

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL  
INSTITUTO DE PESQUISAS HIDRÁULICAS  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM RECURSOS HÍDRICOS E SANEAMENTO  
AMBIENTAL

BRUNO ALVAREZ SCAPIN

ESTUDO DA DINÂMICA DE CORRENTES DE TURBIDEZ EM SISTEMAS  
CANAL-BACIA POR SIMULAÇÃO NUMÉRICA EM DIFERENÇAS FINITAS DE  
SEGUNDA ORDEM

PORTO ALEGRE

2022

BRUNO ALVAREZ SCAPIN

ESTUDO DA DINÂMICA DE CORRENTES DE TURBIDEZ EM SISTEMAS  
CANAL-BACIA POR SIMULAÇÃO NUMÉRICA EM DIFERENÇAS FINITAS DE  
SEGUNDA ORDEM

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-graduação em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, como requisito parcial à obtenção do grau de mestre.

Orientadora: Edith Beatriz Camaño Schettini

PORTO ALEGRE

2022

### CIP - Catalogação na Publicação

Scapin, Bruno Alvarez  
Estudo Da Dinâmica de Correntes de Turbidez em  
Sistemas Canal-Bacia por Simulação Numérica em  
Diferenças Finitas de Segunda Ordem / Bruno Alvarez  
Scapin. -- 2022.  
136 f.  
Orientadora: Edith Beatriz Camaño Schettini.

Dissertação (Mestrado) -- Universidade Federal do  
Rio Grande do Sul, Instituto de Pesquisas Hidráulicas,  
Programa de Pós-Graduação em Recursos Hídricos e  
Saneamento Ambiental, Porto Alegre, BR-RS, 2022.

1. Correntes de Turbidez. 2. Diferenças Finitas. 3.  
Modelagem Numérica. I. Schettini, Edith Beatriz  
Camaño, orient. II. Título.

BRUNO ALVAREZ SCAPIN  
ESTUDO DA DINÂMICA DE CORRENTES DE TURBIDEZ EM SISTEMAS  
CANAL-BACIA POR SIMULAÇÃO NUMÉRICA EM DIFERENÇAS FINITAS DE  
SEGUNDA ORDEM

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-graduação em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, como requisito parcial à obtenção do grau de mestre.

Aprovado em: Porto Alegre, 21 de junho de 2022.

---

Profa. Dra. Edith Beatriz Camaño Schettini - UFRGS

Orientadora

---

Profa. Dra. Daniela Guzzon Sanagiotto - UFRGS

Examinadora

---

Prof. Dr. Bruno Avila Farenzena - PUCRS

Examinador

---

Prof. Dr. Leonardo Romero Monteiro - UDESC

Examinador



## **AGRADECIMENTOS**

Agradeço à minha mãe e minha irmã, pelo incentivo que sempre me dão para correr atrás dos meus objetivos; ao meu pai, por todo o suporte e por ter me motivado a estudar disciplinas científicas tão fascinantes; à vó Laura e tia Inês, por todo o apoio dado ao longo desta etapa e por todo o carinho que sempre me dão; aos meus queridos tios e primos pelos momentos felizes e descontraídos que me sempre me regalam, seja em Montevideo ou Porto Alegre.

À cada um dos professores que tive até hoje, por contribuírem com a minha formação, especialmente à professora Beatriz por toda a ajuda, conselhos, ensinamentos e orientação dados através das incontáveis reuniões à distância. Ao meu colega Vinícios, por me ajudar a começar os estudos utilizando uma ferramenta nova.

Aos meus amigos Gabriel, Leo, Vini, Thiago e Eduardo, por compreenderem as minhas ausências e por, apesar da distância, estarem ao meu lado para compartilhar e comemorar conquistas.

*“The book of nature is written in the language of mathematics.  
Measure what is measurable, and make measurable what is not so.”*

- Galileo Galilei

## RESUMO

As correntes de densidade são fluxos que se manifestam devido à diferença de energia potencial, resultante da variação de massa específica entre misturas. Para o caso das correntes de turbidez, esta diferença é oriunda da presença de baixas concentrações de partículas que se encontram suspensas devido à ação da turbulência do escoamento. Uma das abordagens utilizadas para a modelagem deste processo é a numérica, cuja aplicação se baseia na resolução do conjunto de equações diferenciais parciais que descrevem as suas leis físicas governantes. O estudo da dinâmica deste fenômeno é essencial para o entendimento de mecanismos de transporte e deposição de partículas responsáveis pela formação de depósitos sedimentares turbidíticos. O objetivo deste trabalho é indicar padrões deposicionais de correntes de turbidez geradas em configuração de canal-bacia, a qual busca simular a propagação da corrente em um domínio que possibilita o fluxo nas três componentes cartesianas, utilizando uma abordagem numérica de segunda ordem de precisão. Para isso, utilizou-se o código SuLi, que resolve as Equações da Continuidade, Navier-Stokes e Advecção-Difusão. Foi implementado um novo esquema em diferenças finitas para resolver a Equação de Advecção-Difusão, onde as derivadas do termo temporal e do termo Advectivo foram calculadas utilizando aproximações de segunda ordem de precisão. A validação do código foi realizada considerando resultados de outros autores, para os casos de *lock-release* e alimentação contínua, obtidos através de experimentos numéricos e físicos. O esquema numérico implementado foi capaz de representar corretamente a dinâmica de propagação de correntes de turbidez para as condições consideradas. Os resultados evidenciaram que variações dos valores de diâmetro de partícula afetam a dinâmica do fenômeno, governando o espalhamento de sedimento e os padrões de depósitos. Correntes formadas por maiores concentrações de sedimento, e menores diâmetros de partículas tendem a gerar estruturas deposicionais mais definidas.

**Palavras-chave:** Correntes de Turbidez; Diferenças Finitas; Modelagem Numérica.

## **ABSTRACT**

Density currents manifest themselves as flows that occur due to the difference of potential energy, arising from the variation of specific mass between mixtures. In the case of turbidity currents, this difference results from the presence of low concentrations of particles, suspended due to the action of turbulence. Numerical modeling is one of the most currently used tools for the study of this type of process, whose application is based on solving the set of partial differential equations that describe its governing physical laws. The study of the dynamics of this phenomenon is essential for understanding the mechanisms of transport and deposition of particles responsible for the formation of turbidite sedimentary deposits. The objective of this work is to indicate depositional patterns of turbidity currents generated in a channel-basin configuration, which seeks to simulate the propagation of the current in a domain that allows the flow in the three Cartesian components, through a second order numerical approach. In this work it was adapted the code SuLi, which solves through the finite difference method, the Continuity, Navier-Stokes and the Advection-Diffusion equations. A new scheme was implemented to solve the Advection-Diffusion equation, where the derivatives of the temporal and Advective terms were approximated using second-order finite difference approximations. The model was validated through other authors' results of lock-release and constant-flux input-formed turbidity currents, obtained through numerical and physical experiments. The implemented numerical scheme was able to correctly represent the dynamics of propagation of turbidity currents for the considered conditions. Currents of higher sediment concentrations and smaller particle diameters tend to generate more explicit depositional structures.

**Keywords:** Turbidity currents; Finite Difference; Numerical Modeling.

## LISTA DE ILUSTRAÇÕES

2.1	Relevo de um ambiente marinho. (Boggs, 2006 [3]). . . . .	5
2.2	Subdivisão esquemática de uma corrente de turbidez. (Adaptado de D'Ávila et al., 2008 [9]). . . . .	7
2.3	Corrente de turbidez bipartida em uma camada basal densa e laminar e uma camada superior turbulenta. (Adaptado de D'Ávila et al., 2008 [9]). . . . .	8
2.4	Estruturas da cabeça e corpo de uma corrente de turbidez. (Boggs, 2006 [3]). . . . .	9
2.5	Instalação experimental usada por Luthi (1981). A = Tanque de mistura 3 x 1 x 1 m ; B = Bomba ; C = Tubo de Venturi ; D = Mangueira para recirculação ; E = Bacia experimental 10 x 6 x 1 m ; F = Rampa de PVC ; G = Sistema de drenagem. (Luthi, 1981 [33]). . . . .	11
2.6	Esquema de resultados referentes à espessura e estrutura do depósito de experimentos realizados por Luthi (1981). (adaptado de Luthi, 1981 [33]). . . . .	11
2.7	Resultados referentes ao raio da frente em função do tempo, e a densidade de depósito, para correntes formadas por <i>lock-release</i> . (a) 37 e (b) 23 $\mu\text{m}$ de diâmetro. (adaptado de Bonneau et al., 1995 [4]). . . . .	12
2.8	Resultados referentes ao raio da frente em função do tempo, e a densidade de depósito, correntes formadas por fluxo contínuo. (a) 53 e (b) 37 $\mu\text{m}$ de diâmetro. (adaptado de Bonneau et al., 1995 [4]). . . . .	13
2.9	Resultados de experimentos realizados por Parsons et al. (Parsons et al., 2002 [49]). . . . .	14
2.10	Morfologia do depósito. (A, B, C) Corrente de alta densidade ; (D, E, F) Corrente de baixa densidade. (Fick et al., 2017 [15]). . . . .	14
2.11	Campos instantâneos de concentração para simulações de casos bidimensionais e tridimensionais. (Adaptado de Francisco, 2014 [17]) . . . . .	16
2.12	Configuração simulada por Francisco et al. (Francisco et al., 2018 [19]). . . . .	17
2.13	Resultados da posição da frente da corrente, para o sentido <i>streamwise</i> (esquerda) e <i>spanwise</i> (direita), obtidos por Francisco et al. (Adaptado de Francisco et al., 2018 [19]). . . . .	17
2.14	Resultados de taxa de sedimentação e massa suspensa em função do tempo, obtidos por Francisco et al. (Adaptado de Francisco et al., 2018 [19]). . . . .	18
2.15	Mapas de depósito obtidos por Francisco et al. (Adaptado de Francisco et al., 2018 [19]). . . . .	18

2.16	Esquema do espectro de energia cinética turbulenta. I: Intervalo de vórtices de maiores escalas, II: Intervalo inercial, III: Intervalo de dissipação. (Davidson, 2002 [8]). . . . .	23
2.17	Classificação dos Métodos de discretização mais utilizados na Mecânica dos Fluidos Computacional. (Laurien & Oertek, 2011 [28] apud Monteiro, 2014 [39]). . . . .	28
2.18	Sistema cartesiano de grades com arranjo deslocado. a) Planos $xz$ ; b) Planos $yz$ . (Monteiro, 2014 [39]). . . . .	31
2.19	Exemplo de desacoplamento par-ímpar da pressão para simulação 2D do o caso <i>lid-driven cavity flow</i> . (Própria do Autor). . . . .	31
3.1	Esquema do domínio de cálculo utilizado para comparações com Francisco et al., (2018) [19]. . . . .	41
3.2	Condição inicial para a concentração utilizada para simulações de <i>lock-exchange</i> . . . . .	42
3.3	Condição de entrada da mistura. . . . .	44
4.1	Conservação da massa para os casos <b>R5K0</b> , <b>R5K2</b> , <b>R5K4</b> e <b>R5K8</b> . Em linha cinza a quantidade total de massa inicial para todas as simulações. Cada cor representa um caso de diâmetro de partícula, e cada estilo de linha representa o esquema numérico considerado. . . . .	47
4.2	$x_f$ para caso <b>R5K0</b> (corrente conservativa). . . . .	49
4.3	$x_f$ para caso <b>R10K2</b> (corrente não conservativa). . . . .	49
4.4	Valores de concentração em $y = \frac{L_y}{2}$ para o caso <b>R5K0</b> , $t = 0, 10, 20, 30, 40, 50$ e $60$ s. $Re = 5000$ , corrente conservativa. . . . .	53
4.5	Valores de concentração em $y = \frac{L_y}{2}$ para o caso <b>R5K2</b> , $t = 0, 10, 20, 30, 40$ e $50$ s. $Re = 5000$ , $d = 35.8 \mu m$ . . . . .	54
4.6	Valores de concentração em $y = \frac{L_y}{2}$ para o caso <b>R5K4</b> , $t = 0, 10, 20, 30, 40$ e $50$ s. $Re = 5000$ , $d = 50.6 \mu m$ . . . . .	55
4.7	Valores de concentração em $y = \frac{L_y}{2}$ para o caso <b>R5K8</b> , $t = 0, 10, 20, 30, 40$ e $50$ s. $Re = 5000$ , $d = 71.6 \mu m$ . . . . .	56
4.8	Valores de concentração em $y = \frac{L_y}{2}$ para o caso <b>R1K2</b> , $t = 0, 50, 100, 150, 200, 250$ e $300$ s. $Re = 10^3$ , $d = 16.38 \mu m$ . . . . .	57
4.9	Valores de concentração em $y = \frac{L_y}{2}$ para o caso <b>R10K2</b> , $t = 0, 2.5, 5, 7.5, 10$ e $15$ s. $Re = 10^4$ , $d = 50.6 \mu m$ . . . . .	58
4.10	Propagação da corrente, caso <b>R5K0</b> , $t = 10, 20, 30, 40, 50$ e $60$ s. $Re = 5000$ , corrente conservativa. . . . .	60
4.11	Propagação da corrente, caso <b>R5K2</b> , $t = 10, 20, 30, 40, 50$ e $60$ s. $Re = 5000$ , $d = 35.8 \mu m$ . . . . .	61
4.12	Propagação da corrente, caso <b>R5K4</b> , $t = 10, 20, 30, 40, 50$ e $60$ s. $Re = 5000$ , $d = 50.6 \mu m$ . . . . .	62
4.13	Propagação da corrente, caso <b>R5K8</b> , $t = 10, 20, 30, 40, 50$ e $60$ s. $Re = 5000$ , $d = 71.6 \mu m$ . . . . .	63

4.14 Propagação da corrente, caso <b>R1K2</b> , $t = 50, 100, 150, 200, 250$ e $300$ s. $Re = 10^3$ , $d = 16.38 \mu m$ . . . . .	64
4.15 Propagação da corrente, caso <b>R10K2</b> , $t = 5, 10, 15, 20, 30$ e $40$ s. $Re = 10^4$ , $d = 50.6 \mu m$ . . . . .	65
4.16 Conservação de massa para o caso <b>R5K0</b> . . . . .	67
4.17 Conservação de massa para o caso <b>R5K2</b> . . . . .	67
4.18 Conservação de massa para o caso <b>R5K4</b> . . . . .	68
4.19 Conservação de massa para o caso <b>R5K8</b> . . . . .	68
4.20 Conservação de massa para o caso <b>R1K2</b> . . . . .	69
4.21 Conservação de massa para o caso <b>R10K2</b> . . . . .	69
4.22 Taxa de sedimentação para os casos <b>R1K2</b> , <b>R5K2</b> , <b>R5K4</b> , <b>R5K8</b> e <b>R10K2</b> . . . . .	71
4.23 Posição da frente nos sentidos <i>streamwise</i> $x_f$ (coluna à esquerda) e <i>spanwise</i> $y_f$ (coluna à direita), para os casos <b>R5K0</b> , <b>R5K2</b> , <b>R5K4</b> , <b>R5K8</b> , <b>R1K2</b> e <b>R10K2</b> . . . . .	73
4.24 Velocidade da frente nos sentidos <i>streamwise</i> $u_f$ (coluna à esquerda) e <i>spanwise</i> $v_f$ (coluna à direita), para os casos <b>R1K2</b> , <b>R5K0</b> , <b>R5K2</b> , <b>R5K4</b> , <b>R5K8</b> e <b>R10K2</b> . . . . .	75
4.25 Mapas de depósito para o caso <b>R5K2</b> , $t = 10, 20, 40$ e $70$ s. . . . .	77
4.26 Mapas de depósito para o caso <b>R5K4</b> , $t = 10, 20, 40$ e $70$ s. . . . .	78
4.27 Mapas de depósito para o caso <b>R5K8</b> , $t = 10, 20, 30$ e $70$ s. . . . .	78
4.28 Mapas de depósito para o caso <b>R1K2</b> , $t = 50, 100, 200$ e $350$ s. . . . .	79
4.29 Mapas de depósito para o caso <b>R10K2</b> , $t = 5, 10, 15$ e $40$ s. . . . .	79
4.30 Propagação da corrente e corte em $y = \frac{L_y}{2}$ , caso <b>Q130g10</b> , $t = 5, 10, 15, 20, 25$ e $30$ s. . . . .	81
4.31 Propagação da corrente e corte em $y = \frac{L_y}{2}$ , caso <b>Q130g20</b> , $t = 5, 10, 15, 20, 25$ e $30$ s. . . . .	82
4.32 Conservação de massa para o caso <b>Q130g10NC</b> . . . . .	84
4.33 Conservação de massa para o caso <b>Q130g20NC</b> . . . . .	84
4.34 Posição da frente $x_f$ para o caso <b>Q130g10NC</b> . . . . .	86
4.35 Posição da frente $x_f$ para o caso <b>Q130g20NC</b> . . . . .	86
4.36 Velocidade da frente $u_f$ para o caso <b>Q130g10NC</b> . . . . .	87
4.37 Velocidade da frente $u_f$ para o caso <b>Q130g20NC</b> . . . . .	87
4.38 Posição da frente no sentido <i>streamwise</i> ( $x_f$ ) em função do tempo, para $d = 11, 27, 35, 45, 69, 90, 120, 150 \mu m$ . . . . .	91
4.39 Posição da frente no sentido <i>spanwise</i> ( $y_f$ ) em função do tempo, para $d = 11, 27, 35, 45, 69, 90, 120, 150 \mu m$ . . . . .	91
4.40 Velocidade da frente do sentido <i>streamwise</i> para $d = 11, 27, 35, 45, 69, 90, 120, 150 \mu m$ . . . . .	92
4.41 Velocidade da frente do sentido <i>spanwise</i> para $d = 11, 27, 35, 45, 69, 90, 120, 150 \mu m$ . . . . .	93
4.42 Taxa de sedimentação para $d = 11, 27, 35, 45, 69, 90, 120, 150 \mu m$ . . . . .	94
4.43 Mapa de depósito para $d = 11 \mu m$ . . . . .	95

---

4.44	Mapa de depósito para $d = 27 \mu m$ . . . . .	96
4.45	Mapa de depósito para $d = 69 \mu m$ . . . . .	97
4.46	Mapa de depósito para $d = 90 \mu m$ . . . . .	97
4.47	Mapa de depósito para $d = 120 \mu m$ . . . . .	98
4.48	Mapa de depósito para $d = 150 \mu m$ . . . . .	98
4.49	Perfil do depósito, $y = L_y/2$ , para $d = 11, 27, 35, 45, 69, 90, 120$ e $150 \mu m$ . . . . .	99
4.50	Conservação da massa para o caso <b>Q130g5d53</b> . . . . .	100
4.51	Conservação da massa para o caso <b>Q130g5d69</b> . . . . .	101
4.52	Conservação da massa para o caso <b>Q130g10d69</b> . . . . .	101
4.53	Taxa de sedimentação para os casos <b>Q130g5d53</b> , <b>Q130g5d69</b> e <b>Q130g10d69</b> . . . . .	102
4.54	Posição da frente no sentido <i>streamwise</i> para os casos <b>Q130g5d53</b> , <b>Q130g5d69</b> e <b>Q130g10d69</b> . . . . .	103
4.55	Velocidade da frente no sentido <i>streamwise</i> para os casos <b>Q130g5d53</b> , <b>Q130g5d69</b> e <b>Q130g10d69</b> . . . . .	104
4.56	Mapa de depósito para o caso <b>Q130g5d53</b> . . . . .	105
4.57	Mapa de depósito para o caso <b>Q130g5d69</b> . . . . .	105
4.58	Mapa de depósito para o caso <b>Q130g10d69</b> . . . . .	106

## LISTA DE TABELAS

2.1	Classificação de fluxos gravitacionais. (Adaptado de Gani, 2004 [20] apud Manica, 2009 [34]). . . . .	6
2.2	Comparação de métodos utilizados para a resolução da Equação de Poisson. Tipo D: direto, Tipo I: indireto. (Adaptado de Dehmel, 1996 [11]). . . . .	33
3.1	Condições de contorno. . . . .	40
3.2	Configuração do domínio utilizada para as comparações com Francisco et al. (2018) [19]. . . . .	40
3.3	Condições de contorno utilizadas para simular as paredes do <i>lock</i> . . . . .	41
3.4	Parâmetros físicos de simulação, caso de <i>lock-exchange</i> . (Adaptado de Francisco et al., 2018 [19]). . . . .	43
3.5	Configuração do domínio utilizada para as comparações com Bonneau et al. (2018). . . . .	43
3.6	Parâmetros físicos de simulação, caso de alimentação contínua. (Adaptado de Bonneau et al., 1995 [4]). . . . .	44
4.1	Parâmetros de discretização espacial utilizados para a comparação de esquemas numéricos para a Equação de Advecção-Difusão. . . . .	46
4.2	Parâmetros de discretização utilizados para o caso de <i>lock-release</i> . . . . .	51
4.3	Parâmetros de discretização utilizados para o caso de fluxo contínuo. . . . .	80
4.4	Diâmetros de partícula e velocidade de queda considerados para novas simulações de <i>lock-release</i> . . . . .	90
4.5	Parâmetros considerados para simulações de fluxo contínuo, $Q = 130 \text{ cm}^3/\text{s}$ . . . . .	99

## LISTA DE SÍMBOLOS

$c_v$	Concentração volumétrica	$[-]$
$D$	Comprimento característico	$[m^1]$
$d$	Diâmetro de partícula	$[m^1]$
$Fi$	Operador Advectivo em diferenças finitas para a concentração	$[kg^1 m^{-3} s^{-1}]$
$Fd$	Operador Difusivo em diferenças finitas para a concentração	$[kg^1 m^{-3} s^{-1}]$
$Fu$	Operador Advectivo-Difusivo em diferenças finitas para a velocidade $u$	$[m^1 s^{-2}]$
$Fv$	Operador Advectivo-Difusivo em diferenças finitas para a velocidade $v$	$[m^1 s^{-2}]$
$Fw$	Operador Advectivo-Difusivo em diferenças finitas para a velocidade $w$	$[m^1 s^{-2}]$
$\mathbf{g}$	Vetor aceleração da gravidade	$[m^1 s^{-2}]$
$h_d$	Espessura do depósito	$[m^1]$
$\mathbf{J}$	Vetor fluxo de difusão	$[kg^1 m^{-3} s^{-1}]$
$k$	Energia cinética da turbulência por unidade de massa	$[m^2 s^{-2}]$
$K$	Coefficiente de difusão molecular	$[m^2 s^{-1}]$
$l_d$	Escala dissipativa de Kolmogorov	$[m^1]$
$L_{\hat{x}}$	Comprimento do <i>lock</i> referente ao eixo $x$	$[m^1]$
$L_{\hat{y}}$	Comprimento do <i>lock</i> referente ao eixo $y$	$[m^1]$
$L_{\hat{z}}$	Comprimento do <i>lock</i> referente ao eixo $z$	$[m^1]$
$m_s$	Massa de sedimento	$[kg^1]$
$\dot{m}$	Taxa de sedimentação	$[kg^1 m^{-2} s^{-1}]$
$\dot{M}$	Vazão mássica	$[kg^1 s^{-1}]$
$nx$	Número total de elementos em uma malha para o eixo $x$	$[-]$
$ny$	Número total de elementos em uma malha para o eixo $y$	$[-]$
$nz$	Número total de elementos em uma malha para o eixo $z$	$[-]$
$p$	Pressão total	$[Pa^1]$
$\mathbf{q}$	Vetor fluxo de sedimento por unidade de área	$[kg^1 m^{-3} s^{-1}]$
$r$	Tamanho característico de vórtice	$[m^1 -]$
$Re$	Número de Reynolds	$[-]$
$Re_r$	Número de Reynolds local	$[-]$
$Sc$	Número de Schmidt	$[-]$
$t$	Tempo	$[s^1]$
$T$	Temperatura	$[K^1]$
$U$	Velocidade característica	$[m^1 s^{-1}]$

$u$	Velocidade referente ao eixo $x$	$[m^1 s^{-1}]$
$u_f$	Velocidade da frente da corrente no sentido <i>streamwise</i>	$[m^1 s^{-1}]$
$u_s$	Velocidade de queda	$[m^1 s^{-1}]$
$\tilde{u}$	Velocidade não corrigida referente ao eixo $x$	$[m^1 s^{-1}]$
$\mathbf{V}$	Vetor velocidade	$[m^1 s^{-1}]$
$\tilde{\mathbf{V}}$	Vetor velocidade não corrigida	$[m^1 s^{-1}]$
$V_l$	Volume de fluido	$[m^3]$
$V_s$	Volume de sedimento	$[m^3]$
$v$	Velocidade referente ao eixo $y$	$[m^1 s^{-1}]$
$\tilde{v}$	Velocidade não corrigida referente ao eixo $y$	$[m^1 s^{-1}]$
$w$	Velocidade referente ao eixo $z$	$[m^1 s^{-1}]$
$\tilde{w}$	Velocidade não corrigida referente ao eixo $z$	$[m^1 s^{-1}]$
$x$	Coordenada horizontal longitudinal	$[m^1]$
$y$	Coordenada horizontal transversal	$[m^1]$
$z$	Coordenada vertical do plano cartesiano	$[m^1]$
$\alpha$	Coefficiente de expansão volumétrica	$[m^3 kg^{-1}]$
$\beta$	Coefficiente de expansão térmica	$[K^{-1}]$
$\epsilon$	Taxa de dissipação turbulenta	$[m^2 s^{-3}]$
$\kappa$	Número de onda	$[-]$
$\mu$	Viscosidade dinâmica	$[Pa^1 s^1]$
$\phi$	Concentração mássica	$[kg^1 m^{-3}]$
$\rho$	Massa específica do fluido	$[kg^1 m^{-3}]$
$\rho_0$	Massa específica da água limpa	$[kg^1 m^{-3}]$
$\rho_m$	Massa específica da mistura	$[kg^1 m^{-3}]$
$\rho_s$	Massa específica do sedimento	$[kg^1 m^{-3}]$
$\nu$	Viscosidade cinemática	$[m^2 s^{-1}]$

## Índices

$i$	Referente ao eixo $x$
$j$	Referente ao eixo $y$
$k$	Referente ao eixo $z$
$n$	Referente ao tempo

## Siglas

AMR	Adaptative Mesh Refinement / Refinamento Adaptativo de Malha
CFD	Computational Fluid Dynamics / Dinâmica dos Fluidos Computacional
DNS	Direct Numerical Simulation / Simulação Numérica Direta

ENO	Essentially Non-Oscillatory
IBM	Immersed Boundary Method / Método das Fronteiras Imersas
LES	Large Eddy Simulation / Simulação de Grande Escala
RANS	Reynolds Average Navier-Stokes / Navier-Stokes média de Reynolds
WENO	Weighted Essentially Non-Oscillatory

## SUMÁRIO

<b>Lista de Ilustrações</b>	<b>iii</b>
<b>Lista de Tabelas</b>	<b>vii</b>
<b>Lista de Símbolos</b>	<b>viii</b>
<b>1 Introdução</b>	<b>1</b>
1.1 Objetivos . . . . .	4
<b>2 Revisão Bibliográfica</b>	<b>5</b>
2.1 Ambiente deposicional marinho . . . . .	5
2.2 Correntes de turbidez . . . . .	6
2.3 Modelagem de correntes de turbidez . . . . .	10
2.3.1 Estudos experimentais . . . . .	10
2.3.2 Estudos numéricos . . . . .	15
2.4 Equações governantes . . . . .	19
2.4.1 Hidrodinâmica . . . . .	19
2.4.2 Transporte de massa . . . . .	24
2.5 Métodos numéricos . . . . .	27
2.5.1 Métodos numéricos utilizados em CFD . . . . .	27
2.5.2 Esquemas numéricos em Diferenças Finitas . . . . .	29
2.5.3 Equação de Poisson . . . . .	31
<b>3 Metodologia</b>	<b>34</b>
3.1 Navier-Stokes . . . . .	34
3.2 Advecção-Difusão . . . . .	37
3.3 Domínio de cálculo e parâmetros numéricos . . . . .	39
3.3.1 Condições iniciais e de contorno . . . . .	39
3.3.2 Caso de lock-release . . . . .	40
3.3.3 Caso de alimentação contínua . . . . .	43
<b>4 Resultados</b>	<b>45</b>
4.1 Comparação entre esquemas numéricos . . . . .	45
4.2 Análise com resultados de Francisco et al. (2018) . . . . .	50
4.2.1 Propagação das correntes de turbidez simuladas . . . . .	52

---

4.2.2	Conservação de massa . . . . .	66
4.2.3	Taxa de sedimentação . . . . .	70
4.2.4	Evolução da frente . . . . .	72
4.2.5	Densidade de depósito . . . . .	76
4.3	Análise com resultados de Bonneau et al. (1995) . . . . .	80
4.3.1	Propagação das correntes de turbidez simuladas . . . . .	80
4.3.2	Conservação de massa . . . . .	83
4.3.3	Evolução da frente . . . . .	85
4.4	Conclusões da Verificação . . . . .	88
4.5	Caso de lock-release . . . . .	90
4.5.1	Evolução da frente . . . . .	90
4.5.2	Taxa de sedimentação . . . . .	93
4.5.3	Depósito . . . . .	94
4.6	Caso de fluxo contínuo de sedimentos . . . . .	99
4.6.1	Conservação de massa . . . . .	100
4.6.2	Evolução da frente . . . . .	103
4.6.3	Depósito . . . . .	104
<b>5</b>	<b>Conclusões e recomendações</b>	<b>107</b>
5.1	Conclusões . . . . .	107
5.2	Recomendações . . . . .	109
	<b>Referências Bibliográficas</b>	<b>111</b>

## 1 INTRODUÇÃO

As correntes de densidade são fluxos que ocorrem devido à diferença de energia potencial entre misturas, a qual é responsável pela manifestação de uma força de empuxo resultante por ação do campo gravitacional, que provoca a movimentação de fluidos. A diferença entre a massa específica pode ocorrer devido à variação de distintas grandezas físicas tais como a temperatura, salinidade e a presença de partículas, sejam elas suspensas ou dissolvidas.

As correntes de turbidez são um tipo específico de corrente de densidade de baixa concentração de sedimentos e reologia Newtoniana (Manica, 2009 [34]), definidas por Meiburg & Kneller (2010) [35] como fluxos carregados de partículas que se encontram em grande parte ou completamente suspensas devido à turbulência gerada pelo escoamento. Segundo D'Ávila et al. (2003) [10], estas correntes podem ser provocadas por eventos catastróficos de curta duração, tais como choques induzidos por terremotos, ou de longa duração, como grandes cheias fluviais.

Em um contexto geofísico, as correntes de turbidez são um agente que compõe a dinâmica do transporte de sedimentos em ambientes subaquáticos como lagos profundos e oceanos. Tal-ling et al. (2015) [57] consideram este tipo de corrente como um dos processos de transporte de sedimentos mais importantes conhecidos em termos de quantidade de massa, já que este pode superar fluxo anual de sedimentos de todos os rios do mundo em mais de dez vezes.

De acordo com Zgheib et al. (2015) [62], este fenômeno pode ser observado em situações relacionadas a diversos processos industriais, problemas ambientais e eventos geológicos. Devido à sua natureza destrutiva, as correntes de turbidez são um fator crítico para o dimensionamento de estruturas submarinas. Em termos geológicos, este fenômeno é um dos responsáveis pela formação de canyons submarinos. No contexto industrial, o estudo da dinâmica de correntes de turbidez é essencial para o entendimento de processos de transporte e deposição de partículas responsáveis pela formação de depósitos sedimentares turbidíticos (turbiditos). Estas estruturas deposicionais variam de acordo com a distância da área fonte do material sedimentar, com a

morfologia da bacia pela qual a corrente se propaga e com as características da corrente (Manica, 2009 [34]). A partir deste fato, é evidente que o estudo deste fenômeno pode contribuir para a identificação e localização de depósitos de hidrocarbonetos, sendo assim um tema de forte interesse para a indústria do petróleo.

Com a finalidade de compreender os fenômenos físicos envolvidos neste tipo de corrente, nos últimos anos, têm-se utilizado distintos tipos de técnicas de modelagem. De acordo com Popescu (2014) [50] os modelos são uma representação esquemática do mundo real e podem ser utilizados para analisar problemas de diferentes naturezas, tendo o objetivo de simular o que está ocorrendo e prever o que poderá ocorrer dentro de um determinado sistema. Portanto, esta ferramenta é muito útil para a avaliação de distintos processos naturais que tenham impacto nas atividades humanas, sendo um instrumento com aplicação nas diversas áreas relacionadas à engenharia, incluindo as relacionadas aos recursos hídricos. Assim, o estudo da dinâmica do fenômeno em questão contribui para o melhor entendimento de distintos processos sedimentológicos.

Para a simulação de correntes de densidade, atualmente, são amplamente utilizadas dois tipos de abordagens: a modelagem física e a modelagem numérica. A primeira possibilita a observação e a aquisição de dados *in loco* do objeto de estudo, a partir do uso de modelos físicos em escala reduzida construídos com base em análise dimensional e critérios de semelhança. A modelagem numérica, por sua vez, conta com uma abordagem distinta quanto ao estudo dos fenômenos físicos, já que esta é realizada através do uso de equações diferenciais parciais.

As equações que governam o movimento de fluidos podem ser resolvidas analiticamente somente para alguns casos simples. Portanto, em situações mais complexas, são utilizados métodos de soluções numéricos para resolver o equacionamento. Métodos numéricos geralmente são aplicados através da resolução de uma grande quantidade de operações algébricas simples, fazendo com que seja essencial o uso de computadores para a aplicação deste método.

O avanço tecnológico e o surgimento de componentes computacionais mais eficientes desde os anos 50 provocaram o surgimento da dinâmica de fluidos computacional (CFD - *Computational Fluid Dynamics*). De acordo com Khalid (2017) [52], esta ferramenta começou a se tornar interessante para aplicações práticas na engenharia e pesquisa desde o começo dos anos 80,

---

devido aos fortes avanços tecnológicos na área da computação ocorridos na época. É evidente que com o desenvolvimento de computadores mais potentes, este tipo de ferramenta vem se popularizando cada vez mais rapidamente.

Fletcher (2013) [16] lista algumas das vantagens da modelagem numérica sobre a física, destacando o menor tempo e custo no desenvolvimento e desenho do modelo, além da possibilidade de simular condições de escoamento não reproduzíveis em modelos físicos e fornecer informações mais detalhadas das grandezas do objeto de estudo. Apesar das vantagens citadas da modelagem numérica sobre a física, é importante salientar que a segunda também é fundamental para as inúmeras aplicações da modelagem em todas as áreas da engenharia, já que existe a necessidade de dados obtidos através de modelos físicos para possibilitar a modelagem numérica.

A maior parte dos estudos físicos e numéricos de correntes de turbidez que são observados na bibliografia disponível foram conduzidos em configurações referentes a canais retilíneos. Porém, de acordo com Parsons et al. (2007) [48], os canais submarinos raramente são retos, e a corrente tipicamente transporta o material para áreas adjacentes, fazendo com que seja importante o entendimento da mecânica do escoamento não somente da direção principal do fluxo, mas também nas direções laterais.

As características de reologia e as baixas concentrações de matéria do objeto de estudo viabilizam a modelagem deste processo utilizando as Equações da Continuidade para escoamento incompressível, Navier-Stokes e Advecção-Difusão linear. Assim, com a finalidade de simular a propagação do fenômeno em questão, em configuração canal-bacia, foi utilizado o código SuLi (Monteiro & Schettini, 2015 [41]), o qual resolve as Equações tridimensionais da Continuidade e da Quantidade de Movimento, para escoamento à superfície livre, com aproximação não hidrostática para a pressão, utilizando do método de projeção, proposto por Chorin (1968) [7]. Os campos de velocidades são utilizados para resolver a Equação de Advecção-Difusão com a finalidade de modelar o transporte de um escalar, que representa uma certa concentração de sedimentos. O diferencial do presente estudo, em comparação com grande parte dos trabalhos observados na bibliografia atual, é a abordagem numérica utilizada, a qual se baseia em aproximações de segunda ordem para a modelagem da dinâmica de correntes de turbidez

em uma configuração pouco explorada. Além disso, o presente trabalho aborda a formação de correntes de turbidez por configurações de *lock-release* e fluxo contínuo.

## 1.1 OBJETIVOS

O objetivo principal do presente trabalho é analisar a dinâmica do transporte e deposição de correntes de turbidez em configuração canal-bacia, através do uso de técnicas de modelagem numérica baseadas em diferenças finitas, com aproximação de segunda ordem, utilizando como base o código SuLi (Monteiro & Schettini, 2015 [41]) e o módulo para resolução da equação de Advecção-Difusão implementado por Morigi (2018) [42].

Com a finalidade de cumprir o principal objetivo, são estabelecidos os seguintes objetivos específicos:

- Implementar esquemas numéricos em diferenças finitas de segunda ordem de precisão para a modelagem do transporte e deposição de sedimentos de correntes de turbidez em configuração canal-bacia formadas por *lock-release* e alimentação contínua;
- Analisar a influência de parâmetros físicos, como velocidade de queda e concentração mássica, e parâmetros numéricos de discretização nos resultados das simulações;
- Realizar a validação da ferramenta, utilizando resultados de simulações físicas e numéricas oriundos de outros trabalhos;
- Simular diferentes casos de granulometria e concentração, com a finalidade de realizar comparações e avaliações da influencia destes parâmetros nas características do depósito e da propagação da corrente.

## 2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

A presente seção tem a finalidade apresentar a base teórica dos temas referentes ao presente trabalho. Para isso, serão esclarecidas as características gerais do fenômeno de estudo, bem como, o seu ambiente de propagação, as leis físicas governantes do mesmo e como estas são atualmente utilizadas para realizar a modelagem de correntes de turbidez.

### 2.1 AMBIENTE DEPOSICIONAL MARINHO

O sistema deposicional marinho se caracteriza pelo acúmulo de sedimentos em distintos ambientes (Figura 2.1) situados além da plataforma continental (Manica, 2009 [34]). Estes ambientes possuem características diferentes de profundidade e declividade, gerando condições distintas para o escoamento. A plataforma continental corresponde ao trecho mais próximo ao continente, com extensões de entorno dos 75 km e uma profundidade máxima da ordem de centenas de metros, onde inicia o talude continental. Esta zona é menos extensa, porém mais inclinada e culmina originando o sopé continental. Estas últimas zonas são a transição entre a plataforma e a planície abissal.

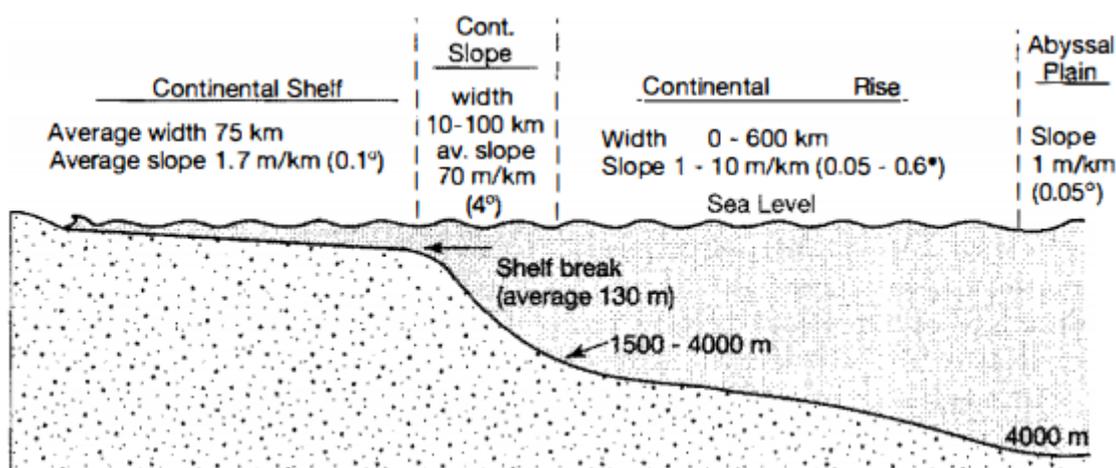


Figura 2.1: Relevo de um ambiente marinho. (Boggs, 2006 [3]).

Boggs (2006) [3] destaca que as planícies abissais ocorrem em zonas profundas e de baixas declividades do oceano (declividades de  $1\text{ m/km}$ ), onde condições de baixa energia geralmente prevalecem, favorecendo a deposição de sedimentos. Estas zonas, em conjunto com os sopés continentais constituem cerca de 80% do fundo do mar. A maior parte do sedimento que é depositado em águas profundas é originado nos taludes continentais, e o transporte deste material pode ser dado através de correntes de turbidez, no caso de sedimentos grossos, ou por plumas (processo puramente de Advecção-Difusão) no caso de sedimentos finos.

## 2.2 CORRENTES DE TURBIDEZ

As correntes de turbidez são correntes de densidade cuja diferença de massa específica ocorre por conta da presença de partículas suspensas. Diversos outros tipos de fluxos gravitacionais podem ser formados devido à presença de material sólido em determinado fluido, e o tipo de fluxo pode variar de acordo com a concentração e tipo de material, resultando em um escoamento com diferentes características de mecanismo de suporte de partículas e reologia. A Tabela 2.1 apresenta uma classificação geral de fluxos gravitacionais exposta por Gani (2004, [20] apud Manica (2009) [34]).

Tabela 2.1: Classificação de fluxos gravitacionais. (Adaptado de Gani, 2004 [20] apud Manica, 2009 [34]).

