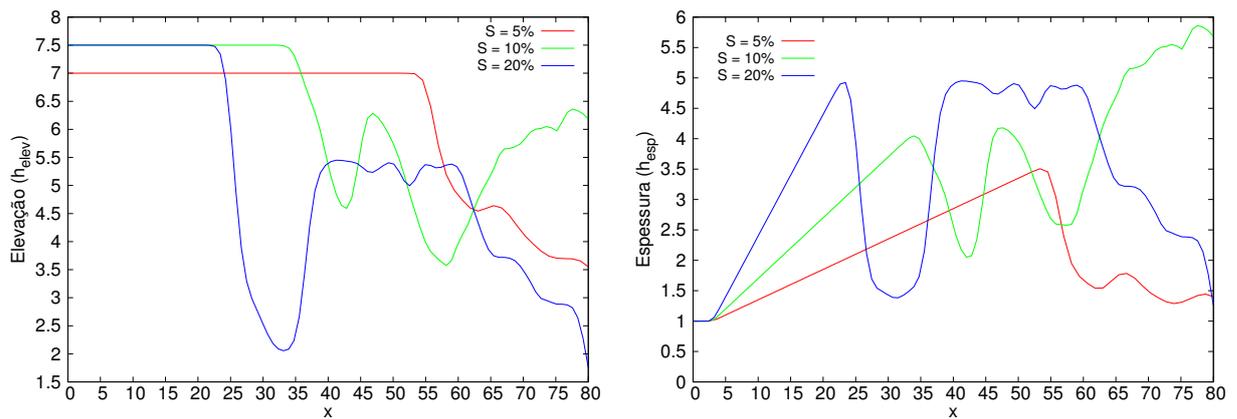
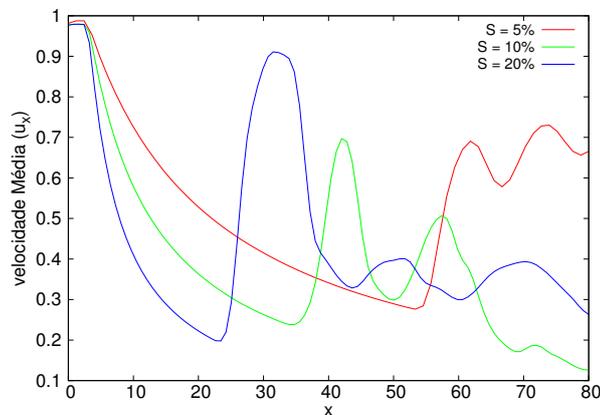


Figura 5.36. Canal inclinado com fundo plano. Comparação entre os campos médios de velocidade vertical para $S = 0,05$, $S = 0,1$ e $S = 0,2$ de cima para baixo respectivamente; legendas de cores mostradas acima de cada imagem.

Para $S = 10\%$ observa-se um acúmulo de concentração de partículas em suspensão, no domínio de cálculo no decorrer do tempo computacional, causando um deslocamento do ponto de mergulho como pode ser visto nas Figuras 5.38 e 5.39.



(a) Perfil médio de elevação do topo da coluna de sedimentos $\langle h_{lev} \rangle$ (b) Espessura média da coluna de sedimentos $\langle h_{esp} \rangle$



(c) Velocidade Longitudinal média $\langle u_x \rangle$

Figura 5.37. Perfil médio de elevação da coluna de sedimento, espessura e velocidade longitudinal média para diferentes ângulos de inclinação da rampa.

Este efeito é provavelmente causado pelo ressalto hidráulico que ocorre no final da rampa, porém para $S = 20\%$ não ocorre o mesmo, possivelmente pelo fato de que a corrente no início do fundo plano possua maior velocidade neste último caso, conforme pode ser observado na Figura 5.37(c), devido a inclinação acentuada da rampa, o que faz a corrente a jusante do ponto de mergulho ser empurrada para fora do domínio, sem ocorrer um maior acúmulo de concentração de partículas em suspensão.

A diferença na inclinação da rampa também reflete na energia cinética do sistema (Fig. 5.41(a)), a qual aumenta de acordo com acentuação da inclinação, visto que que essa mudança brusca gera uma maior aceleração na corrente no fluxo de sedimentos. Já na energia potencial (Fig. 5.41(b)) esta diferença não é significativa, sendo ressaltado apenas o aumento constante para $S = 10\%$ sem ocorrer estabilização.

Nas Figuras 5.38 e 5.39 pode ser visualizado claramente a formação de gran-

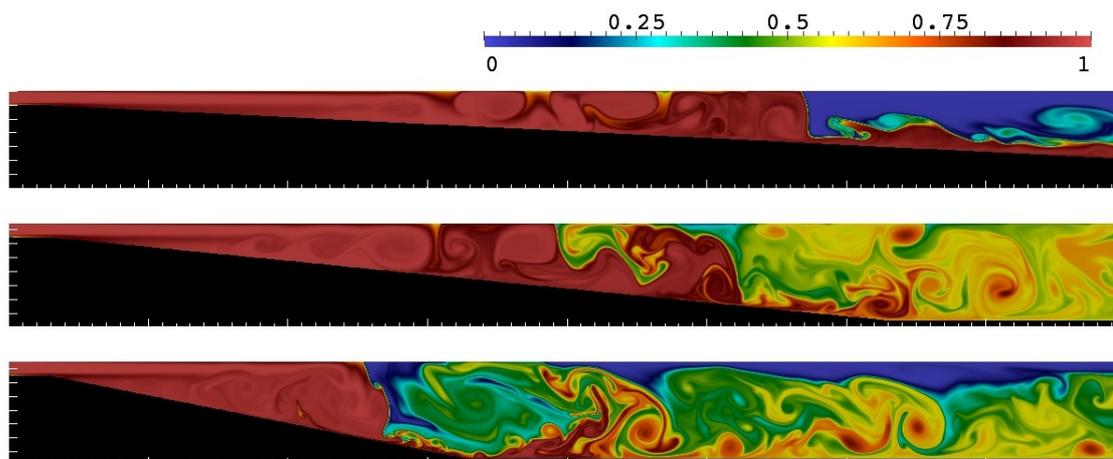


Figura 5.38. Comparação do campo instantâneo de concentração para $S = 0,05$, $S = 0,1$, e $S = 0,2$ em $t = 500$.

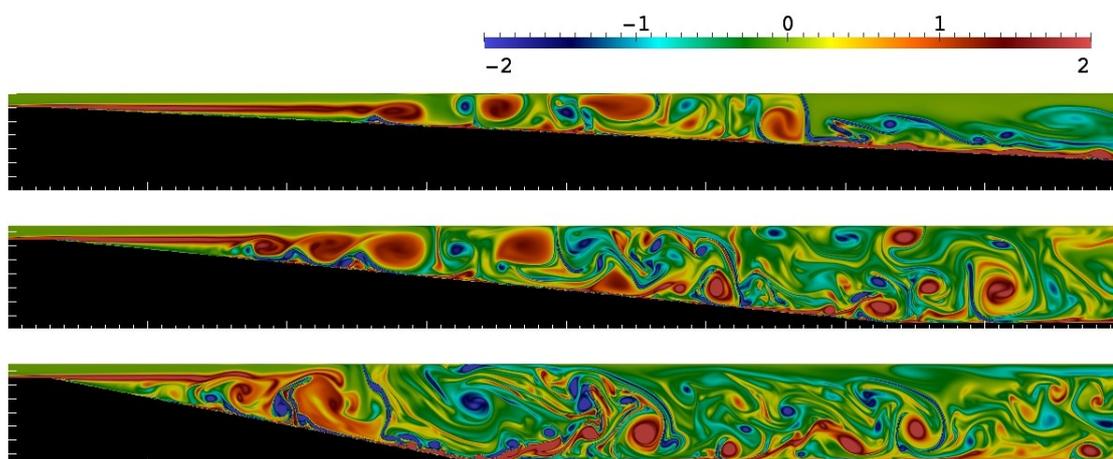


Figura 5.39. Comparação do campo instantâneo de vorticidade para para $S = 0,05$, $S = 0,1$, e $S = 0,2$ em $t = 500$.

des vórtices no início da rampa, causados pelo confinamento bidimensional do canal de entrada. Em $S = 0,2$ ocorre ainda formação de um vórtice de rotação contrária na região imediatamente após o ponto de mergulho, causado pela forte aceleração no fluxo de concentração de partículas, aceleração esta percebida também nos gráficos das Figuras 5.37(c) e 5.41(a).

É possível afirmar ainda que a variação vista na energia cinética do escoamento é causada por este contínuo processo de formação e colapso de vórtices de concentração no início da rampa, fato este observado da mesma forma nas configurações anteriores.