<b>% de água</b>	<b>Reologia</b>	<b>Tipo de fluxo</b>	<b>Depósito</b>	<b>Mecanismo de suporte</b>
Alta	Newtoniano	Corrente de turbidez	Turbiditos	Turbulência
Média	Newtoniano e/ou não Newtoniano	Fluxo denso	Densitos	Pressão dispersiva, matriz coesiva, turbulência e escape de fluidos
Baixa	Não Newtoniano	Fluxo de detritos	Debritos	Pressão dispersiva e matriz coesiva
	Plástico de Bingham			Matriz coesiva
	Plástico de Bingham	Escorregamentos e deslizamentos	Matriz coesiva	

Parsons et al. (2007) [48] classificam os fluxos gravitacionais de acordo com a duração, velocidade, reologia, granulometria e  $Re$ , destacando que correntes de turbidez são formadas por baixas concentrações de sedimento (concentrações inferiores a  $10 \text{ kg/m}^3$ ), sendo este material de granulometria grossa, movido por escoamentos turbulentos e de comportamento reológico Newtoniano. De fato, um dos consensos de diversos autores, é que correntes de turbidez tem este comportamento reológico, isto é, apresentam uma relação linear entre a tensão de cisalhamento aplicada a um determinado volume de fluido (mistura) e a deformação do mesmo. Este é o modelo de tensão-deformação mais simples, facilitando o equacionamento do fenômeno de estudo. Além disso, as baixas concentrações de material no fluido fazem com que as partículas possuam inércia negligenciável, e possibilitam a aplicação da hipótese de Boussinesq.

Segundo Meiburg & Kneller (2010) [35], as correntes de turbidez são um tipo de corrente de densidade não conservativa, já que estas realizam a troca de sedimentos através de processos de deposição e/ou erosão. Estes fluxos turbulentos são governados pelo gradiente de pressão horizontal, resultante do aumento de pressão hidrostática que ocorre devido à presença de partículas.

De acordo com D'Ávila et al. (2008) [9], correntes de turbidez podem ser subdivididas em três partes (Figura 2.2):

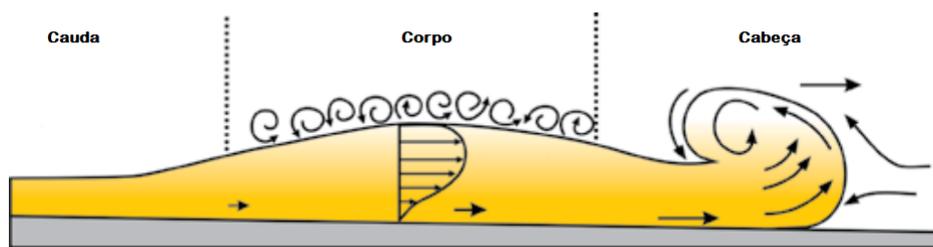


Figura 2.2: Subdivisão esquemática de uma corrente de turbidez. (Adaptado de D'Ávila et al., 2008 [9]).

- A cabeça: porção frontal da corrente, caracterizada por ser até duas vezes mais espessa que as outras componentes da corrente, além de ser mais veloz e transportar os maiores grãos;
- O corpo: a parte posterior da cabeça é marcada por uma descontinuidade acentuada na espessura da corrente, formando uma região central onde as características do fluxo são aproximadamente uniformes;

- A cauda: zona de rápido adelgaçamento, onde prevalecem os tamanhos de grão menores.

Com base na presença e na proporção de diferentes tamanhos de grão, podem-se distinguir dois tipos de correntes de turbidez: as correntes de turbidez de baixa e as de alta densidade. Outro tipo de classificação dada a este fenômeno é de acordo com a sua duração. Correntes de volume fixo, também conhecidas como correntes de *lock-exchange*, são geradas pela descarga repentina de um fluido denso, dentro de um fluido de menor densidade, denominado fluido ambiente. O desencadeamento deste tipo de corrente pode estar ligado à eventos catastróficos de curta duração como por exemplo: ondas de tempestade, choques induzidos por terremotos e falhamentos de sedimentos devido à declividade de taludes. Já as correntes contínuas são geradas quando há um fornecimento contínuo de sedimento por alguma fonte natural (por exemplo estuários) ou artificial (por exemplo efluentes de minério) (D'Ávila et al., 2008 [9]; Parsons et al., 2007 [48]).

D'Ávila et al. (2003) [10] classificam as correntes de turbidez como um tipo de fluxo gravitacional bipartido, que se desloca como um fluxo de alta velocidade e maior densidade em meio à água do mar, graças à presença de uma grande quantidade de sólidos suspensos. Este tipo de corrente é composto por uma camada basal granular, a qual flui devido à sobrepressão de poros e às condições inerciais, e uma camada superior mais diluída, turbulenta, que retrabalha e ultrapassa o depósito final da camada inercial (Figura 2.3).

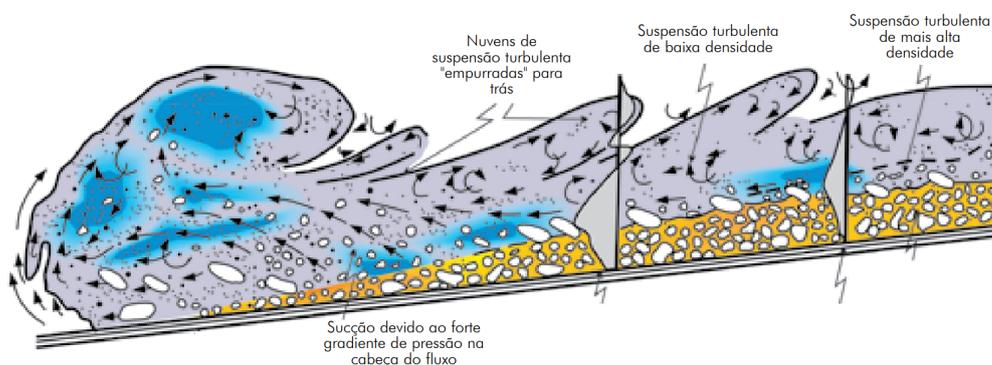


Figura 2.3: Corrente de turbidez bipartida em uma camada basal densa e laminar e uma camada superior turbulenta. (Adaptado de D'Ávila et al., 2008 [9]).

O movimento da corrente gera a aceleração do fluido ambiente, o que, por sua vez, produz

resistência à propagação da mesma, fato causador de diversas estruturas (Figura 2.4). Segundo Middleton (1993) [36], as tensões viscosas próximas à parte superior da cabeça são as responsáveis pela formação dos vórtices de Kelvin-Helmholtz, representando a mistura turbulenta que ocorre em grande escala na parte de trás da cabeça. O padrão deste fluxo é semelhante à separação de esteiras turbulentas observadas em corpos sólidos movendo-se em um fluido estacionário. As tensões próximas ao fundo são as responsáveis pela formação de uma estrutura saliente chamada de nariz, a qual corresponde ao ponto de maior velocidade do escoamento de modo que a cabeça se sobrepõe ao fluido ambiente mais leve. Desta forma, o fluido ambiente é misturado à corrente, resultando em instabilidades gravitacionais que produzem estruturas tridimensionais com forma de lóbulos e fendas.

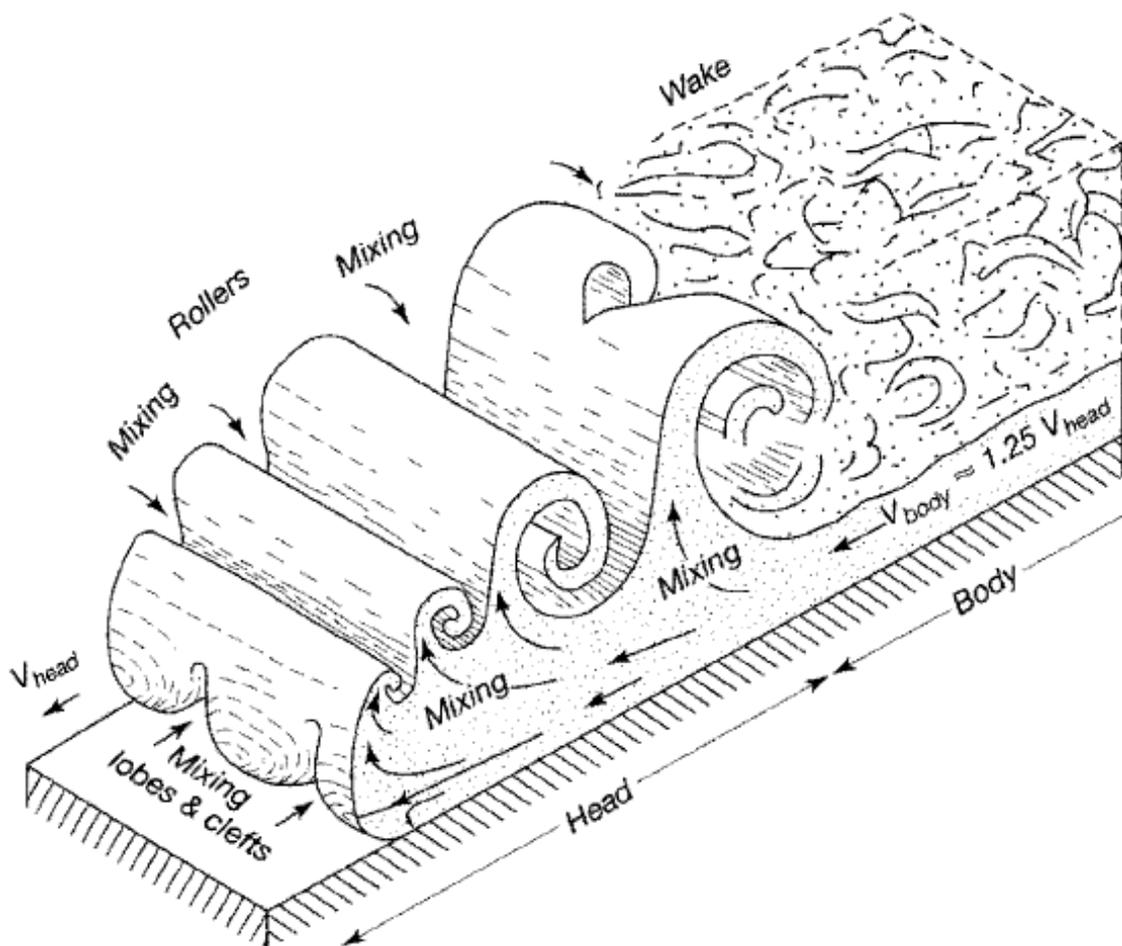


Figura 2.4: Estruturas da cabeça e corpo de uma corrente de turbidez. (Boggs, 2006 [3]).

### 2.3 MODELAGEM DE CORRENTES DE TURBIDEZ

As correntes de turbidez são governadas por uma dinâmica complexa, contando com a presença de estruturas que podem alterar significativamente com variações nas características do material em suspensão ou nas grandezas hidrodinâmicas do meio com que esta se propaga.

Devido à complexidade de modelar este fenômeno, tanto por meio do uso de equações quanto por modelos físicos, este tem sido investigado partindo de hipóteses muito simplificadas, de forma que as configurações adotadas em diversos experimentos físicos e numéricos são simples e, conseqüentemente acabam se distanciando do fenômeno real. Segundo Lombardi et al. (2018) [32], a configuração mais estudada para este fenômeno é a de *lock-exchange* canalizado, a qual restringe o escoamento com paredes laterais. O mesmo autor menciona que este tipo de configuração possui uma grande quantidade de estudos experimentais e teóricos. Apesar da importância do estudo de correntes governadas por este tipo de configuração, o estudo da dinâmica de correntes de densidade em configuração não canalizada é necessária para a compreensão da formação e características de depósitos sedimentares (Middleton, 1993 [36]).

Segundo Francisco et al. (2018) [19], os primeiros trabalhos experimentais referentes à propagação de correntes de turbidez em configurações não canalizadas foram realizados no início dos anos 50. Neste tópico serão revisados alguns dos trabalhos experimentais e numéricos mais relevantes para o fenômeno em questão.

#### 2.3.1 ESTUDOS EXPERIMENTAIS

Luthi (1981) [33], realizou estudos experimentais da propagação de correntes usando a configuração de bacia inclinada (Figura 2.5), através de alimentação contínua. O estudo teve a finalidade de investigar o processo de diluição das partículas com o fluido ambiente e analisar a espessura do depósito. Os resultados mostraram que ocorre uma rápida diluição da corrente com o distanciamento da fonte. Além disso, a espessura do depósito e o diâmetro médio de partícula diminuem radialmente com o distanciamento do local de alimentação. O autor constatou a formação de depósitos com padrões formados por laminações paralelas e *ripples* (Figura 2.6).

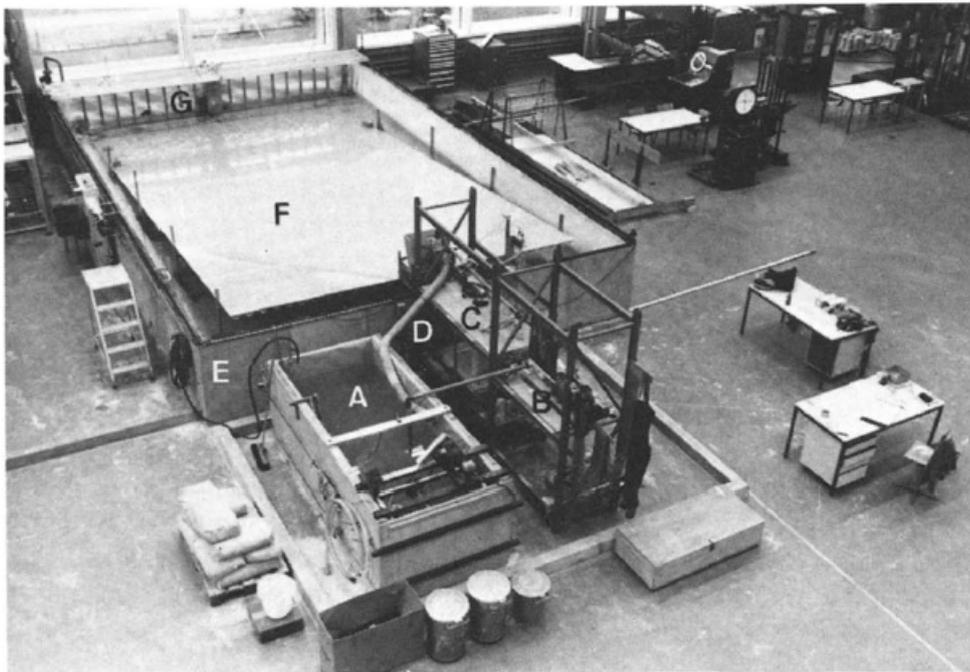


Figura 2.5: Instalação experimental usada por Luthi (1981). A = Tanque de mistura 3 x 1 x 1 m ; B = Bomba ; C = Tubo de Venturi ; D = Mangueira para recirculação ; E = Bacia experimental 10 x 6 x 1 m ; F = Rampa de PVC ; G = Sistema de drenagem. (Luthi, 1981 [33]).

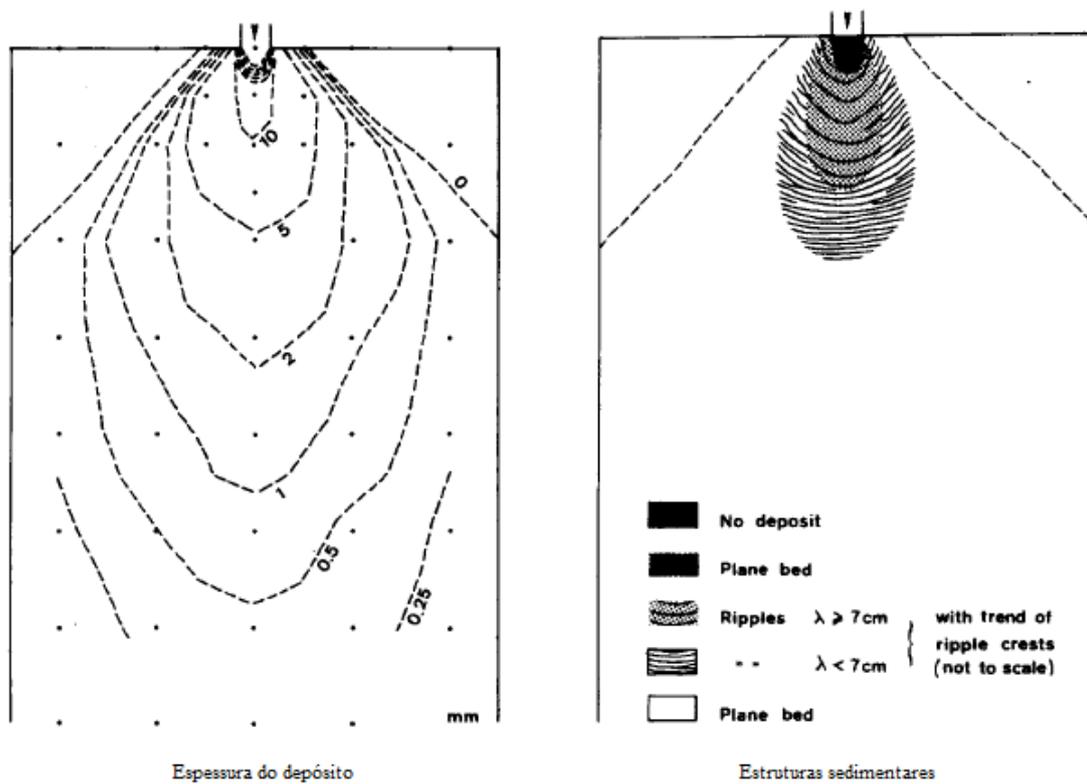


Figura 2.6: Esquema de resultados referentes à espessura e estrutura do depósito de experimentos realizados por Luthi (1981). (adaptado de Luthi, 1981 [33]).

Utilizando uma configuração um pouco diferente à do autor supracitado, Bonnacaze et al. (1995) [4] realizaram a comparação de modelos teóricos e experimentais para o estudo da dinâmica de propagação de correntes gravitacionais axissimétricas em bacias planas, formadas por *lock-release* e por alimentação contínua de misturas, com partículas de diversas granulometrias. Os resultados possibilitaram relacionar os padrões deposicionais e a distância de propagação da corrente em função do tempo e de suas características referentes ao tipo, concentração e granulometria. Para o caso dos experimentos de *lock-release* (Figura 2.7), o autor constatou que a corrente salina (conservativa) desacelera de forma mais lenta que as correntes não conservativas. O mesmo ocorre com as correntes compostas por material mais fino, quando comparadas às correntes formadas por partículas de granulometria mais grossa. O raio de propagação da corrente, assim como a densidade de depósito, aumentam em função da gravidade reduzida, em qualquer intervalo de tempo.

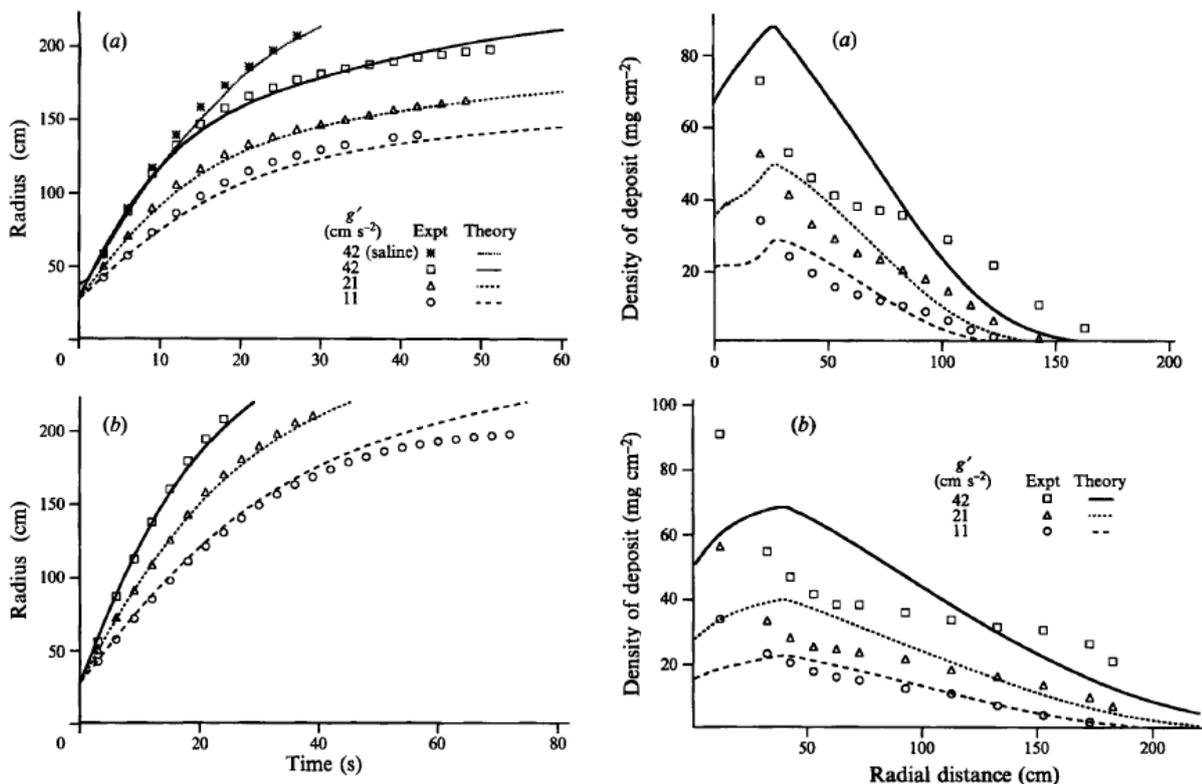


Figura 2.7: Resultados referentes ao raio da frente em função do tempo, e a densidade de depósito, para correntes formadas por *lock-release*. (a) 37 e (b) 23  $\mu\text{m}$  de diâmetro. (adaptado de Bonnacaze et al., 1995 [4]).

Considerando uma configuração similar aos casos anteriores, Bonnacaze et al. (1995) [4] também simularam a propagação de correntes de turbidez formadas por fluxo constante de mis-

turas de diferentes concentrações e granulometrias (Figura 2.8), para bacias planas. Os autores concluíram que o raio da frente da corrente desacelera à medida que mais sedimento entra no tanque. Além disso, para qualquer instante de tempo, o raio de propagação da corrente aumenta para misturas com maiores concentrações de sedimento. Os modelos teóricos propostos pelos autores se ajustaram melhor para os casos de configuração *lock-release*.

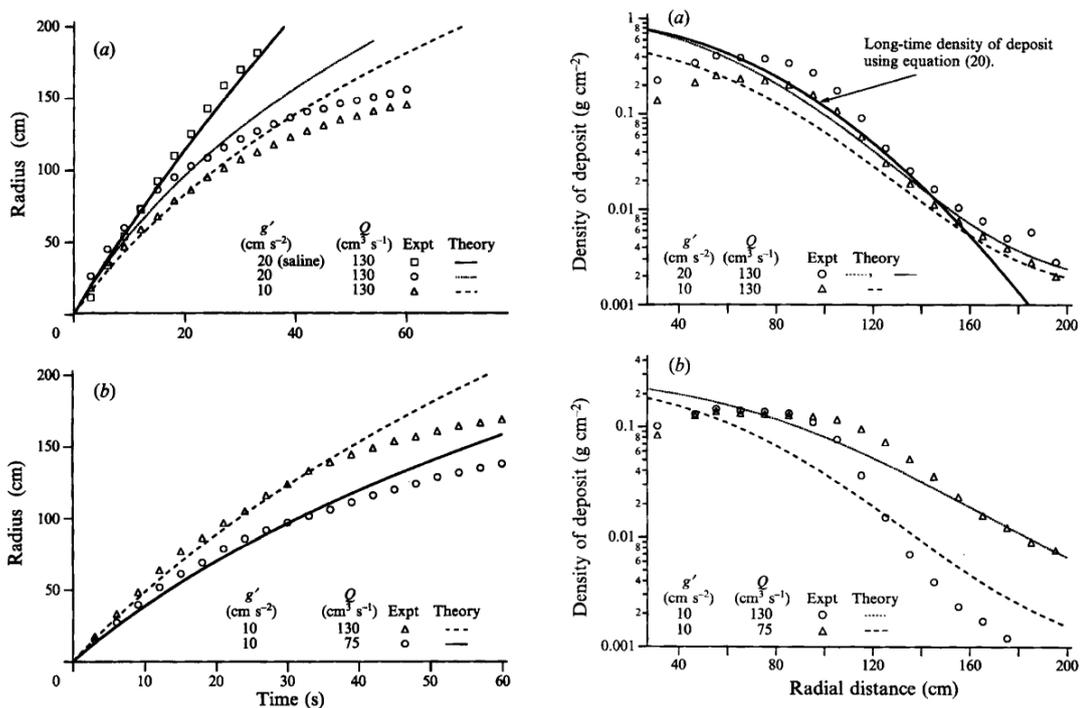


Figura 2.8: Resultados referentes ao raio da frente em função do tempo, e a densidade de depósito, correntes formadas por fluxo contínuo. (a) 53 e (b) 37  $\mu\text{m}$  de diâmetro. (adaptado de Bonnecaze et al., 1995 [4]).

Parsons et al. (2002) [49] realizaram a análise do depósito sedimentar originado por múltiplos eventos sucessivos. A observação dos resultados referentes às estruturas deposicionais evidenciaram a presença de um mecanismo chamado de *lobe switching*. O autor destaca este mecanismo como um processo importante para a dinâmica sedimentar e formação de depósitos em planícies abissais. Os depósitos formados por estes experimentos demonstraram padrões assimétricos separados por um depocentro, ou seja, uma zona de máxima deposição, a qual variava conforme o tempo e a espessura do depósito (Figura 2.9). Os resultados exibidos pelo autor evidenciam o carácter tridimensional do fenômeno em questão.

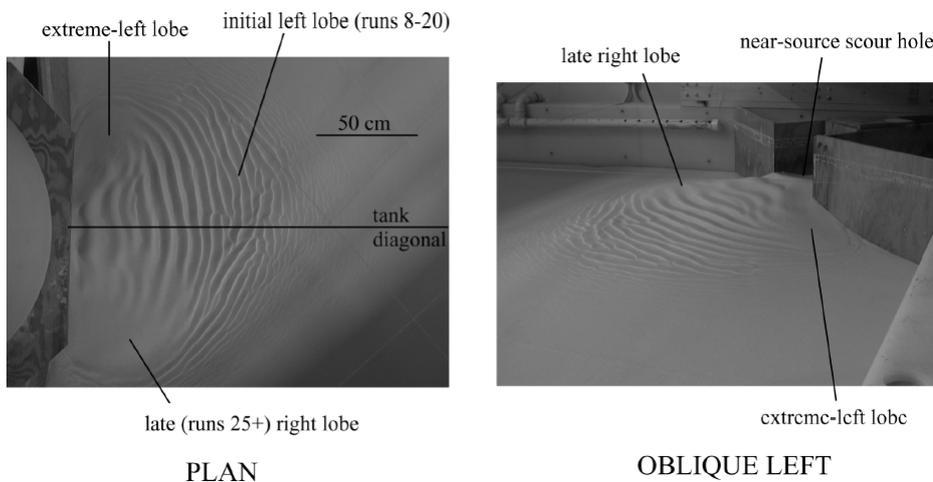


Figura 2.9: Resultados de experimentos realizados por Parsons et al. (Parsons et al., 2002 [49]).

Fick et al. (2017) [15], por meio de experimentos sucessivos, em um modelo físico 3D, investigaram a ação dos fatores intrínsecos do sistema deposicional sobre as características geométricas e topográficas de leques de águas profunda, além da influência de diferentes concentrações de sedimentos gerados por correntes de turbidez sobre a morfologia destes. Os resultados evidenciaram diferentes padrões de depósitos, conforme a concentração inicial. Os depósitos formados por correntes de turbidez de alta densidade apresentaram evolução deposicional complexa, com distintas etapas evolutivas bem definidas ao longo do tempo, que resultaram no processo de autocanalização das correntes de turbidez, enquanto que nos depósitos formados por experimentos de correntes de turbidez de baixa densidade não foi identificado autocanalização ou quaisquer etapas evolutivas distintas.

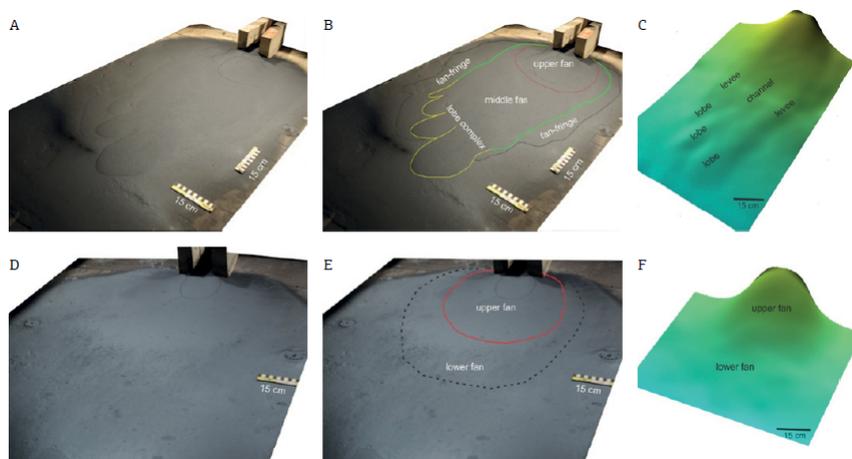


Figura 2.10: Morfologia do depósito. (A, B, C) Corrente de alta densidade ; (D, E, F) Corrente de baixa densidade. (Fick et al., 2017 [15]).

### 2.3.2 ESTUDOS NUMÉRICOS

Para poder explicar os complexos atributos do fenômeno em questão, através de uma abordagem matemática, distintos autores como Bonneau et al. (1995) [4], Rocca et al. (2008) [26] fizeram uso de modelos simplificados baseando-se nas equações de águas rasas. Esta abordagem utiliza a média das grandezas hidrodinâmicas no sentido vertical do escoamento, além de assumir a simplificação de um escoamento com pressão hidrostática. Monteiro, Lucchese & Schettini [40] analisaram a diferença entre resultados experimentais e numéricos, comparando as diferenças entre os resultados da formulação com pressão hidrostática e pressão total. As comparações demonstraram que a formulação com pressão total fornece resultados consideravelmente mais precisos para o caso de modelagem do fluxo originado por ruptura de barragens.

Segundo Meiburg & Kneller (2010) [35], um dos primeiros trabalhos de alta fidedignidade que utilizou DNS para a modelagem de correntes gravitacionais formadas por *lock-exchange* foi conduzido por Härtel et al. (2000) [24], o qual investigou, de forma detalhada, as estruturas do escoamento e as características da frente de correntes. Mais tarde, Felix (2002) [13] realiza simulações numéricas de correntes de gravidade particuladas com o uso de um modelo numérico bidimensional com aproximação hidrostática, resolvido através do método de volumes finitos, com a finalidade de modelar correntes de turbidez históricas de grandes escalas.

Cantero et al. (2007) [6] realizaram simulações numéricas de alta resolução de correntes de gravidade para configurações planar (2D) e cilíndrica (3D), considerando diferentes números de Reynolds. O foco principal do trabalho foi a investigação detalhada dos efeitos da tridimensionalidade do escoamento e das estruturas turbulentas para o caso de correntes de gravidade conservativas. Os autores concluem que, para maiores  $Re$ , no caso de correntes cilíndricas, as perturbações crescem rapidamente e o escoamento se torna muito turbulento. Em contrapartida, no caso das simulações bidimensionais, os vórtices permanecem coerentes e intensos. Os autores concluem que a tridimensionalidade do fenômeno tem uma forte influência na velocidade de propagação das correntes. Enquanto que a aproximação bidimensional subestima a velocidade média de propagação da corrente, a estrutura e dinâmica da aproximação tridimensional se aproxima adequadamente com observações numéricas e experimentais prévias. Segundo Francisco (2014) [17], as principais diferenças entre os dois tipos de simulações estão relacionadas com a

formação dos vórtices que, para o caso 3D quase não são percebidos, enquanto que para o caso 2D são bem definidas. Isto é consequência de considerar a terceira dimensão do escoamento, o que possibilita o movimento do fluido em mais direções. Assim, as grandezas relacionadas à propagação do fenômeno em questão variam significativamente entre ambas abordagens. A Figura 2.11 destaca a diferença entre campos instantâneos de concentração, para ambos casos citados.

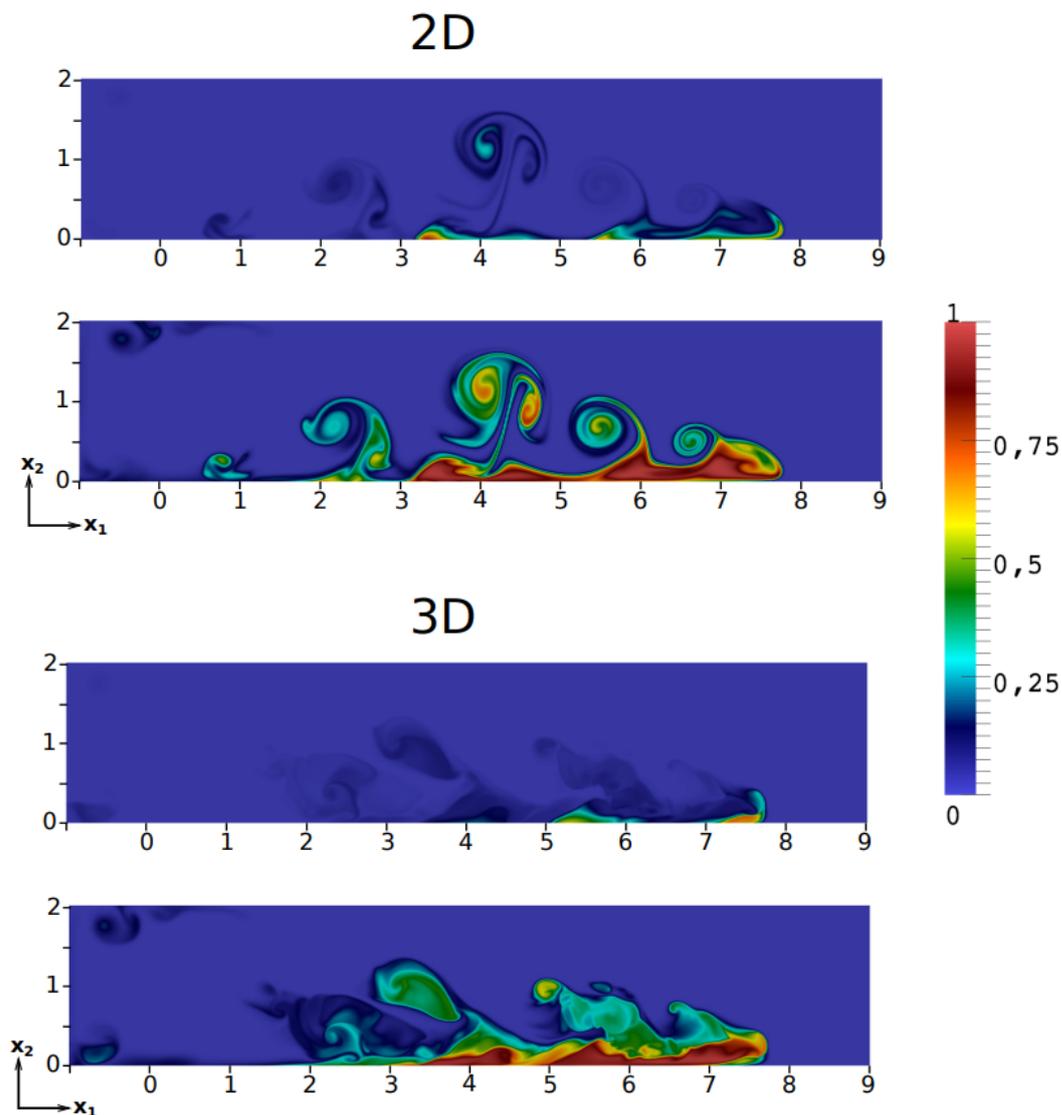


Figura 2.11: Campos instantâneos de concentração para simulações de casos bidimensionais e tridimensionais. (Adaptado de Francisco, 2014 [17])

Realizando a mesma comparação que os autores previamente citados, só que desta vez considerando correntes de densidade não conservativas, Espath et al. (2014) [12] concluíram que, simulações bidimensionais não são capazes de prever com a mesma precisão que simulações

tridimensionais, características como a evolução temporal da posição da frente, taxa de sedimentação e perfis de depósito resultante.

Francisco et al. (2018) [19] realizaram simulações numéricas de alta fidelidade, da propagação de correntes de baixas concentrações (abaixo de 1%) monodispersas, formadas por *lock-exchange* em configuração de bacia (Figura 2.12). O objetivo do trabalho foi de estudar a influência do  $Re$  e da velocidade de queda em uma corrente de turbidez neste tipo de configuração. Os resultados da posição da frente, taxa de sedimentação e massa em suspensão, e densidade do depósito estão, respectivamente destacados nas Figuras 2.13, 2.14 e 2.15, evidenciando que a velocidade de queda tem forte influência no alcance da corrente, nas grandezas referentes à sedimentação e no formato das estruturas de lóbulos e fendas, enquanto que o  $Re$  afeta principalmente o tamanho e o número de estruturas vorticiais.

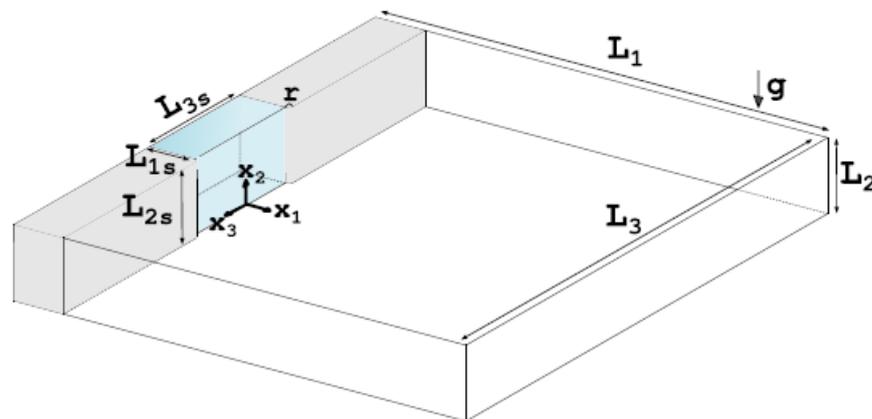


Figura 2.12: Configuração simulada por Francisco et al. (Francisco et al., 2018 [19]).

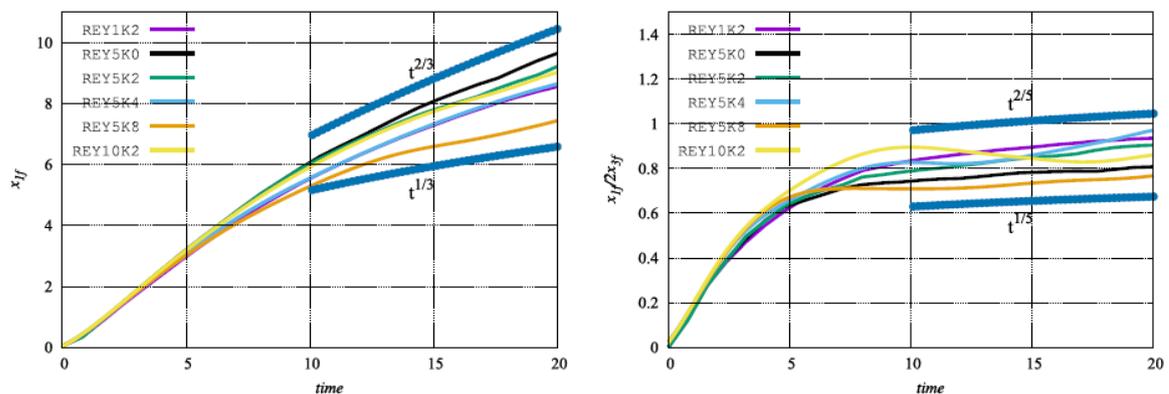


Figura 2.13: Resultados da posição da frente da corrente, para o sentido *streamwise* (esquerda) e *spanwise* (direita), obtidos por Francisco et al. (Adaptado de Francisco et al., 2018 [19]).

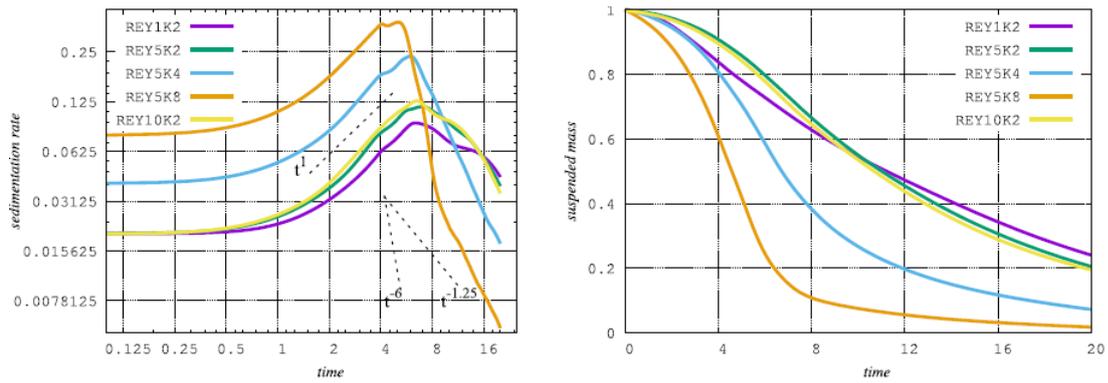


Figura 2.14: Resultados de taxa de sedimentação e massa suspensa em função do tempo, obtidos por Francisco et al. (Adaptado de Francisco et al., 2018 [19]).

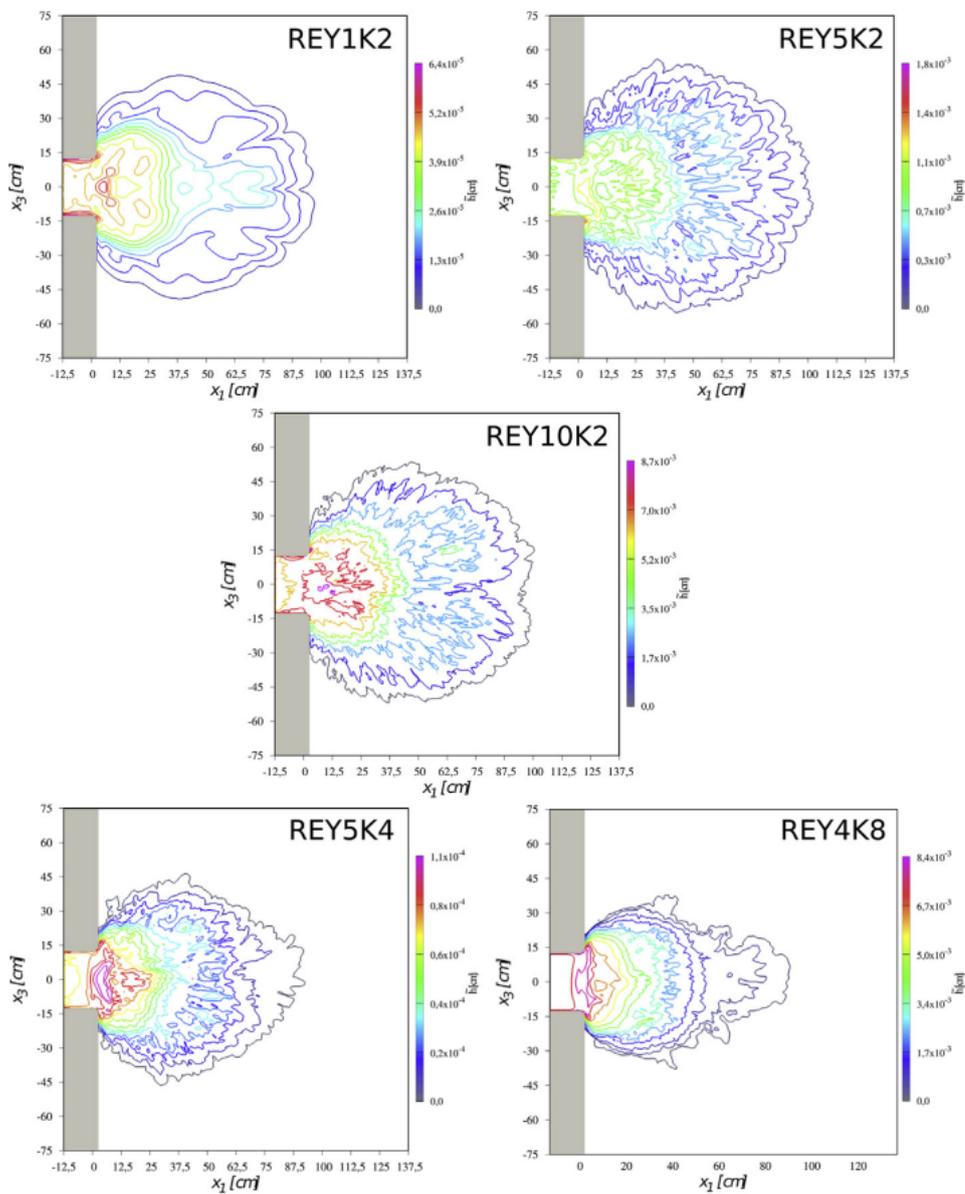


Figura 2.15: Mapas de depósito obtidos por Francisco et al. (Adaptado de Francisco et al., 2018 [19]).

## 2.4 EQUAÇÕES GOVERNANTES

O presente tópico tem a finalidade de apresentar as expressões matemáticas das grandezas relevantes para o estudo do fenômeno em questão.

### 2.4.1 HIDRODINÂMICA

A história das equações que governam a dinâmica de fluidos está repleta de nomes de grandes matemáticos. Segundo Layton (2008) [29], o qual faz uma breve revisão histórica do desenvolvimento destas equações, as noções das grandezas consideradas neste equacionamento têm sido estudadas e registradas desde o século III a.C, época em que Arquimedes introduzia as primeiras noções sobre a pressão. Oriundas da lei de conservação do momento linear ( $\mathbf{F} = m \cdot \mathbf{a}$ ), estas equações foram batizadas com o nome de seus autores: Claude-Louis Navier (1785–1836) e George Stokes (1819–1903), os quais, de forma independente, as deduziram e escreveram na sua forma moderna.

As Equações da Continuidade e da Quantidade de Movimento podem ser utilizadas para descrever o movimento de um escoamento incompressível e fluido Newtoniano representando, respectivamente, a conservação de massa e o balanço da quantidade de movimento de um determinado fluxo. Este sistema de equações é muito utilizado para a modelagem de diversos fenômenos que envolvam o escoamento sujeito a condições onde ditas hipóteses referentes à compressibilidade e reologia sejam válidas.

A Equação da Continuidade é dada pela derivada material da massa específica de um fluido, e, na sua forma diferencial, é definida como:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0, \quad (2.1)$$

onde  $\rho$  é a massa específica do fluido,  $\mathbf{V} = (u, v, w)$  o vetor velocidade e  $t$  o tempo. Considerando que o escoamento é incompressível, e que as concentrações de uma determinada substância dissolvida no fluido é muito baixa, pode ser utilizada a aproximação de Boussinesq, a qual negligencia as variações de massa específica, com exceção à variação que ocorre no termo de empuxo do equacionamento.

Assim, a partir da Equação (2.1) obtêm-se a Equação da Continuidade para fluido incompressível:

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0. \quad (2.2)$$

As Equações da Quantidade de Movimento para um fluido incompressível e Newtoniano são um conjunto de equações diferenciais parciais não lineares de segunda ordem, e podem ser escritas como:

$$\rho \left[ \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} \right] = -\nabla p + \mu \nabla^2 \mathbf{V} + \rho \mathbf{g} + \mathbf{F}, \quad (2.3)$$

onde  $\rho$  é a massa específica do fluido,  $p$  é a pressão,  $\mu$  a viscosidade dinâmica,  $\mathbf{g} = (0, 0, -g)$  a aceleração da gravidade e  $\mathbf{F}$  é o somatório de outros campos de forças aplicadas ao fluido. O conjunto de expressões que compõe a Equação (2.3) é constituída por quatro incógnitas ( $p$ ,  $u$ ,  $v$  e  $w$ ), e devem ser combinadas à Equação (2.2) para formar um problema, para o caso tridimensional, de quatro equações e quatro incógnitas.

Atualmente não existe uma solução analítica geral conhecida para o conjunto de equações diferenciais supracitado, portanto, diversas simplificações são aplicadas para resolver este conjunto de equações, com a finalidade de modelar um caso específico de escoamento. Outra alternativa é a aplicação de métodos numéricos, os quais podem ser utilizados de forma a possibilitar a resolução aproximada do problema através de uma série de operações algébricas básicas.

De acordo com Neto (2002) [45] este conjunto de equações determinísticas descreve um sistema dinâmico altamente sensível às condições iniciais impostas, e se caracteriza por interações não lineares entre os diversos modos do sistema, o que resulta na amplificação de perturbações inicialmente muito pequenas. Segundo Lesieur (2008), esta não-linearidade torna-se cada vez mais relevante à medida que as magnitudes da velocidade do escoamento são mais altas, ou à medida que a viscosidade do fluido for menor. Quanto maiores forem as forças inerciais de um escoamento comparadas às forças viscosas, maior será a riqueza de vórtices e mais intensa será a turbulência do escoamento. A relação entre as forças inerciais e viscosas, parâmetro que permite classificar o escoamento em termos de turbulência, é dada por:

$$Re = \frac{\rho U D}{\mu}, \quad (2.4)$$

onde  $Re$  é o número de Reynolds,  $U$  é a velocidade característica do escoamento e  $D$  é o comprimento característico do escoamento.

Quase todos os escoamentos encontrados na natureza são turbulentos. Apesar deste fato, este tipo de escoamento não conta atualmente com uma definição concreta que abranja todas suas características. Assim, Tennekes & Lumley (1972) [58] atribuíram a este tipo de escoamento características referentes à sua irregularidade, difusividade e tridimensionalidade, considerando a turbulência como uma característica essencialmente do escoamento e não do fluido. Escoamentos turbulentos ocorrem em altos números de Reynolds, quando as forças inerciais superam em várias vezes as forças viscosas, e são provocados normalmente por conta de uma instabilidade do escoamento laminar.

O escoamento turbulento é irregular e caótico, onde o fluxo consiste em um espectro de várias escalas de tamanhos de vórtices, no qual os maiores são da ordem de tamanho da geometria das condições do escoamento. No outro lado do espectro, estão os menores vórtices, cuja energia é dissipada devido às tensões viscosas. O fluxo turbulento é altamente dissipativo, o que implica que a energia cinética dos pequenos vórtices seja transformada em energia interna. Os pequenos vórtices recebem a energia cinética de vórtices ligeiramente maiores. Os vórtices ligeiramente maiores recebem sua energia de vórtices ainda maiores e assim por diante. Os maiores vórtices extraem sua energia do fluxo médio. Esse processo de transferência de energia das maiores para as menores escalas turbulentas é chamado de cascata de Kolmogorov, e respeita a hipótese de meio contínuo, onde a menor escala da turbulência é maior que a escala molecular. No fluxo turbulento a difusividade aumenta, o que produz a mistura do fluido, aumenta troca de quantidade de movimento entre as camadas do fluido, aumenta a taxa de transferência de calor, retarda a separação da camada limite e também aumenta a resistência (atrito da parede) em fluxos internos, como em canais e tubulações. A turbulência é um fenômeno tridimensional e rotacional, com flutuações tridimensionais da vorticidade. Embora a turbulência seja caótica, ela é determinística e pode ser descrita pelas equações de Navier-Stokes (Davidson, 2002 [8]; Möller & Silvestrini, 2004 [38]).

Segundo Neto (2002) [45], para realizar o estudo de escoamentos turbulentos é importante conhecer as ordens de grandeza das variáveis envolvidas, por meio das escalas características

da turbulência, as quais são relacionadas com tempo, comprimento, velocidades, energia, e vorticidade. Para compreender o conceito de escala de dissipação viscosa de Kolmogorov, substituem-se os termos referentes à velocidade e comprimento característico da Equação 2.4, obtendo:

$$Re_r = \frac{(\epsilon r^4)^{\frac{1}{3}}}{\nu}, \quad (2.5)$$

onde  $Re_r$  é o número de Reynolds local,  $\epsilon$  é a taxa média de dissipação de energia por unidade de massa,  $r$  é o tamanho característico de vórtice e  $\nu$  é a viscosidade cinemática do fluido. Considerando que para uma certa escala  $r$  os efeitos viscosos são pequenos,  $Re_r > 1$ . Por outro lado, se  $r$  diminui,  $Re_r$  também diminui, e se obtém que o tamanho característico do vórtice é menor que a escala dissipativa de Kolmogorov ( $l_d$ ), dada por:

$$l_d = \left( \frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{4}}, \quad (2.6)$$

o que resulta em  $Re_r < 1$ , ou seja, os efeitos viscosos passam a dominar os efeitos de inércia o que faz com que as instabilidades turbilhonares de tamanhos menores que  $l_d$  sejam dissipadas por efeitos viscosos (Neto, 2002 [45]). As escalas turbulentas são distribuídas em intervalos que variam das maiores escalas (que interagem com o fluxo médio) às menores escalas (onde a dissipação de energia ocorre) (Davidson, 2002). No espaço de Fourier, a energia cinética turbulenta total ( $K$ ) é expressa por:

$$K = \int_0^{\infty} E(\kappa) d\kappa, \quad (2.7)$$

onde  $E(\kappa)$  é a energia cinética da turbulência no espaço de Fourier e  $\kappa$  é o número de onda. A Figura 2.16 apresenta um esquema do espectro da energia cinética da turbulência, a qual foi dividida em três regiões.

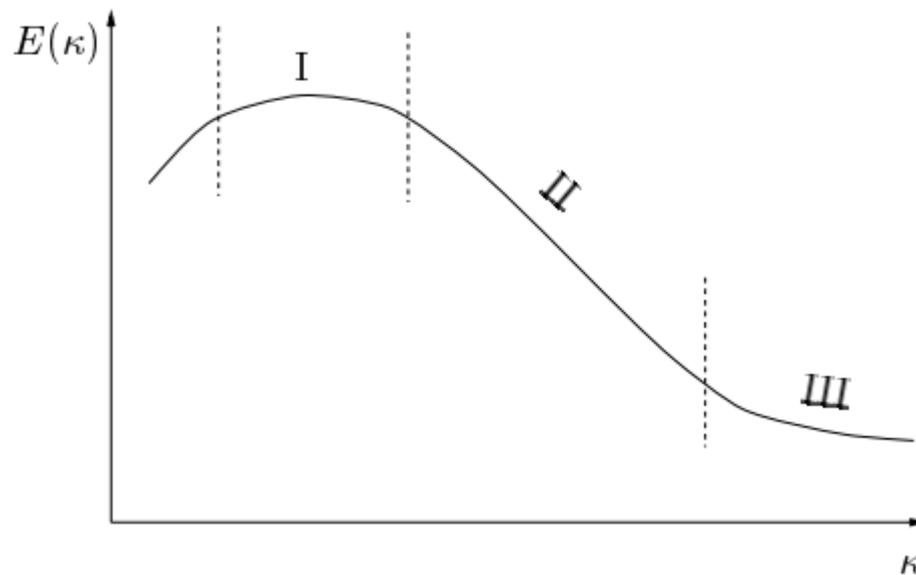


Figura 2.16: Esquema do espectro de energia cinética turbulenta. I: Intervalo de vórtices de maiores escalas, II: Intervalo inercial, III: Intervalo de dissipação. (Davidson, 2002 [8]).

Segundo Davidson (2002) [8], a região dos maiores vórtices (I) é a que carrega a maior parte da energia. Estes vórtices interagem com o fluxo médio, transferindo energia do escoamento para as menores escalas. O intervalo de dissipação (III) caracteriza a ocorrência de vórtices isotrópicos de menores escalas, os quais realizam a dissipação de energia. O intervalo inercial (II) representa a região central do esquema, caracterizando uma região de transporte no processo de cascata. A existência dessa região requer que o número de Reynolds seja o suficientemente elevado. Pode-se dizer que a energia nesta região pode ser descrita por:

$$E(k) \propto \epsilon^{\frac{2}{3}} k^{-\frac{5}{3}}, \quad (2.8)$$

o que define uma importante lei utilizada para realizar a modelagem das menores escalas de vórtices de escoamentos turbulentos.

Segundo Gatski et al. (1996) [21], a abordagem mais exata para a simulação de escoamentos turbulentos é realizada através de DNS. Este método é realizado através da resolução direta das equações, sem o uso de filtros, modelos ou médias. Este tipo de abordagem torna-se computacionalmente muito cara, já que, o domínio considerado deve ser, pelo menos, do tamanho das maiores escalas turbulentas, e a discretização deve ser refinada ao ponto de conseguir representar as menores escalas turbulentas onde ocorre a maior parte da dissipação da energia. Muitas

vezes, o uso deste tipo de metodologia acaba se tornando inviável, sendo assim necessário a utilização de outros métodos para modelar o fenômeno em questão.

Na mecânica de fluidos, a turbulência deve satisfazer as leis da física clássica, ou seja, satisfazer a conservação da massa, a segunda Lei de Newton e a conservação da energia. O fato deste tipo de fenômeno ser caótico, evidencia que estas restrições muitas vezes não são suficientemente fortes para gerar analiticamente um único campo de velocidades. Assim, modelos de turbulência podem ser entendidos como restrições adicionais que forçam uma solução determinística ao nível de uma velocidade média em relação à escala temporal (Biswas et al., 2002 [2]).

Um exemplo deste tipo de modelo é o LES, descrito por Lesieur (2005) [31] como uma técnica poderosa e valiosa que permite descifrar as estruturas vorticiais de escoamentos turbulentos, através da eliminação de escalas que forem menores a uma escala  $\Delta x$ , podendo-se utilizar um filtro de passa baixa, análogo a um tipo de circuito eletrônico que permite a passagem de determinadas frequências e atenua a amplitude de outras, considerando uma frequência de corte. Desta forma, é realizada a representação numérica apenas das maiores escalas turbulentas.

Outro tipo de abordagem utilizada para tratar escoamentos turbulentos é através de modelos RANS, os quais são baseados na decomposição de Reynolds, cuja finalidade é a de decompor as componentes das velocidades através da soma entre as velocidades médias e flutuações turbulentas.

#### 2.4.2 TRANSPORTE DE MASSA

A concentração de uma determinada substância pode ser interpretada, de forma intuitiva, como a quantidade de matéria dentro de um determinado volume, e é dada pela razão entre a massa e o volume considerado. Assim, a concentração mássica de sedimento em um determinado volume é dada por:

$$\phi = \frac{m_s}{V_l}, \quad (2.9)$$

onde  $\phi$  é a concentração mássica da substância,  $m_s$  é a massa do sedimento e  $V_l$  é o volume do meio, enquanto que a concentração volumétrica é dada por:

$$c_v = \frac{V_s}{V_l + V_s}, \quad (2.10)$$

onde  $V_s$  é o volume do sedimento.

De acordo com Schettini (1991) [53], é possível utilizar uma equação de estado para relacionar a massa específica da mistura de um fluido, em função do material particulado contido no mesmo e da sua temperatura, seguindo a seguinte lei:

$$\rho_m = \rho_0(1 + \alpha\phi)(1 + \beta T), \quad (2.11)$$

onde  $\rho_m$  é a massa específica da mistura,  $\alpha$  é o coeficiente de expansão volumétrica,  $\beta$  é o coeficiente de expansão térmica e  $T$  é a temperatura. Para o caso de correntes de turbidez, considera-se que a dependência da massa específica com a temperatura é muito fraca, portanto, o termo referente à expansão térmica é desprezado (Schettini, 1991 [53]).

Mulder et al. (2001) [44] relaciona a massa específica da mistura com a sua concentração volumétrica através da seguinte lei:

$$\rho_m = (\rho_s - \rho_0)c_v + \rho_0, \quad (2.12)$$

sendo  $\rho_s$  a massa específica do sedimento. Através das Equações (2.11) e (2.12) é possível obter a seguinte expressão para o coeficiente de expansão volumétrica:

$$\alpha = \frac{\rho_s - \rho_0}{\rho_0} \frac{c_v}{\phi}. \quad (2.13)$$

Segundo Julien (2010) [25], considerando que partículas de sedimento têm forma aproximadamente esférica, é possível obter uma das expressões mais simples para a velocidade de queda, conhecida como Lei de Stokes, dada por:

$$u_s = \frac{1}{18} d^2 g \frac{\rho_s - \rho_0}{\mu}, \quad (2.14)$$

onde  $u_s$  é a velocidade de queda e  $d$  é o diâmetro de partícula. Assumindo a mesma hipótese que Francisco (2018) [18], baseado em Gladstone et al. (1998) [22], de forma a aproximar o comportamento das partículas naturais, considerando o fato de que estas não são completamente esféricas, a velocidade de queda efetiva deve ser aproximadamente igual a dois terços do valor calculado pela Equação (2.14).

O transporte de uma quantidade de massa ou calor dentro de um fluido é governado por mecanismos de mistura de natureza passiva, sendo estes a advecção e difusão, e de natureza ativa, neste caso, as componentes da velocidade do fluido. Segundo Julien (2010) [25], o equacionamento que governa a conservação da massa de sedimento, pode ser obtido considerando um volume de controle de forma a derivar a relação de continuidade da massa. A taxa com que a quantidade de sedimento varia ao longo do tempo, dentro deste volume, é igual à diferença entre o fluxo de sedimento que entra e o que sai do volume de controle. Considerando que o sedimento é uma substância conservativa, não havendo mudanças na quantidade de massa do mesmo, a conservação de massa para a grandeza em questão, na sua forma diferencial, é dada pela seguinte expressão:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{q} = 0, \quad (2.15)$$

onde  $\mathbf{q}$  é o vetor do fluxo de sedimento por unidade de área, que passa através das faces do volume de controle.

Enquanto que a Advecção é um fenômeno que ocorre devido à interação das partículas de sedimento com movimento do fluido, a Difusão é classificada como um processo aleatório, governado pelo gradiente de concentração de sedimento. Assim, a lei que descreve a dinâmica da Difusão (Primeira Lei de Fick) é dada pela seguinte expressão:

$$\mathbf{J} = -K\nabla\phi, \quad (2.16)$$

onde  $\mathbf{J}$  é o vetor de fluxo de difusão e  $K$  é o coeficiente de difusividade mássica do sedimento, o qual depende principalmente das características do material.

Utilizado para caracterizar fluxos nos quais existam simultaneamente processos de difusão de quantidade de movimento e massa, utiliza-se o número de Schmidt, dado pela razão entre a

viscosidade cinemática do fluido e a difusividade mássica:

$$Sc = \frac{\nu}{K}. \quad (2.17)$$

Finalmente, somando o fluxo de Difusão dado pela Equação (2.16) ao fluxo Advectivo e substituindo a expressão na Equação (2.15) obtêm-se:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{V}\phi - K\nabla\phi) = 0. \quad (2.18)$$

## 2.5 MÉTODOS NUMÉRICOS

Muitos problemas físicos podem ser descritos matematicamente através de sistemas formados por uma série de equações diferenciais parciais, cuja complexidade pode variar conforme o/s fenômeno/s equacionado/s. No caso de problemas simples, é possível a obtenção de soluções exatas que possibilitem a descrição das grandezas físicas através de funções contínuas e suaves. Já no caso de problemas mais complexos, é necessário o uso de métodos numéricos para a resolução dos sistemas de equações, para assim, aproximar uma solução numérica da solução exata. Segundo Weller et al. (1998) [61], na área da modelagem hidrodinâmica, a complexidade destes problemas tende a aumentar à medida que são considerados efeitos como a turbulência, compressibilidade, escoamentos multifásicos ou à superfície livre, reações químicas e fenômenos eletromagnéticos.

O presente tópico tem a finalidade de apresentar um resumo breve dos fundamentos das ferramentas utilizadas para a modelagem do fenômeno em questão.

### 2.5.1 MÉTODOS NUMÉRICOS UTILIZADOS EM CFD

Essencialmente, métodos numéricos consistem em converter o problema matemático descrito pelo conjunto de equações, em uma série de operações algébricas básicas. Desta forma, o uso de ferramentas computacionais torna-se essencial para a aplicação de esta metodologia, por conta da agilidade que os processadores possuem para resolver uma grande quantidade de operações em um curto intervalo de tempo.

De acordo com Laurien & Oertek (2011) [28] apud Monteiro (2014) [39], na Mecânica dos Fluidos Computacional existem quatro métodos de discretização espacial que são amplamente utilizados, e podem ser classificados de acordo com a sua flexibilidade e precisão (Figura 2.17).

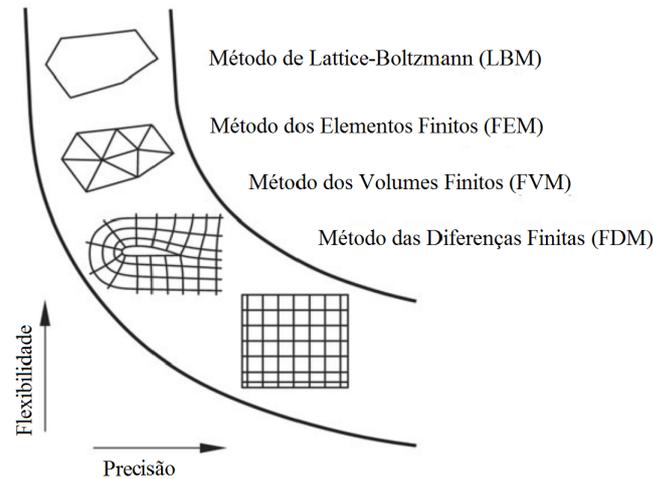


Figura 2.17: Classificação dos Métodos de discretização mais utilizados na Mecânica dos Fluidos Computacional. (Laurien & Oertek, 2011 [28] apud Monteiro, 2014 [39]).

Capazes de gerar malhas flexíveis, algo que facilita o estudo do escoamento em geometrias complexas, são amplamente utilizados códigos computacionais com esquemas baseados em Volumes Finitos. Este método consiste em resolver as equações de conservação na forma integral. O HEC-RAS (Brunner, 2010 [5]; Hydrologic Engineering Center, 2021 [59]) é um exemplo de ferramenta que faz o uso deste tipo de esquema para a modelagem hidrodinâmica bidimensional. Esta ferramenta é capaz de resolver de forma ágil o equacionamento de escoamentos em grandes escalas, tanto em termos espaciais quanto em termo temporal, já que o esquema utilizado torna o problema mais simples, o qual considera apenas a parcela de pressão hidrostática do escoamento. O uso do esquema em Volumes Finitos não necessariamente se limita a este tipo de simplificação. Outro exemplo de ferramenta que faz o uso deste método numérico para a resolução das Equações de Navier-Stokes, considerando pressão total, é o OpenFOAM (Weller et al., 1998 [61]).

O SuLi (Monteiro & Schettini, 2015 [41]) utiliza esquemas de baixa ordem, baseados em diferenças finitas para a resolução das Equações de Navier-Stokes, além de contar com uma ferramenta de rastreamento de interface, utilizada para modelar escoamentos Bifásicos. Trata-se do método *Level Set*, proposto por Osher et al. (1988) [46].

O Incompact3D (Laizet et al., 2011 [27]), código utilizado por diversos trabalhos citados em tópicos anteriores, é uma ferramenta dedicada ao estudo de escoamentos turbulentos, a qual utiliza esquemas em diferenças finitas com aproximações de altas ordens de precisão, além de utilizar um solver eficiente para o cálculo da pressão total. Este código torna-se muito eficiente tanto em termos de precisão quanto em termos de tempo de cálculo, já que o mesmo resolve parte do problema no espaço espectral através do uso de um algoritmo chamado de Transformada Rápida de Fourier.

De acordo com Biswas et al. (2002) [2] cada tipo de técnica de modelagem numérica, ou esquema, conta com as suas vantagens e desvantagens. Códigos de alta ordem costumam ser mais precisos, porém, exigem maiores custos computacionais, enquanto que os códigos de baixa ordem, além de serem mais fáceis de implementar, no geral costumam ser mais baratos em termos computacionais. Em muitos casos, a comparação entre o custo computacional e o aumento na precisão prova que aproximações modeladas com esquemas de mais baixa ordem costumam compensar, sempre e quando se realize a correta modelagem, considerando em termos de equacionamento, todas as singularidades dos fenômenos estudados, e a correta interpretação dos resultados obtidos.

### 2.5.2 ESQUEMAS NUMÉRICOS EM DIFERENÇAS FINITAS

Para o fenômeno em questão, baseando-se no equacionamento do balanço de massa e conservação da energia na forma diferencial, os esquemas numéricos baseados no método das Diferenças Finitas funcionam através da discretização do domínio em nós, identificado pelos índices  $i$ ,  $j$  e  $k$  que se referem respectivamente às posições no eixo  $x$ ,  $y$  e  $z$  (Ferziger et al., 2002 [14]).

Considerando o equacionamento na forma diferencial, o método funciona através da substituição do operador diferencial contínuo do equacionamento, por um operador discreto, podendo ser resolvido através de uma série de operações algébricas simples, cuja quantidade está fortemente relacionada com a precisão de uma determinada aproximação e com o método de resolução adotado. As aproximações em diferenças finitas podem ser facilmente obtidas através

da Expansão em série de Taylor, dada por:

$$f(x) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{f^{(n)}(a)}{n!} x^n. \quad (2.19)$$

Com o uso desta ferramenta é possível prever aproximações de diversas ordens para as derivadas de uma função. A ordem das aproximações varia de acordo com o número de pontos utilizados. Aproximações de mais altas ordens são ditas mais precisas já que, numericamente, reduzem o erro de truncamento proporcionalmente à potência do espaçamento entre pontos  $\Delta x_i$  e/ou do passo de tempo  $\Delta t$ . De acordo com Ferziger et al., 2002 [14], idealmente, todos os termos de uma equação devem ser discretizados com a mesma ordem de aproximação.

Os esquemas numéricos utilizados para resolver um conjunto específico de equações podem ser implementados de inúmeras formas. Existem esquemas que calculam as variáveis de forma explícita, isto é, quando as grandezas a serem calculadas são obtidas diretamente em função de variáveis conhecidas de forma direta. Já os esquemas implícitos, resultam em problemas mais complexos que requerem métodos de resolução mais engenhosos, tendem a ser mais demorados para resolver, mas em compensação são definidos como esquemas incondicionalmente estáveis (Lele, 1992 [30]).

As aproximações de uma derivada podem ser obtidas por distintos conjuntos de pontos avaliados em uma determinada função. Desta forma, podemos classifica-las em dois tipos básicos de aproximações: centradas e descentradas. Apesar de aproximações centradas tenderem a ser mais precisas que aproximações descentradas de mesma ordem, um dos maiores problemas dos esquemas baseados em diferenciações centradas é a incapacidade de identificar a direção do fluxo, fazendo com que estes esquemas sejam mais instáveis (Versteeg et al., 1995 [60]). Segundo Ferziger et al. (2002) [14], esquemas de primeira ordem em *Upwind* são pouco precisos pois o seu erro de truncamento possui o efeito que se assemelha a uma difusividade virtual.

Outra das estratégias utilizadas em esquemas numéricos é a resolução do problema em malhas deslocadas (Figura 2.18). Desta forma, as variáveis escalares como a pressão e massa específica são armazenadas no centro das células, enquanto que as componentes relacionadas com a quantidade de movimento são calculadas nas faces.

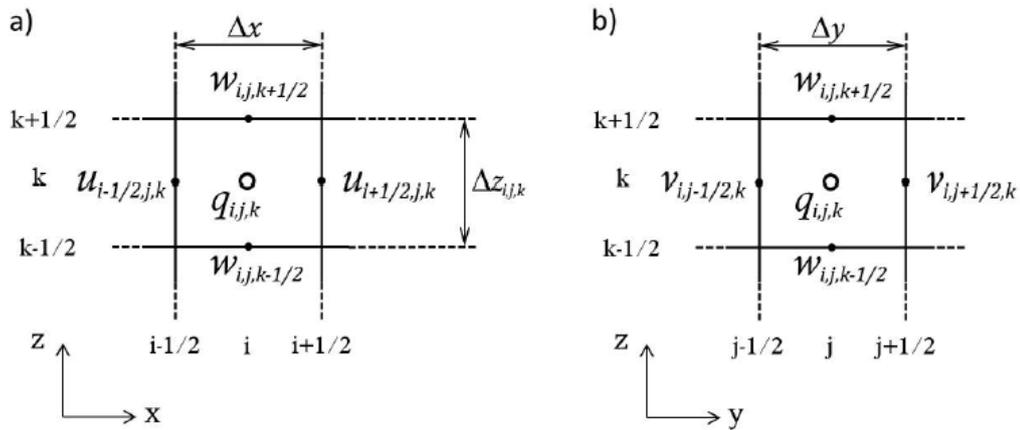


Figura 2.18: Sistema cartesiano de grades com arranjo deslocado. a) Planos  $xz$ ; b) Planos  $yz$ . (Monteiro, 2014 [39]).

Este tipo de metodologia é geralmente utilizada em malhas estruturadas, destinadas à simulação de escoamentos compressíveis ou incompressíveis, e é uma forma simples de evitar o desacoplamento ímpar-par entre a pressão e velocidade (Figura 2.19), erro que pode gerar padrões de *checkerboard* nas soluções dos esquemas numéricos (Harlow, 1965 [23]).

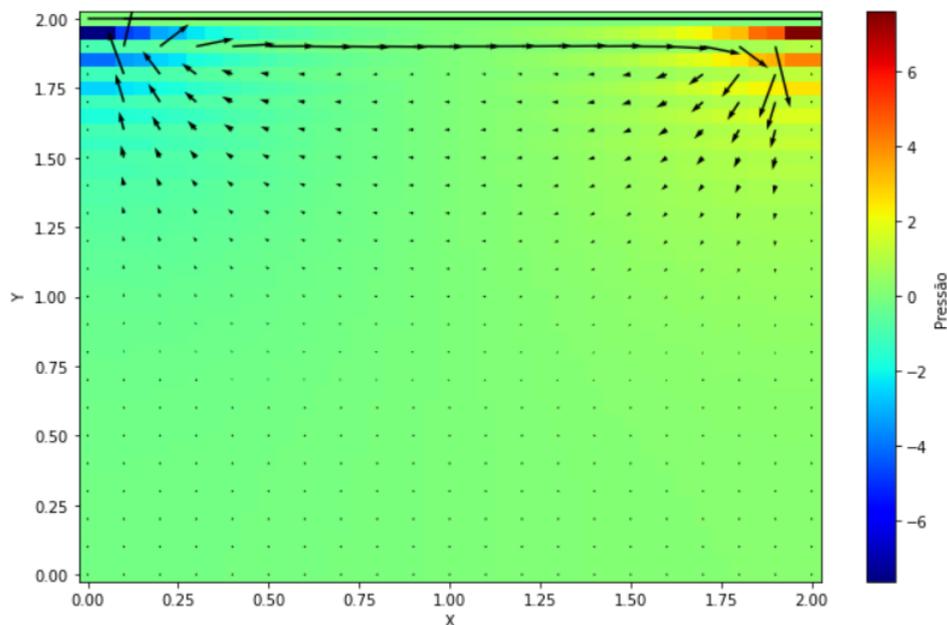


Figura 2.19: Exemplo de desacoplamento par-ímpar da pressão para simulação 2D do caso *lid-driven cavity flow*. (Própria do Autor).

### 2.5.3 EQUAÇÃO DE POISSON

De acordo com Ferziger et al. (2002) [14], um dos motivos pelo qual a solução numérica das Equações de Navier-Stokes em escoamentos incompressíveis é complexa, é devido à au-

sência de uma equação independente para o cálculo do termo referente à pressão total, cujo gradiente contribui para as três componentes da quantidade de movimento. Uma saída para essa dificuldade é construir o campo de pressão de forma a garantir a satisfação da equação da continuidade, a qual, para o problema em questão, é uma restrição cinemática no campo de velocidades em vez de uma equação dinâmica. Combinando as Equações da Quantidade de Movimento (2.3) e da Continuidade (2.1), é possível obter uma equação diferencial parcial elíptica para o cálculo da pressão.

As equações elípticas geralmente surgem de problemas físicos de estado estacionário ou de equilíbrio. Do ponto de vista matemático, este tipo de equação é um problema de valor de contorno, o que significa que é um sistema de equações diferenciais provido de um conjunto de restrições adicionais, as chamadas condições de contorno ou condições de fronteira. A solução deste equacionamento está inter-relacionada em todos os pontos do domínio, isto é, se uma perturbação é introduzida em um ponto, a solução é afetada instantaneamente em todo o domínio. Em outras palavras, a informação se propaga instantaneamente no domínio do problema (Moin, 2010 [37]).

Sendo uma generalização da Equação de Laplace, a qual também é vista com frequência em diversos equacionamentos de fenômenos físicos, a Equação de Poisson é dada por:

$$\nabla^2 \psi = f, \quad (2.20)$$

onde  $\psi$  e  $f$  são funções genéricas, podendo ser de valores reais ou complexos.

Por conta da complexidade deste tipo de problema, é bem sabido que o principal gargalo dos *solvers* que consideram a pressão total, costuma ser a resolução de dita equação. Atualmente, existem diversos algoritmos destinados à resolução deste tipo de problema. A Tabela 2.2 exibe uma comparação da eficiência entre métodos que podem ser utilizados para resolução deste tipo de sistema linear, identificando o tipo de algoritmo e o seu custo de cálculo e armazenamento. Enquanto que os algoritmos do tipo direto retornam a resposta exata do equacionamento após um número finito de passos, os do tipo indireto reduzem o erro a cada iteração, a uma velocidade que depende do algoritmo e do número de elementos  $N$ .

Tabela 2.2: Comparação de métodos utilizados para a resolução da Equação de Poisson. Tipo D: direto, Tipo I: indireto. (Adaptado de Dehmel, 1996 [11]).

<b>Algoritmo</b>	<b>Tipo</b>	<b>Custo de cálculo (Série)</b>	<b>Custo de cálculo (Paralelo)</b>	<b>Armazenamento</b>
Dense LU	D	$N^3$	N	$N^2$
Band LU	D	$N^2$	N	$N^{(3/2)}$
Inv(P)*bhat	D	$N^2$	log N	$N^2$
Jacobi	I	$N^2$	N	N
Sparse LU	D	$N^{(3/2)}$	$N^{(1/2)}$	$N \cdot \log N$
CG	I	$N^{(3/2)}$	$N^{(1/2)} \cdot \log N$	N
SOR	I	$N^{(3/2)}$	$N^{(1/2)}$	N
FFT	D	$N \cdot \log N$	log N	N

### 3 METODOLOGIA

Este capítulo é destinado à apresentação da metodologia matemática e numérica utilizada para realizar a modelagem do fenômeno em questão. Para isso, utilizou-se o código SuLi (Monteiro & Schettini, 2015 [41]).

O presente trabalho envolveu a implementação de esquemas de mais alta ordem, para a resolução da Equação de Advecção-Difusão, à nova versão do código SuLi. Além disso, de forma a modelar os efeitos de obstáculos, foi utilizado um método de fronteiras imersas customizado, similar ao utilizado por Parnaudeau et al. (2008) [47] e Francisco (2018) [18], o qual consiste na imposição direta das condições do obstáculo dentro do domínio, similar à imposição de condições de contorno.

#### 3.1 NAVIER-STOKES

Para caracterizar matematicamente as grandezas de um escoamento incompressível e fluido Newtoniano, na sua forma diferencial e em coordenadas cartesianas ortogonais, é utilizado o seguinte conjunto de equações diferenciais parciais obtidas através das Equações (2.2) e (2.3):

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (3.1)$$

$$\rho_0 \left( \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right), \quad (3.2)$$

$$\rho_0 \left( \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right), \quad (3.3)$$

$$\rho_0 \left( \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \mu \left( \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) - \rho_m g, \quad (3.4)$$

formando um sistema com quatro equações e quatro incógnitas, que descrevem o escoamento em termos de velocidade e pressão, onde  $u$ ,  $v$  e  $w$  são as componentes do campo de velocidade

para as direções  $x$ ,  $y$  e  $z$ , respectivamente,  $p$  é a pressão total,  $\rho_0$  é a massa específica do fluido ambiente,  $\mu$  é a viscosidade dinâmica total e  $\rho_m$  é a massa específica da mistura.

Devido à hipótese de Boussinesq, onde  $\Delta\rho = \rho_m - \rho_0 \ll \rho_0$ , considera-se massa específica variável apenas no termo que caracteriza as forças de flutuação (empuxo). Além disso, se assume que as interações entre partículas, e outras iterações como a mudança na altura do depósito de sedimentação e mudanças na viscosidade são muito pequenas, e, para este estudo são desprezadas.

Considerando que o fenômeno em questão propaga-se em águas profundas, para este trabalho será desconsiderada a variação da superfície livre do escoamento.

De forma a resolver o sistema dado pelas Equações (3.1) a (3.4), o SuLi faz o uso do método de projeção, proposto por Chorin (1968) [7]. Este método, em resumo, consiste em inicialmente desconsiderar a pressão total do equacionamento e converter o problema matemático supracitado em um conjunto de três equações de Advecção-Difusão não linear (Equação de Burger) somadas aos termos de força considerados, neste caso, o termo referente ao empuxo. Com o uso destas equações, são calculadas as velocidades provisórias. Posteriormente, com o uso do campo de velocidades provisório e da Equação da Continuidade, através da Equação de Poisson, é calculada a pressão. O SuLi faz o uso do Método do Gradiente Conjugado pré-condicionado para a resolução deste equacionamento. Finalmente, o gradiente da pressão é utilizado para corrigir o campo de velocidades provisório.

Primeiramente, os termos das derivadas temporais das equações da quantidade de movimento são separados. Desta forma, o restante dos termos origina os operadores Advectivo-Difusivo, os quais incluem os termos da discretização explícita da aceleração convectiva na sua formulação clássica, das forças viscosas e o termo referente à força de empuxo. Assim obtêm-se:

$$Fu_{i+1/2,j,k}^n = \left[ -u \frac{\partial u}{\partial x} - v \frac{\partial u}{\partial y} - w \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\mu}{\rho_0} \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \right]_{i+1/2,j,k}^n, \quad (3.5)$$

$$Fv_{i,j+1/2,k}^n = \left[ -u \frac{\partial v}{\partial x} - v \frac{\partial v}{\partial y} - w \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\mu}{\rho_0} \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) \right]_{i,j+1/2,k}^n, \quad (3.6)$$

$$Fw_{i,j,k+1/2}^n = \left[ -u \frac{\partial w}{\partial x} - v \frac{\partial w}{\partial y} - w \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{\mu}{\rho_0} \left( \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) - g(1 + \alpha\phi) \right]_{i,j,k+1/2}^n. \quad (3.7)$$

Portanto, os termos das derivadas temporais são dados por:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = Fu_{i+1/2,j,k}^n, \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = Fv_{i,j+1/2,k}^n, \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = Fw_{i,j,k+1/2}^n. \quad (3.10)$$

Com as Equações (3.8), (3.9) e (3.10) é realizado o cálculo do campo de velocidades intermediário ou provisório de forma explícita, considerando os termos das derivadas temporais de acordo com a aproximação em diferenças finitas desejada. Para o primeiro passo de tempo, utiliza-se a aproximação de Euler de primeira ordem:

$$\tilde{u}_{i+1/2,j,k}^{n+1} = u_{i+1/2,j,k}^n + \Delta t(Fu_{i+1/2,j,k}^n), \quad (3.11)$$

$$\tilde{v}_{i,j+1/2,k}^{n+1} = v_{i,j+1/2,k}^n + \Delta t(Fv_{i,j+1/2,k}^n), \quad (3.12)$$

$$\tilde{w}_{i,j,k+1/2}^{n+1} = w_{i,j,k+1/2}^n + \Delta t(Fw_{i,j,k+1/2}^n), \quad (3.13)$$

onde  $\tilde{u}_{i+1/2,j,k}^{n+1}$ ,  $\tilde{v}_{i,j+1/2,k}^{n+1}$  e  $\tilde{w}_{i,j,k+1/2}^{n+1}$  são as três componentes referentes ao campo de velocidades provisório, nas faces das células que constituem o domínio. As componentes obtidas com as aproximações supracitadas são utilizadas para calcular, através da Equação de Poisson (2.20), a pressão total com densidade variável. Seguindo a metodologia proposta por Shewchuk (1994) [54], o SuLi faz o uso do Método de Gradiente Conjugado pré-condicionado para resolver o seguinte problema:

$$\nabla \cdot \left( \frac{1}{\rho_0} \nabla p^{n+1} \right) = \frac{1}{\Delta t} \nabla \cdot \tilde{\mathbf{V}}^{n+1}. \quad (3.14)$$

Finalmente, para garantir um campo de velocidades com divergência nula, o campo de velocidades intermediário é corrigido pelo gradiente de pressão:

$$u_{i+1/2,j,k}^{n+1} = \tilde{u}_{i+1/2,j,k}^{n+1} + \frac{\Delta t}{\rho_0} \frac{P_{i+1,j,k}^{n+1} - P_{i,j,k}^{n+1}}{\Delta x}, \quad (3.15)$$

$$v_{i,j+1/2,k}^{n+1} = \tilde{v}_{i,j+1/2,k}^{n+1} + \frac{\Delta t}{\rho_0} \frac{P_{i,j+1,k}^{n+1} - P_{i,j,k}^{n+1}}{\Delta y}, \quad (3.16)$$

$$w_{i,j,k+1/2}^{n+1} = \tilde{w}_{i,j,k+1/2}^{n+1} + \frac{\Delta t}{\rho_0} \frac{P_{i,j,k+1}^{n+1} - P_{i,j,k}^{n+1}}{\Delta z}. \quad (3.17)$$

Serão utilizados os esquemas presentes no SuLi para a resolução do equacionamento em *Upwind* de segunda ordem para a aproximação das derivadas do termo advectivo, aproximação centrada de segunda ordem para o termo Difusivo e esquema de Adams-Bashforth de segunda ordem para a derivada temporal.