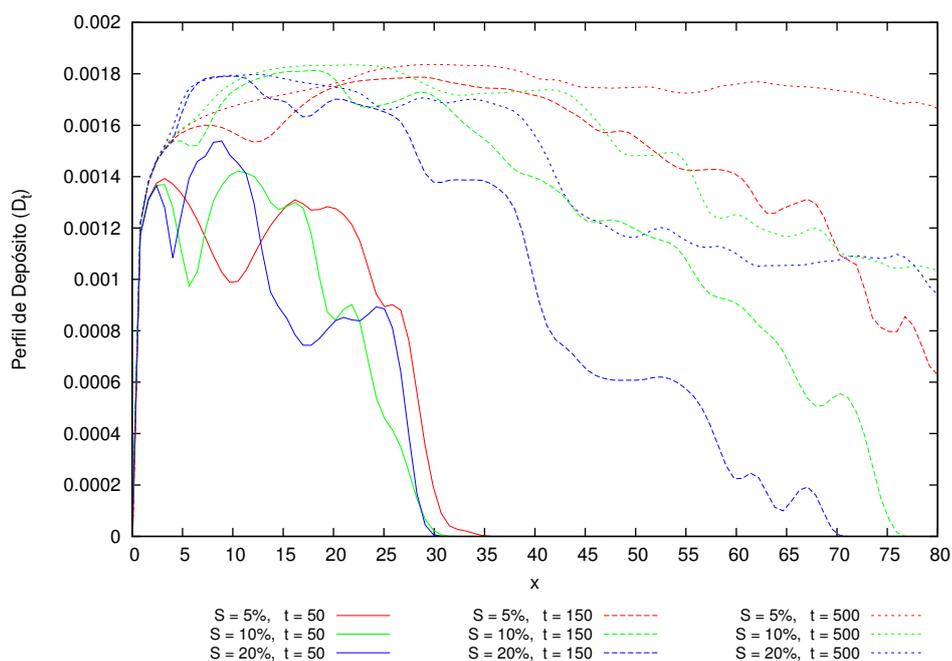


Figura 5.40. Canal inclinado com fundo plano. Comparação do perfil de depósito para $t = 50$, $t = 150$ e $t = 500$

O gráfico de material depositado (Fig. 5.40) demonstra um padrão de depósito maior no início da rampa para $S = 0,1$ e $S = 0,2$, sendo que apenas em $S = 0,05$ o perfil de depósito no tempo final apresenta um comportamento quase constante e $S = 0,2$ apresenta maior depósito na primeira metade do domínio.

A taxa de sedimentação (Fig. 5.42(a)) apresenta comportamento estável para todos os casos, esta mesma diminuiu conforme aumentou a inclinação da rampa, resultado da maior turbulência e vorticidade geradas como visto nas Figuras 5.38 e 5.39.

Diferentemente da taxa de sedimentação, a quantidade de massa suspensa (Fig. 5.42(b)) não se estabiliza e continua crescendo, principalmente para o caso em que $S = 0,1$.

Os resultados para a segunda configuração mencionada é vista em sequência, onde é apresentado apenas o campo de concentração temporal médio de partículas suspensas ($300 \leq t \leq 500$) para as configurações I e J na Figura 5.43.

Na Figura 5.43, visualiza-se o mesmo comportamento no ponto de mergulho observado anteriormente na Figura 5.34.

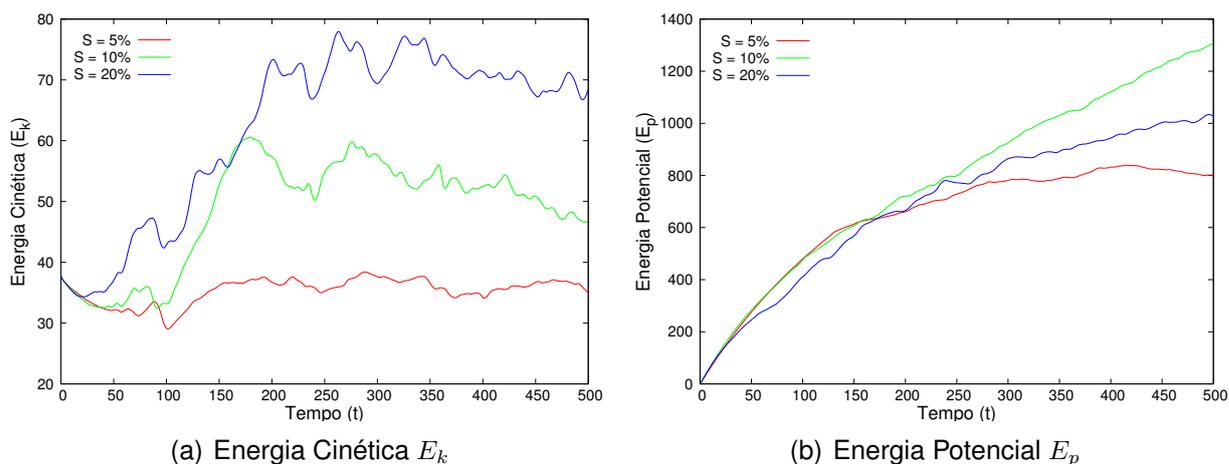


Figura 5.41. Evolução da energia cinética e potencial da corrente de densidade para diferentes ângulos de inclinação da rampa.

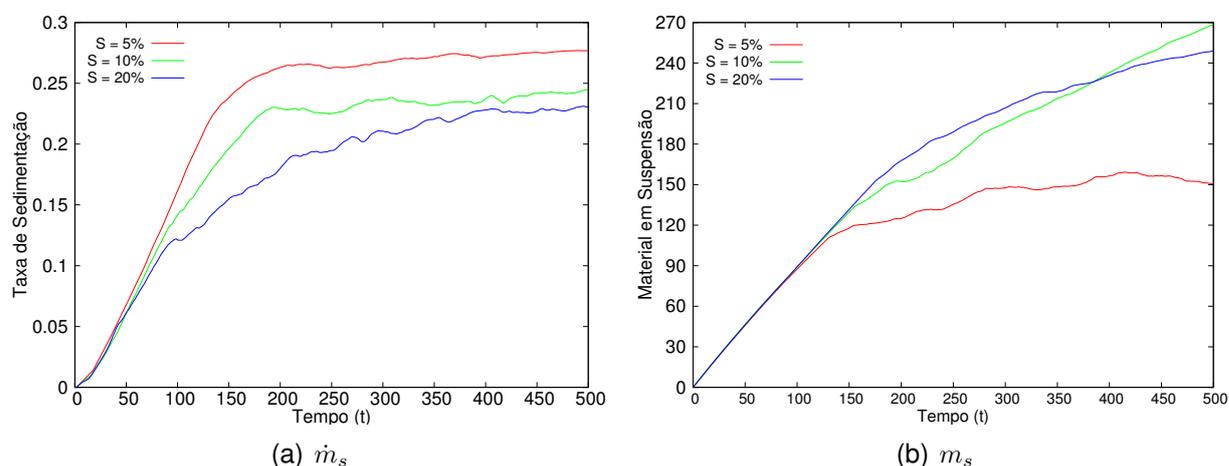


Figura 5.42. Canal inclinado com fundo plano. Taxa de sedimentação e material em suspensão para $S = 0,05$, $S = 0,1$ e $S = 0,2$

Em $S = 0,2$ ocorre uma maior espalhamento da concentração de partículas suspensas, devido a turbulência causada pela inclinação mais acentuada da rampa. Como não ocorre ressalto hidráulico nestas configurações, a corrente hiperpicnal e o ponto de mergulho se mantêm estáveis para $S = 0,1$, diferentemente da configuração observada na Figura 5.34.

O efeito do espalhamento da concentração de partículas suspensas também é percebido nos gráficos da taxa de sedimentação (Fig. 5.44(a)) e de material suspenso (Fig. 5.44(b)). A taxa de sedimentação e o material suspenso são bastante próximos para $S = 0,05$ e $S = 0,1$. Em $S = 0,2$ a quantidade de massa suspensa continua crescendo devido a turbulência gerada, como visto na Figura 5.46.

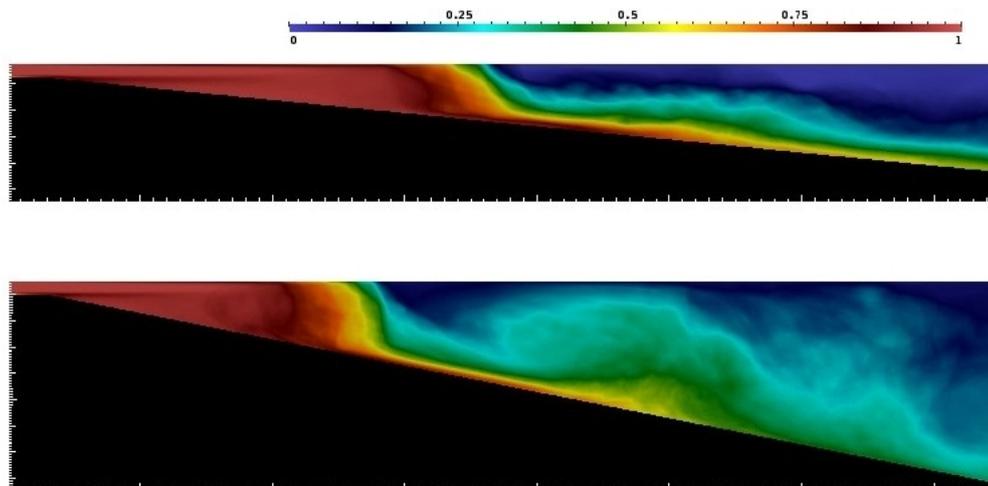


Figura 5.43. Comparação entre os campos médios de Concentração para $S = 0,1$ e $S = 0,2$ (configurações I e J) de cima para baixo respectivamente; legendas de cores mostradas acima de cada imagem.

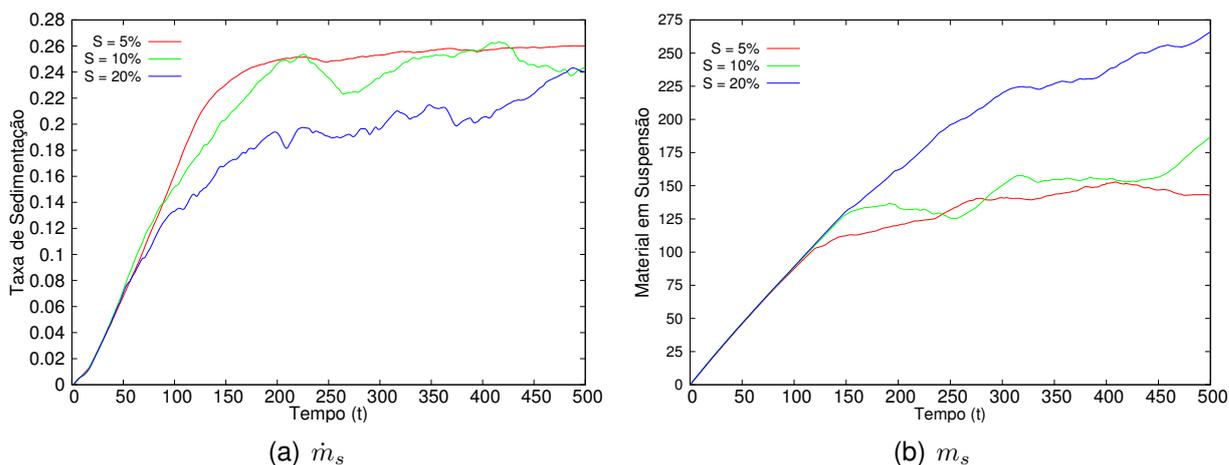


Figura 5.44. Taxa de sedimentação e material em suspensão para as configurações I e J .

De acordo com as Figuras 5.46 e 5.47, para $S = 0,2$ a turbulência no ponto de mergulho, causada pela brusca mudança na profundidade do canal, faz com que não seja possível a geração de uma corrente hiperpical contínua, apresentando um comportamento próximo ao de uma corrente por pulso (*surge-like*), porém isto pode ser também um efeito da configuração bidimensional do sistema.

No gráfico da Figura 5.45(a) o perfil médio do topo da coluna para $S = 0,2$ termina antes do fim do domínio de cálculo, sendo que o campo médio de concentração nesta região do domínio é muito difuso devido a dissipação causada pela turbulência.

Na Figura 5.45(b), nota-se a forte aceleração inicial da corrente após o ponto de mergulho, devido a forte inclinação da rampa. A aceleração é mais intensa nesta

configuração pois não existe descontinuidade na rampa.

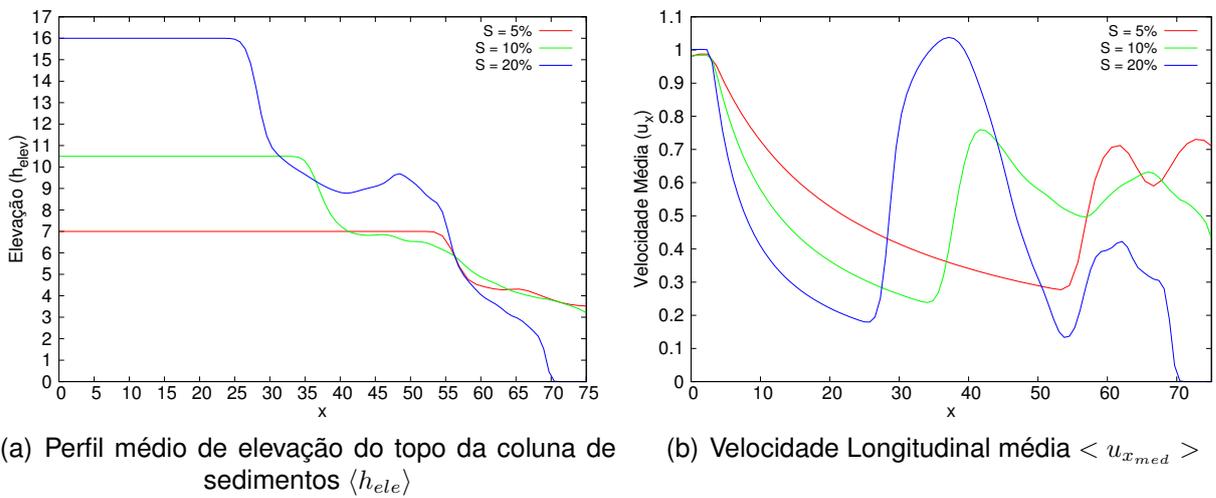


Figura 5.45. Perfil médio de elevação da coluna de sedimento e velocidade longitudinal média para as configurações *I* e *J*.

O gráfico de material depositado (Fig. 5.48) mostra um padrão de depósito maior no início da rampa para $S = 0,1$ e $S = 0,2$, como já foi visto na primeira configuração apresentada nesta seção. O padrão em geral é muito parecido para os dois casos, porém neste último caso, ocorre maior acúmulo de material no início da rampa.

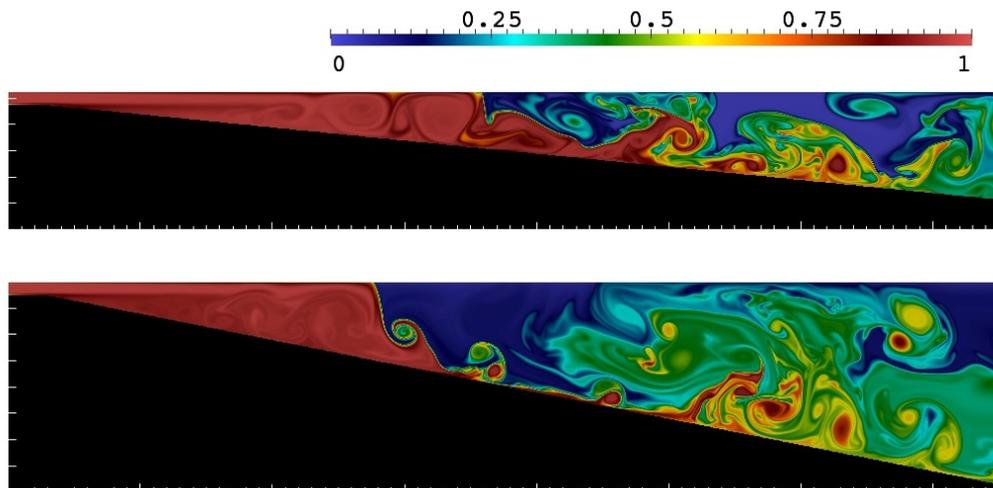


Figura 5.46. Comparação do campo instantâneo de concentração para $S = 0,1$, e $S = 0,2$ em $t = 500$ (configurações *I* e *J*).

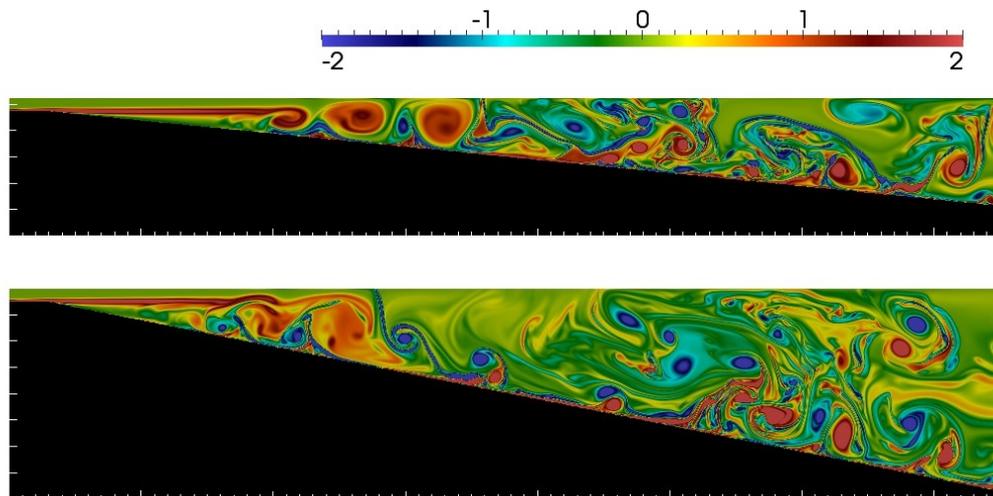


Figura 5.47. Comparação do campo instantâneo de vorticidade para para $S = 0, 1$, e $S = 0, 2$ em $t = 500$ (configurações I e J).