### 3.2 ADVECÇÃO-DIFUSÃO

Através da Equação (2.18) é possível obter a expressão que modela a dinâmica do transporte de massa de sedimento no escoamento:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + u \frac{\partial \phi}{\partial x} + v \frac{\partial \phi}{\partial y} + w \frac{\partial \phi}{\partial z} - K \left( \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \right) = 0. \quad (3.18)$$

A Equação de Advecção-Difusão linear (3.18) possui três tipos de derivadas: temporal de primeira ordem e espaciais de primeira e segunda ordem. Considerando a velocidade de queda de um determinado material presente no fluido, a mesma equação pode ser reescrita como:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = - \left( u \frac{\partial \phi}{\partial x} + v \frac{\partial \phi}{\partial y} + \hat{w} \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) + K \left( \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \right), \quad (3.19)$$

onde  $\hat{w} = w - u_s$ . Com a finalidade de aproximar o comportamento das partículas simuladas com o de partículas naturais, conforme o sugerido por Gladstone et al. (1998) [22] e utilizado no trabalho de Francisco (2018) [18], o termo de velocidade de queda é calculado utilizando dois terços do valor obtido na equação dada pela Lei de Stokes (2.14). Assim, a expressão utilizada é dada por:

$$u_s = \frac{1}{27} d^2 g \frac{\rho_s - \rho_0}{\mu}. \quad (3.20)$$

Separando cada termo segundo a sua natureza, a partir da Equação (3.19) é possível obter:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = -Fi + Fd. \quad (3.21)$$

O termo difusivo  $Fd$ , é calculado utilizando uma aproximação de segunda ordem centrada dada por:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = \frac{\phi_{i+1,j,k} - 2\phi_{i,j,k} + \phi_{i-1,j,k}}{\Delta x^2} + O(\Delta x^2), \quad (3.22)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = \frac{\phi_{i,j+1,k} - 2\phi_{i,j,k} + \phi_{i,j-1,k}}{\Delta y^2} + O(\Delta y^2), \quad (3.23)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = \frac{\phi_{i,j,k+1} - 2\phi_{i,j,k} + \phi_{i,j,k-1}}{\Delta z^2} + O(\Delta z^2). \quad (3.24)$$

Assim, desprezando os erros oriundos dos termos de mais alta ordem da aproximação das derivadas, o termo difusivo, para um determinado passo de tempo  $n$  resulta em:

$$Fd^n = K \left( \frac{\phi_{i+1,j,k}^n - 2\phi_{i,j,k}^n + \phi_{i-1,j,k}^n}{\Delta x^2} + \frac{\phi_{i,j+1,k}^n - 2\phi_{i,j,k}^n + \phi_{i,j-1,k}^n}{\Delta y^2} + \frac{\phi_{i,j,k+1}^n - 2\phi_{i,j,k}^n + \phi_{i,j,k-1}^n}{\Delta z^2} \right). \quad (3.25)$$

O termo inercial  $Fi$  é obtido utilizando o esquema *Upwind*, também de segunda ordem, cuja formulação é dada por:

$$u \frac{\partial \phi}{\partial x} \approx u_{i,j,k}^- \left( \frac{-\phi_{i+2,j,k} + 4\phi_{i+1,j,k} - 3\phi_{i,j,k}}{2\Delta x} \right) + u_{i,j,k}^+ \left( \frac{3\phi_{i,j,k} - 4\phi_{i-1,j,k} + \phi_{i-2,j,k}}{2\Delta x} \right), \quad (3.26)$$

$$v \frac{\partial \phi}{\partial y} \approx v_{i,j,k}^- \left( \frac{-\phi_{i,j+2,k} + 4\phi_{i,j+1,k} - 3\phi_{i,j,k}}{2\Delta y} \right) + v_{i,j,k}^+ \left( \frac{3\phi_{i,j,k} - 4\phi_{i,j-1,k} + \phi_{i,j-2,k}}{2\Delta y} \right), \quad (3.27)$$

$$\hat{w} \frac{\partial \phi}{\partial z} \approx \hat{w}_{i,j,k}^- \left( \frac{-\phi_{i,j,k+2} + 4\phi_{i,j,k+1} - 3\phi_{i,j,k}}{2\Delta z} \right) + \hat{w}_{i,j,k}^+ \left( \frac{3\phi_{i,j,k} - 4\phi_{i,j,k-1} + \phi_{i,j,k-2}}{2\Delta z} \right), \quad (3.28)$$

onde  $u_{i,j,k}^-$ ,  $v_{i,j,k}^-$  e  $\hat{w}_{i,j,k}^-$  representam o menor valor entre 0 e a componente da velocidade avaliada em um determinado ponto, e  $u_{i,j,k}^+$ ,  $v_{i,j,k}^+$  e  $\hat{w}_{i,j,k}^+$  representa o maior valor entre 0 e a componente da velocidade avaliada no ponto.

Da mesma forma que método numérico utilizado para as grandezas hidrodinâmicas, foi implementado o Método de Adams-Bashforth de segunda ordem para a aproximação da derivada temporal. Desta forma a Equação (3.21), para  $n = 0$  é resolvida pela expressão:

$$\phi_{i,j,k}^{n+1} = \phi_{i,j,k}^n + \Delta t (F\bar{i}^n + Fd^n), \quad (3.29)$$

enquanto que para  $n \geq 1$  utiliza-se:

$$\phi_{i,j,k}^{n+1} = \phi_{i,j,k}^n + \frac{\Delta t}{2} \left( 3(-Fv^n + Fd^n) - (-Fv^{n-1} + Fd^{n-1}) \right). \quad (3.30)$$

### 3.3 DOMÍNIO DE CÁLCULO E PARÂMETROS NUMÉRICOS

Com a finalidade de validar a ferramenta utilizada na presente pesquisa, foram realizadas simulações com configurações similares às adotadas por Bonneau et al. (1995) [4] e Francisco (2018) et al. [19], onde se considerou os mesmos parâmetros referentes ao diâmetro de partícula, massa específica do sedimento, vazão e concentração mássica da mistura. Para ambos casos, foi simulada a configuração de bacia com declividade nula, com condições iniciais e de contorno similares às utilizadas pelos autores.

Cabe salientar que a configuração do domínio de cálculo considerada para ambos casos é uma simplificação de uma configuração real, já que, neste caso, a bacia considerada é plana, e não conta com um relevo de fundo que possibilite modelar a influência dos obstáculos e singularidades normalmente observadas em sistemas reais.

#### 3.3.1 CONDIÇÕES INICIAIS E DE CONTORNO

As simulações foram realizadas considerando um campo de velocidades nulo para um primeiro passo de tempo, isto é, todas as componentes da velocidade do escoamento são iguais a zero para  $t = 0$ .

Para modelar as fronteiras do domínio, aplicou-se condição de deslizamento livre (*free-slip*) ao campo de velocidades, para os planos  $x = 0$ ,  $x = L_x$ ,  $y = 0$ ,  $y = L_y$  e  $z = L_z$ . De forma a simular os efeitos de fundo, foi imposta condição de não-deslizamento (*no-slip*) para o campo de velocidades em  $z = 0$ . Para garantir que ditas condições ocorram, o SuLi faz o uso de pontos fantasma, invertendo a velocidade ortogonal ao plano considerado, em dito ponto, com a finalidade de zerar as velocidades ortogonais às paredes, durante a resolução do esquema.

Para a concentração, foi imposta condição de fluxo nulo nos planos  $x = 0$ ,  $x = L_x$ ,  $y = 0$  e  $y = L_y$ . Já em  $z = 0$ , com a finalidade de simular a saída do sedimento do domínio para o caso de correntes não conservativas, foi imposta uma condição de advecção pura, enquanto que, para

o caso de correntes conservativas é imposta condição de fluxo nulo. Finalmente, em  $z = L_z$  foi imposta condição de equilíbrio entre advecção e difusão. As expressões utilizadas para estas condições de contorno podem ser obtidas aplicando as hipóteses pertinentes à Equação (2.18). A Tabela 3.1 exibe um resumo das condições de contorno utilizadas.

Tabela 3.1: Condições de contorno.

Plano	Campo de velocidades $V$	Concentração $\phi$
$x = 0$	$u = 0$	$\phi'_x = 0$
$x = L_x$	$v'_x = w'_x = 0$	
$y = 0$	$v = 0$	$\phi'_y = 0$
$y = L_y$	$u'_y = w'_y = 0$	
$z = 0$	$u = v = w = 0$	$\phi'_t - u_s \phi'_z = 0$
$z = L_z$	$w = 0$ $u'_z = v'_z = 0$	$-u_s \phi - K \phi'_z = 0$

### 3.3.2 CASO DE LOCK-RELEASE

As comparações com os resultados apresentados por Francisco et al. (2018) [19], oriundos de simulações numéricas, se realizaram após a obtenção de resultados de simulações de correntes geradas por *lock-release* em configuração de bacia, de volume igual a  $L_x \times L_y \times L_z$ . Utilizou-se o método de fronteiras imersas (IBM) para modelar as paredes do volume de mistura, as quais confinam lateralmente o material particulado em um volume dado por  $L_{\hat{x}} \times L_{\hat{y}} \times L_{\hat{z}}$ . As dimensões referentes ao domínio de simulação e ao volume do *lock* estão dispostas na Tabela 3.2.

Tabela 3.2: Configuração do domínio utilizada para as comparações com Francisco et al. (2018) [19].

$L_x [m] =$	1.50	$L_{\hat{x}} [m] =$	0.125
$L_y [m] =$	1.50	$L_{\hat{y}} [m] =$	0.250
$L_z [m] =$	0.28	$L_{\hat{z}} [m] =$	0.250

As paredes confinam este material desde o plano  $x = 0$  até  $x = L_{\hat{x}}$ , mas permite a sua

propagação no sentido *spanwise* à medida que a corrente se afasta da origem ( $x > L_{\hat{x}}$ ) (Figura 3.1).

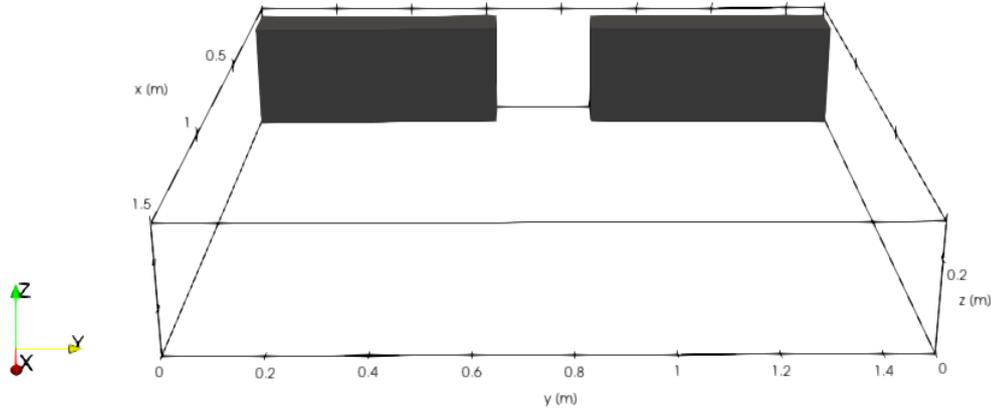


Figura 3.1: Esquema do domínio de cálculo utilizado para comparações com Francisco et al., (2018) [19].

As paredes que realizam o confinamento do material foram modeladas utilizando a imposição direta de condições hidrodinâmicas e de transporte similares às condições de contorno. Estas foram aplicadas nas zonas referentes aos planos do obstáculo, sendo considerada condição de não deslizamento para o campo de velocidades, e fluxo nulo para a concentração nas faces do obstáculo. Além disso, para o campo de velocidades é imposta a mesma condição de espelhamento que é utilizada pelos pontos fantasma, a qual anula as velocidades ortogonais às faces dos obstáculos. A Tabela 3.3 exibe um resumo das condições utilizadas.

Tabela 3.3: Condições de contorno utilizadas para simular as paredes do *lock*.

Plano	Campo de velocidades $V$	Concentração $\phi$
$x = L_{\hat{x}}$ $y = 0$ até $y = \frac{L_y}{2} - \frac{L_{\hat{y}}}{2}$	$u = v = w = 0$	$\phi'_x = 0$
$x = L_{\hat{x}}$ $y = \frac{L_y}{2} + \frac{L_{\hat{y}}}{2}$ até $y = L_y$	$u = v = w = 0$	$\phi'_x = 0$
$x = 0$ até $x = L_{\hat{x}}$ $y = \frac{L_y}{2} - \frac{L_{\hat{y}}}{2}$	$u = v = w = 0$	$\phi'_y = 0$
$x = 0$ até $x = L_{\hat{x}}$ $y = \frac{L_y}{2} + \frac{L_{\hat{y}}}{2}$	$u = v = w = 0$	$\phi'_y = 0$

Para modelar a condição inicial do volume de mistura, foram definidos valores de concentração a partir da grandeza  $\phi_i$ , a qual representa a concentração mássica inicial da mistura, para cada simulação. Isto se realizou com a mesma ferramenta utilizada por Francisco et al. (2018) [18], através do uso de uma função tangente hiperbólica, cuja finalidade é de suavizar a condição inicial no sentido *streamwise* (Figura 3.2), com o objetivo de ajudar na estabilidade numérica do esquema e na conservação da massa. A função é dada por:

$$\phi(t = 0, x, y, z) = \frac{\phi_i}{2} \left[ 1 - \tanh(x \sqrt{Sc \cdot Re}) \right]. \quad (3.31)$$

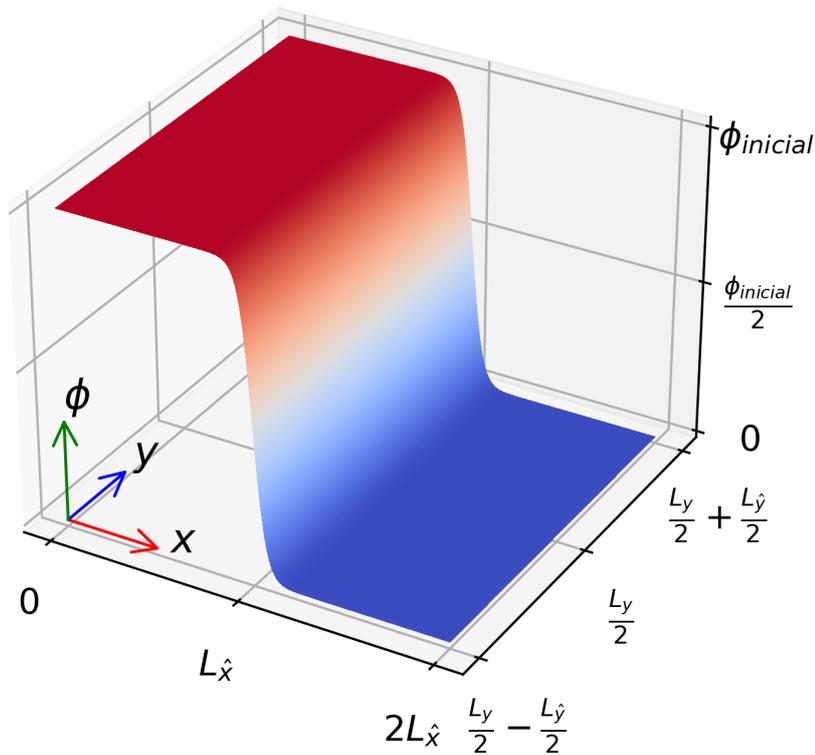


Figura 3.2: Condição inicial para a concentração utilizada para simulações de *lock-exchange*.

Foram realizadas simulações para um total de seis casos diferentes, cujos parâmetros físicos (Tabela 3.4) foram obtidos dos parâmetros adimensionais de Francisco et al. (2018) [18]. Os casos simulados contam com três números de Reynolds e quatro diâmetros de partículas, os quais geram condições hidrodinâmicas diferentes. A massa específica do sedimento adotada para estes casos é igual a  $2650 \text{ kg/m}^3$ .

Tabela 3.4: Parâmetros físicos de simulação, caso de *lock-exchange*. (Adaptado de Francisco et al., 2018 [19]).

Caso	R1K2	R5K0	R5K2	R5K4	R5K8	R10K2
$Re$	1008	5019	5019	5019	5019	10058
$d$ [ $\mu m$ ]	16.38	0	35.8	50.6	71.6	50.6
$\phi_i$ [ $kg/m^3$ ]	0.085	2.114	2.114	2.114	2.114	8.511
$\rho_m$ [ $kg/m^3$ ]	1000.05	1001.31	1001.31	1001.31	1001.31	1005.28
$t_{sim}$ [s]	350	70	70	70	70	40

### 3.3.3 CASO DE ALIMENTAÇÃO CONTÍNUA

Para as comparações com os resultados de Bonnecaze et al. (1995) [4], oriundos de experimentos físicos, foram modeladas correntes geradas por fluxo contínuo de uma mistura de sedimentos, com massa específica igual a  $3217 \text{ kg/m}^3$ , injetada a uma vazão de  $130 \text{ cm}^3/\text{s}$ , em uma área retangular de dimensões  $L_x \times L_y$ . As correntes se propagam em uma bacia de declividade nula e volume igual a  $L_x \times L_y \times L_z$ . Os valores das dimensões supracitadas estão dispostos na Tabela 3.5.

Tabela 3.5: Configuração do domínio utilizada para as comparações com Bonnecaze et al. (2018).

$L_x$ [m] =	2.10	$L_{\hat{x}}$ [m] =	0
$L_y$ [m] =	1.60	$L_{\hat{y}}$ [m] =	0.04
$L_z$ [m] =	0.16	$L_{\hat{z}}$ [m] =	0.14

Para ajudar na convergência do esquema numérico, utilizou-se uma função de suavização da velocidade em relação ao tempo, exemplificada na Figura 3.3. Esta função parametriza a velocidade de entrada do escoamento, através de uma função tangente hiperbólica descrita por três tempos característicos, que descrevem a seguinte equação:

$$u(t) = \frac{u_{max}}{2} \tanh\left(\frac{2t}{t_1}\right) \left[ 1 - \tanh\left(\frac{-2t + t_2 + t_3}{t_2 - t_3}\right) \right], \quad (3.32)$$

onde  $t_1$  é o tempo de aceleração do fluxo,  $t_2$  é o tempo de início da desaceleração e  $t_3$  é o tempo

de fim do fluxo.

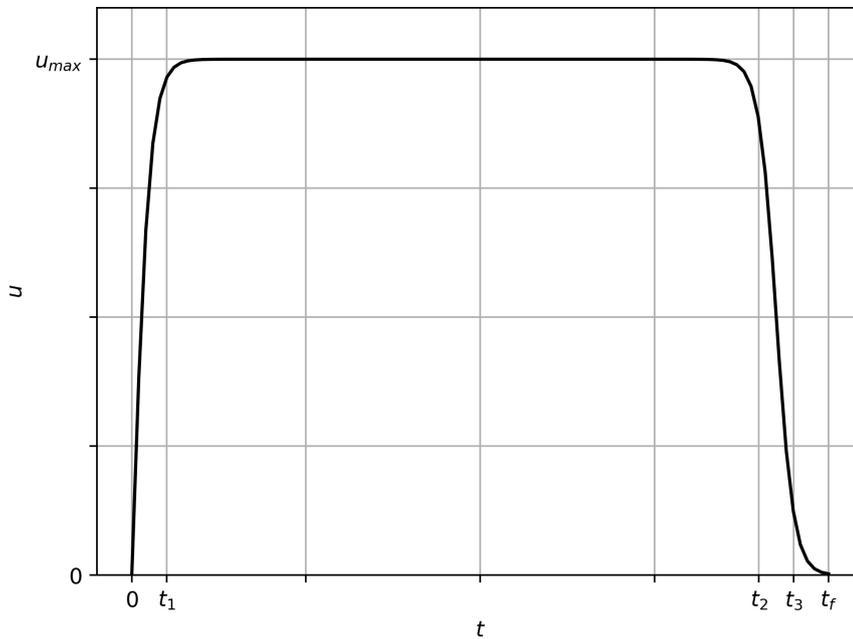


Figura 3.3: Condição de entrada da mistura.

Para a configuração em questão, foram realizadas simulações para dois casos diferentes de igual diâmetro de partícula e massas específicas diferentes, cujos parâmetros estão apresentados na Tabela 3.6. Cabe salientar que as simulações para os casos de correntes não conservativas foram mais longos que os apresentados nos resultados do autor da referência, de forma a garantir com que o todo o material presente no domínio sedimente.

Tabela 3.6: Parâmetros físicos de simulação, caso de alimentação contínua. (Adaptado de Bonnecaze et al., 1995 [4]).

Caso	Q130g20NC	Q130g10NC
$Re$	8283	5857
$d$ [ $\mu m$ ]	53	53
$\rho_m$ [ $kg/m^3$ ]	1018.60	1009.26
$t_{sim}$ [s]	90	90

## 4 RESULTADOS

Neste capítulo serão analisados os resultados adquiridos através do código SuLi, com o intuito de validar o novo esquema numérico implementado no presente trabalho. Para isso, serão apresentados e comparados os resultados obtidos com o uso do esquema anterior, de primeira ordem de aproximação para a resolução da Equação de Advecção-Difusão, com os resultados obtidos através do novo esquema numérico. Será realizada a comparação com os resultados apresentados por Francisco et al. (2018) [19], considerando o caso de *lock-release*. Posteriormente serão comparados resultados de simulações para o caso de alimentação contínua, com os apresentados por Bonneau et al. (1995) [4]. Finalmente, serão apresentados resultados de simulações realizadas com o uso de novos valores de diâmetro de partícula e concentrações, para o caso de *lock-release* e alimentação contínua, empregando as configurações validadas.

### 4.1 COMPARAÇÃO ENTRE ESQUEMAS NUMÉRICOS

Com a finalidade de justificar a implementação do novo esquema numérico, foi realizada a comparação dos resultados deste, com os resultados obtidos a partir do uso do esquema numérico anterior, implementado e validado por Morigi (2021) [43].

Foram realizadas um total de doze simulações, considerando o caso de *lock-release*, com configuração similar à de Francisco et al. (2018) [19], utilizando os diferentes esquemas numéricos para a resolução aproximada da Equação de Advecção-Difusão. Utilizaram-se os parâmetros de quatro configurações, referentes às de  $Re = 5000$ . As simulações foram realizadas utilizando, para cada caso, três esquemas diferentes:

- Aproximação de Euler de primeira ordem para a derivada temporal e *upwind* de primeira ordem para a derivada do termo advectivo;
- Aproximação de Adams-Bashforth de segunda ordem para a derivada temporal e *upwind*

de primeira ordem para a derivada do termo advectivo;

- Aproximação de Adams-Bashforth de segunda ordem para a derivada temporal e *upwind* de segunda ordem para a derivada do termo advectivo.

Para comparar a precisão dos esquemas numéricos em termos de conservação de massa, levou-se em conta a diferença entre a massa inicial de sedimento que é colocada no *lock-release*, e a soma entre a massa presente no domínio de cálculo (massa em suspensão) e a massa que sai do domínio em  $z = 0$  (massa que deposita) para cada passo de tempo. Assume-se que esta diferença é proveniente do erro numérico, resultante dos termos de mais alta ordem que não são considerados na aproximação das derivadas da Equação de Advecção-Difusão. O cálculo da massa de sedimento em suspensão, para um determinado instante, é dado por:

$$m_{susp}(t) = \int_0^{L_x} \int_0^{L_y} \int_0^{L_z} \phi(t,x,y,z) dz dy dx. \quad (4.1)$$

A massa de sedimento que deposita em cada passo de tempo é obtida através da expressão:

$$m_{depo}(t) = \int_0^{L_x} \int_0^{L_y} u_s \cdot \Delta t \cdot \phi(t,x,y,0) dy dx \quad (4.2)$$

Os parâmetros de discretização utilizados foram exatamente os mesmos para as doze simulações, e estão dispostos na Tabela 4.1.

Tabela 4.1: Parâmetros de discretização espacial utilizados para a comparação de esquemas numéricos para a Equação de Advecção-Difusão.

$\Delta x [m] =$	$2.08E - 02$	$n_x =$	72
$\Delta y [m] =$	$2.50E - 02$	$n_y =$	60
$\Delta z [m] =$	$1.14E - 02$	$n_z =$	25
$\Delta t [s] =$	$1.00E - 03$		

A Figura 4.1 apresenta os resultados referentes à conservação de massa suspensa, para os casos **R5K0**, **R5K2**, **R5K4** e **R5K8**, dispostos na Tabela 3.4. A cor das linhas destaca os diferentes valores de diâmetro de partícula, e conseqüentemente, a velocidade de queda. O tipo de linha destaca os esquemas numéricos considerados, cuja aproximação da derivada temporal é

realizada a partir do método de Euler de primeira ordem e Adams-Bashforth de segunda ordem, enquanto que as aproximações da derivada do termo advectivo foram realizadas utilizando os esquemas *upwind* de primeira e segunda ordem. A conservação da massa suspensa deve ser respeitada, mantendo, para todo o tempo de simulação, o valor da massa de sedimento inicial (linha cinza) próximo ao valor da massa de sedimento total, dado pela soma entre a massa suspensa e a massa depositada.

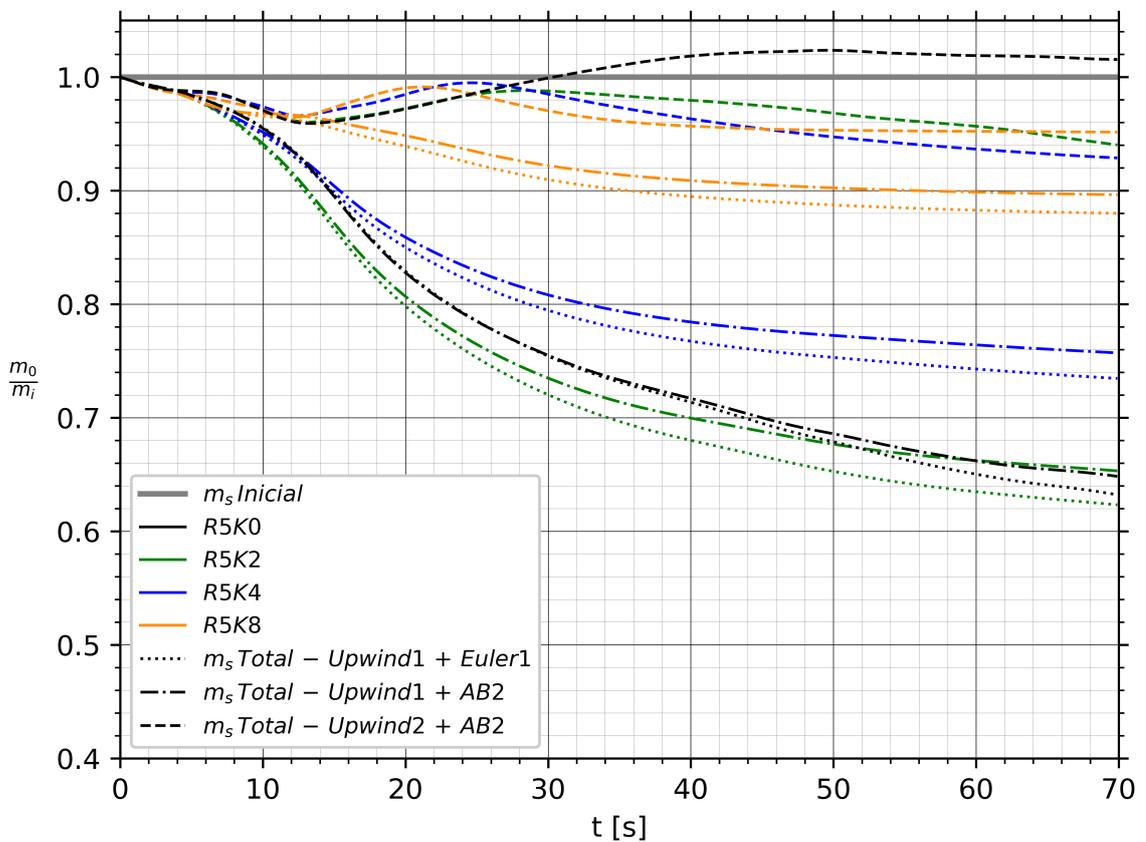
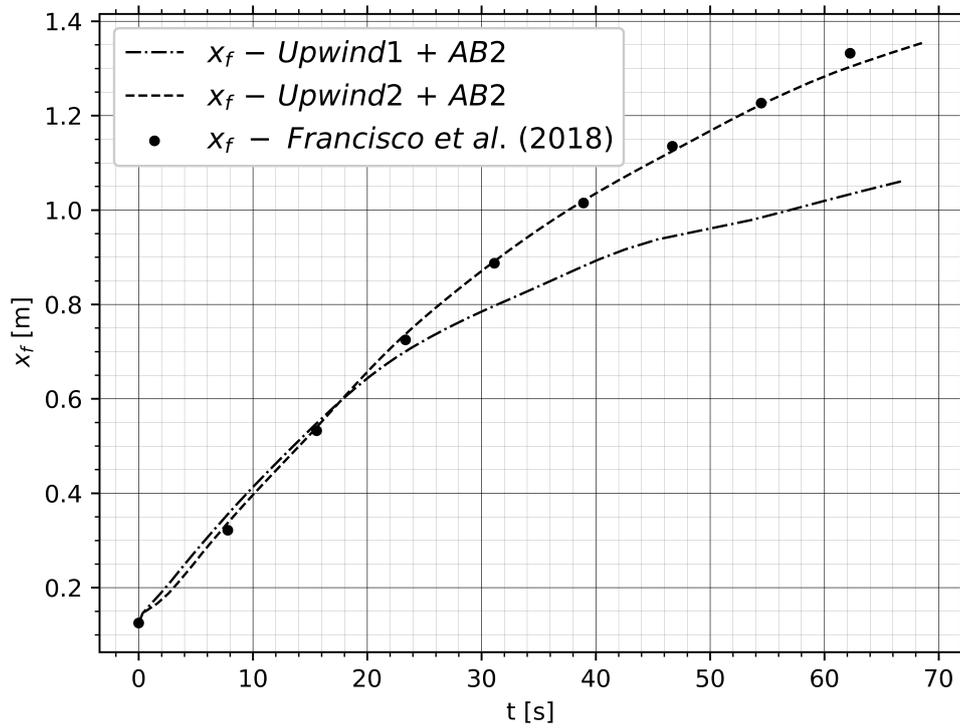
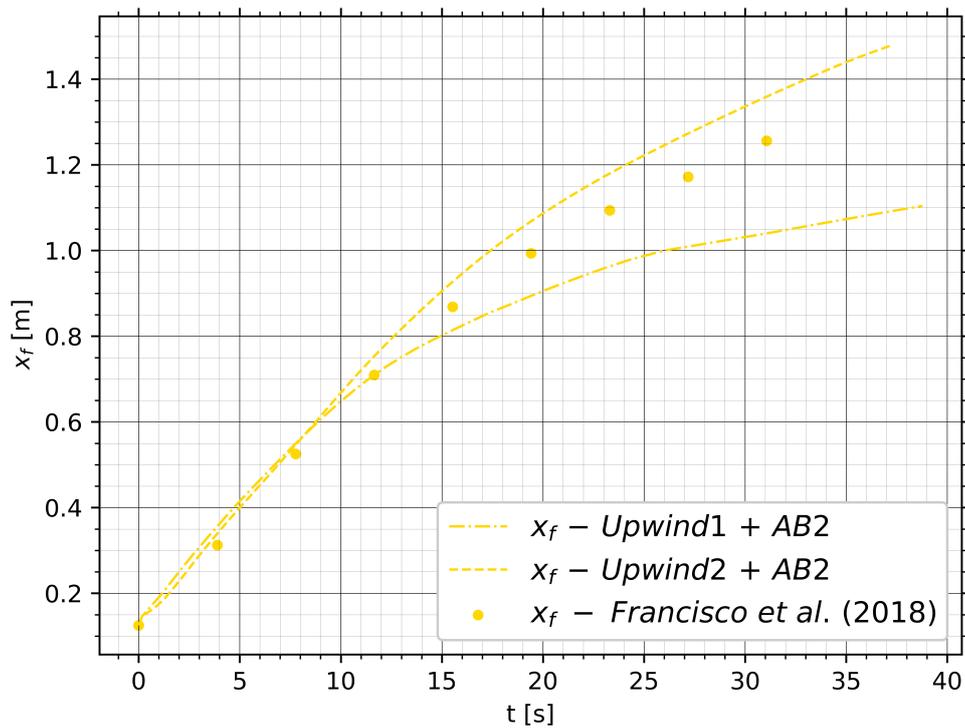


Figura 4.1: Conservação da massa para os casos **R5K0**, **R5K2**, **R5K4** e **R5K8**. Em linha cinza a quantidade total de massa inicial para todas as simulações. Cada cor representa um caso de diâmetro de partícula, e cada estilo de linha representa o esquema numérico considerado.

A diferença entre a massa inicial e a massa total em cada passo de tempo pode ser considerada erro numérico, o qual pode ser explicado através da expansão em série de Taylor, pelos termos de mais alta ordem que foram desconsiderados durante as aproximações das derivadas. É possível perceber que a perda de massa, para o caso do esquema *upwind* de primeira ordem com Euler de primeira ordem varia entre os 38%, para o caso de corrente conservativa, e 12%, para o caso da corrente com maior diâmetro de partícula. O aumento da ordem da aproximação do termo da derivada temporal reduz o erro em torno de 2% para todos os casos. Já para o caso do esquema *upwind* de segunda ordem com Adams-Bashforth de segunda ordem, apesar de ocasionar um aumento na massa total do domínio para certos intervalos de tempo, os erros variaram entre 8% e 2%.

Para rastrear a posição da frente da corrente, no sentido *streamwise*, foi utilizado o mesmo critério de Francisco (2018) [18]: em cada passo de tempo foi rastreada a primeira localização onde o valor de concentração respeitasse o critério  $\phi(t,x,y,z) \geq 0.01\phi_i$ . Isso foi realizado considerando o plano  $y = \frac{L_y}{2}$ , percorrendo o domínio de jusante a montante e desde a superfície livre ao fundo. Um método similar foi utilizado para rastrear a posição da frente da corrente, no sentido *spanwise*.

Novas simulações foram realizadas para o Caso **R10K2**, de maior concentração inicial, com a finalidade de realizar a comparação da evolução da frente considerando os diferentes esquemas. As Figuras 4.2 e 4.3 apresentam, respectivamente, resultados referentes à posição da frente da corrente conservativa (Caso **R5K0**) no sentido *streamwise* e de uma corrente não conservativa (Caso **R10K2**), oriundos de dois dos esquemas numéricos previamente destacados. Nos resultados oriundos das simulações com o esquema *upwind* de primeira ordem, já que o esquema conta com uma difusividade virtual elevada, oriunda dos termos numéricos não considerados na aproximação, o esquema contribui para a dissipação de energia dos menores vórtices, desacelerando a corrente.

Figura 4.2:  $x_f$  para caso **R5K0** (corrente conservativa).Figura 4.3:  $x_f$  para caso **R10K2** (corrente não conservativa).

Cabe salientar que, para o caso dos resultados referentes à posição da frente, os valores obtidos através de ambos os esquemas que consideraram, para a aproximação da derivada do termo advectivo, a aproximação *upwind* de primeira ordem foram muito próximos, portanto, os resultados da aproximação de primeira ordem para a derivada temporal não foram apresentados nas Figuras anteriores. Assim, é possível perceber que o aumento na ordem de aproximação da derivada temporal tampouco contribui significativamente na melhoria dos resultados referentes à evolução da posição da frente. Já o aumento na ordem de aproximação da derivada do termo advectivo, de forma geral, contribui para uma melhor aproximação da solução. Este fato pode ser explicado já que a perda de massa da corrente pode afetar no seu espalhamento, fazendo com que se propague a distâncias menores. Portanto, é importante manter uma boa aproximação na conservação de massa, visto que a redução da quantidade de massa de sedimento no domínio pode desacelerar a corrente, além de subestimar as magnitudes dos resultados de grandezas deposicionais.

É possível concluir que, para os parâmetros de discretização utilizados, os resultados obtidos com o esquema de aproximações de segunda ordem foram mais precisos que os obtidos através de esquemas de primeira ordem.

#### 4.2 ANÁLISE COM RESULTADOS DE FRANCISCO ET AL. (2018)

Este tópico apresenta detalhadamente os resultados obtidos, referentes à taxa de sedimentação, evolução da frente da corrente e densidade de depósito, gerada por uma configuração de *lock-release*. As comparações para este caso, são realizadas frente aos resultados de uma DNS, oriundos código Incompact3d, que usa esquemas de alta ordem de precisão com formulação implícita, obtidos por Francisco et al. (2018) [19].

Para estas simulações, utilizou-se os parâmetros numéricos apresentados na Tabela 4.2, os quais variaram de acordo com os parâmetros físicos de cada configuração adotada. Cabe salientar que o número de pontos considerados para discretização do domínio das simulações realizadas é muito inferior aos utilizados para a DNS de referência, onde foram dimensionadas malhas de entre  $1201 \times 193 \times 1201$  e  $1201 \times 385 \times 1201$  pontos.

Tabela 4.2: Parâmetros de discretização utilizados para o caso de *lock-release*.

<b>Caso</b>	<b>R1K2</b>	<b>R5K0</b>	<b>R5K2</b>	<b>R5K4</b>	<b>R5K8</b>	<b>R10K2</b>
$\Delta x [m]$	1.79E-02	1.79E-02	1.79E-02	1.79E-02	1.79E-02	1.25E-02
$\Delta y [m]$	1.79E-02	1.79E-02	1.79E-02	1.79E-02	1.79E-02	1.25E-02
$\Delta z [m]$	8.33E-03	6.25E-03	6.25E-03	6.25E-03	6.25E-03	6.25E-03
$\Delta t [m]$	1.00E-04	7.50E-05	7.50E-05	7.50E-05	7.50E-05	5.00E-05
$nx$	84	84	84	84	84	120
$ny$	84	84	84	84	84	120
$nz$	33	43	43	43	43	43

#### 4.2.1 PROPAGAÇÃO DAS CORRENTES DE TURBIDEZ SIMULADAS

No presente tópico são apresentados resultados de concentração das correntes simuladas, com a finalidade de destacar a dinâmica de propagação das mesmas, bem como a formação de estruturas citadas na bibliografia.

As Figuras 4.4 a 4.9 apresentam o perfil de concentração no plano  $y = \frac{L_y}{2}$ , obtidos para as seis configurações, considerando diferentes passos de tempo, com o objetivo de ilustrar o avanço da corrente. As escalas de concentração foram determinadas de acordo com o valor de  $\phi_i$ , adotado em cada configuração.

Para os primeiros intervalos de simulação, em todos os casos é possível decompor as correntes obtidas em suas três componentes anatômicas principais, apresentadas e descritas na revisão bibliográfica: a cabeça, corpo e cauda.

Os resultados destacam a formação de uma estrutura saliente na parte frontal da cabeça das correntes, chamada de nariz, a qual é formada devido ao atrito do fluido com o fundo, modelada pela condição de não-deslizamento que é a responsável por uma tensão resistiva ao fluxo e, conseqüentemente pela desaceleração da parte inferior frontal da corrente.

Além disso, se observa a formação e o deslocamento de estruturas turbulentas chamadas de vórtices de Kelvin-Helmholtz, as quais são geradas devido ao atrito viscoso no limite entre o fluido com sedimento e o fluido ambiente. Estas estruturas se apresentam mais nitidamente para as correntes formadas por misturas de maiores concentrações (maiores números de Reynolds), e para os casos com menores diâmetros de partícula. Nos casos de  $Re = 5000$  apresentados, esta estrutura se mantém mais definida ao longo do tempo na corrente conservativa, seguido dos casos de menores diâmetros de partícula. Para a simulação de número de Reynolds  $10^4$ , a estrutura em questão é mais detalhada, havendo quase a formação de dois vórtices.

A espessura do corpo e cauda das correntes formadas tende a ser menor comparada às de simulações de correntes canalizadas apresentadas na bibliografia, por conta da liberdade do escoamento da mistura no sentido *spanwise*. Nos maiores diâmetros de partícula, esta espessura reduz mais rapidamente com o avanço temporal, indicando a deposição mais rápida.