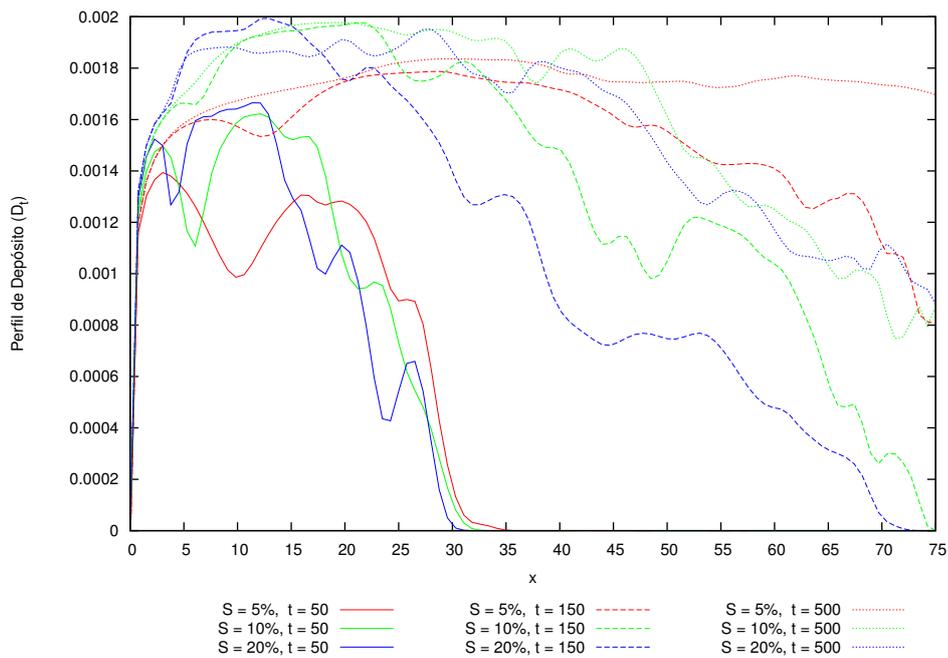


Figura 5.48. Comparação do perfil de depósito para $t = 50, t = 300$ e $t = 500$

5.2.6 Influência da Salinidade

Nesta seção serão apresentados resultados referentes a influência da salinidade na formação da pluma hiperpicnal, para este fim foi adicionada a configuração A^* o campo de salinidade, o que resultou em um número de Richardson para a salinidade $Ri_{sal} = 0,36$ considerando-se a massa específica da água salgada $\hat{\rho}_{sal} = 1025 \text{ kg/m}^3$.

Neste caso é adicionada a equação do transporte para a salinidade:

$$\frac{\partial c_{sal}}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla c_{sal} = \frac{1}{ReSc_{sal}} \nabla^2 c_{sal}, \quad (5.37)$$

Para a condição de contorno na entrada ($x = 0$), saída ($x = L_x$) e topo ($y = L_y$) acrescenta-se as seguintes equações respectivamente:

$$c_{sal} = 1 - F \quad \text{em} \quad x = 0 \quad (5.38)$$

$$\frac{\partial c_{sal}}{\partial t} + U^{b,n} \frac{\partial c_{sal}}{\partial x} = 0 \quad \text{em} \quad x = L_x \quad (5.39)$$

$$\frac{\partial c_{sal}}{\partial y} = 0 \quad \text{em} \quad y = L_y \quad (5.40)$$

Não se permite fluxo do campo de concentração de salinidade através do campo de fronteira imersa, i.e:

$$\frac{\partial c_{sal}}{\partial y} = 0 \quad \text{em} \quad y = 0 \quad (5.41)$$

As condições iniciais ($t = 0$) aplicadas foram:

$$c_{part} = 0; \quad c_{salt} = 1; \quad \vec{u} = (F, 0, 0); \quad (5.42)$$

onde F é definido pela Equação 5.21.

Foram realizadas duas simulações conforme Tabela 5.5.

Tabela 5.5. Influência da salinidade.

Sim.	c_0 (%)	Ri_{part}	Ri_{sal}	Re	S	u_s	$L_x \times L_y$	$n_x \times n_y$	Δt
K	2,0	0,22	0,36	1345	0,05	0,0034	120 x 7	2881 x 321	0,002
L	4,0	0,45	0,36	1345	0,05	0,0034	120 x 7	2881 x 321	0,002

As simulações se desenvolveram até um tempo $t = 1600$, sendo que nos primeiros 250 passos de tempo não houve presença de concentração de partículas, esta só foi adicionada quando a interação da água doce com a água salgada atingiu um estado estacionário ($t = 250$) (HENNIGER, 2011).

A primeira configuração apresenta uma característica típica de um escoamento hipopical, pois $Ri_{sal} > Ri_{part}$, como pode ser observado nas Figuras 5.49 e 5.50. A presença da salinidade faz com que a pluma turbulenta seja transportada pela superfície do domínio computacional por uma grande distância.

Devido à condição de contorno imposta à partícula na parte inferior do domínio, onde esta mesma cai livremente através da fronteira imersa, não ocorre o acúmulo de concentração suficiente no início da rampa para iniciar uma corrente de densidade hiperpical a partir da pluma hipopical, conforme é observado nos experimentos de Parsons et al. (2001).

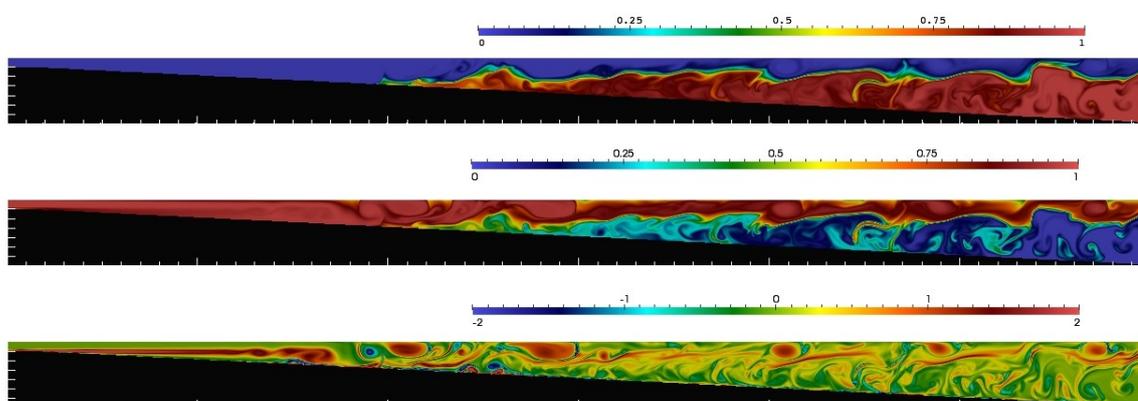


Figura 5.49. Influência da salinidade. Campos de salinidade, concentração de partículas e vorticidade, de cima para baixo respectivamente, para $Ri_{part} = 0,22$, $Ri_{sal} = 0,36$ e $t = 600$

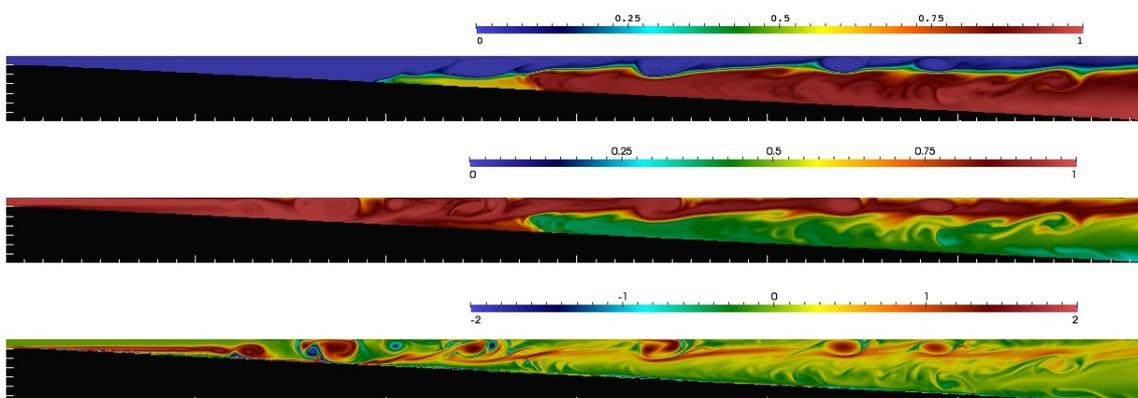


Figura 5.50. Influência da salinidade. Campos de salinidade, concentração de partículas e vorticidade, de cima para baixo respectivamente, para $Ri_{part} = 0,22$, $Ri_{sal} = 0,36$ e $t = 1600$

Na segunda simulação foi adotada uma maior concentração inicial de sedimentos fazendo $Ri_{part} > Ri_{sal}$ e forçando assim uma corrente hiperpical. Nas Figuras 5.51

e 5.52, observa-se que a corrente hiperpicnal empurra o campo de salinidade para fora do domínio, sendo que em $t = 1600$ a salinidade é praticamente nula.

A taxa de sedimentação na Figura 5.53(a) aumenta de acordo com a elevação do número de Richardson como já visto nas configurações sem a presença da salinidade, sendo que essa taxa se mantém constante em grande parte do tempo computacional, a curva em azul nesta figura representa a taxa de sedimentação para a configuração A^* , e observa-se que esta se aproxima bastante da curva para a configuração L (em verde).

A massa suspensa (Fig. 5.53(b)) se mantém contante para a maior concentração em quase todo o tempo computacional, sendo que no final observa-se uma tendência a diminuir. Para $Ri_{part} = 0,22$ a massa suspensa ainda está em processo de acúmulo, como pode ser visto nas Figuras 5.49 e 5.50.

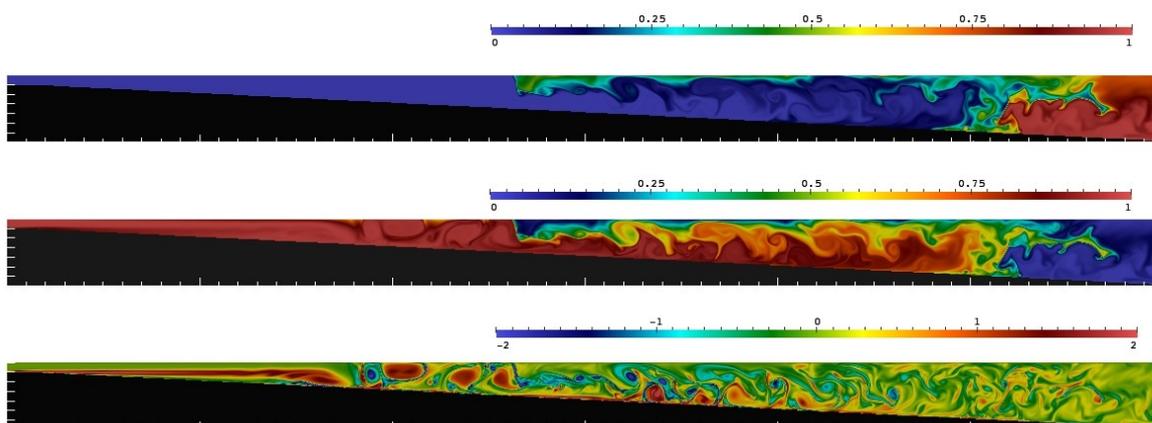


Figura 5.51. Influência da salinidade. Campos de salinidade, concentração de partícula e vorticidade, de cima para baixo respectivamente, para $Ri_{part} = 0,45$, $Ri_{sal} = 0,36$ e $t = 600$

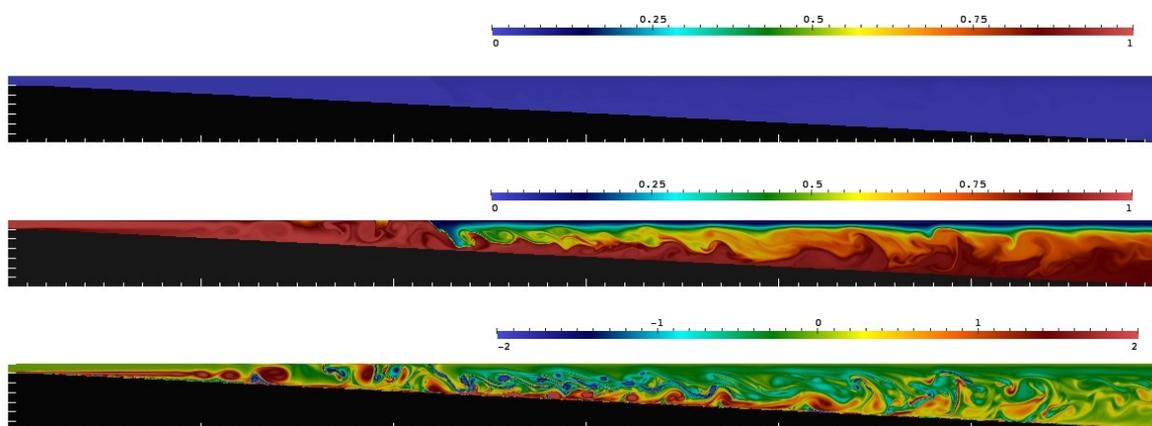


Figura 5.52. Influência da salinidade. Campos de salinidade, concentração de partículas e vorticidade, de cima para baixo respectivamente, para $Ri_{part} = 0,45$, $Ri_{sal} = 0,36$ e $t = 1600$

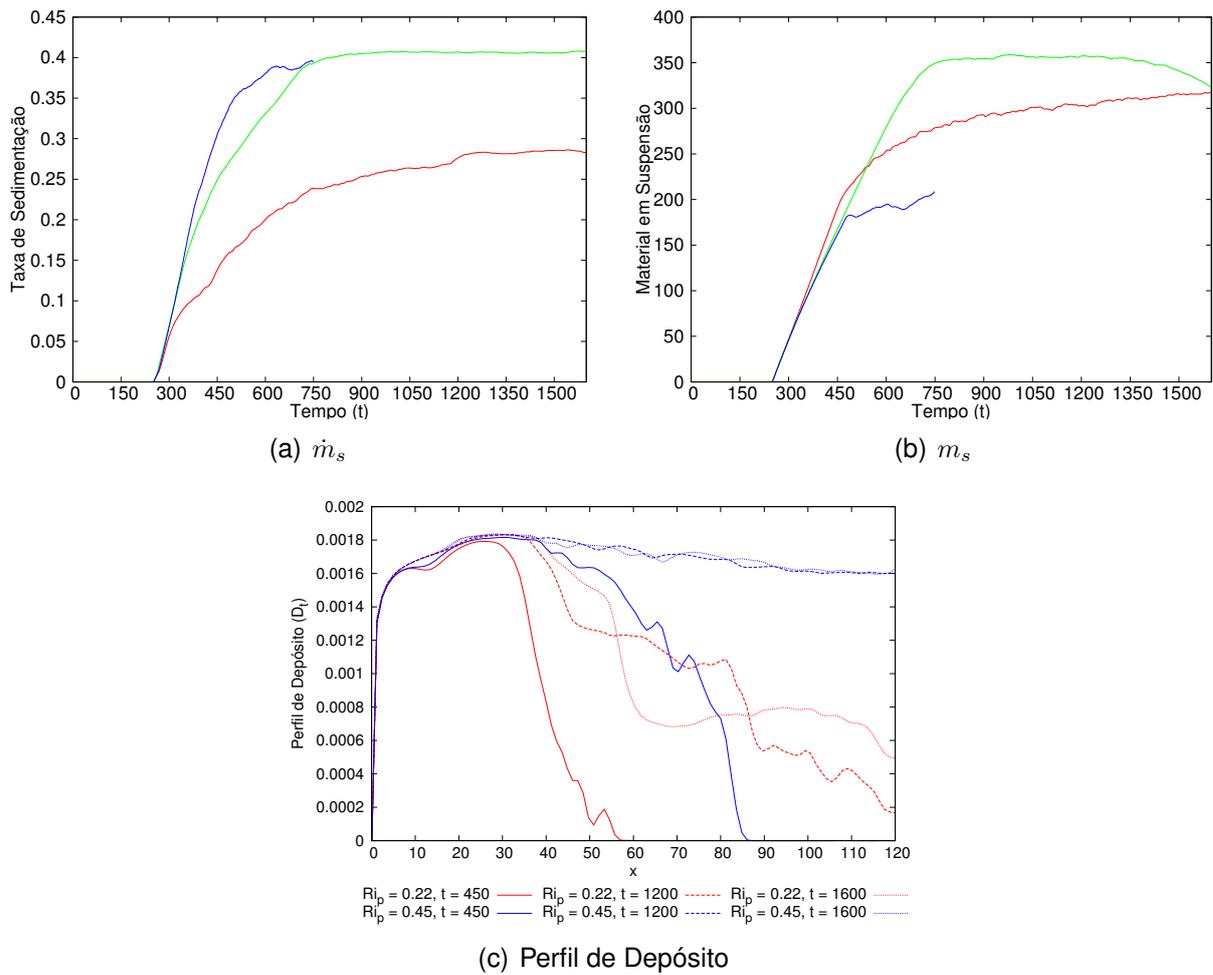


Figura 5.53. Taxa de Sedimentação, massa suspensa e perfil de depósito para as simulações com salinidade. Em verde $Ri_{part} = 0,45$, vermelho $Ri_{part} = 0,22$ e azul $Ri_{part} = 0,22$ sem presença de salinidade, apenas para (a) e (b).

Do perfil de depósito (Fig. 5.53(c)) observamos que a corrente hiperpicnal gera um depósito contante em todo o domínio, e que consegue depositar uma maior quantidade de material do que a pluma hipopical, como já era esperado.

Não serão tecidos maiores comentários para esta seção, pois as simulações aqui apresentadas sobre a influência da salinidade foram as primeiras realizadas nesta configuração, sendo necessário um maior tempo de estudo deste caso no futuro.

6 CONCLUSÃO

Este trabalho empregou o método da Simulação Numérica Direta através do uso do código computacional `Incompact3d`, com o intuito de reproduzir numericamente a influência da topografia de um canal sobre o comportamento de correntes de densidade geradas por sedimentos em suspensão, sendo esta topografia gerada pelo método das fronteiras imersas.

A primeira parte deste estudo foi focada na comparação de correntes de densidade polidispersas na configuração *lock-exchange*, motivada pelos experimentos de Kubo (2004) e também pelo trabalho numérico realizado por Nasr-Azadani et al. (2013).

Na segunda parte, as atenções foram fixadas na tentativa de reproduzir a dinâmica de mergulho de plumas hiperpicnais geradas a partir de descargas de rios, tendo como fator de motivação os experimentos realizados por Lamb et al. (2010).

Todas as simulações computacionais foram realizadas para configurações bidimensionais apenas. O parecer geral sobre os resultados obtidos neste estudo para os casos citados acima é apresentado nas seções a seguir.

6.1 Da Configuração *Lock-Exchange*

Os resultados para esta configuração, mostraram uma razoável diferença entre os resultados numéricos e os experimentos de referência na questão quantitativa do assunto, principalmente para a geometria mais complexa, onde notou-se maior sedimentação no início do domínio computacional em relação aos experimentos. Da posição da frente da corrente observou-se uma boa concordância em todos os casos nos instantes iniciais das simulações.