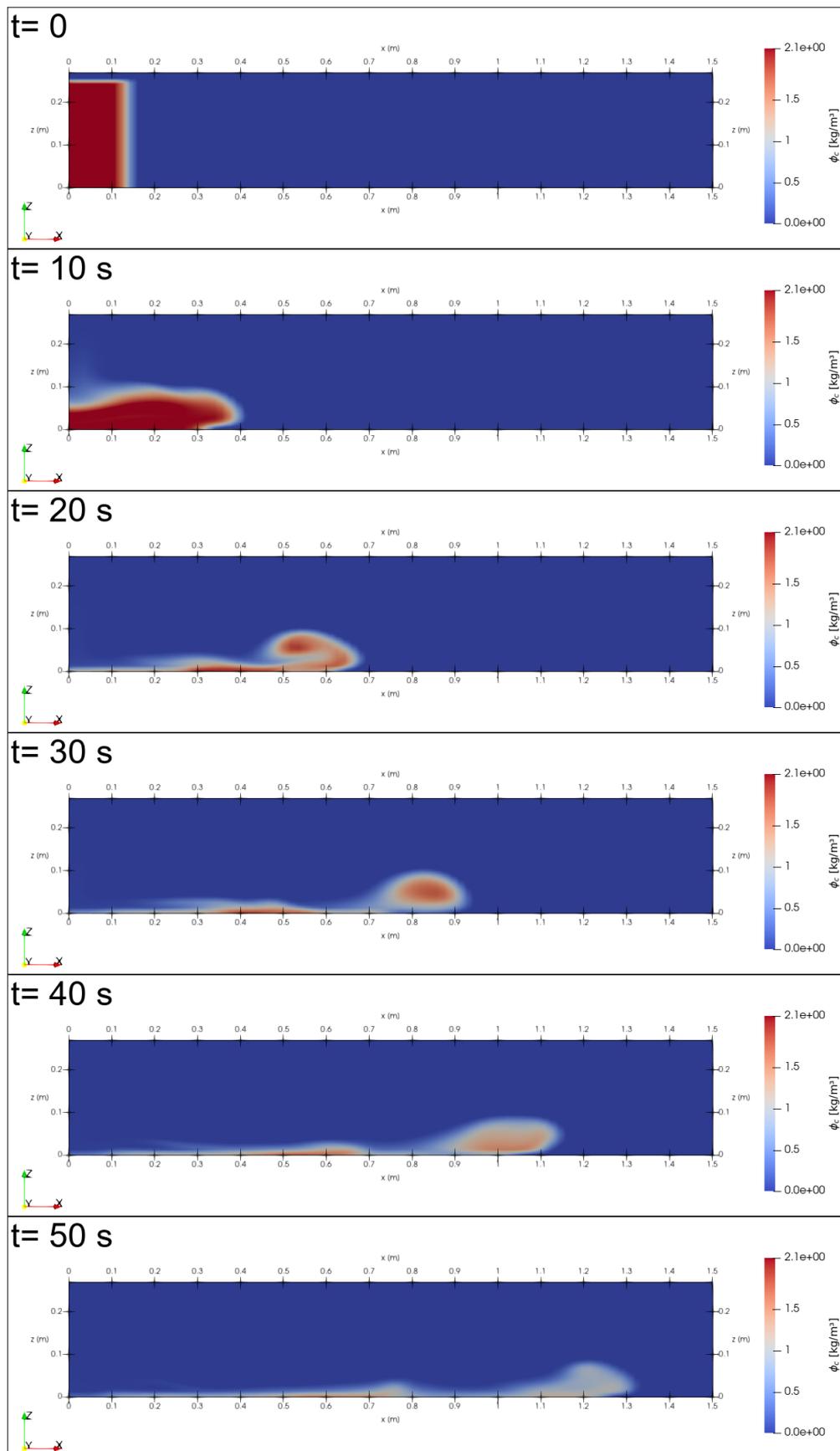


Figura 4.4: Valores de concentração em  $y = \frac{L_y}{2}$  para o caso **R5K0**,  $t = 0, 10, 20, 30, 40, 50$  e  $60$  s.  $Re = 5000$ , corrente conservativa.

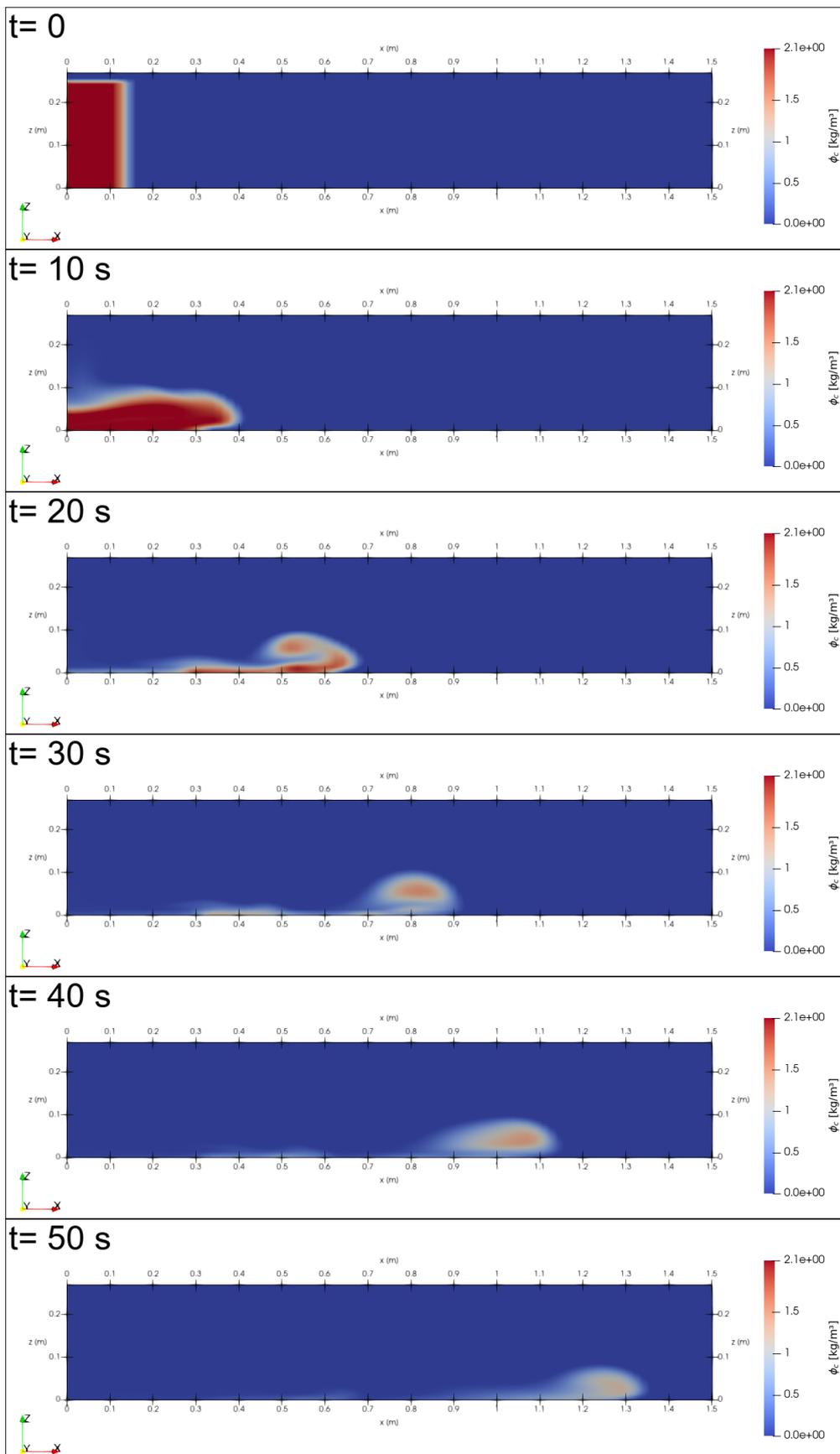


Figura 4.5: Valores de concentração em  $y = \frac{L_y}{2}$  para o caso **R5K2**,  $t = 0, 10, 20, 30, 40$  e  $50$  s.  
 $Re = 5000, d = 35.8 \mu\text{m}$ .

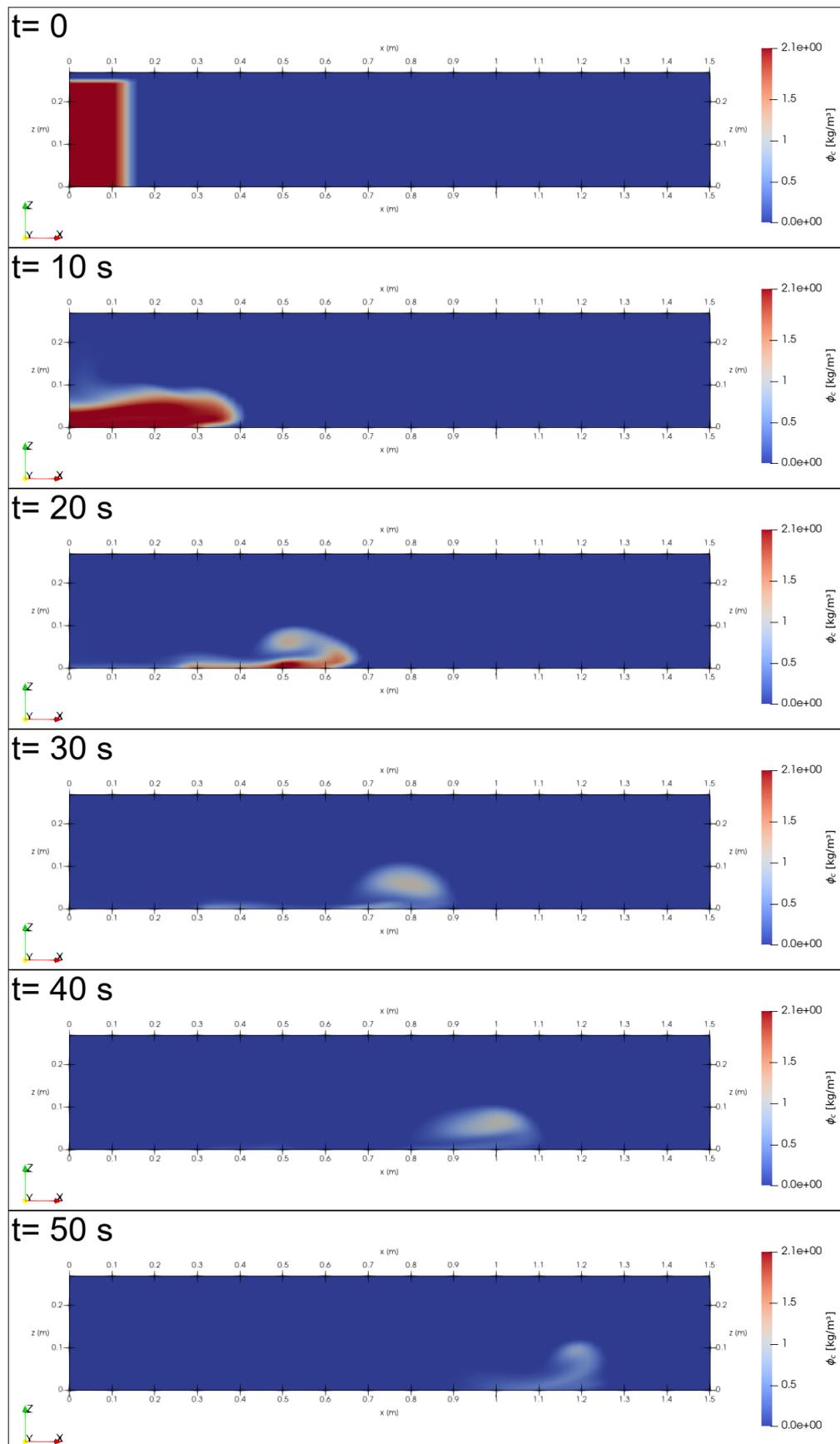


Figura 4.6: Valores de concentração em  $y = \frac{L_y}{2}$  para o caso **R5K4**,  $t = 0, 10, 20, 30, 40$  e  $50$  s.  
 $Re = 5000$ ,  $d = 50.6 \mu\text{m}$ .

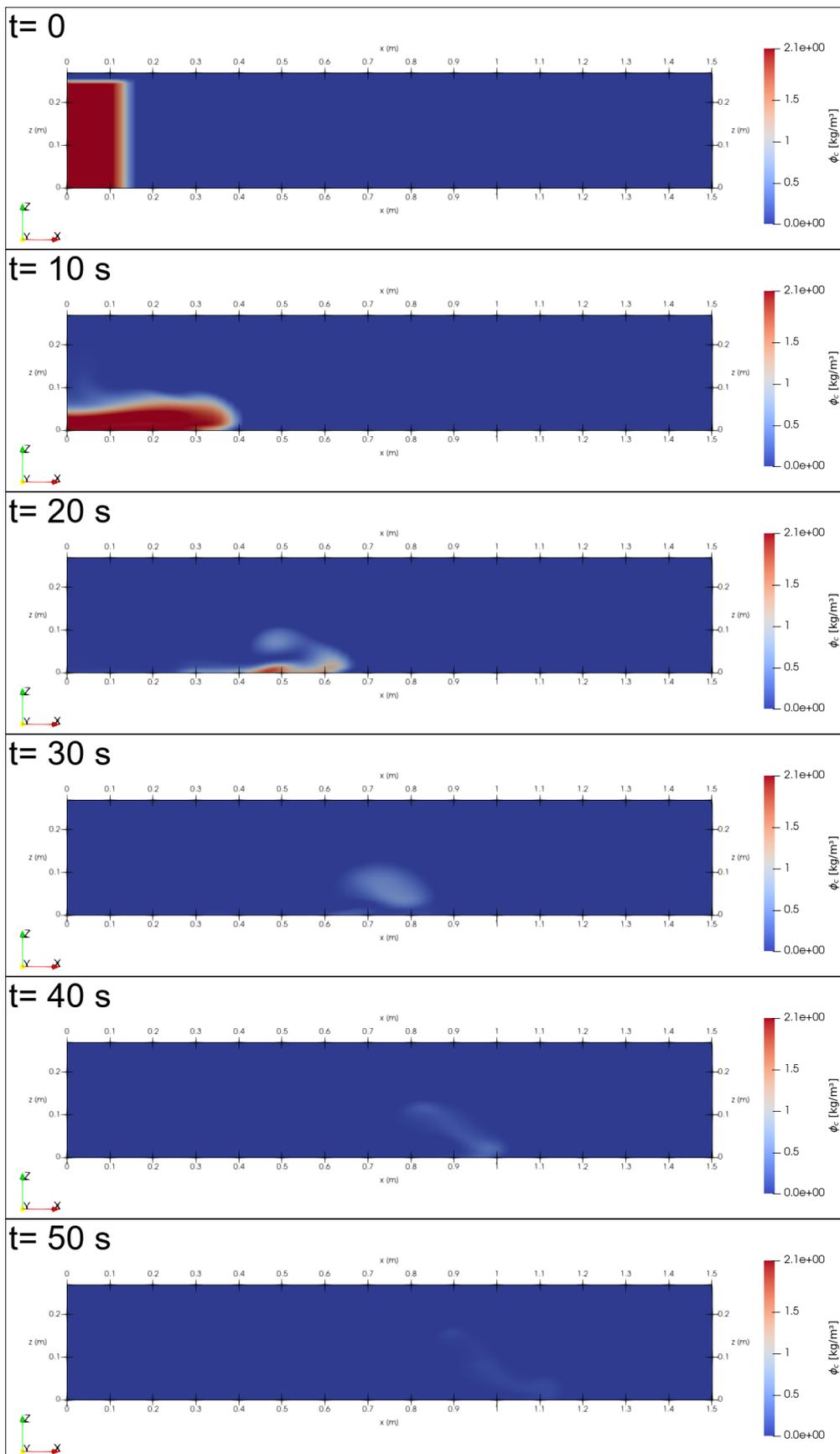


Figura 4.7: Valores de concentração em  $y = \frac{L_y}{2}$  para o caso **R5K8**,  $t = 0, 10, 20, 30, 40$  e  $50$  s.  
 $Re = 5000$ ,  $d = 71.6 \mu\text{m}$ .

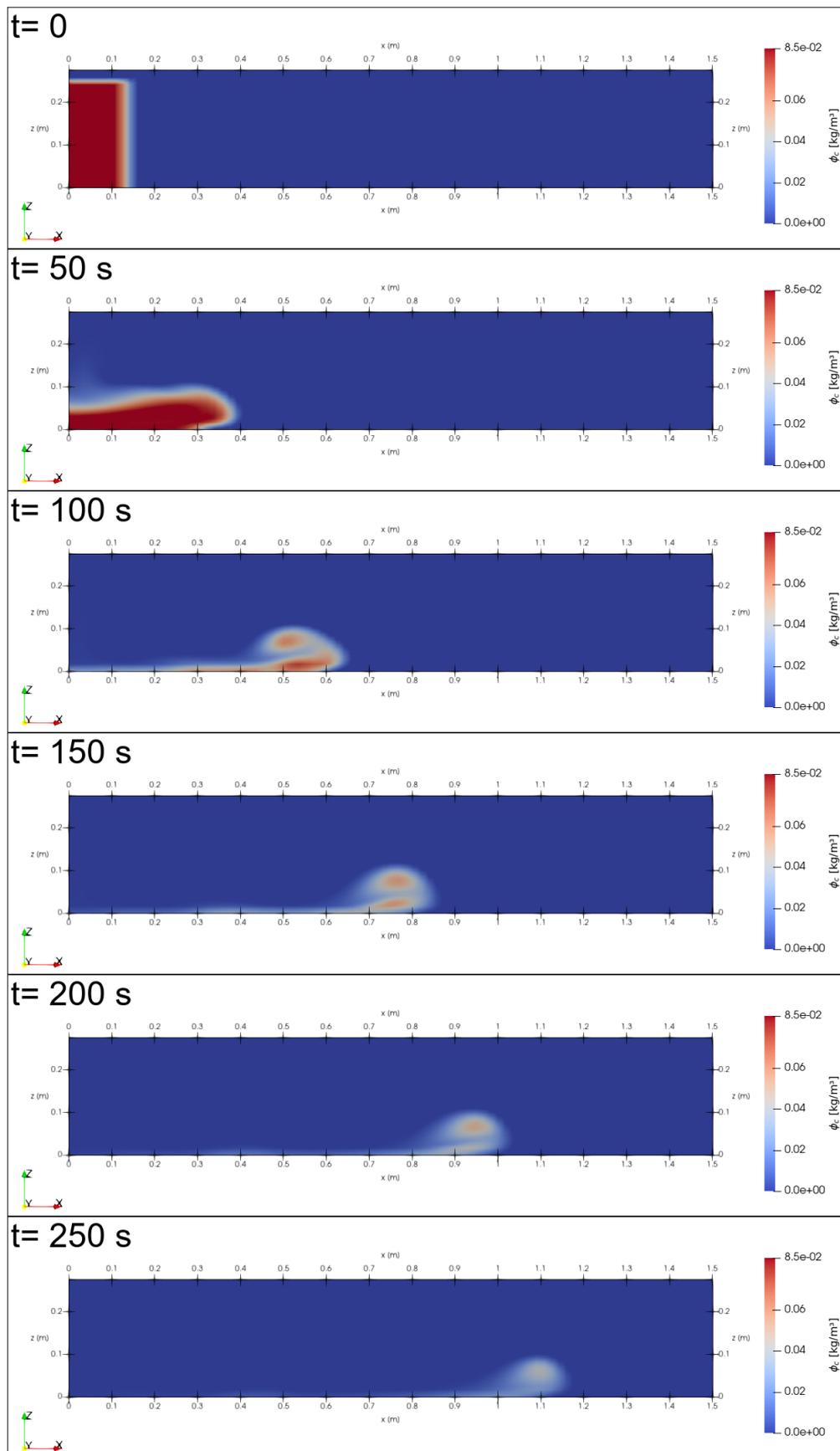


Figura 4.8: Valores de concentração em  $y = \frac{L_y}{2}$  para o caso **R1K2**,  $t = 0, 50, 100, 150, 200, 250$  e  $300$  s.  $Re = 10^3$ ,  $d = 16.38 \mu\text{m}$ .

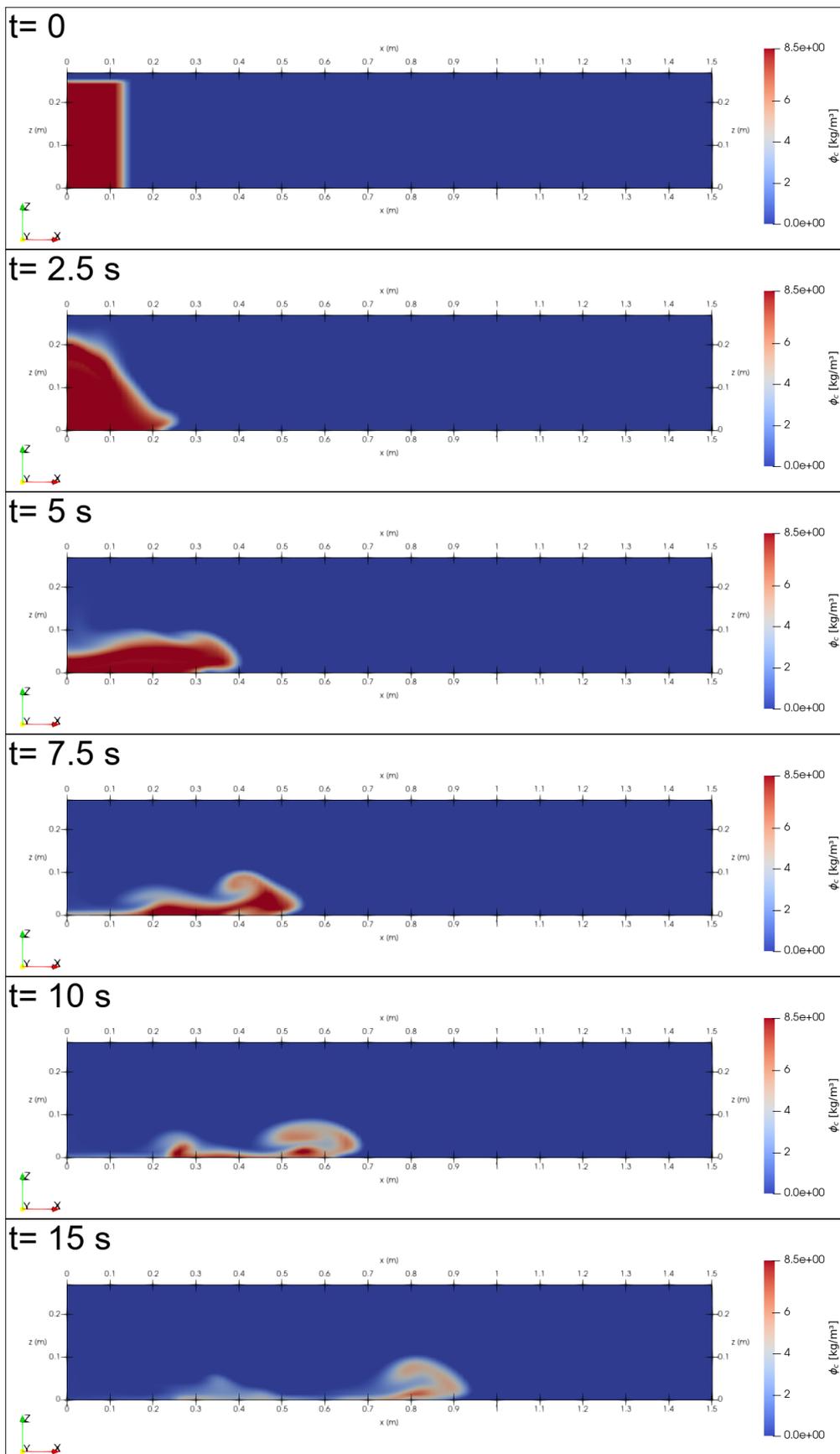


Figura 4.9: Valores de concentração em  $y = \frac{L_y}{2}$  para o caso **R10K2**,  $t = 0, 2.5, 5, 7.5, 10$  e  $15$  s.  $Re = 10^4$ ,  $d = 50.6 \mu\text{m}$ .

As Figuras 4.10 a 4.15 apresentam a vista superior do domínio de cálculo, mostrando os resultados das características de propagação das correntes de turbidez simuladas, obtidos para diferentes passos de tempo, onde são destacados os valores em azul que respeitam o critério  $\phi(t,x,y,z) \geq 0.01\phi_i$ .

Os resultados em questão validam a influência física do obstáculo implementado, o qual confina o escoamento no sentido do *spanwise* dentro o volume do *lock*, e possibilita a propagação das correntes neste sentido logo à frente das paredes. Após o início da simulação, ocorre o deslocamento da mistura, o qual acontece de forma radial conforme o observado no trabalho utilizado para as comparações deste tópico, e também conforme as conclusões citadas por Bonecaze et al. (1995) [4].

É possível visualizar propagação das componentes anatômicas das correntes simuladas, onde se constata a formação de estruturas de lóbulos e fendas para a porção frontal. Estas estruturas também se tornam mais detalhadas para os casos de correntes de maiores concentrações e, conseqüentemente, maiores números de Reynolds. Nos resultados apresentados existe uma leve assimetria no avanço da corrente e nas estruturas formadas pelas mesmas, em relação ao sentido *spanwise*, o que destaca a tridimensionalidade do fenômeno em questão.

A velocidade no sentido *streamwise* é levemente superior à do sentido *spanwise* para todos os casos, havendo uma redução nesta diferença para os casos de menor velocidade de queda.

As características de cada componente anatômica da corrente variam conforme os parâmetros físicos de cada caso. A velocidade de queda tem uma forte influência na extensão de propagação da corrente, havendo uma maior desaceleração à medida que os diâmetros de partícula são maiores. Além disso, a velocidade de queda afeta as características das estruturas de lóbulos e fendas, sendo estas melhor definidas para os casos de menores velocidades de queda. Para os maiores diâmetros de partícula, as correntes perdem grande parte de sua massa próximo ao *lock*. Comparando os casos **R5K4** e **R10K2**, cujas velocidades de queda são exatamente iguais, para o caso de maior *Re*, a corrente se propaga mais rapidamente.

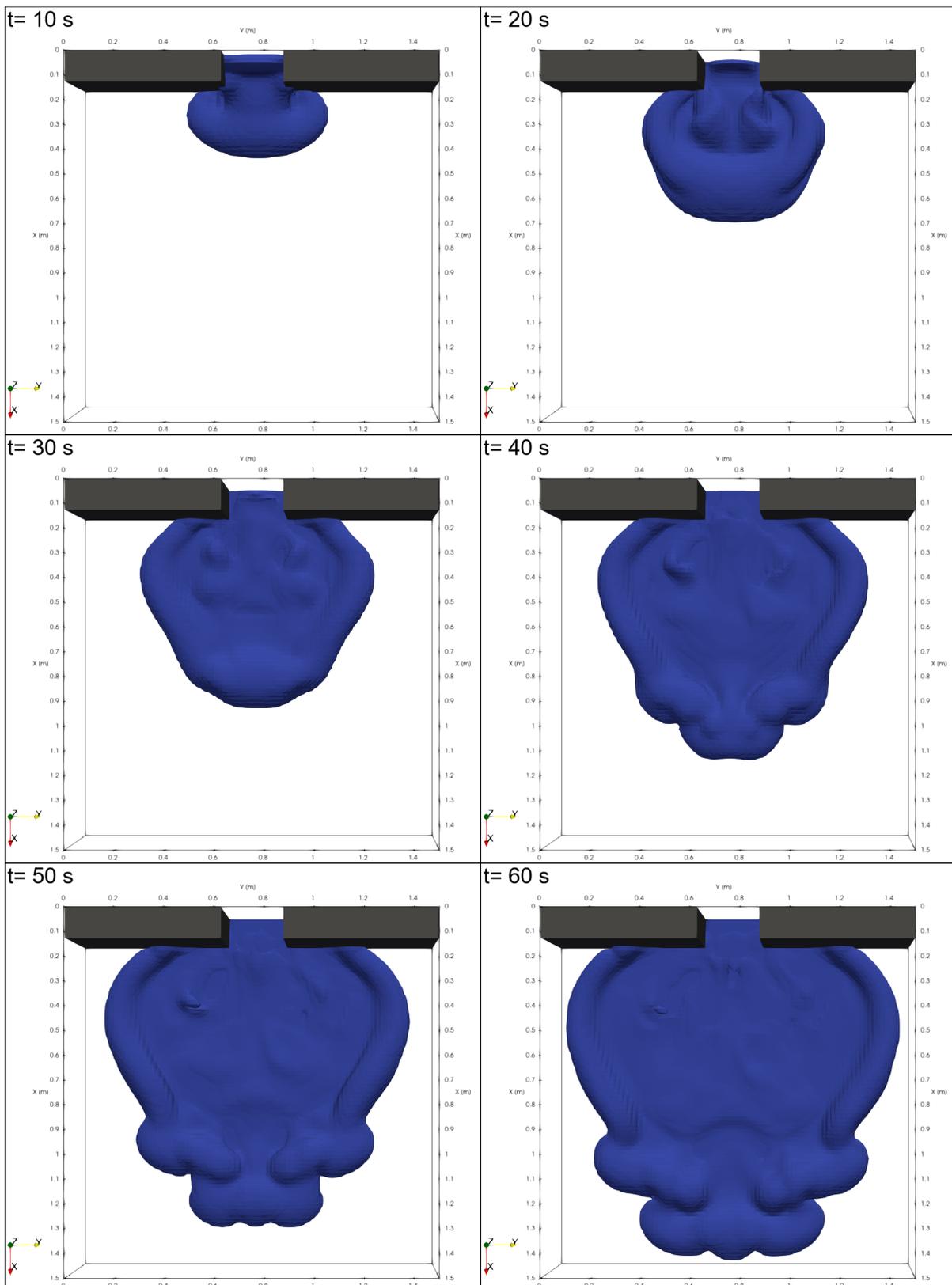


Figura 4.10: Propagação da corrente, caso **R5K0**,  $t = 10, 20, 30, 40, 50$  e  $60$  s.  $Re = 5000$ , corrente conservativa.

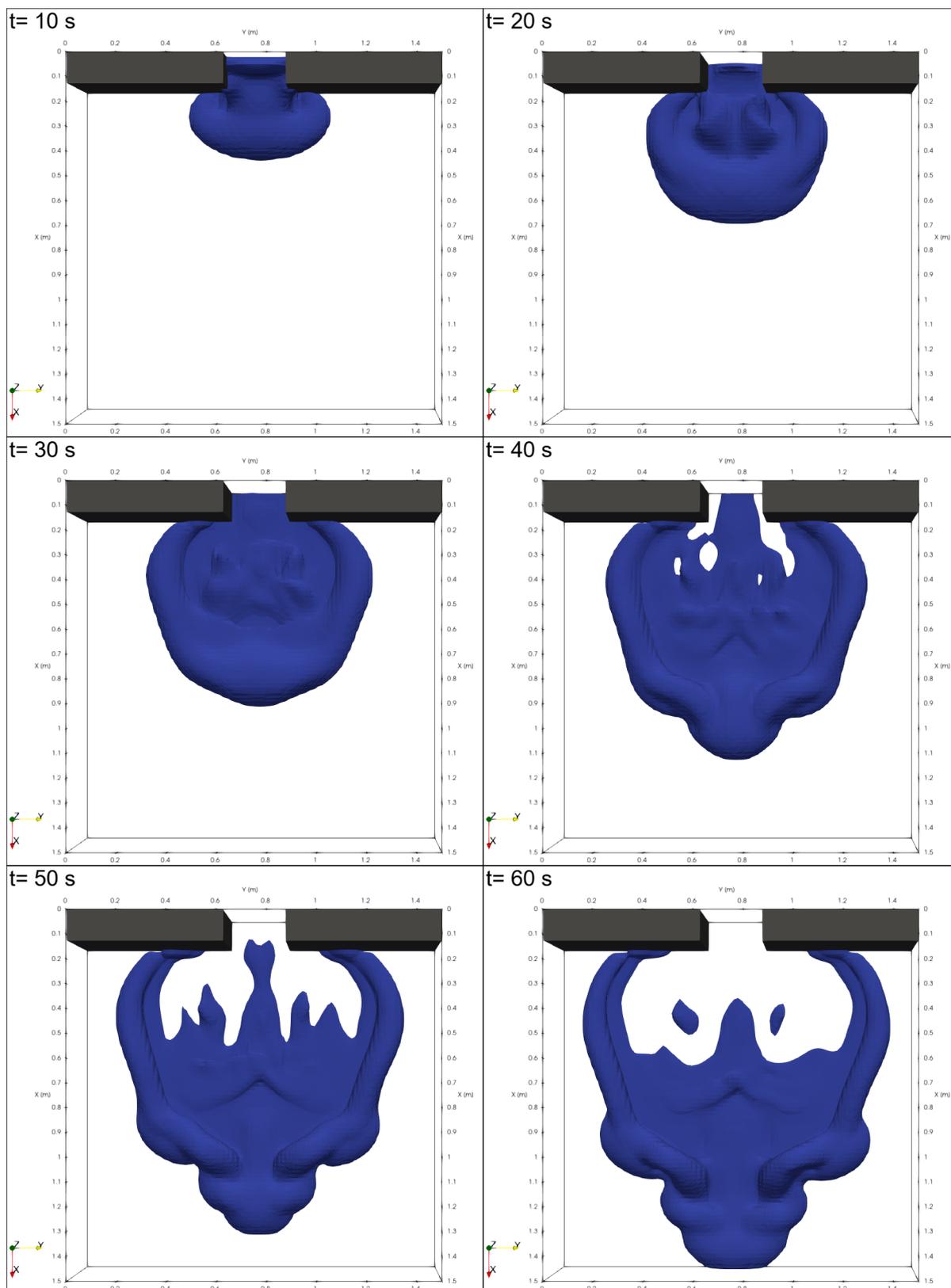


Figura 4.11: Propagação da corrente, caso **R5K2**,  $t = 10, 20, 30, 40, 50$  e  $60$  s.  $Re = 5000$ ,  $d = 35.8 \mu\text{m}$ .

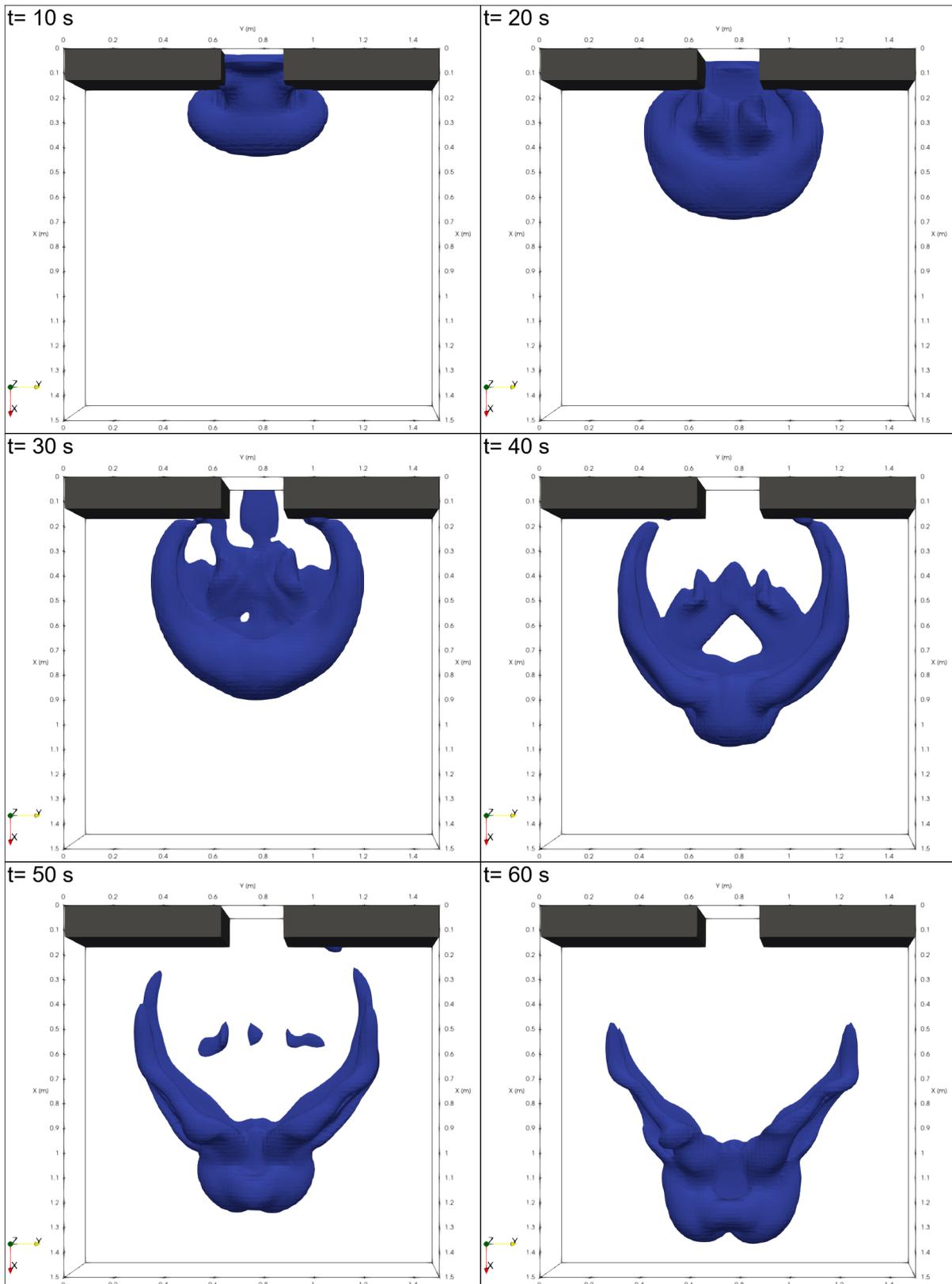


Figura 4.12: Propagação da corrente, caso **R5K4**,  $t = 10, 20, 30, 40, 50$  e  $60$  s.  $Re = 5000$ ,  $d = 50.6 \mu m$ .

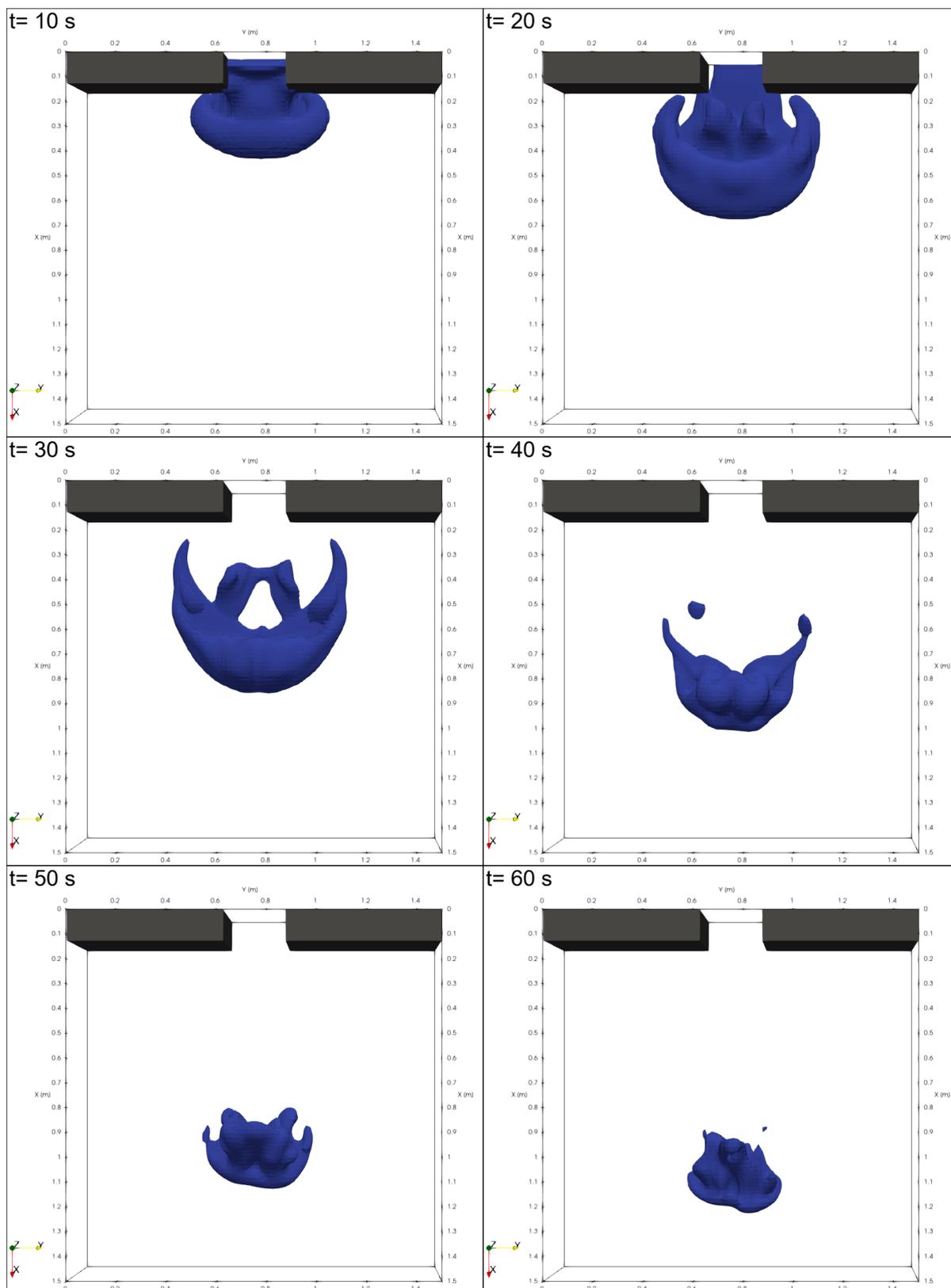


Figura 4.13: Propagação da corrente, caso **R5K8**,  $t = 10, 20, 30, 40, 50$  e  $60$  s.  $Re = 5000$ ,  $d = 71.6 \mu\text{m}$ .