Essas diferenças são o reflexo no número de Reynolds empregado nas simulações ($Re = 5000$) em comparação aos homólogos experimentos ($Re \approx 18000$), da possível ocorrência de re-suspensão de partículas e erosão do leito nos casos experimentais, o que não é presente nos casos numéricos e também fruto do efeito bidimensional do sistema.

Estes resultados reforçam o fato, já observado no trabalho de Espath et al. (2014), de que a configuração bidimensional não é capaz de reproduzir quantitativamente bem os resultados experimentais, sendo necessária a realização de simulações tridimensionais, o que não foi possível no decorrer deste trabalho.

A despeito destas diferenças, as simulações numéricas se mostraram uma eficiente ferramenta de estudo para os casos, possibilitam a visualização da inteira evolução da corrente de densidade e os detalhes completos de suas estruturas para todos os instantes de tempo.

6.2 Da Simulação Numérica de Plumas Hiperpicnais

A segunda, e mais longa, parte deste estudo, contemplou a reprodução, em configuração bidimensional, do fenômeno conhecido como ponto de mergulho. A simulação realizada com base nos experimentos de Lamb et al. (2010) reproduziu qualitativamente os resultados experimentais, mostrando toda a dinâmica de formação de correntes hiperpicnais geradas em descargas de rios.

Diferenças nos resultados obtidos, são fruto de diversos fatores, sendo estes, a bidimensionalidade do sistema; a natureza polidispersa do escoamento experimental, em contraste das simulações realizadas levando-se em consideração apenas uma partícula; a presença de deposição, erosão e re-suspensão de material nos experimentos; a incerteza associada aos dados obtidos dos experimentos.

Foram então realizadas simulações computacionais, voltadas a avaliar a influência da concentração inicial, velocidade de queda da partícula, inclinação da rampa e também na influência da salinidade na dinâmica das correntes de densidade geradas nas descargas de rios.

Nas simulações observou-se que a concentração inicial afeta diretamente a posição do ponto de mergulho, e também a velocidade de propagação da corrente hiperpicnal formada após o colapso da coluna de sedimentos, o aumento na concentração causou a retração no ponto de mergulho e conseqüente diminuição da espessura da coluna de sedimentos necessária para que ocorresse o colapso e o aumento da velocidade na seção inicial da corrente após o mergulho. Quanto os perfis de depósito, estes quase não foram afetados pela mudança no ponto de mergulho.

Quanto a velocidade de queda da partícula, quase não ocorreu mudança no ponto de mergulho para as diferentes partículas, sendo que em média, a posição permaneceu na mesma distância. Porém a velocidade de queda influencia diretamente no perfil de depósito, uma vez que partículas com velocidade de queda maior, tem a tendência a depositar-se no início do domínio.

Para a variação do ângulo de inclinação da rampa também ocorreu a sensível retração do ponto de mergulho conforme aumentou-se a inclinação em ambas as configurações apresentadas, esta variação na inclinação gerou uma grande turbulência e maior difusão da concentração no domínio computacional, causada pelos grandes vórtices gerados no canal de entrada.

Estes vórtices são visualizados em todas as simulações apresentadas na segunda parte do trabalho e são ocasionados pelo efeito da bidimensionalidade do sistema. Este mesmo efeito limitou as simulações, pois para números de Richardson muito baixos ocorre uma grande difusão da concentração de partículas no domínio. Para o caso da variação da inclinação o perfil de depósito mostrou uma maior deposição no início da rampa.

O resultado da adição do campo de salinidade às simulações realizadas mostrou um bom acordo com o que visto na literatura, sendo que para $Ri_{part} < Ri_{sal}$ ocorreu a formação de uma pluma hipopical que foi transportada pela superfície do domínio. Não foi possível a geração de uma corrente hiperpical neste caso como nos experimentos de Parsons et al. (2001), pois o campo de concentração deixa o domínio através da fronteira imersa, impedindo o acúmulo de concentração necessária para ignição deste processo.

Em geral o método de simulação numérica direta, combinado com o método das fronteiras imersas, mostrou-se eficiente para o estudo de correntes de densidade geradas por descargas de rios.

7 PROPOSTA PARA TRABALHOS FUTUROS

Alguns trabalhos futuros podem ser desenvolvidos com base nesta dissertação, sendo estes:

- O desenvolvimento de simulações tridimensionais com a incorporação do método das fronteiras imersas.
- A avaliação das tensões geradas pela correntes hiperpicnais e o potencial de erosão das mesmas.
- A implementação de uma condição de contorno que permita o acúmulo e re-suspensão de partículas no leito.
- A incorporação de diversos tamanhos de grãos para o modelo de plumas hiperpicnais
- A simulação da pluma turbulenta com rampa na configuração de estuário, permitindo o espalhamento da corrente em todas as direções do domínio.
- Análise da influência da diferença de temperatura do corpo receptor em relação ao fluxo adentrante.

REFERÊNCIAS

- AKIYAMA, J.; STEFAN, H. Plunging flow into a reservoir: Theory. **Journal of Hydraulic Engineering**, v. 110, n. 4, p. 484–499, 1984.
- ARAUJO, M. A. V. da C. **Erosion mechanisms in marine sediments**. 283 p. Tese (Doutorado em Engenharia) — Universidade do Minho, Guimarães, 2004.
- BATES, C. C. Rational theory of delta formation. **AAPG Bulletin**, v. 37, n. 9, p. 2119–2162, 1953.
- BLANCHETTE, F.; PICHE, V.; MEIBURG, E.; STRAUSS, M. Evaluation of a simplified approach for simulating gravity currents over slopes of varying angles. **Computers and Fluids**, v. 35, n. 5, p. 492–500, 2006.
- BLANCHETTE, F.; STRAUSS, M.; MEIBURG, E.; KNELLER, B.; GLINSKY, M. E. High-resolution numerical simulations of resuspending gravity currents: Conditions for self-sustainment. **Journal of Geophysical Research: Oceans**, v. 110, n. C12, p. n/a–n/a, 2005.
- BOFFO, C. H. **Modelagem física de correntes de densidade em ambientes salinos sob diferentes contrastes de densidade**. 121 p. Dissertação (Mestrado em Engenharia) — Instituto de Pesquisas Hidráulicas (IPH), Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 2010.
- BONNECAZE, R. T.; HUPPERT, H. E.; LISTER, J. R. Particle-driven gravity currents. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 250, p. 339–369, 5 1993.
- BRITTER, R. E.; LINDEN, P. F. The motion of the front of a gravity current travelling down an incline. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 99, p. 531–543, 8 1980.
- BRITTER, R. E.; SIMPSON, J. E. Experiments on the dynamics of a gravity current head. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 88, p. 223–240, 9 1978.
- BUARQUE, D. C. **SIMULAÇÃO NUMÉRICA DIRETA DE UM ESCOAMENTO TURBULENTO EM UM CANAL COM FUNDO ONDULADO**. 160 p. Dissertação (Mestrado Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental) — Instituto de Pesquisas Hidráulicas (IPH), Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 2007.
- CANTERO, M. I.; BALANCHANDAR, S.; GARCIA, M. H. High-resolution simulations of cylindrical density currents. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 590, p. 437–469, 11 2007.
- CARTER, L.; BRUNET, D.; DREW, S.; MARIE, G.; HAGADORN, L.; BARTLETT-MCNIEL, D.; IRVINE, N. **Submarine Cables and the Oceans: Connecting the World**. [S.I.]: ICPC/UNEP/UNEP-WCMC, 2009. (Biodiversity Series, 31).
- DEL REY, A. C. **Simulação Física de Processos Gravitacionais Subaquosos: uma aproximação para o entendimento da sedimentação marinha profunda**. 251 p. Tese (Doutorado em Geociências) — Instituto de Geociências, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 2006.

- ENGELUND, F.; HANSEN, E. **A monograph on sediment transport in alluvial streams**. [S.l.]: Teknisk, 1972.
- ESPATH, L. F. da R.; PINTO, L. C.; LAIZET, S.; SILVESTRINI, J. H. Two- and three-dimensional direct numerical simulation of particle-laden gravity currents. **Computers & Geosciences**, v. 63, n. 0, p. 9–16, 2014.
- FERGUSON, R.; CHURCH, M. A simple universal equation for grain settling velocity. **Journal of Sedimentary Research**, v. 74, n. 6, p. 933–937, 2004.
- FERZIGER, J.; PERIC, M. **Computational Methods for Fluid Dynamics**. [S.l.]: Springer Berlin Heidelberg, 2001.
- FIGUEIREDO, F. P. **Simulação numérica e computacional de correntes de turbidez de baixa densidade para sedimentação de bacias**. 100 p. Tese (Doutorado em Engenharia Civil) — Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 2010.
- FORTUNA, A. de O. **Técnicas computacionais para dinâmica dos fluidos: conceitos básicos e aplicações**. [S.l.]: Edusp, 2000.
- FRANCISCO, E. P. **Modelagem matemática e simulação numérica direta de correntes de gravidade poli-dispersas**. 78 p. Dissertação (Mestrado em Engenharia e Tecnologia de Materiais) — Faculdade de Engenharia, Pontifícia Universidade Católica do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 2014.
- GARCÍA, M. H. Hydraulic jumps in sediment-driven bottom currents. **Journal of Hydraulic Engineering**, v. 119, n. 10, p. 1094–1117, 1993.
- GIBBS, R. J.; MATTHEWS, M. D.; LINK, D. A. The relationship between sphere size and settling velocity. **Journal of Sedimentary Research**, v. 41, n. 1, p. 7–18, 1971.
- GLADSTONE, C.; PHILLIPS, J. C.; SPARKS, R. S. J. Experiments on bidisperse, constant-volume gravity currents: propagation and sediment deposition. **Sedimentology**, Blackwell Science Ltd., v. 45, n. 5, p. 833–843, 1998.
- GRIEBEL, M.; DORNSHEIFER, T.; NEUNHOEFFER, T. **Numerical Simulation in Fluid Dynamics: A Practical Introduction**. [S.l.]: Society for Industrial and Applied Mathematics, 1998. (Monographs on Mathematical Modeling and Computation).
- HENNIGER, R. **Direct and Large-Eddy simulation of particle transport processes in estuarine environments**. Tese (Doutorado) — ETH, Zurich, 2011.
- HENNIGER, R.; KLEISER, L. Temporal evolution, morphology, and settling of the sediment plume in a model estuary. **Phys. Fluids**, v. 24, n. 8, abr. 2012.
- HOUWING, E.-J.; RIJN, L. C. van. In situ erosion flume (isef): determination of bed-shear stress and erosion of a kaolinite bed. **Journal of Sea Research**, v. 39, n. 34, p. 243 – 253, 1998.
- HUPPERT, H. E. Gravity currents: a personal perspective. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 554, p. 299–322, 5 2006.

HÄRTEL, C.; CARLSSON, F.; THUNBLUM, M. Analysis and direct numerical simulation of the flow at a gravity-current head. part 2. the lobe-and-cleft instability. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 418, p. 213–229, 9 2000.

HÄRTEL, C.; KLEISER, L.; MICHAUD, M.; STEIN, C. F. A direct numerical simulation approach to the study of intrusion fronts. **Journal of Engineering Mathematics**, Kluwer Academic Publishers, v. 32, n. 2-3, p. 103–120, 1997.

HÄRTEL, C.; MEIBURG, E.; NECKER, F. 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, p. 189–212, 9 2000.

IBGE. **Vocabulário Básico de Recursos Naturais e Meio Ambiente**. [S.l.], 2004. Disponível em: <<http://www.ibge.gov.br/home/presidencia/noticias/vocabulario.pdf>>.

JOHNSON, K. S.; PAULL, C. K.; BARRY, J. P.; CHAVEZ, F. P. A decadal record of underflows from a coastal river into the deep sea. **Geology**, v. 29, n. 11, p. 1019–1022, 2001.

JULIEN, P. Y. **Erosion and Sedimentation**. [S.l.]: Cambridge University Press, 2010. 262 p.

KHAN, S. M.; IMRAN, J.; BRADFORD, S.; SYVITSKI, J. Numerical modeling of hyperpycnal plume. **Marine Geology**, v. 222-223, n. 0, p. 193–211, 2005.

KINEKE, G.; WOOLFE, K.; KUEHL, S.; MILLIMAN, J.; DELLAPENNA, T.; PURDON, R. Sediment export from the sepik river, papua new guinea: evidence for a divergent sediment plume. **Continental Shelf Research**, v. 20, n. 16, p. 2239 – 2266, 2000. Oceanic Flood Sedimentation.

KNELLER, B.; BUCKEE, C. The structure and fluid mechanics of turbidity currents: a review of some recent studies and their geological implications. **Sedimentology**, Blackwell Science, Ltd, v. 47, p. 62–94, 2000.

KNELLER, B.; MCCAFFREY, W. Depositional effects of flow nonuniformity and stratification within turbidity currents approaching a bounding slope; deflection, reflection, and facies variation. **Journal of Sedimentary Research**, v. 69, n. 5, p. 980–991, 1999.

KRAVCHENKO, A.; MOIN, P. On the effect of numerical errors in large eddy simulations of turbulent flows. **Journal of Computational Physics**, v. 131, n. 2, p. 310–322, 1997.

KUBO, Y. Experimental and numerical study of topographic effects on deposition from two-dimensional, particle-driven density currents. **Sedimentary Geology**, v. 164, n. 3-4, p. 311–326, 2004.

KUBO, Y.; NAKAJIMA, T. Laboratory experiments and numerical simulation of sediment-wave formation by turbidity currents. **Marine Geology**, v. 192, n. 1-3, p. 105 – 121, 2002.

LAIZET, S.; LAMBALLAIS, E. High-order compact schemes for incompressible flows: A simple and efficient method with quasi- spectral accuracy. **Journal of Computational Physics**, v. 228, n. 16, p. 5989 – 6015, 2009.

- LAIZET, S.; LAMBALLAIS, E.; VASSILICOS, J. C. A numerical strategy to combine high-order schemes, complex geometry and parallel computing for high resolution {DNS} of fractal generated turbulence. **Computers Fluids**, v. 39, n. 3, p. 471 – 484, 2010.
- LAIZET, S.; VASSILICOS, J. C. Dns of fractal-generated turbulence. **Flow, Turbulence and Combustion**, Springer Netherlands, v. 87, n. 4, p. 673–705, 2011.
- LAMB, M. P.; MCELROY, B.; KOPRIVA, B.; SHAW, J.; MOHRIG, D. Linking river-flood dynamics to hyperpycnal-plume deposits: Experiments, theory, and geological implications. **Geological Society of America Bulletin**, v. 122, n. 9-10, p. 1389–1400, 2010.
- LAMBALLAIS, E.; SILVESTRINI, J. H. Direct numerical simulation of interactions between a mixing layer and a wake around a cylinder. **Journal of Turbulence**, p. N28, 2002.
- LELE, S. K. Compact finite difference schemes with spectral-like resolution. **Journal of Computational Physics**, v. 103, n. 1, p. 16–42, 1992.
- MANICA, R. **Modelagem física de correntes de densidade não conservativas em canal tridimensional de geometria simplificada**. 122 p. Dissertação (Mestrado em Engenharia) — Instituto de Pesquisas Hidráulicas (IPH), Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 2002.
- MANICA, R. **Geração de correntes de turbidez de alta densidade: condicionantes hidráulicos e deposicionais**. 390 p. Tese (Doutorado em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental) — Instituto de Pesquisas Hidráulicas (IPH), Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 2009.
- MARTINEZ, D. M. V. **Transição à turbulência na camada de mistura estavelmente estratificada utilizando simulação numérica direta e simulação de grandes escalas**. 200 p. Tese (Doutorado em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental) — Instituto de Pesquisas Hidráulicas (IPH), Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 2006.
- MAXWORTHY, T. The dynamics of sedimenting surface gravity currents. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 392, p. 27–44, 8 1999.
- MEIBURG, E.; KNELLER, B. Turbidity currents and their deposits. **Annual Review of Fluid Mechanics**, v. 42, n. 1, p. 135–156, 2010.
- MIDDLETON, G. V. Sediment deposition from turbidity currents. **Annual Review of Earth and Planetary Sciences**, v. 21, n. 1, p. 89–114, 1993.
- MIKKELSEN, O. A. Examples of spatial and temporal variations of some fine-grained suspended particle characteristics in two danish coastal water bodies. **Oceanologica Acta**, CDR CENTRALE DES REVUES, v. 25, n. 1, p. 39–49, 2002.
- MILLIMAN, J. D.; SYVITSKI, J. P. M. Geomorphic/tectonic control of sediment discharge to the ocean: The importance of small mountainous rivers. **The Journal of Geology**, The University of Chicago Press, v. 100, n. 5, p. pp. 525–544, 1992.

- MITCHENER, H.; TORFS, H. Erosion of mud/sand mixtures. **Coastal Engineering**, v. 29, n. 12, p. 1–25, 1996.
- MITTAL, R.; IACCARINO, G. Immersed boundary methods. **Annual Review of Fluid Mechanics**, v. 37, n. 1, p. 239–261, 2005.
- MOIN, P. **Fundamentals of Engineering Numerical Analysis**. [S.l.]: Cambridge University Press, 2010.
- MULDER, T.; ALEXANDER, J. The physical character of subaqueous sedimentary density flows and their deposits. **Sedimentology**, v. 48, n. 2, p. 269–299, abr. 2001.
- MULDER, T.; SYVITSKI, J. P.; MIGEON, S.; FAUGÈRES, J.-C.; SAVOYE, B. Marine hyperpycnal flows: initiation, behavior and related deposits. a review. **Marine and Petroleum Geology**, v. 20, n. 6–8, p. 861–882, 2003. Turbidites: Models and Problems.
- MULDER, T.; SYVITSKI, J. P. M. Turbidity currents generated at river mouths during exceptional discharges to the world oceans. **Journal of Geology**, v. 103, p. 285–299, may 1995.
- MULDER, T.; SYVITSKI, J. P. M.; SKENE, K. I. Modeling of erosion and deposition by turbidity currents generated at river mouths. **Journal of Sedimentary Research**, v. 68, n. 1, p. 124–137, 1998.
- NASR-AZADANI, M.; HALL, B.; MEIBURG, E. Polydisperse turbidity currents propagating over complex topography: Comparison of experimental and depth-resolved simulation results. **Computers and Geosciences**, v. 53, n. 0, p. 141–153, 2013. Modeling for Environmental Change.
- NASR-AZADANI, M.; MEIBURG, E. Turbins: An immersed boundary, navierstokes code for the simulation of gravity and turbidity currents interacting with complex topographies. **Computers and Fluids**, v. 45, n. 1, p. 14–28, 2011. 22nd International Conference on Parallel Computational Fluid Dynamics (ParCFD 2010).
- NASR-AZADANI, M. M.; MEIBURG, E. Turbidity currents interacting with three-dimensional seafloor topography. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge University Press ({CUP}), v. 745, p. 409–443, mar 2014.
- NECKER, F.; HÄRTEL, C.; KLEISER, L.; MEIBURG, E. High-resolution simulations of particle-driven gravity currents. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 28, n. 2, p. 279–300, 2002.
- NECKER, F.; HÄRTEL, C.; KLEISER, L.; MEIBURG, E. Mixing and dissipation in particle-driven gravity currents. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 545, p. 339–372, 12 2005.
- NEMEC, W. The dynamics of deltaic suspension plumes. In: OTI, M.; POSTMA, G. (Ed.). **Geology of deltas**. Rotterdam: A. A. Balkema, 1995. p. 31–93.
- NETO, A. da S. Simulação de grandes escalas de escoamentos turbulentos. In: **Coleção Cadernos de Turbulência**. Rio de Janeiro: Associação Brasileira de Ciências Mecânicas- ABCM., 2002. v. 1, cap. 4, p. 159–160.