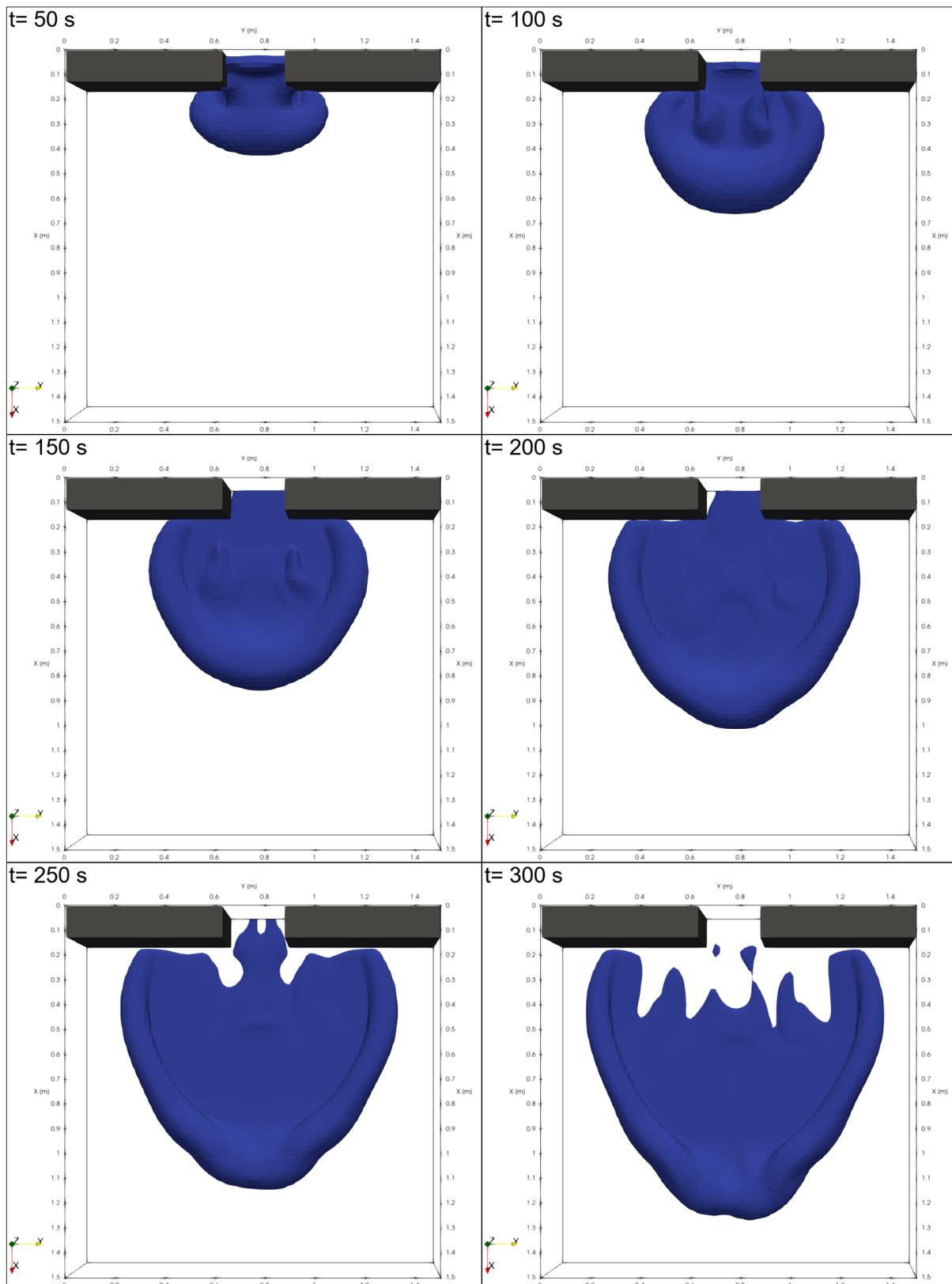


Figura 4.14: Propagação da corrente, caso **R1K2**,  $t = 50, 100, 150, 200, 250$  e  $300$  s.  
 $Re = 10^3$ ,  $d = 16.38 \mu\text{m}$ .

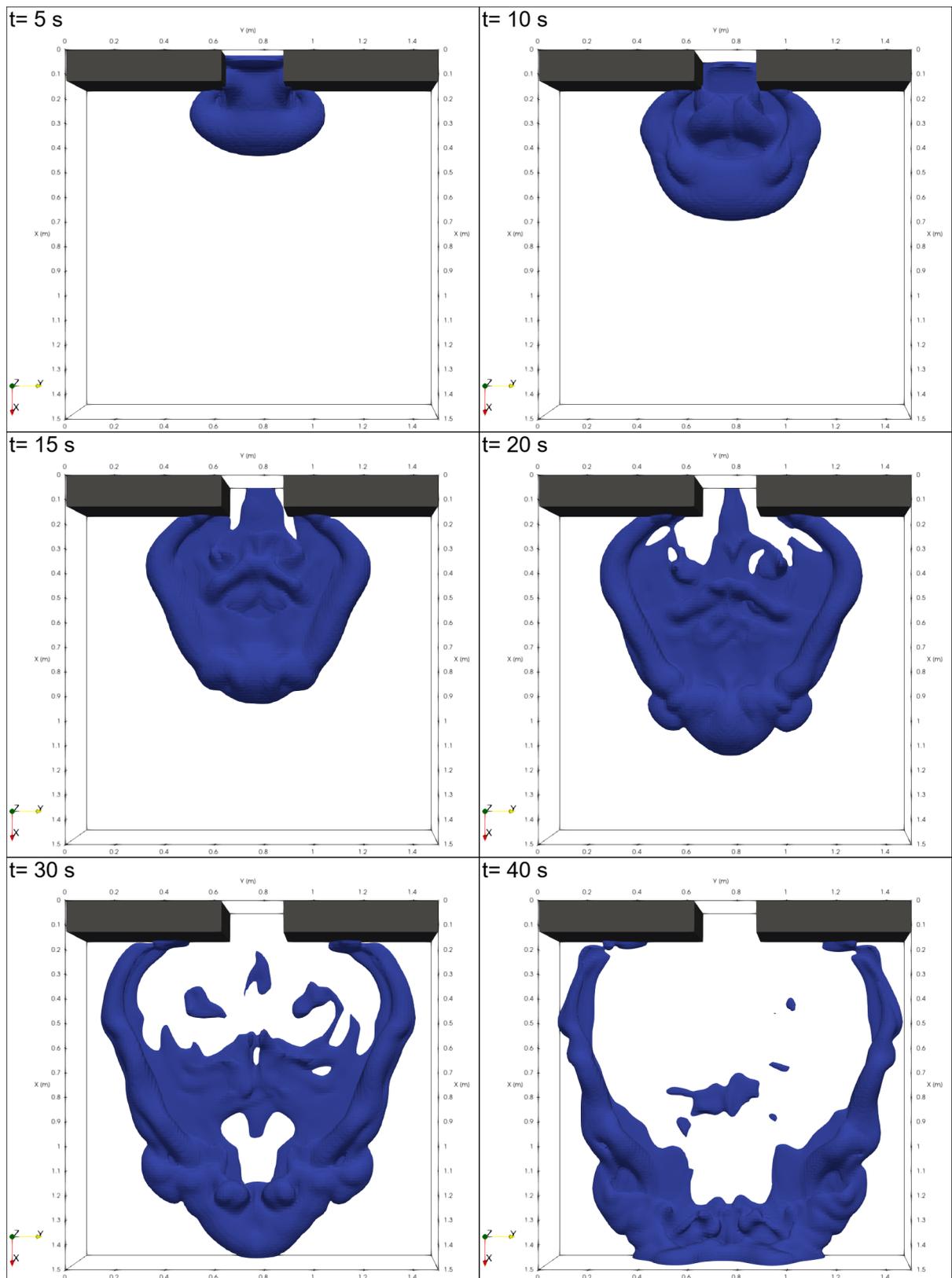


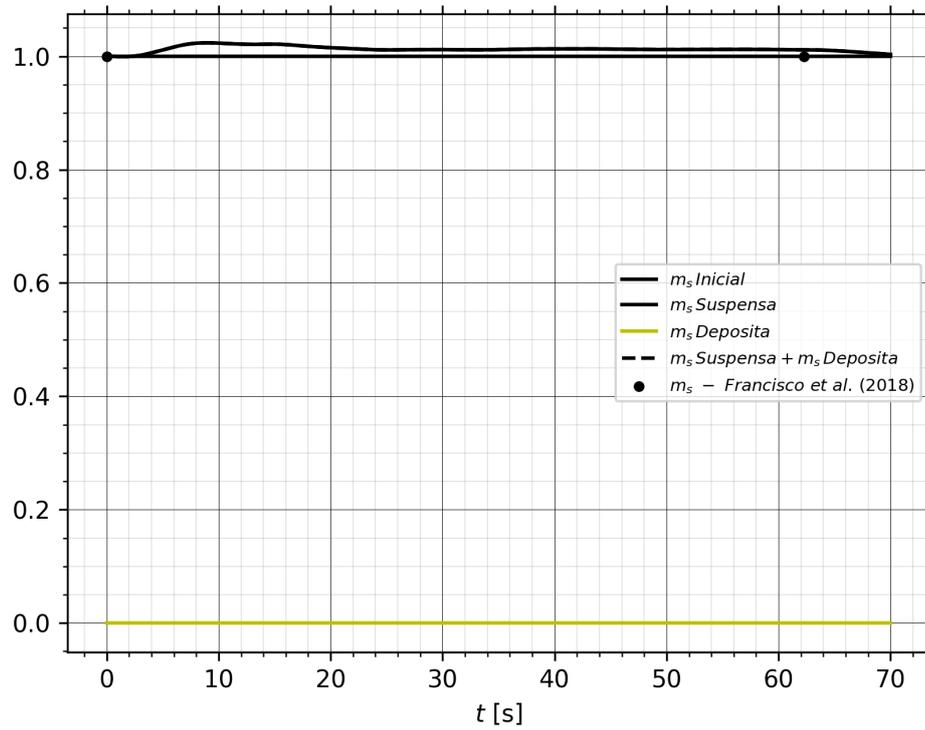
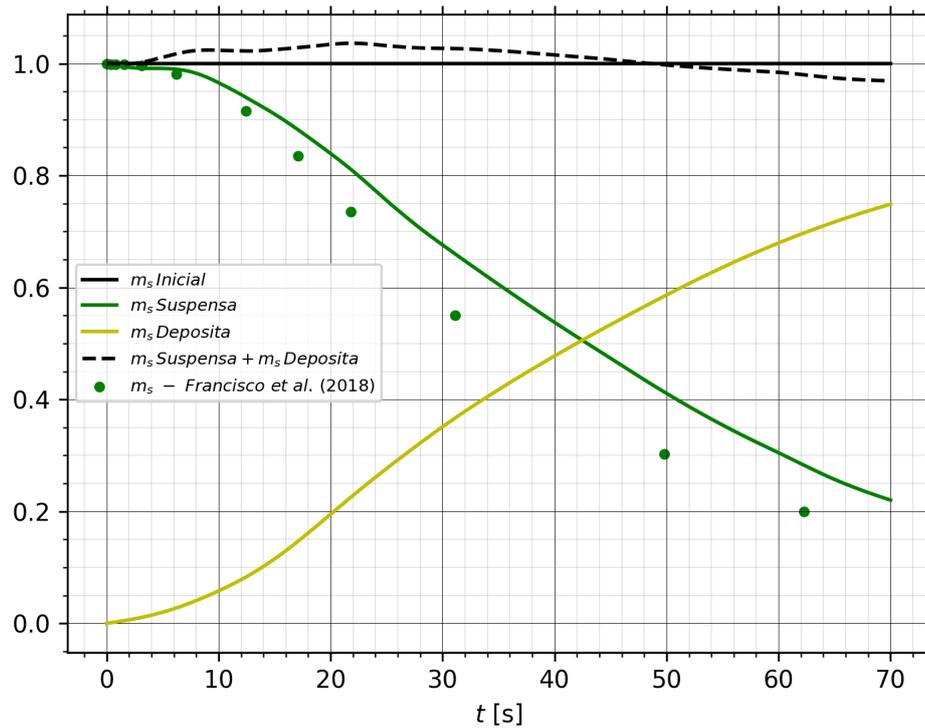
Figura 4.15: Propagação da corrente, caso **R10K2**,  $t = 5, 10, 15, 20, 30$  e  $40$  s.  $Re = 10^4$ ,  $d = 50.6 \mu\text{m}$ .

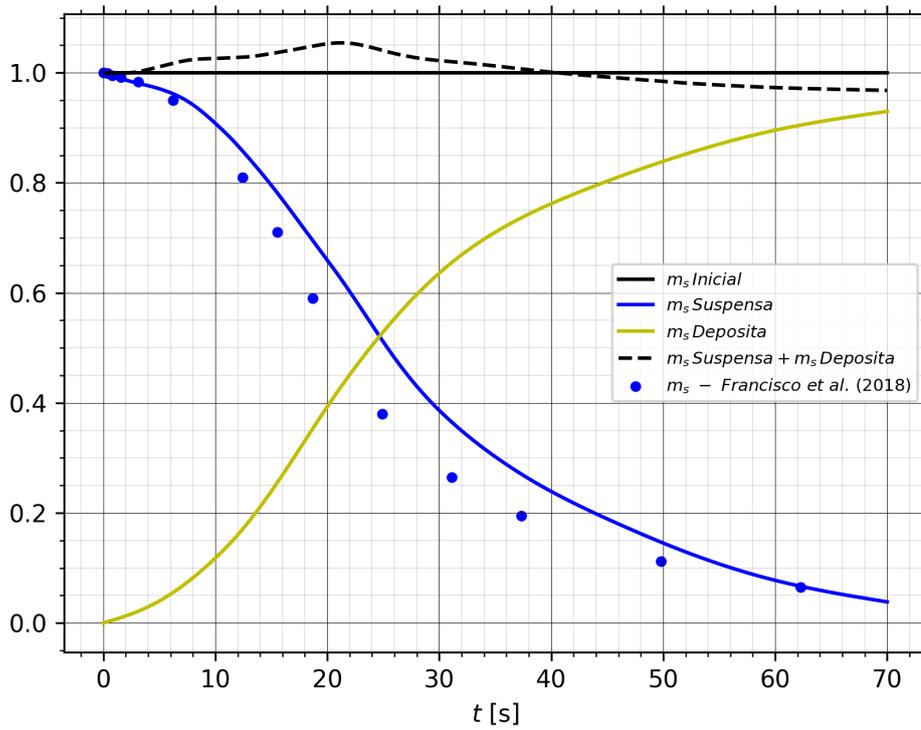
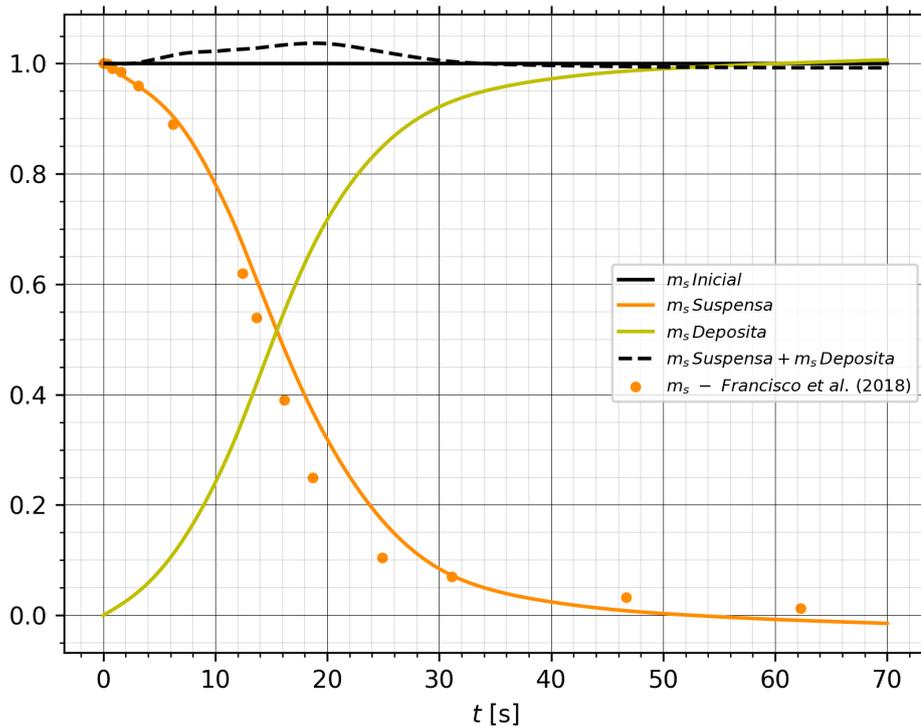
#### 4.2.2 CONSERVAÇÃO DE MASSA

As Figuras 4.16 a 4.21 apresentam os resultados relativos à conservação de massa de todas as simulações utilizadas para as comparações em questão. Os gráficos apresentam os valores de massa de sedimento inicial, que representa a quantidade de sedimento presente inicialmente no *lock*, massa em suspensão, massa depositada e a soma entre as últimas duas parcelas.

Os resultados evidenciam diferenças entre os valores de massa inicial de sedimento e a soma das parcelas de massa suspensa e massa depositada. Esta diferença, conforme o citado em tópicos anteriores, pode ser explicada por conta de erro numérico oriundo das aproximações das derivadas. Além disso, as menores escalas turbulentas do escoamento não foram devidamente representadas. O problema de origem numérica tende a aumentar para as simulações de correntes com maiores velocidades de queda e números de Reynolds. Além disso, é possível perceber erros positivos, que caracterizam um ganho de massa de origem numérica. Cabe salientar que este problema é resultante do esquema novo, já que em regiões onde existem gradientes muito altos, a aproximação de segunda ordem (tanto a *forward* quanto a *backward*) pode gerar resultados maiores que o valor máximo ou menores que o valor mínimo possível de concentração. No presente trabalho não foram utilizados limitadores, e, portanto, estas oscilações se fazem presentes nos resultados, inclusive havendo a presença de valores negativos próximos a zero para o caso **R5K8**.

No caso da corrente conservativa (**R5K0**), no qual não ocorre sedimentação, a massa suspensa ao longo do tempo de simulação deve ser igual à massa inicial do *lock*. Os resultados em questão apresentam erros inferiores a 5%. Para maiores velocidades de queda, este erro tende a aumentar, e isto pode ser explicado por conta da discretização utilizada, a qual foi a mesma para as quatro simulações. Para o caso **R1K2**, o erro numérico é dado por uma perda de massa que atinge o seu valor máximo de 10% no final da simulação. Já que os gradientes de concentrações deste caso são os menores, não é possível perceber as oscilações fisicamente impossíveis geradas pelo esquema. Para o último caso, (**R10K2**) o erro numérico positivo se faz mais intenso, caracterizando um maior ganho de massa no domínio, havendo o maior distanciamento com os resultados de Francisco et al. (2018) [19].

Figura 4.16: Conservação de massa para o caso **R5K0**.Figura 4.17: Conservação de massa para o caso **R5K2**.

Figura 4.18: Conservação de massa para o caso **R5K4**.Figura 4.19: Conservação de massa para o caso **R5K8**.

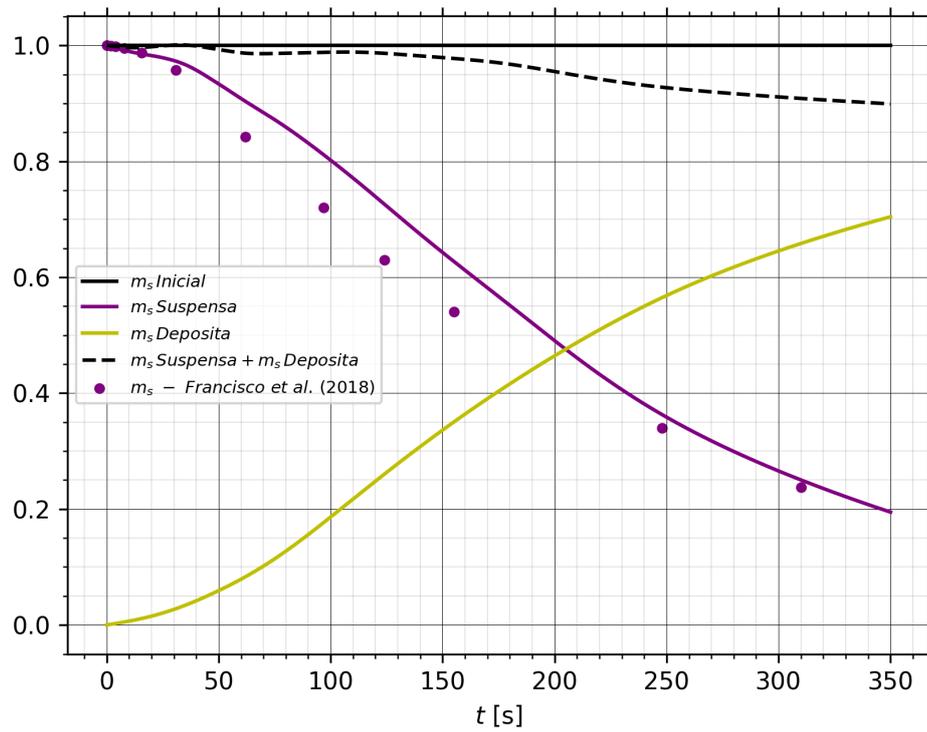


Figura 4.20: Conservação de massa para o caso **R1K2**.

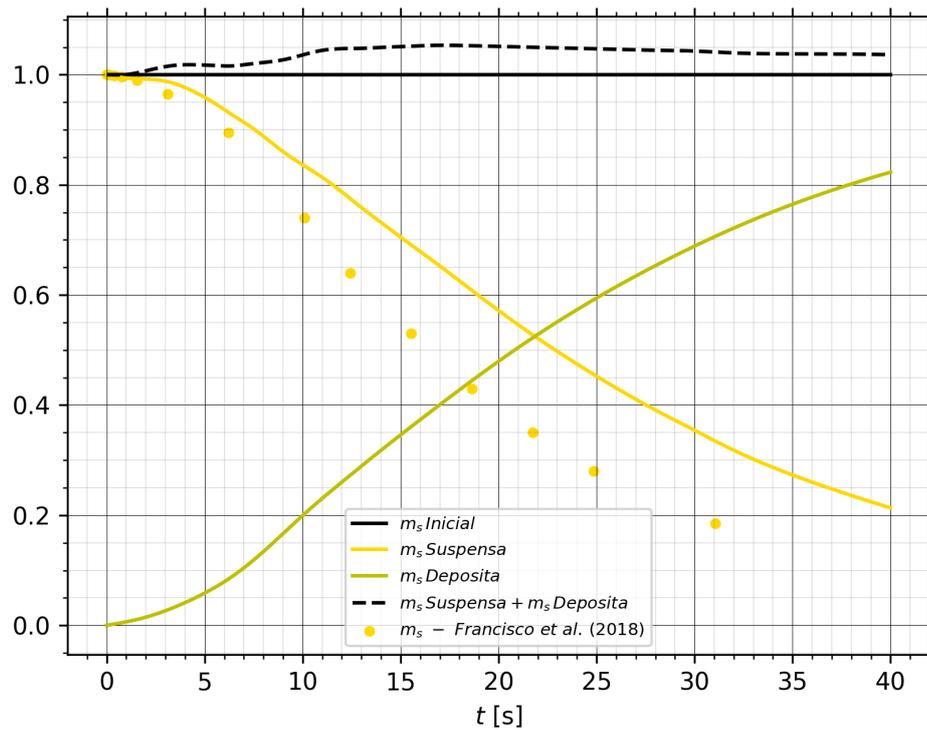


Figura 4.21: Conservação de massa para o caso **R10K2**.

### 4.2.3 TAXA DE SEDIMENTAÇÃO

A taxa de sedimentação por unidade de área ( $\dot{m}$ ) foi calculada utilizando a mesma expressão adotada para avaliar os resultados da DNS, dada pela seguinte expressão:

$$\dot{m}(t) = \frac{1}{L_x L_y} \int_0^{L_x} \int_0^{L_y} u_s(t, x, y, 0) \cdot \phi(t, x, y, 0) dy dx. \quad (4.3)$$

A Figura 4.22 compara os resultados obtidos com os de referência, para os casos de correntes não conservativas.

Durante os primeiros períodos de simulação os resultados se ajustaram satisfatoriamente para todas as comparações, ocorrendo um maior distanciamento para o caso **R1K2**. À medida que as simulações avançam, os termos de mais alta ordem não considerados nas aproximações das derivadas, se acumulam com cada passo de tempo, sendo evidente que a tendência é o distanciamento dos resultados obtidos com os comparados.

Para tempos posteriores, o maior distanciamento entre resultados se dá para o caso **R10K2**, onde ocorre um pico de taxa de sedimentação com menor magnitude, para um intervalo de tempo inferior ao determinado por Francisco et al. (2018) [19].

Em todos os casos é possível perceber que, de forma geral, os valores foram levemente subestimados nos momentos onde ocorrem os picos da taxa de sedimentação, e superestimados para os tempos posteriores, com exceção do caso **R1K2**, onde esta grandeza foi subestimada no respectivo intervalo de tempo.

As maiores diferenças entre os resultados ocorreram para os casos **R1K2**, após  $t = 250$  s, **R5K8**, entre os tempos  $t = 25$  s e  $t = 30$  s, e **R10K2**, próximo ao pico e após  $t = 30$  s.

De forma geral, o método utilizado representou coerentemente as grandezas dos resultados de referência, tanto em termos de magnitude quanto no tempo de ocorrência maior valor. Os resultados mais próximos ocorreram para as simulações com números de Reynolds igual a 5000, e para os casos de menores diâmetros de partículas.

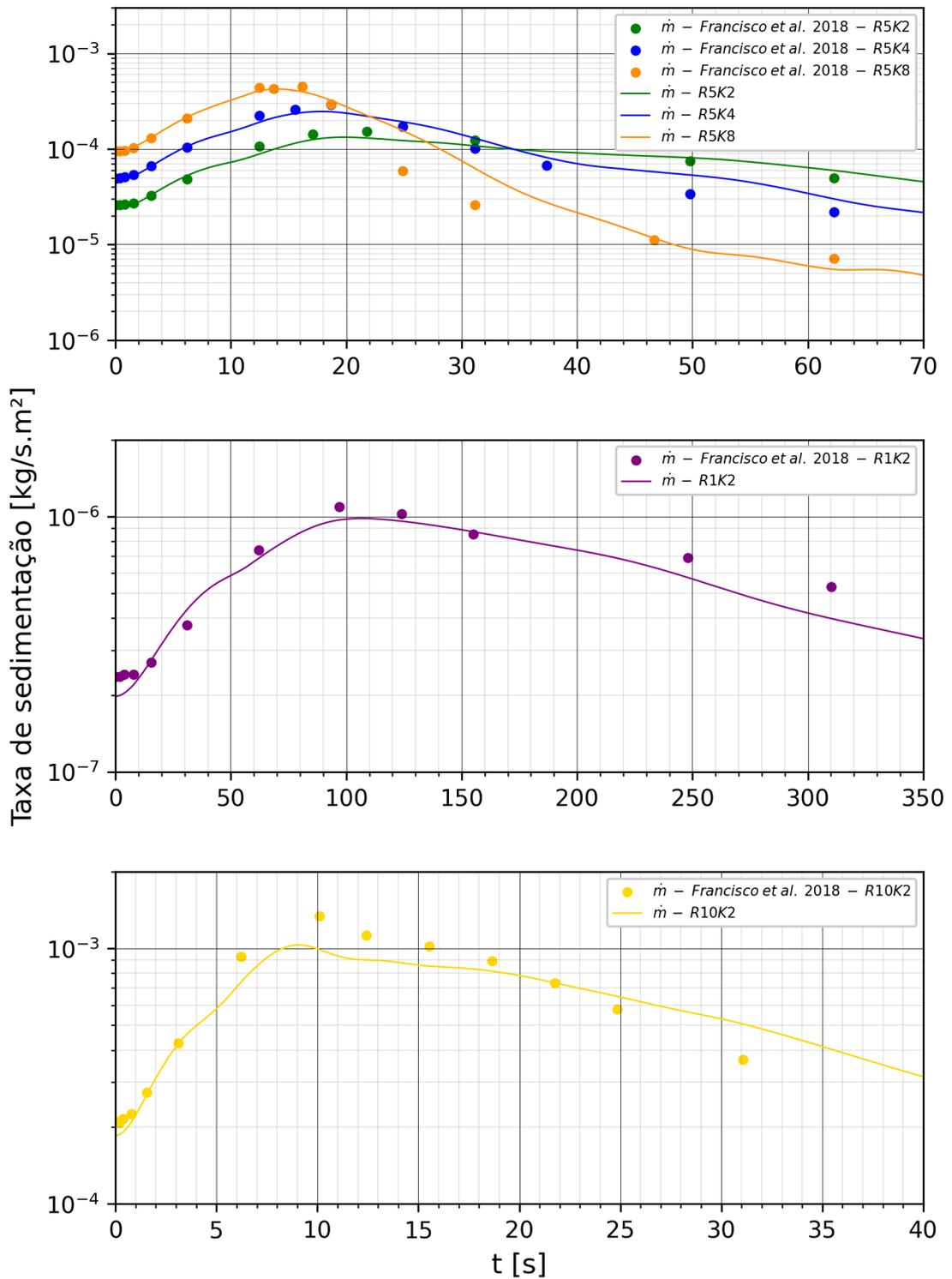


Figura 4.22: Taxa de sedimentação para os casos **R1K2**, **R5K2**, **R5K4**, **R5K8** e **R10K2**.

#### 4.2.4 EVOLUÇÃO DA FRENTE

As posições da frente das correntes, nos sentidos *streamwise* e *spanwise*, para cada passo de tempo foram obtidas conforme o método descrito no tópico 4.1, e os resultados destas grandezas estão dispostos na Figura 4.23.

Através dos resultados é possível observar a relação entre o diâmetro de partícula e a velocidade de avance da frente. As correntes formadas por maiores diâmetros de partícula se propagam mais lentamente que as formadas por granulometria mais fina. A concentração inicial da mistura, grandeza que caracteriza o número de Reynolds da corrente, é outra variável que afeta a velocidade de propagação, fazendo com que o fenômeno se propague a velocidades superiores para as maiores concentrações.

O menor distanciamento entre os valores de  $x_f$  e  $y_f$  foi para o caso da corrente conservativa (**R5K0**), havendo a maior proximidade entre estes resultados com os do trabalho de referência, durante todo o período de simulação.

Para todos os casos, houve menor diferença com os valores encontrados por Francisco et al. (2018) [19] para os resultados referentes à propagação da corrente no sentido *streamwise*, enquanto que os valores obtidos para a posição no sentido *spanwise* foram mais elevados para quatro dos seis casos.

Quanto à propagação no sentido *spanwise*, é possível perceber que a diferença de resultados aumenta à medida que se consideram maiores velocidades de queda, ocorrendo uma maior aceleração neste sentido para os menores diâmetros de partícula e uma desaceleração para o maior diâmetro.

Para o caso **R5K8**, a perda de massa da corrente, gerada por conta de fatores numéricos já citados, faz com que a corrente não consiga superar distâncias maiores a 120 *cm* no sentido *spanwise*, distanciando-se da corrente de referência a aproximadamente 15 *cm* no final da simulação.

De forma geral, a propagação das correntes simuladas, em ambos sentidos foi, levemente mais acelerada que as da DNS, mas os resultados se ajustaram satisfatoriamente, sendo que o maior erro relativo obtido não supera 15% para o pior caso. O fato das menores escalas turbulentas do escoamento não serem devidamente representadas reforça os efeitos supracitados.

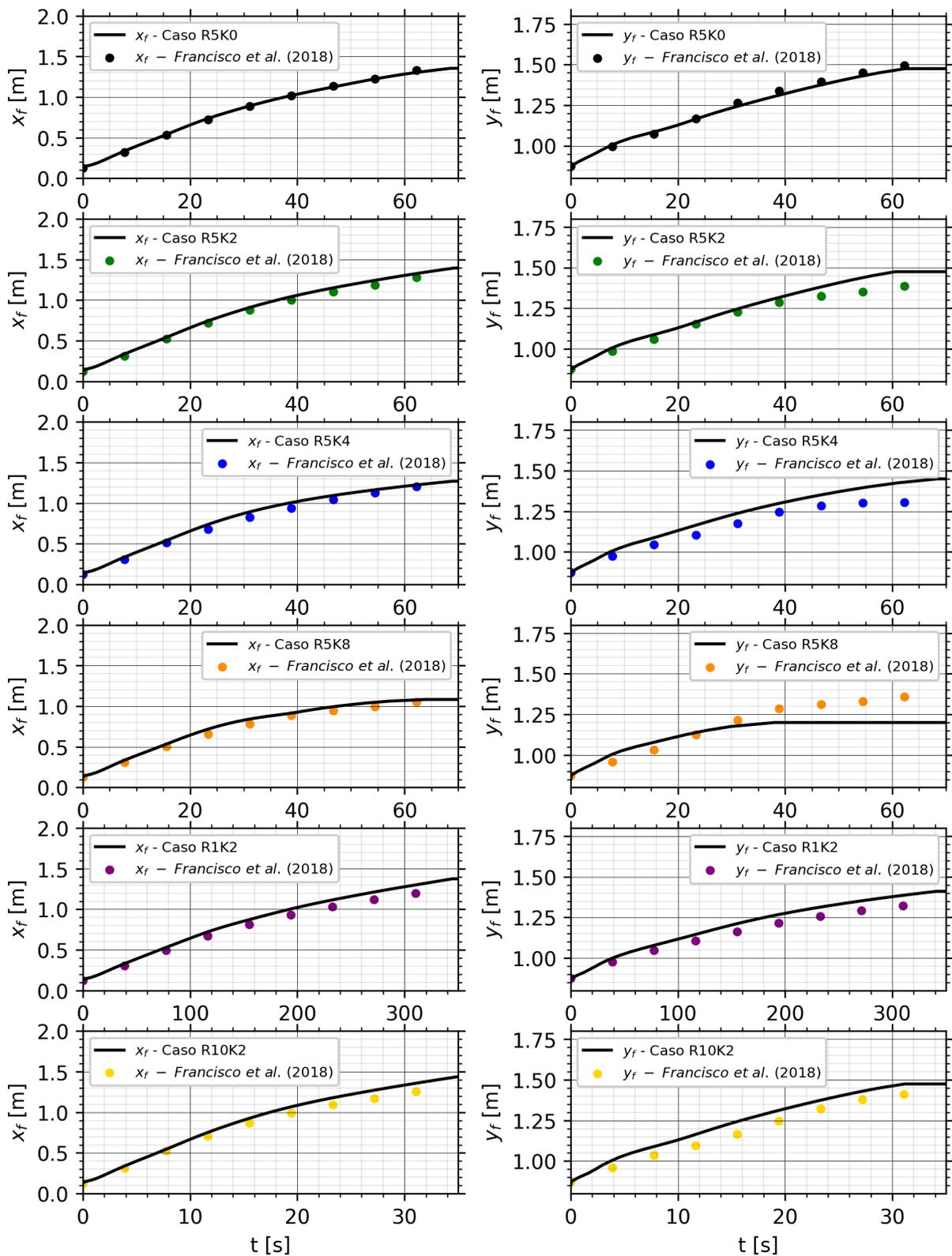


Figura 4.23: Posição da frente nos sentidos *streamwise*  $x_f$  (coluna à esquerda) e *spanwise*  $y_f$  (coluna à direita), para os casos **R5K0**, **R5K2**, **R5K4**, **R5K8**, **R1K2** e **R10K2**.

As velocidades da frente nos sentidos *streamwise* e *spanwise* (Figura 4.24), para cada passo de tempo foram calculadas através de uma aproximação de primeira ordem, dadas por:

$$u_f \approx \frac{\Delta x_f}{\Delta t}, \quad (4.4)$$

$$v_f \approx \frac{\Delta y_f}{\Delta t}. \quad (4.5)$$

A escolha da ordem de aproximação se deu devido ao baixo número de dados utilizados para avaliar os resultados do autor de referência. O mesmo método empregou-se para o cálculo da velocidade dos resultados obtidos e dos resultados de posição da frente de Francisco et al. (2018) [19].

Para os casos de Reynolds 5000, é possível observar que os valores se afastam dos de referência, à medida que a velocidade de queda aumenta. Para os casos **R5K0**, **R5K2** e **R5K4**, após  $t = 40$  s, o aumento do diâmetro de partícula causa um distanciamento entre os resultados comparados. Para o caso **R5K8**, apesar de existir uma boa aproximação da  $u_f$ , a  $v_f$  desacelera, começando a se distanciar após  $t \approx 18$  s, e cessa sua propagação nesse sentido antes de  $t = 40$  s. Os fatos supracitados podem ser explicados devido à discretização considerada, a qual foi a mesma para os quatro casos discutidos.

Os resultados da simulação realizada para a condição **R1K2** se aproximaram bem ao longo de todo o período de simulação, para a propagação em ambos sentidos.

Para a condição **R10K2**, a propagação foi razoavelmente representada em termos de  $u_f$ , enquanto que se encontraram valores máximos de  $v_f$  distantes aos obtidos pelo autor de referência.

Os valores de velocidade da frente, para ambos sentidos, no geral se aproximaram satisfatoriamente, principalmente para as configurações de menores números de Reynolds e menores velocidades de queda.

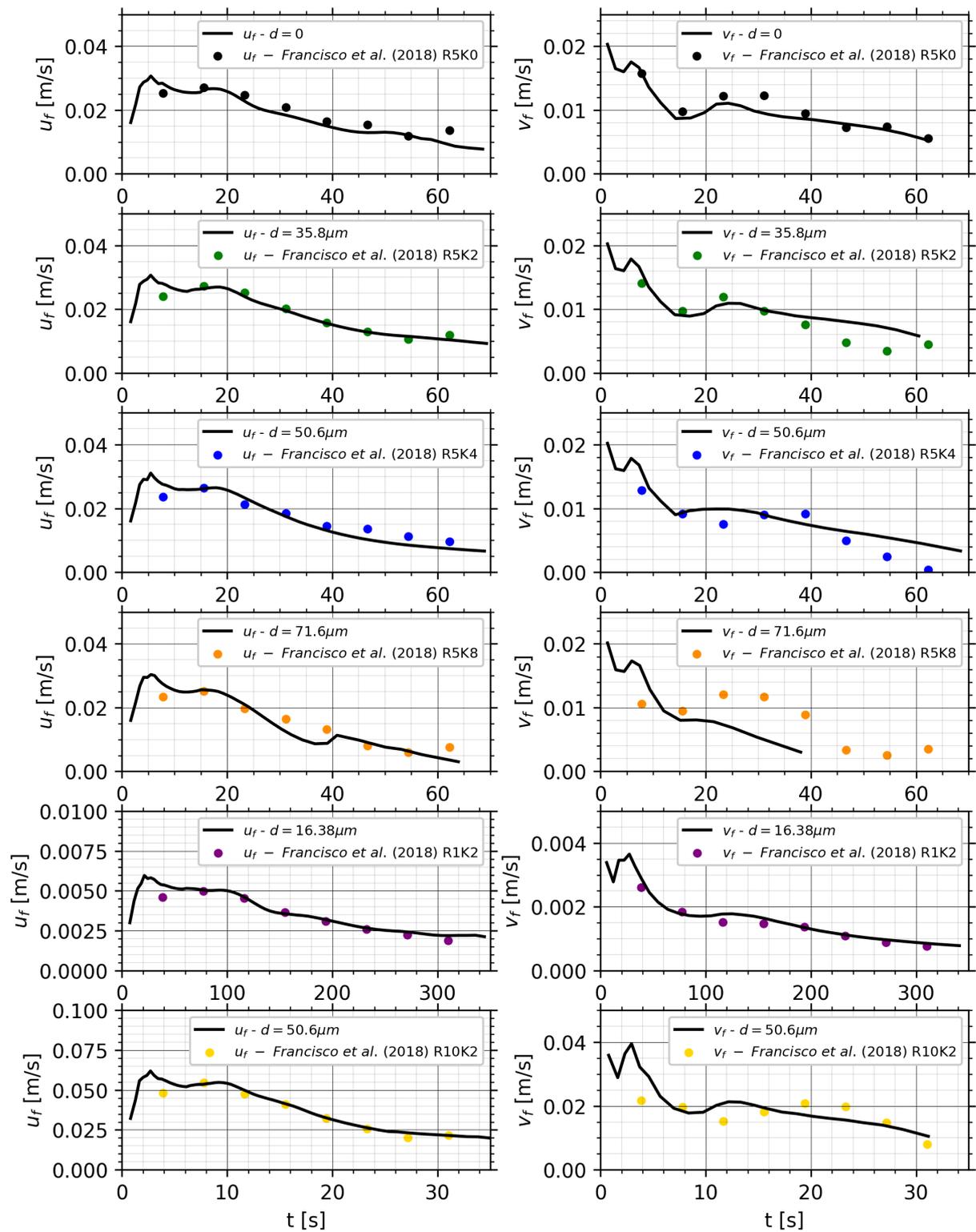


Figura 4.24: Velocidade da frente nos sentidos *streamwise*  $u_f$  (coluna à esquerda) e *spanwise*  $v_f$  (coluna à direita), para os casos **R1K2**, **R5K0**, **R5K2**, **R5K4**, **R5K8** e **R10K2**.

#### 4.2.5 DENSIDADE DE DEPÓSITO

As Figuras 4.25 a 4.29 apresentam os mapas de depósito gerados pelas simulações de correntes formadas por *lock-release*, para diferentes intervalos de tempo. O intuito das ilustrações é de demonstrar a dinâmica de deposição das correntes simuladas conforme o avanço temporal, além de realizar a comparação com os resultados apresentados por Francisco et al. (2018) [19].

Para realizar a comparação adequada com o trabalho de referência, o mesmo método foi empregado para o cálculo do depósito. Se utilizou valor unitário de fator de empacotamento, portanto, a equação aplicada é dada por:

$$h_d(t,x,y) = \frac{1}{\rho_s} \int_0^t u_s(t,x,y,0) \cdot \phi(t,x,y,0) dt. \quad (4.6)$$

Como era de se esperar, as maiores espessuras de depósito estão presentes nos mapas obtidos de correntes de maiores concentrações e maiores diâmetros de partícula. Além disso, os resultados para o caso de menor número de Reynolds destacam mapas de depósitos menos detalhados que os outros, com estruturas de lóbulos e fendas menos explícitas, as quais começam a se formar timidamente, à medida que avança a simulação. Correntes de maiores números de Reynolds compõem estruturas deposicionais mais complexas e com maior quantidade de lóbulos e fendas.

À medida que a velocidade de queda aumenta, as estruturas de lóbulos e fendas são alteradas, sendo gerados depósitos com menores números destas componentes, e de tamanhos reduzidos. Segundo Francisco et al. (2018) [19], este fato ocorre como resultado do espalhamento do sedimento, pois a sedimentação aparentemente impede iterações entre as estruturas.

Para misturas de maiores concentrações, o processo de deposição de sedimentos é menos intenso em regiões próximas ao *lock*, e as partículas tendem a se deslocar mais a jusante da bacia. Francisco et al. (2018) [19] destacam que este fato pode estar relacionado à turbulência do escoamento, a qual aumenta à medida que se consideram maiores números de Reynolds, fazendo com que as partículas tendam a ser deslocadas a jusante através de estruturas vorticiais. Os maiores níveis de deposição próximo ao *lock* ocorreram para as maiores velocidades de queda e menores concentrações.

Nos resultados apresentados para os casos **R5K2** e **R10K2** é possível perceber um ponto de acúmulo de sedimento próximo ao IBM que modela o muro posicionado à direita (visualizando de montante à jusante). Este pico pode também ser observado nos resultados de Francisco et al. (2018) [19], presentes na Figura 2.15, para o caso **REY5K4**. Esta singularidade pode estar relacionada à declaração das condições de IBM.

As grandezas das escalas dos resultados obtidos, bem como os detalhes das estruturas do depósito gerado, são compatíveis às apresentadas por Francisco et al. (2018) [19].

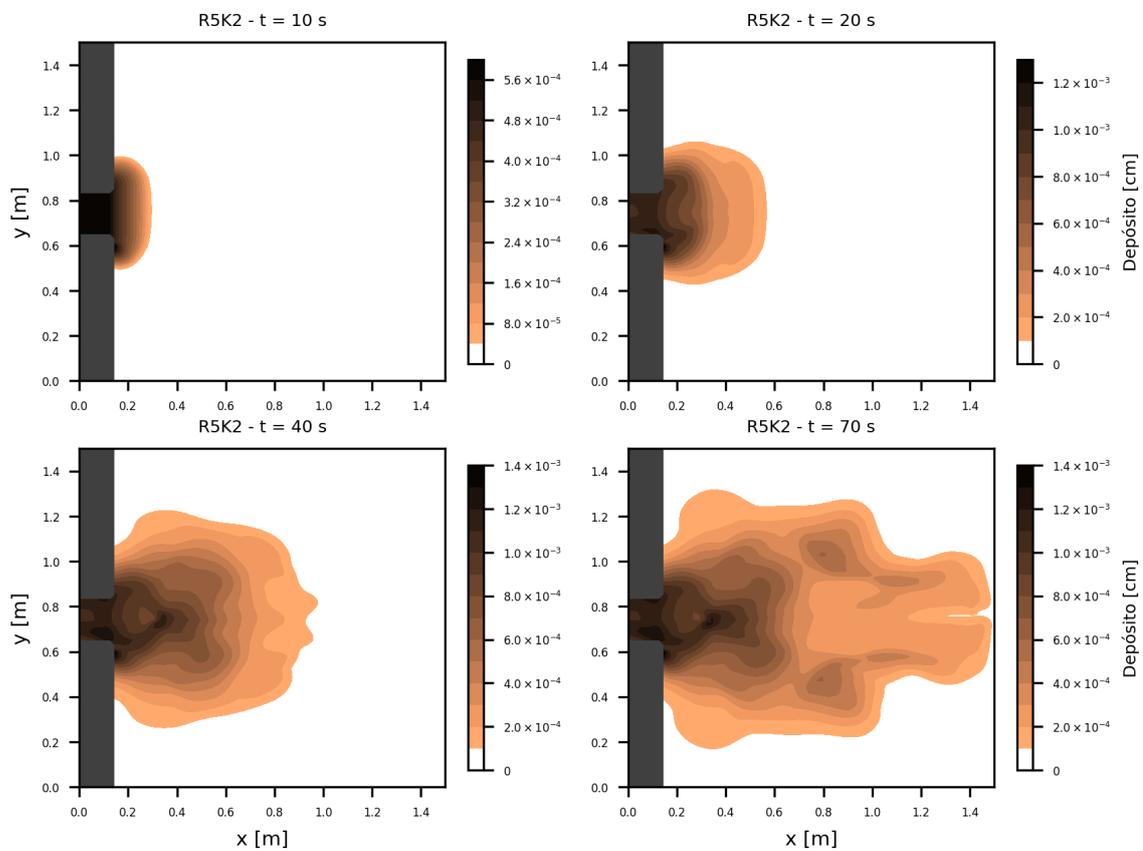


Figura 4.25: Mapas de depósito para o caso **R5K2**,  $t = 10, 20, 40$  e  $70$  s.

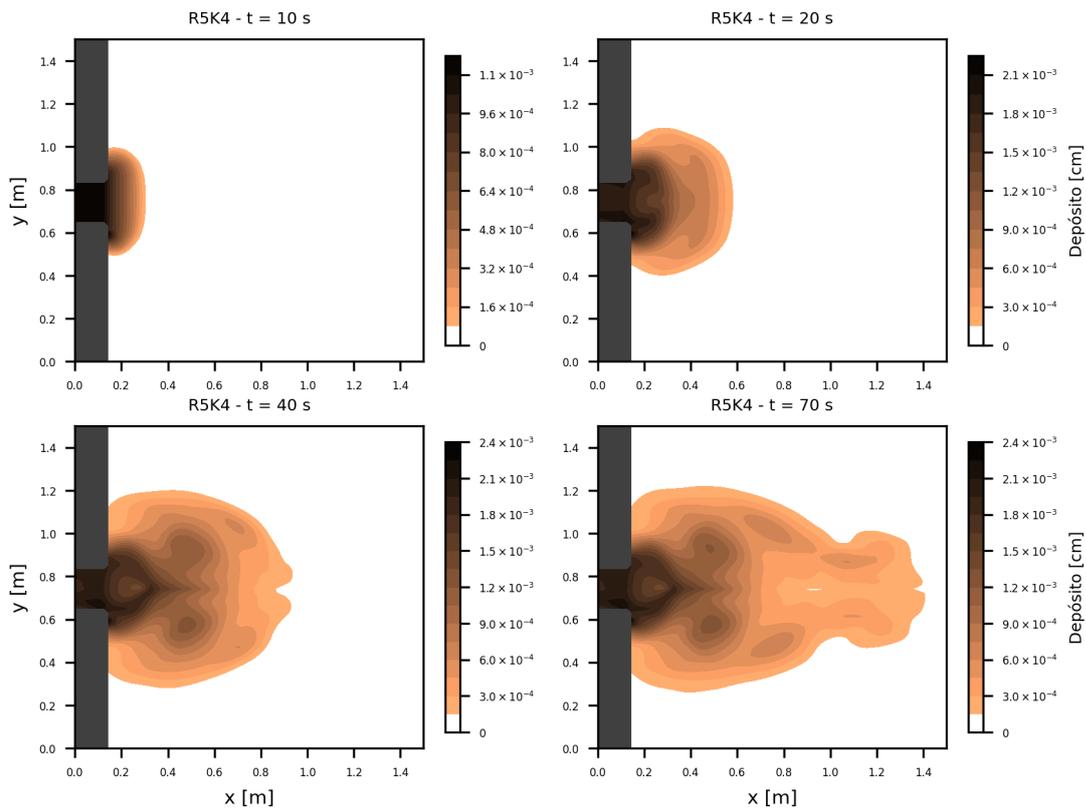


Figura 4.26: Mapas de depósito para o caso **R5K4**,  $t = 10, 20, 40$  e  $70$  s.

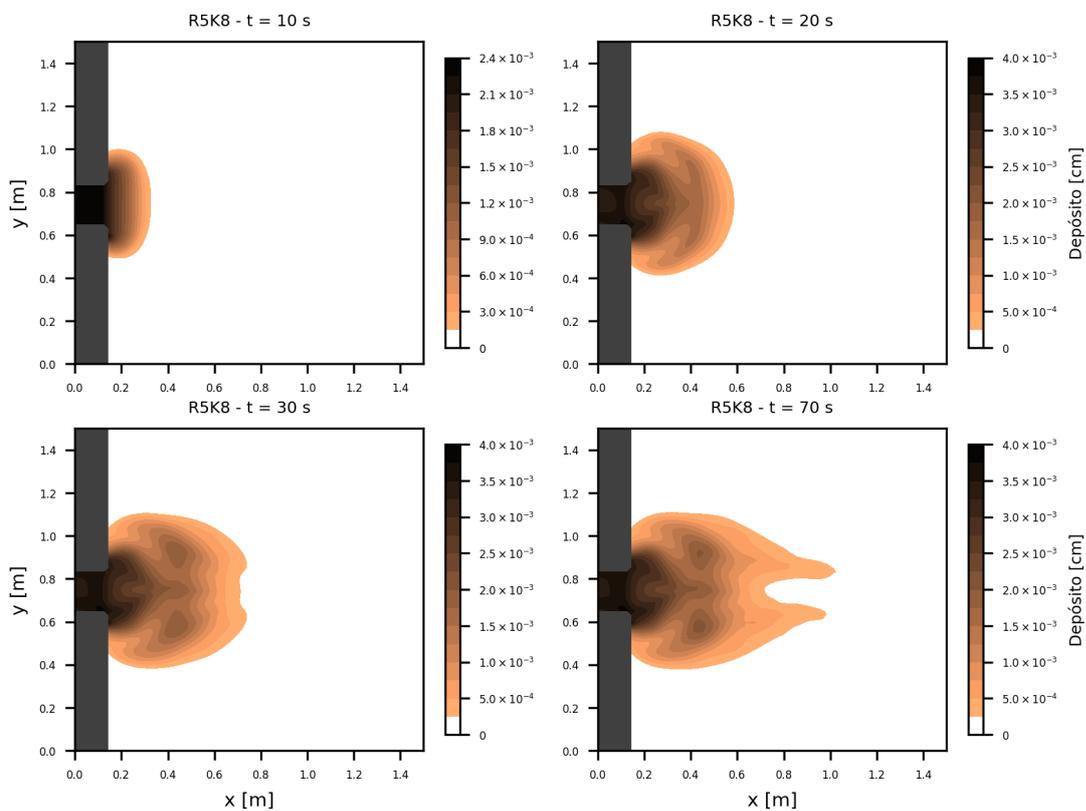
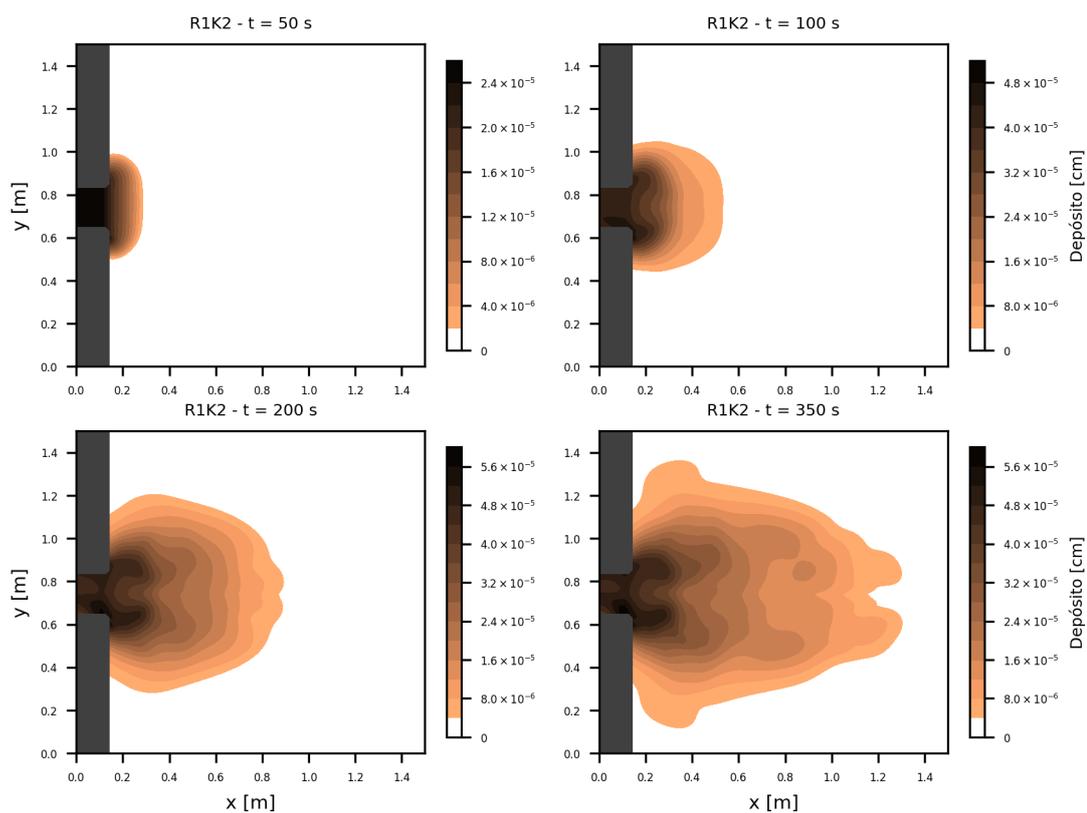
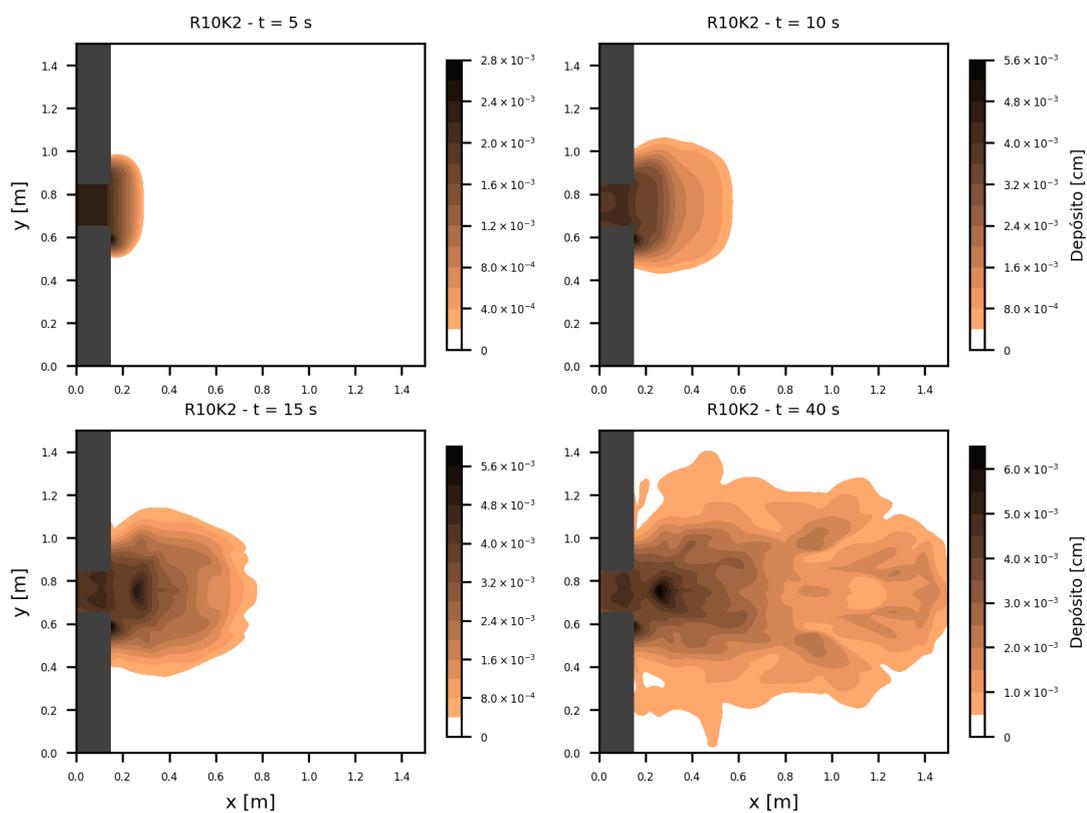


Figura 4.27: Mapas de depósito para o caso **R5K8**,  $t = 10, 20, 30$  e  $70$  s.

Figura 4.28: Mapas de depósito para o caso R1K2,  $t = 50, 100, 200$  e  $350$  s.Figura 4.29: Mapas de depósito para o caso R10K2,  $t = 5, 10, 15$  e  $40$  s.

### 4.3 ANÁLISE COM RESULTADOS DE BONNECAZE ET AL. (1995)

Esta secção apresenta a comparação dos resultados obtidos para o caso de simulações de correntes de turbidez geradas por fluxo contínuo de sedimentos em uma configuração de canal-bacia plana (Tabela 3.6). Os resultados do autor de referência foram obtidos por meio de experimentos físicos, conforme apresentado na revisão bibliográfica. Para realizar estas simulações, foram considerados os parâmetros de discretização apresentados na Tabela 4.3.

Tabela 4.3: Parâmetros de discretização utilizados para o caso de fluxo contínuo.

$\Delta x [m] =$	$1.00E - 02$	$n_x =$	210
$\Delta y [m] =$	$6.67E - 03$	$n_y =$	240
$\Delta z [m] =$	$2.98E - 03$	$n_z =$	50
$\Delta t [s] =$	$5.00E - 04$		

Cabe salientar que a diferença entre a magnitude dos parâmetros espaciais de discretização, utilizados para a presente comparação, em relação à comparação do caso *lock-release*, ocorreu devido à dificuldade de representar fielmente a condição de fluxo contínuo, a qual foi realizada utilizando uma espessura muito delgada. Isto fez com que o valor de  $\Delta y$  adotado fosse extremadamente baixo, e em consequência tratou-se de reduzir os valores de  $\Delta t$ ,  $\Delta x$  e  $\Delta z$ .

#### 4.3.1 PROPAGAÇÃO DAS CORRENTES DE TURBIDEZ SIMULADAS

As Figuras 4.30 e 4.31 apresentam a vista superior do domínio de cálculo, onde são exibidos valores de concentração obtidos, desta vez, através do critério  $\phi(t,x,y,z) \geq 0.001\phi_i$ .

A propagação da corrente se deu de forma radial, com velocidades próximas para os sentidos *streamwise* e *spanwise*. Para o caso da corrente formada por maior concentração, caso **Q130g20NC** (Tabela 4.3), apesar das vazões serem idênticas, a corrente é mais acelerada.

Para  $t > 25$  s os resultados destacam que a cabeça da corrente se separa do corpo, continuando a sua propagação. Isto sucede já que nesta separação existem menores concentrações de sedimento, as quais são filtradas pelo critério considerado. Esta ocorrência também foi observada em simulações realizadas por Santos (2020) [51].

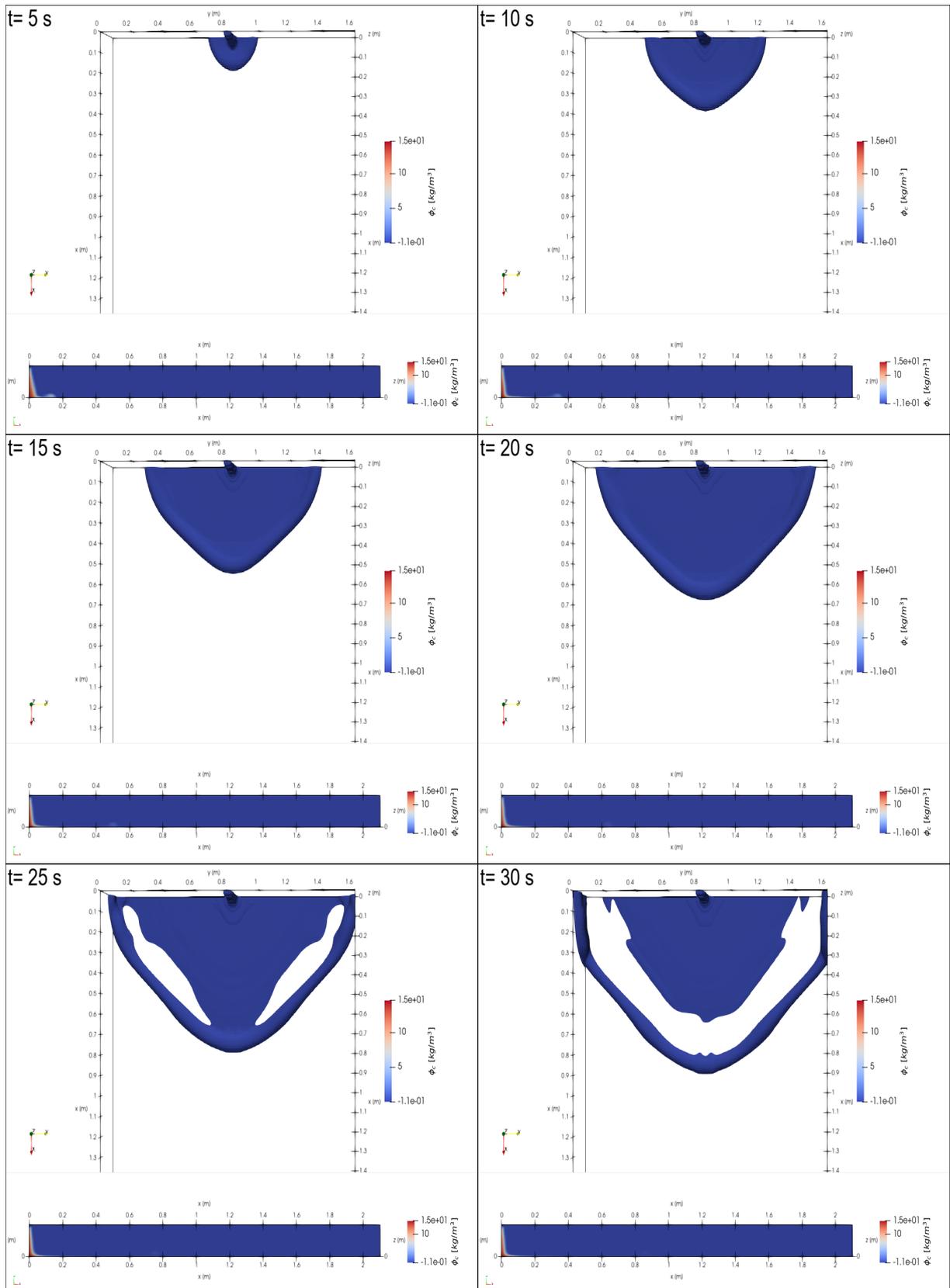


Figura 4.30: Propagação da corrente e corte em  $y = \frac{L_y}{2}$ , caso Q130g10,  $t = 5, 10, 15, 20, 25$  e  $30\text{ s}$ .

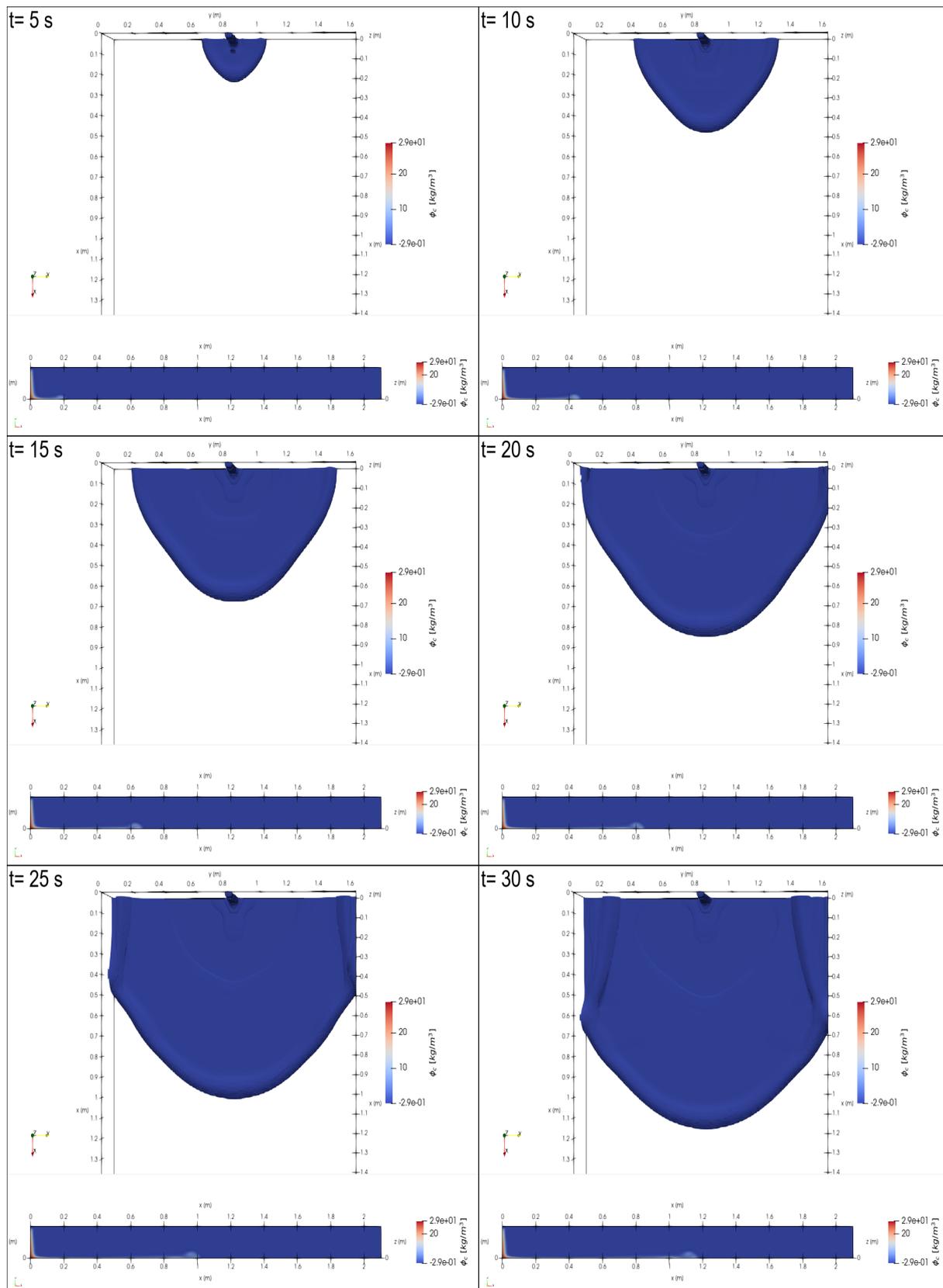


Figura 4.31: Propagação da corrente e corte em  $y = \frac{L_y}{2}$ , caso **Q130g20**,  $t = 5, 10, 15, 20, 25$  e  $30$  s.

#### 4.3.2 CONSERVAÇÃO DE MASSA

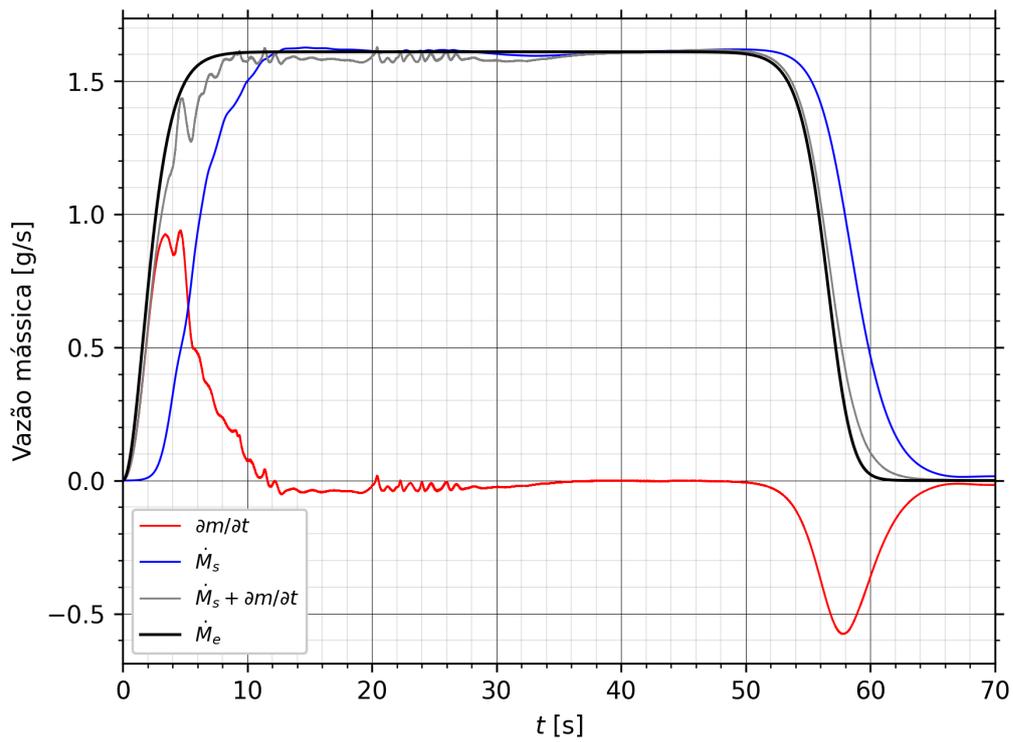
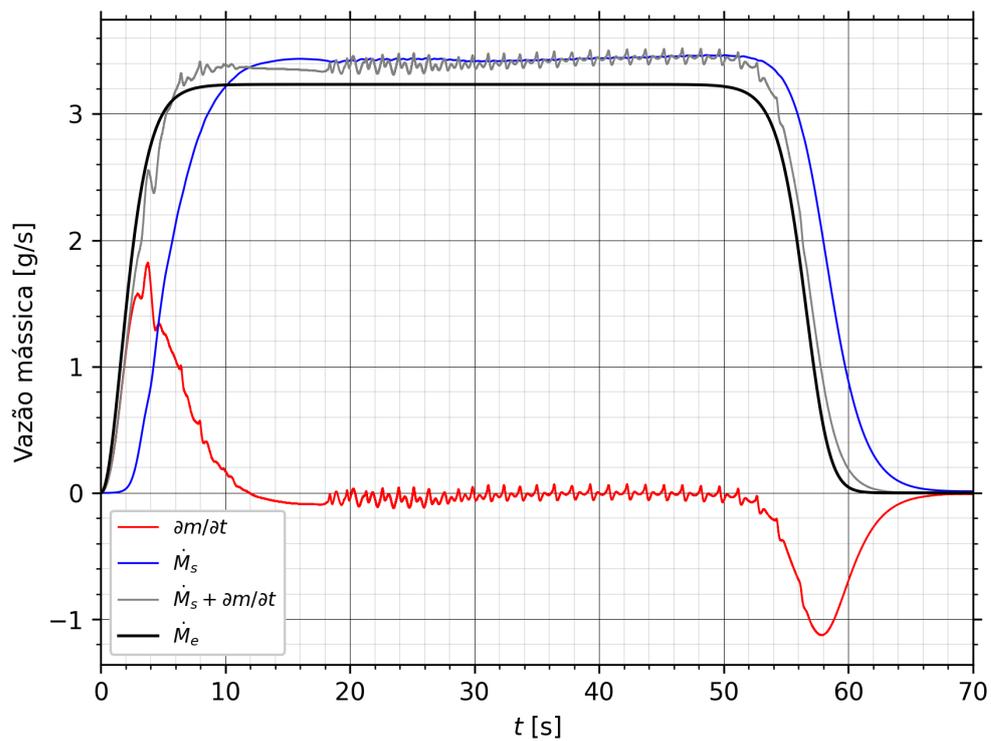
A análise da conservação da massa das simulações foi realizada utilizando a equação da continuidade na forma diferencial, dada por:

$$\dot{M}_e - \dot{M}_s = \frac{\partial m}{\partial t}, \quad (4.7)$$

onde  $\dot{M}_e$  é a massa de sedimento por unidade de tempo que entra no domínio através do fluxo contínuo,  $\dot{M}_s$  a massa de sedimento que sai por unidade de tempo por deposição e  $\partial m/\partial t$  é a variação de massa que ocorre dentro do domínio por unidade de tempo. Valores positivos do último termo indicam que o domínio está ganhando massa de sedimento, enquanto que valores negativos indicam que o domínio está perdendo massa. As Figuras 4.32 e 4.33 apresentam gráficos com os resultados obtidos, onde se destacam os valores numéricos das grandezas supracitadas, e o valor analítico da vazão mássica considerado, para cada simulação, o qual pode ser obtido com os respectivos valores de vazão volumétrica e concentração mássica da mistura, através da Equação 3.32.

Desde o começo da simulação até  $t \approx 5$  s, o domínio começa a acumular sedimento. O espalhamento da corrente faz com que, para tempos posteriores, este acúmulo comece a ser realizado a uma menor taxa, até aproximadamente  $t = 15$  s. Isto ocorre devido ao aumento da área de contato da corrente com o fundo. Posteriormente, a quantidade de sedimento que entra por unidade de tempo, tende a se manter igual à quantidade de sedimento que sai. Este equilíbrio permanece até o momento em que ocorre a desaceleração do fluxo de alimentação de sedimentos. A partir de  $t = 50$  s, quando começa a desaceleração da alimentação, a quantidade de sedimento que deposita se torna maior que a quantidade de sedimento que entra. Os valores de tempos obtidos não variam significativamente conforme a alteração na concentração mássica da mistura.

Para ambos casos foi possível constatar a ocorrência de oscilações de origem numérica, as quais foram mais intensas e frequentes para o caso da simulação da corrente formada por maior concentração.

Figura 4.32: Conservação de massa para o caso **Q130g10NC**.Figura 4.33: Conservação de massa para o caso **Q130g20NC**.

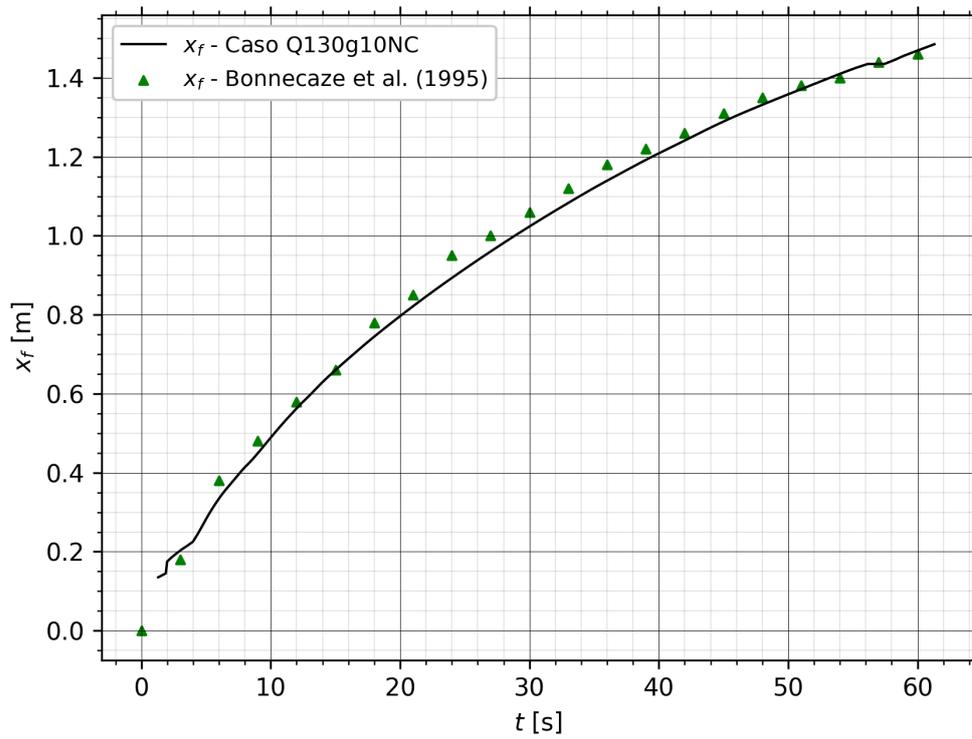
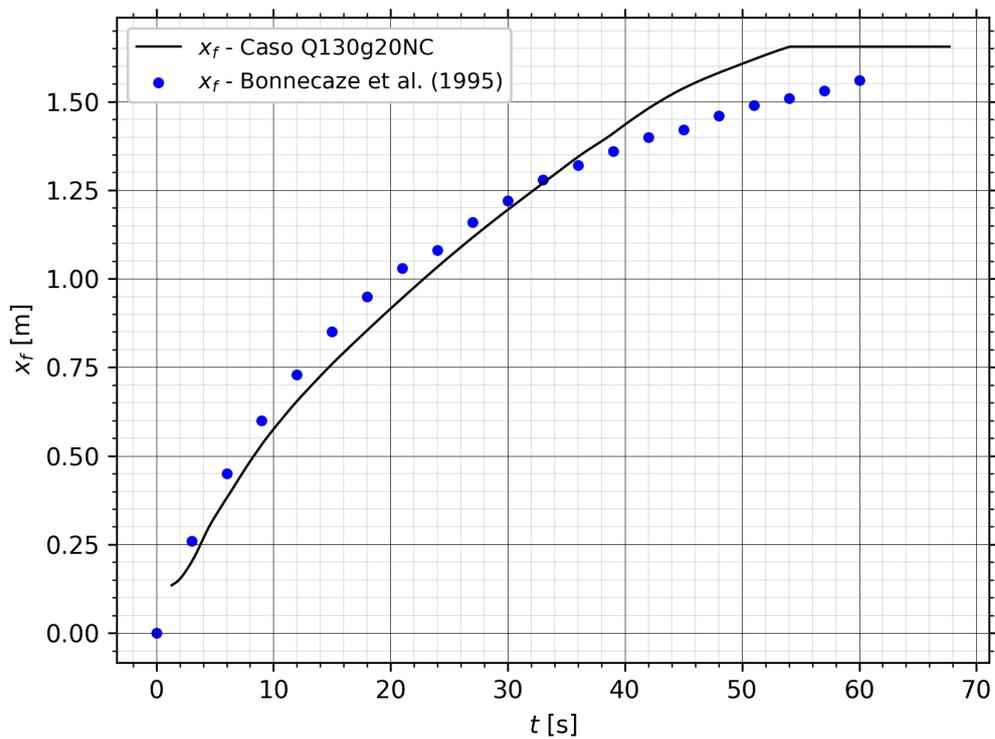
### 4.3.3 EVOLUÇÃO DA FRENTE

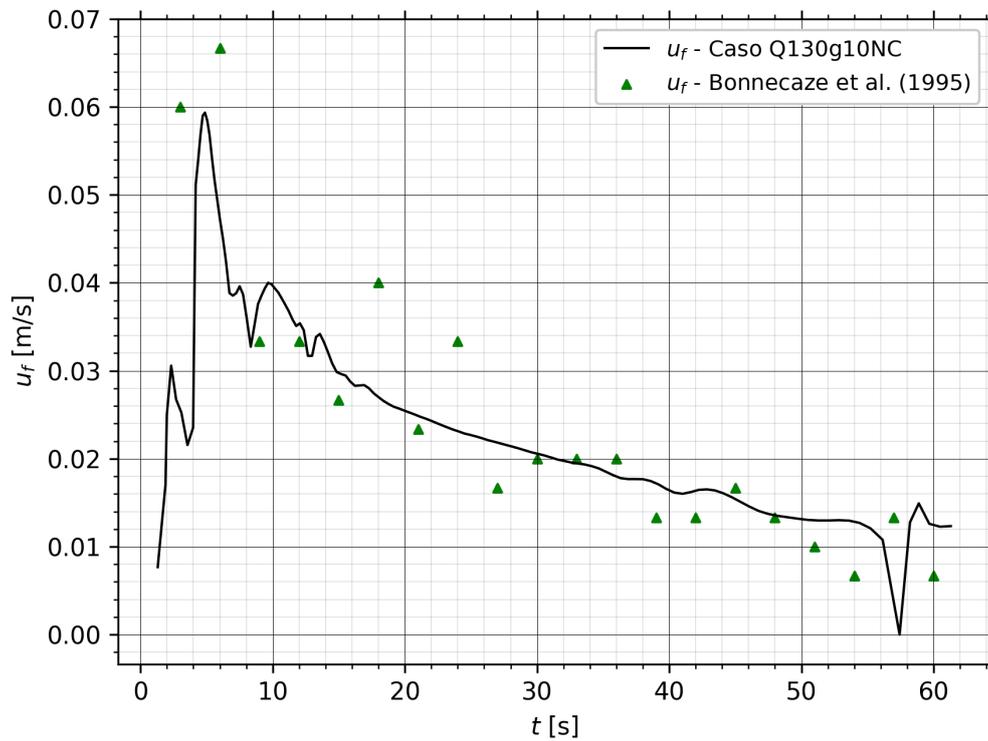
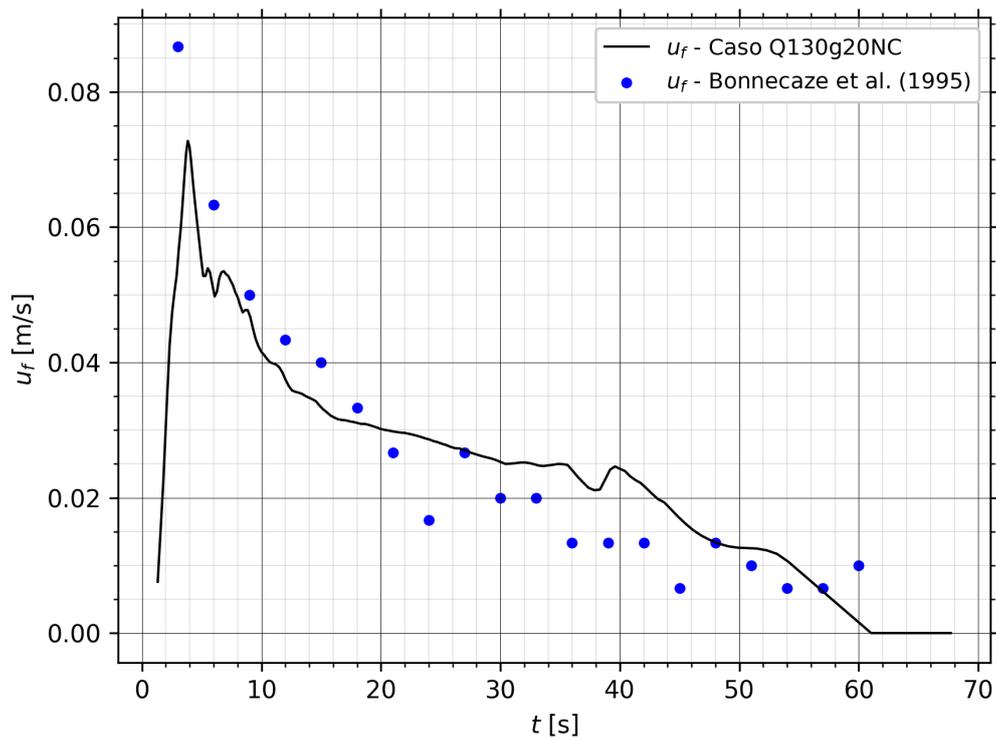
O mesmo método que se empregou para obter a evolução da frente das correntes formadas por *lock-release*, foi utilizado para obter as grandezas que descrevem a posição da frente das correntes analisadas neste tópico. As Figuras 4.34 e 4.35 apresentam os resultados obtidos da posição da frente para o sentido *streamwise*, ao lado dos resultados de Bonneau et al. (1995) [4].