PARAIZO, P. L. B. **Modelagem Numérica dos Processos de Transporte e Deposição de Areia por Correntes de Densidade: uma Ferramenta para o Estudo dos Turbiditos**. 182 p. Tese (Doutorado em Engenharia Civil) — Instituto Alberto Luiz Coimbra de Pós-Graduação e Pesquisa de Engenharia (COPPE), Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 2009.

PARNAUDEAU, P.; CARLIER, J.; HEITZ, D.; LAMBALLAI, E. Experimental and numerical studies of the flow over a circular cylinder at reynolds number 3900. **Physics of Fluids (1994-present)**, v. 20, n. 8, p. –, 2008.

PARNAUDEAU, P.; LAMBALLAIS, E.; HEITZ, D.; SILVESTRINI, J. H. Combination of the immersed boundary method with compact schemes for dns of flows in complex geometry. In: FRIEDRICH, R.; GEURTS, B. J.; MÉTAIS, O. (Ed.). **Direct and Large-Eddy Simulation V**. [S.l.]: Springer Netherlands, 2004, (ERCOFTAC Series, v. 9). p. 581–590.

PARSONS, J. D.; BUSH, J. W. M.; SYVITSKY, J. P. M. Hyperpycnal plume formation from riverine outflows with small sediment concentrations. **Sedimentology**, Seattle, v. 48, n. 2, p. 465–478, abr. 2001.

PESKIN, C. S. The fluid dynamics of heart valves: Experimental, theoretical, and computational methods. **Annual Review of Fluid Mechanics**, v. 14, n. 1, p. 235–259, 1982.

PINTO, L. C. **ANÁLISE POR SIMULAÇÃO NUMÉRICA DO DESPRENDIMENTO DE VÓRTICES DE UM CILINDRO CIRCULAR EM MOVIMENTO FORÇADO**. 141 p. Dissertação (Mestrado em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental) — Instituto de Pesquisas Hidráulicas (IPH), Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 2008.

PINTO, L. C. **ANÁLISE POR SIMULAÇÃO NUMÉRICA DIRETA DO ESCOAMENTO AO REDOR DE UM CILINDRO SUBMETIDO A VIBRAÇÃO INDUZIDA POR VÓRTICES**. 141 p. Tese (Doutorado em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental) — Instituto de Pesquisas Hidráulicas (IPH), Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 2012.

PINTO, L. C.; ESPATH, L. F.; SILVESTRINI, J. H. **Modelagem matemática de escoamentos turbulentos estratificados em estuários por Simulação Numérica Direta**. [S.l.], 2012.

PIPER, D. J.; NORMARK, W. R. Processes that initiate turbidity currents and their influence on turbidites: A marine geology perspective. **Journal of Sedimentary Research**, v. 79, n. 6, p. 347–362, 2009.

PRIOR, D.; YANG, Z.-S.; BORNHOLD, B.; KELLER, G.; LU, N.; WISEMAN W.J., J.; WRIGHT, L.; ZHANG, J. Active slope failure, sediment collapse, and silt flows on the modern subaqueous huanghe (yellow river) delta. **Geo-Marine Letters**, Springer-Verlag, v. 6, n. 2, p. 85–95, 1986.

RIBEIRO, P. A. R. **Desprendimento de vórtices e controle em esteira de cilindros por simulação numérica direta**. 109 p. Dissertação (Mestrado Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental) — Instituto de Pesquisas Hidráulicas (IPH), Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 2002.

RIMOLDI, B.; ALEXANDER, J.; MORRIS, S. Experimental turbidity currents entering density-stratified water: analogues for turbidites in mediterranean hypersaline basins. **Sedimentology**, v. 43, n. 3, p. 527–540, 1996.

ROOIJ, F. de; DALZIEL, S. Time- and space-resolved measurements of the deposition under turbidity currents. **Special Publication of the Internacional Associations of Sedimentologists**, n. 31, p. 207–215, 2001.

SHIN, J. O.; DALZIEL, S. B.; LINDEN, P. F. Gravity currents produced by lock exchange. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 521, p. 1–34, 12 2004. ISSN 1469-7645.

SILVESTRI, J. H. Simulação numérica direta e de grandes escalas de escoamentos transicionais e turbulentos. In: **Coleção Cadernos de Turbulência**. Rio de Janeiro: Associação Brasileira de Ciências Mecânicas- ABCM., 2003. v. 2, cap. 6, p. 1–81.

SIMPSON, J. E. **Gravity currents: in the environment and the laboratory**. Cambridge: Cambridge University Press, 1997. 262 p.

SMAGORINSKY, J. A general circulations experiments with the primitive equations. **Monthly Weather Review**, American Meteorological Society, v. 91, p. 91–164, 03 1963.

SOULSBY, R. **Dynamics of Marine Sands: A Manual for Practical Applications**. [S.l.]: Telford, 1997.

SOUZA, F. A. de; OLIVEIRA, L. R. de; AZEVEDO, L. L. de; SOARES, I. D.; MATA, M. M. Uma revisão sobre a turbulência e sua modelagem. **Revista Brasileira de Geofísica**, scielo, v. 29, p. 21–41, 03 2011.

SPODE, C. **Simulação de Grandes Escalas e Simulação Híbrida RANS/LES do Escoamento Sobre o Degrau com Condições de Contorno Turbulentas**. 134 p. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) — Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, 2006.

TORFS, H.; JIANG, J.; MEHTA, A. Assessment of the erodibility of fine/coarse sediment mixtures. In: MCANALLY, W. H.; MEHTA, A. J. (Ed.). **Coastal and Estuarine Fine Sediment Processes**. [S.l.]: Elsevier, 2000, (Proceedings in Marine Science, v. 3). p. 109–123.

UNGARISH, M. **An Introduction to Gravity Currents and Intrusions**. Haifa: CCR Press, 2009. 489 p.

VITOLA, M. de A. **INFLUENCIA DE UM CONTORNO PLANO SOBRE O DESPRENDIMENTO DE VÓRTICES AO REDOR DE UM CILINDRO CIRCULAR**. 178 p. Tese (Doutorado em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental) — Instituto de Pesquisas Hidráulicas (IPH), Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 2006.

WRIGHT, L.; JR, W. W.; YANG, Z.-S.; BORNHOLD, B.; KELLER, G.; PRIOR, D.; SUHAYDA, J. Processes of marine dispersal and deposition of suspended silts off the modern mouth of the huanghe (yellow river). **Continental Shelf Research**, v. 10, n. 1, p. 1 – 40, 1990.

WRIGHT, L.; YANG, Z.-S.; BORNHOLD, B. D.; KELLER, G. H.; D.B.PRIOR; WISEMAN, W. Hyperpycnal plumes and plume fronts over the huanghe (yellow river) delta front. **Geo-Marine Letters**, Springer-Verlag, v. 6, n. 2, p. 97–105, 1986.

YE, T.; MITTAL, R.; UDAYKUMAR, H.; SHYY, W. An accurate cartesian grid method for viscous incompressible flows with complex immersed boundaries. **Journal of Computational Physics**, v. 156, n. 2, p. 209–240, 1999.

Apêndices

APÊNDICE A – RECURSOS COMPUTACIONAIS

Os recursos computacionais para a realização das simulações aqui apresentadas são os seguintes:

1. Corrente de Densidade Polidispersa:

- Notebook HP Pavilion dv6
- Processador Intel Core i7-720QM 1.6GHz com 4 núcleos Hyper-Threading;
- Placa gráfica GeForce GT 230M com 1GB de memória RAM dedicada;
- Memória RAM: 6GB;
- Tempo aproximado de cada simulação: 48h;

2. Pluma Hiperpicnal:

- Desktop Dell XPS;
- Processador Intel i7-2600 3.4GHz com 4 núcleos Hyper-Threading;
- Memória RAM: 16 GB;
- Placa gráfica ATI Radeon com 2GB de memória RAM dedicada;
- Tempo aproximado de cada simulação: 36h;

O tempo de processamento não é cumulativo, pois devido a tecnologia multi-núcleo presente nas máquinas, foi possível realizar mais de uma simulação simultaneamente.

As simulações apresentadas neste trabalho geraram um volume de dados de aproximadamente 600GB.