Cabe salientar que, para representar a posição da frente das correntes, foi adicionado um valor constante aos resultados obtidos, com a finalidade de compensar o tempo de aceleração da alimentação de sedimentos, e de forma a sobrepor os resultados obtidos com os resultados de referência. O mesmo valor foi utilizado para ambos os casos avaliados.

Os resultados de posição da frente obtidos para o caso **Q130g10NC** se aproximaram satisfatoriamente aos resultados do autor de referência. Já para o caso **Q130g20NC** os resultados se distanciaram principalmente em momentos próximos ao final da simulação.

As Figuras 4.36 e 4.37 apresentam os resultados de velocidade de frente. Assim como foi observado para o caso de *lock-release*, a corrente formada por maior concentração apresenta maior velocidade que a de menor concentração, ao longo de toda a simulação. Os valores obtidos se aproximam aos do autor de referência, e os instantes de ocorrência dos máximos valores coincidem.

Figura 4.34: Posição da frente  $x_f$  para o caso Q130g10NC.Figura 4.35: Posição da frente  $x_f$  para o caso Q130g20NC.

Figura 4.36: Velocidade da frente  $u_f$  para o caso **Q130g10NC**.Figura 4.37: Velocidade da frente  $u_f$  para o caso **Q130g20NC**.

#### 4.4 CONCLUSÕES DA VERIFICAÇÃO

A necessidade do aumento da ordem de precisão do esquema ocorreu devido a que a configuração explorada no presente trabalho considera e valoriza a presença de mais uma dimensão no escoamento, à diferença da configuração de canal. Isto faz com que o número de pontos das malhas aumente significativamente, e, conseqüentemente incremente o número de operações realizadas pelo algoritmo, resultando em um maior custo computacional. Para representar devidamente as grandezas simuladas, em um tempo viável, e, considerando as ferramentas disponíveis, se aumentou a ordem de precisão do esquema, com o intuito de reduzir o número de pontos necessários para realizar simulações que gerassem resultados aceitáveis.

Por aproximar as derivadas espaciais (de primeira ordem) através do método de *upwind* de segunda ordem de precisão, o esquema conta com a desvantagem de calcular resultados indesejados de valores numéricos da grandeza  $\phi$ , acima ou abaixo dos limites físicos do fenômeno simulado. Este problema pode ser compensado através da suavização das condições iniciais e de contorno ou por meio do refinamento dos parâmetros numéricos de discretização. Outra possível solução poderia ser realizada mediante a implementação de um método que limite os valores máximos e mínimos resultantes da resolução do esquema. Apesar da desvantagem, em termos gerais, os resultados apresentados demonstraram que o novo esquema numérico contribui para a conservação da massa, apresentando erros aceitáveis considerando os parâmetros numéricos utilizados. A boa aproximação em termos de conservação de massa é algo essencial para correta representação da evolução da frente das correntes, visto que uma perda de massa muito grande pode desacelerar inadequadamente a sua propagação além de gerar resultados menos precisos das grandezas relativas à deposição.

Para o caso de *lock-release*, os valores obtidos para a posição da frente se aproximaram aos de Francisco et al. (2018) [19], principalmente para o caso de corrente conservativa. No caso das correntes não conservativas, onde é necessário o uso de uma condição de contorno de advecção pura, os erros referentes à posição da frente tenderam a aumentar. À medida que a velocidade de queda se torna mais intensa, ocorre um maior distanciamento nos resultados obtidos quando comparados aos resultados de referência, sendo necessário o refinamento do parâmetro  $\Delta t$ . Para o caso em questão, observando os resultados relativos à taxa de sedimentação, é

possível concluir que a magnitude e os tempos de ocorrência dos máximos valores obtidos são próximos às dos resultados utilizados como referência. Cabe reforçar que os valores obtidos no presente trabalho foram adquiridos com o uso de malhas muito menos refinadas do que as utilizadas no trabalho de referência, além de serem oriundos de um esquema explícito de segunda ordem de precisão, comparados com os resultados de uma DNS obtidos de um esquema implícito de sexta ordem de precisão.

No caso dos resultados de correntes geradas por fluxo contínuo, obteve-se melhores resultados de conservação de massa e posição da frente, para o caso da corrente de menor concentração (**Q130g10NC**), enquanto que os resultados numéricos oriundos da simulação da corrente de maior concentração foram mais distantes dos valores analíticos, e dos valores do autor de referência.

Assim, o código SuLi, em conjunto com o novo esquema numérico implementado, foi capaz de representar razoavelmente os aspectos básicos da dinâmica de propagação do processo em questão, apresentando as componentes anatômicas que foram descritas na bibliografia, e resultados relativamente próximos aos apresentados por trabalhos que utilizaram duas abordagens e configurações distintas.

#### 4.5 CASO DE LOCK-RELEASE

O presente item apresenta resultados de simulações de correntes formadas em configuração de *lock-release*, adotando  $\phi_i = 2.11 \text{ kg/m}^3$  ( $Re = 5000$ ). A Tabela 4.4 exibe os casos simulados e destaca os valores de diâmetro de partícula considerados, e suas respectivas velocidades de quedas obtidas pela Equação (3.20).

Tabela 4.4: Diâmetros de partícula e velocidade de queda considerados para novas simulações de *lock-release*.

Caso	R5K11	R5K27	R5K35	R5K45	R5K69	R5K90	R5K120	R5K150
$d$ [ $\mu\text{m}$ ]	11	27	35	45	69	90	120	150
$u_s$ [ $\text{mm/s}$ ]	0.07	0.44	0.73	1.21	2.85	4.85	8.63	13.48

##### 4.5.1 EVOLUÇÃO DA FRENTE

As Figuras 4.38 e 4.39 apresentam as posições  $x_f$  e  $y_f$  para os casos simulados, destacando a influência da velocidade de queda, no raio de propagação das correntes.

A diminuição do diâmetro de partícula, até certo valor faz com que as correntes tendam a interromper a sua propagação cada vez mais a jusante da bacia. Isto ocorre para os casos entre  $d = 69$  e  $150 \mu\text{m}$ . Para menores valores, a redução dessa variável faz com que a corrente alcance a parede de jusante do domínio cada vez mais rápido.

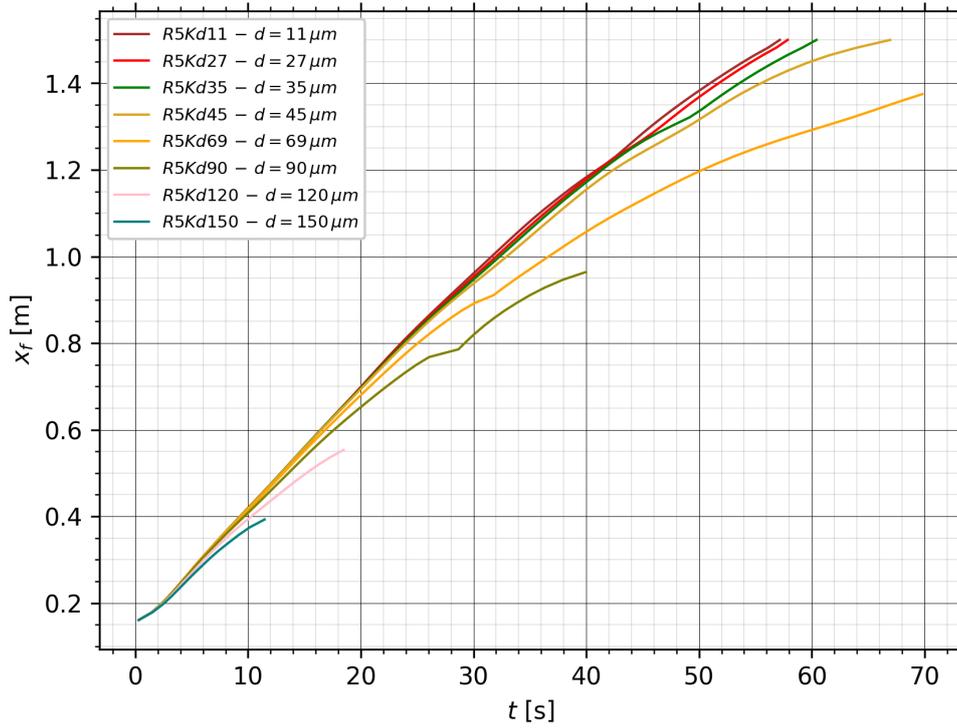


Figura 4.38: Posição da frente no sentido *streamwise* ( $x_f$ ) em função do tempo, para  $d = 11, 27, 35, 45, 69, 90, 120, 150 \mu m$ .

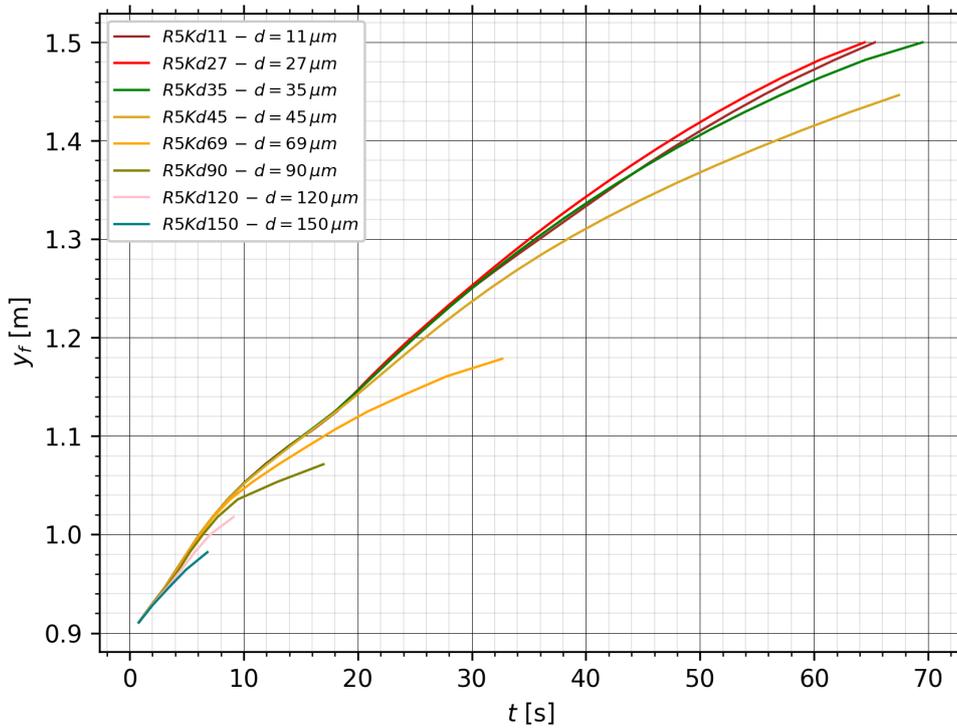


Figura 4.39: Posição da frente no sentido *spanwise* ( $y_f$ ) em função do tempo, para  $d = 11, 27, 35, 45, 69, 90, 120, 150 \mu m$ .

A Figura 4.40 apresenta resultados das velocidades da frente da corrente para o sentido *streamwise*, destacando a influência da velocidade de queda na velocidade de propagação da corrente.

Correntes formadas pelos maiores diâmetros de partículas apresentam as menores velocidades, e comportamentos mais previsíveis, com um menor número de máximos locais. À medida que ocorre a diminuição do diâmetro de partícula, o número de máximos e mínimos locais da velocidade aumenta, e o comportamento desta grandeza tende a ser mais complexo.

O valor máximo de velocidade  $u_f$  das correntes ocorre, para todos os casos, em  $t \approx 5$  s, e aumenta, até certo ponto, com a redução do diâmetro de partícula. Para valores menores que  $d = 69 \mu\text{m}$ , este comportamento muda fazendo com que o máximo global diminua levemente com a redução do  $d$ . Os valores do primeiro máximo local, o qual ocorre em  $t \approx 14$  s, tende a se aproximar a um valor igual para os menores  $d$ . O segundo máximo local ocorre em  $t \approx 21$  s para  $d < 69 \mu\text{m}$ . Já o último máximo local de  $u_f$  ocorre com intensidade e em tempos diferentes para cada  $d$ .

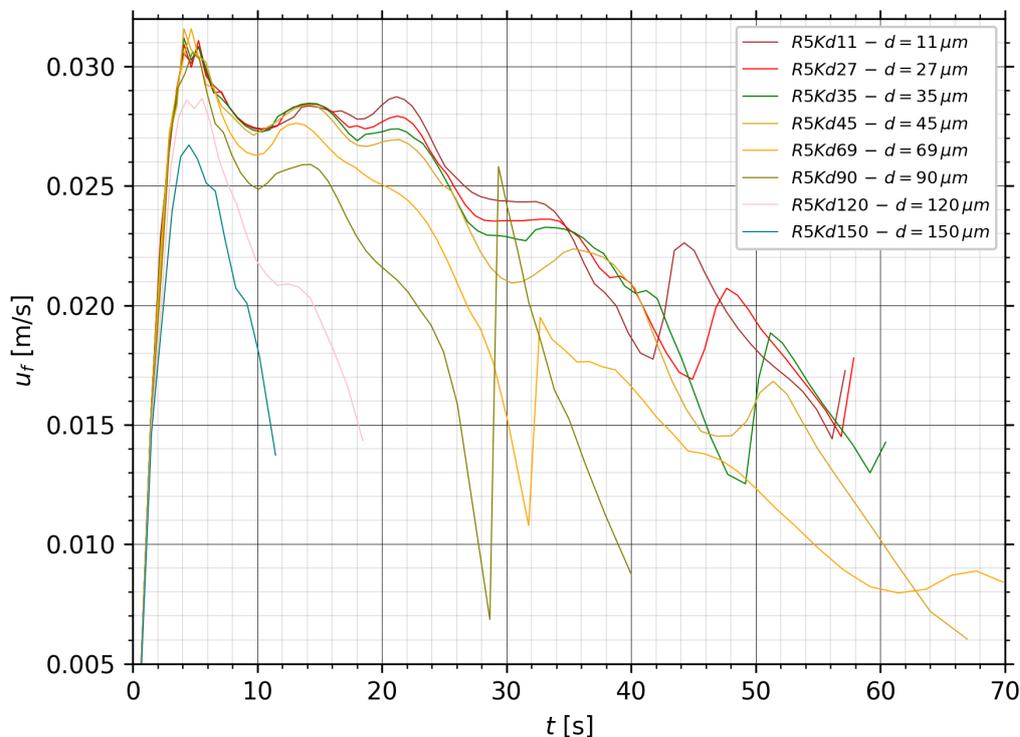


Figura 4.40: Velocidade da frente do sentido *streamwise* para  $d = 11, 27, 35, 45, 69, 90, 120, 150 \mu\text{m}$ .

A Figura 4.41 apresenta resultados das velocidades da frente da corrente para o sentido *spanwise*. O valor máximo de velocidade  $v_f$  também ocorre para todos os casos em  $t \approx 5$  s, com exceção do caso  $d = 150 \mu\text{m}$ . Posteriormente, a corrente desacelera no sentido *spanwise* até  $t \approx 16$  s para os menores diâmetros de partícula. Um segundo máximo ocorre em  $t \approx 21$  s para  $d < 69 \mu\text{m}$ .

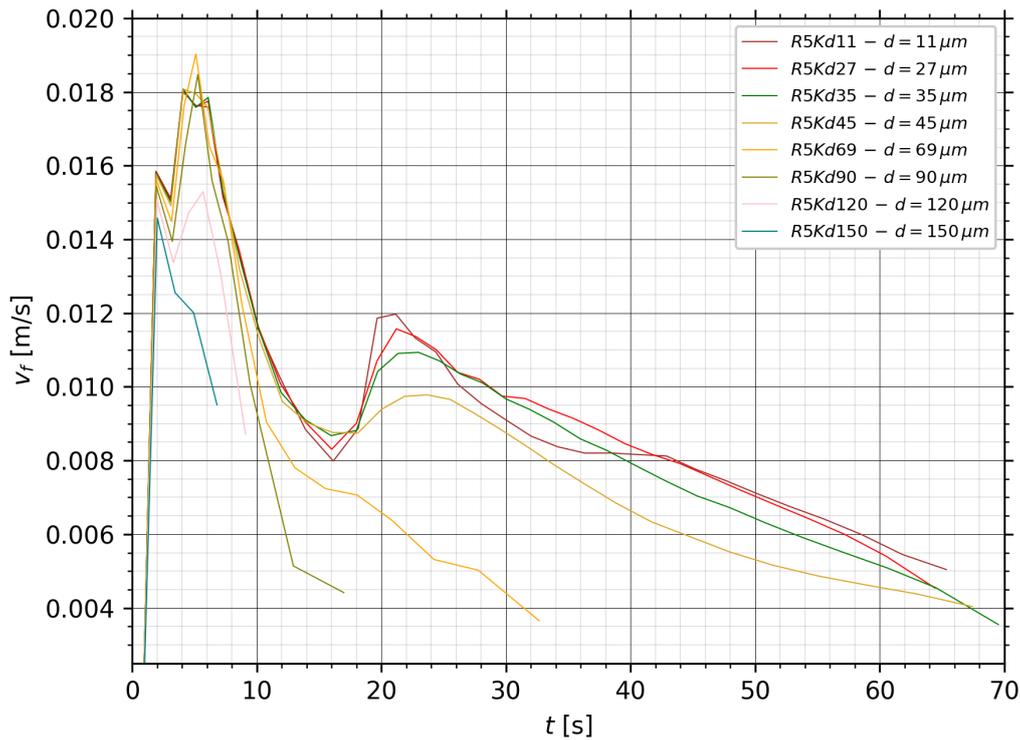


Figura 4.41: Velocidade da frente do sentido *spanwise* para  $d = 11, 27, 35, 45, 69, 90, 120, 150 \mu\text{m}$ .

#### 4.5.2 TAXA DE SEDIMENTAÇÃO

A Figura 4.42 exibe os resultados de taxa de sedimentação, obtidos para os diferentes casos simulados. Para os maiores  $d$ , ocorrem os maiores valores de taxa de sedimentação no início da simulação, onde esta grandeza varia de forma aproximadamente linear ao longo do tempo, até o máximo valor. A declividade da curva, para este intervalo, varia com o  $d$ . Após o valor máximo global, melhor definido para as maiores granulometrias, a taxa de sedimentação reduz ao longo do tempo. Os menores  $d$  apresentaram resultados de taxa de sedimentação mais constantes ao longo de todo o tempo de simulação.

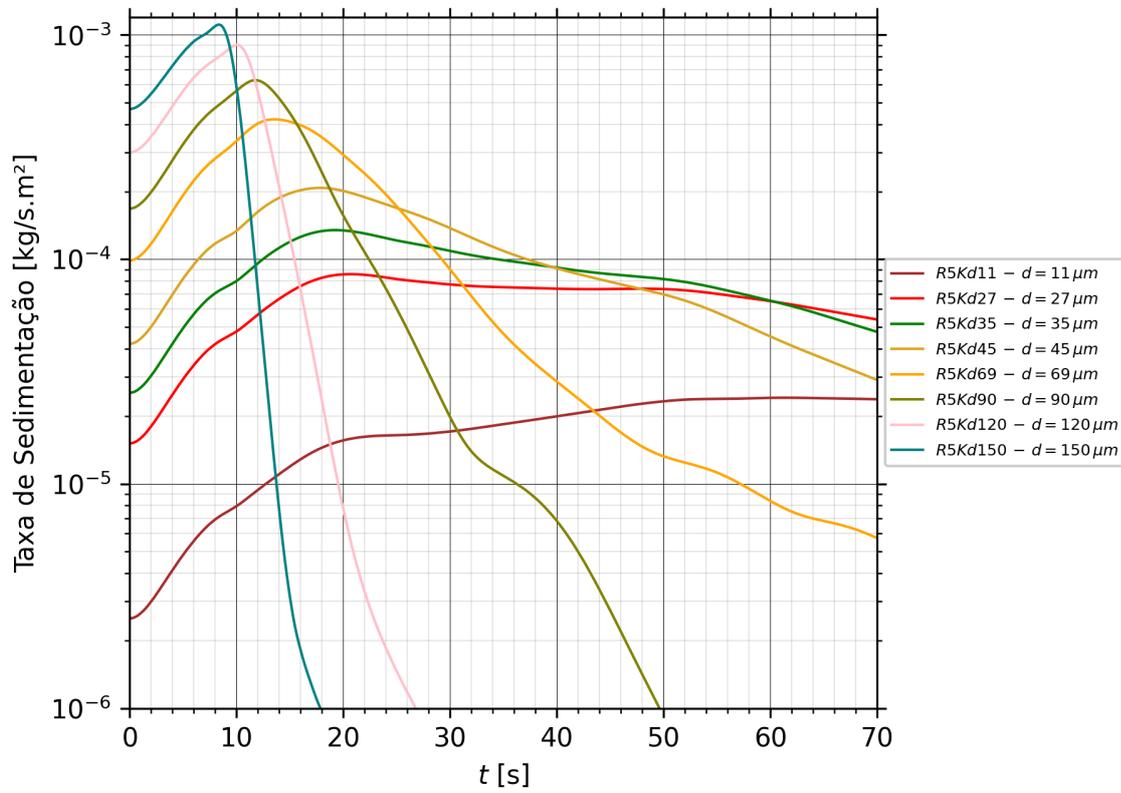
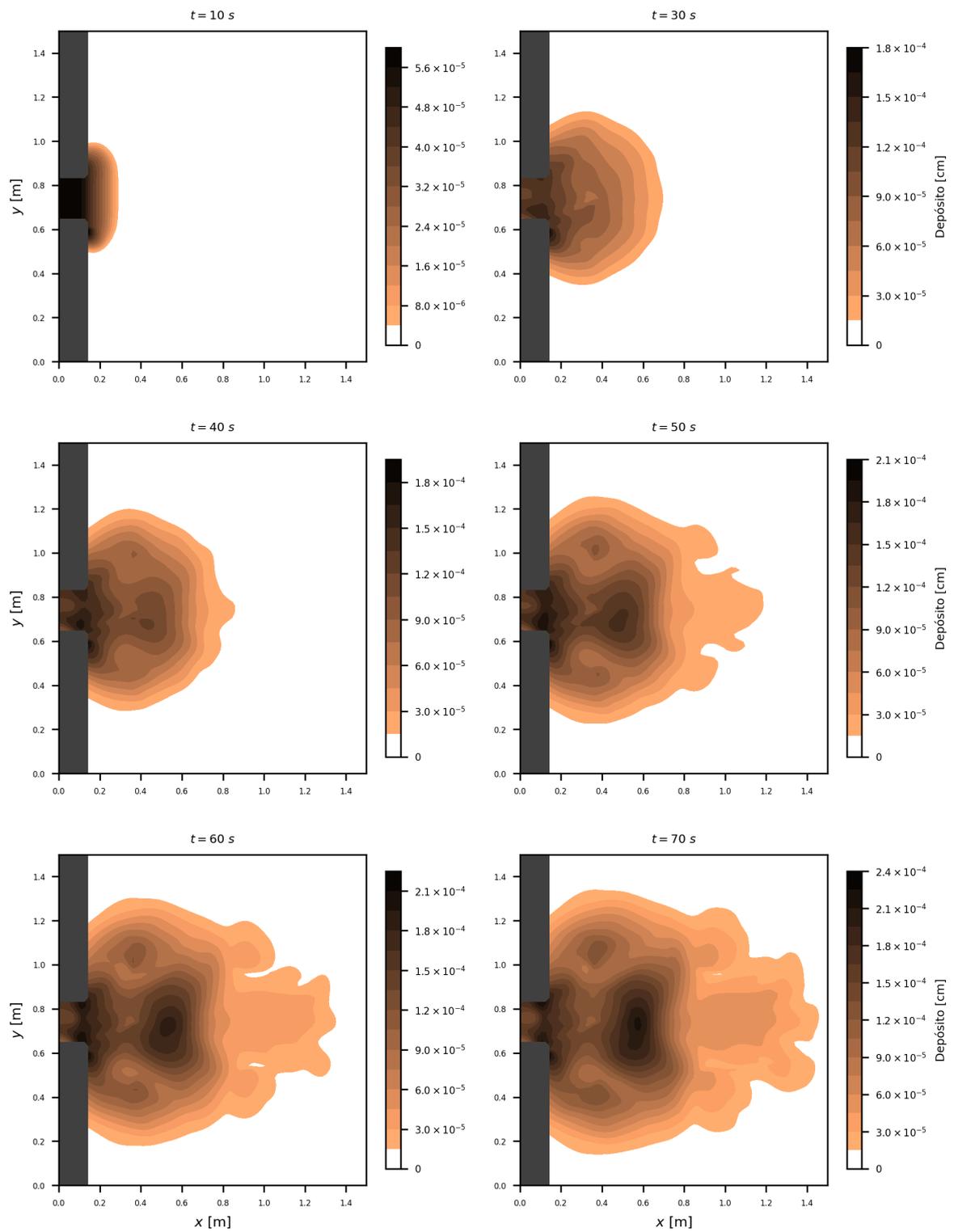


Figura 4.42: Taxa de sedimentação para  $d = 11, 27, 35, 45, 69, 90, 120, 150 \mu\text{m}$ .

### 4.5.3 DEPÓSITO

As Figuras 4.43 a 4.48 apresentam os mapas de depósitos para  $d = 11, 27, 69, 90$  e  $150 \mu\text{m}$  obtidos para diferentes diâmetros de partículas considerados. À diferença dos depósitos formados pelas maiores granulometrias, os menores diâmetros de partícula geraram depósitos com as formas mais complexas, além de apresentar uma evolução mais lenta ao longo do tempo.

À medida que a granulometria diminui é possível observar que a maior espessura do depósito ocorre mais a jusante do *lock*. A geometria do depósito tende a ser menos circular para diâmetros de partícula intermediários, tornando-se alongada em relação ao eixo  $x$ . Para os maiores  $d$ , o depósito se acumula em regiões próximas ao *lock*, gerando depósito pouco espalhados.

Figura 4.43: Mapa de depósito para  $d = 11 \mu\text{m}$ .

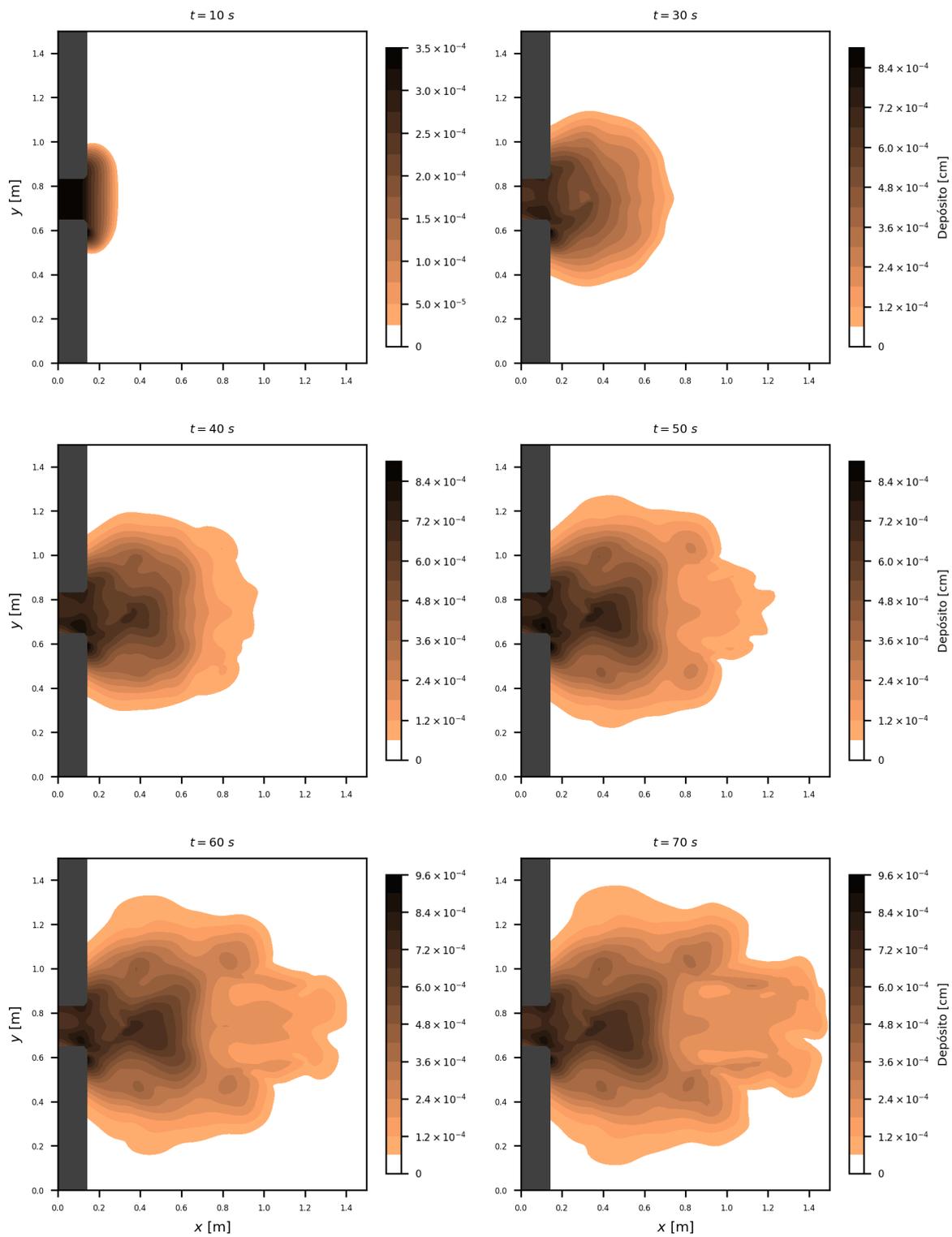
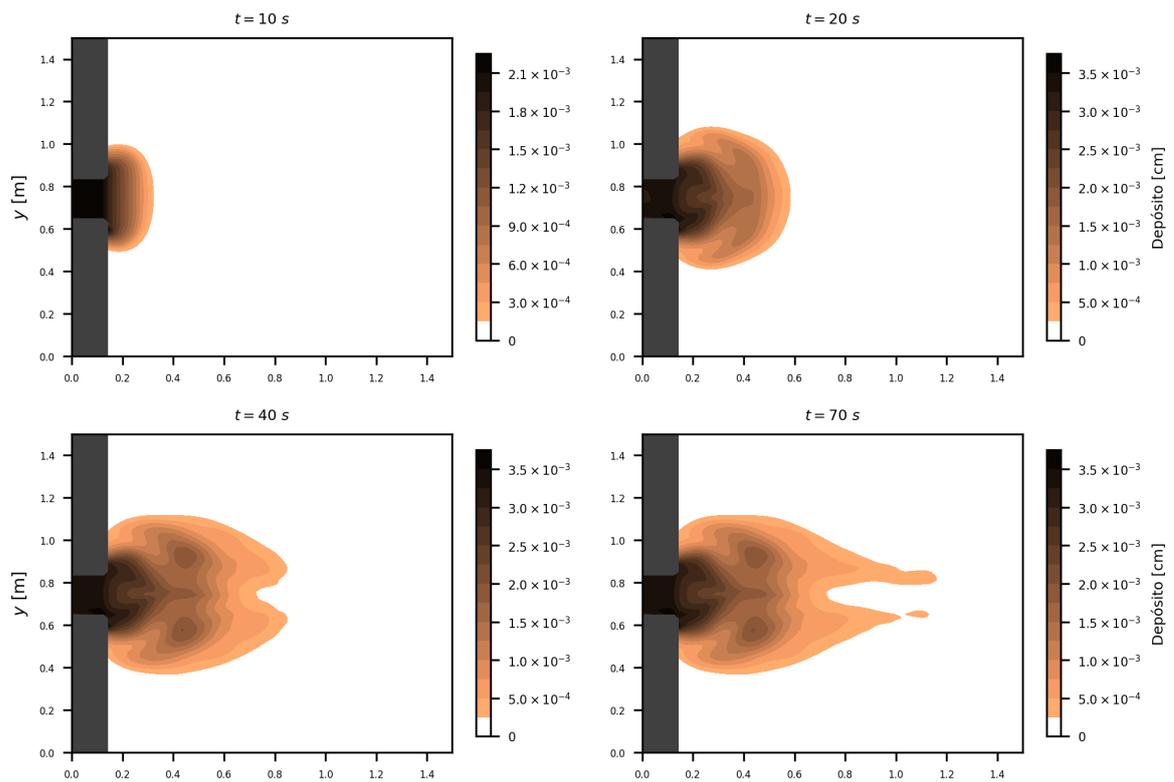
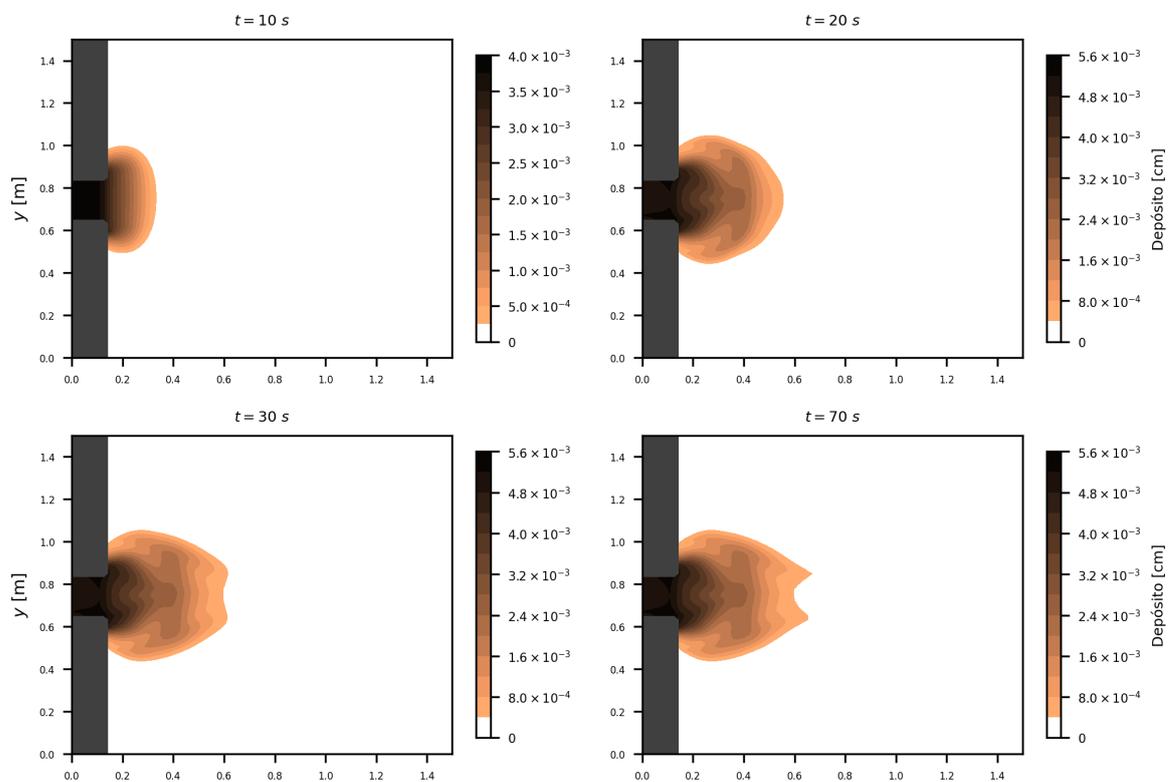


Figura 4.44: Mapa de depósito para  $d = 27 \mu\text{m}$ .

Figura 4.45: Mapa de depósito para  $d = 69 \mu\text{m}$ .Figura 4.46: Mapa de depósito para  $d = 90 \mu\text{m}$ .

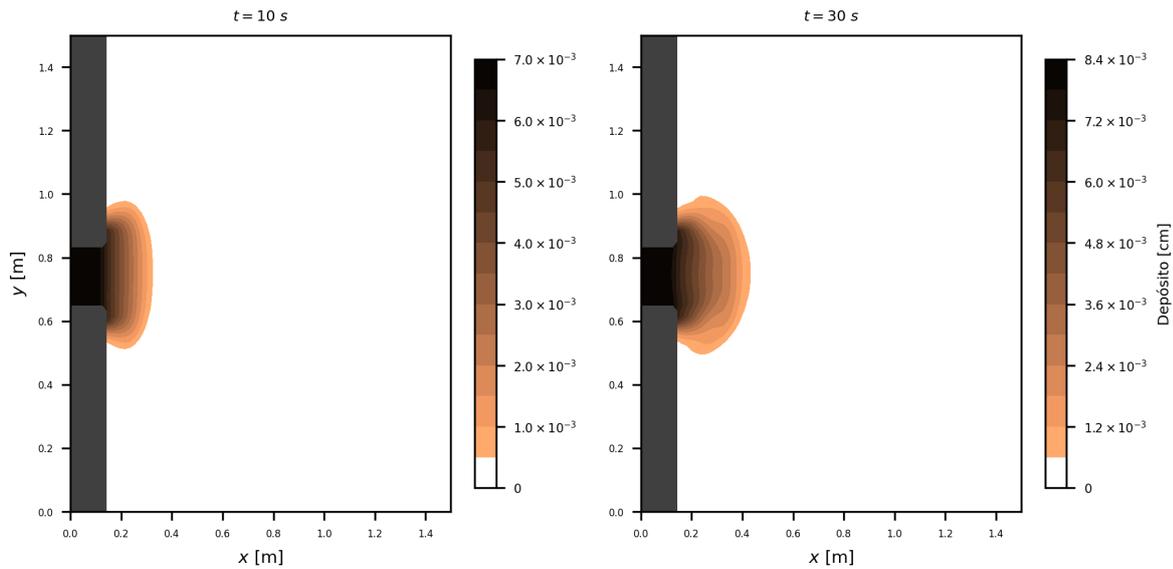


Figura 4.47: Mapa de depósito para  $d = 120 \mu\text{m}$ .

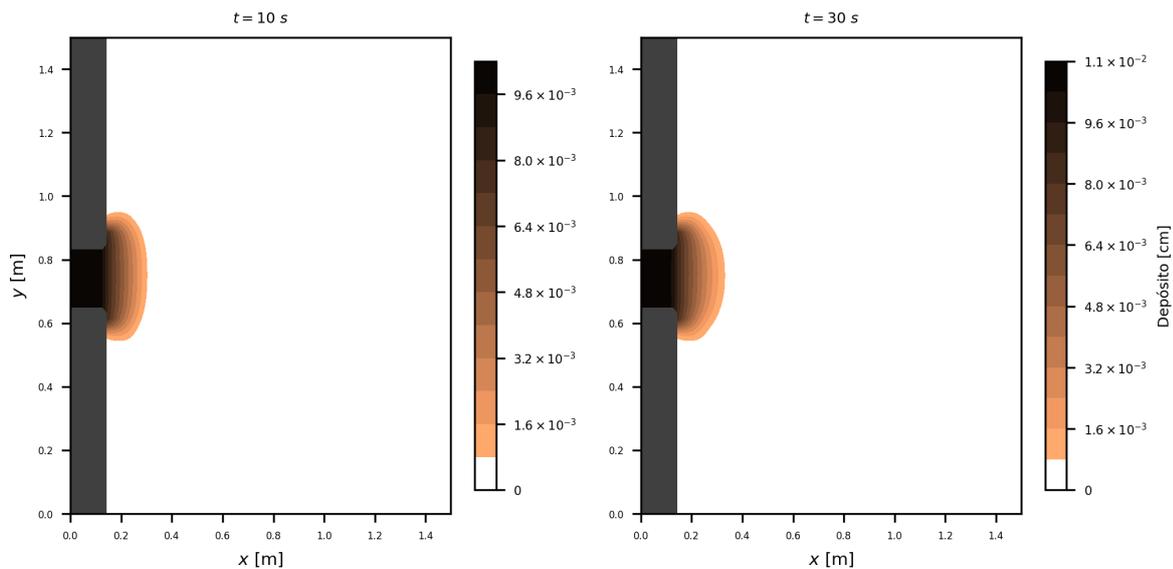


Figura 4.48: Mapa de depósito para  $d = 150 \mu\text{m}$ .

A Figura 4.49 apresenta o perfil resultante do depósito, para o plano  $y = L_y/2$ , considerando os casos de  $d = 11, 27, 35, 45, 69, 90, 120$  e  $150 \mu\text{m}$ . Os resultados destacam que, para as maiores granulometrias, ocorre maior acúmulo de sedimentos na zona do *lock* (entre  $x = 0$  e  $x = L_{\hat{x}}$ ). Para os menores  $d$ , a espessura do depósito tende a ser mais constante ao longo de todo o eixo  $x$ . Para  $x > L_{\hat{x}}$ , onde começa a existir a liberdade da propagação da corrente no sentido *spanwise*, a espessura do depósito diminui em todos os casos ao longo de  $x$ . Esta diminuição ocorre de forma mais acentuada para os maiores  $d$ , enquanto que nos menores  $d$ ,

esta diminuição é mais suave, até  $x \approx 0.35$  m, onde ocorre um máximo local para  $d$  entre 27 e 69  $\mu\text{m}$ . Este máximo se desloca para jusante, no caso de  $d = 90$   $\mu\text{m}$

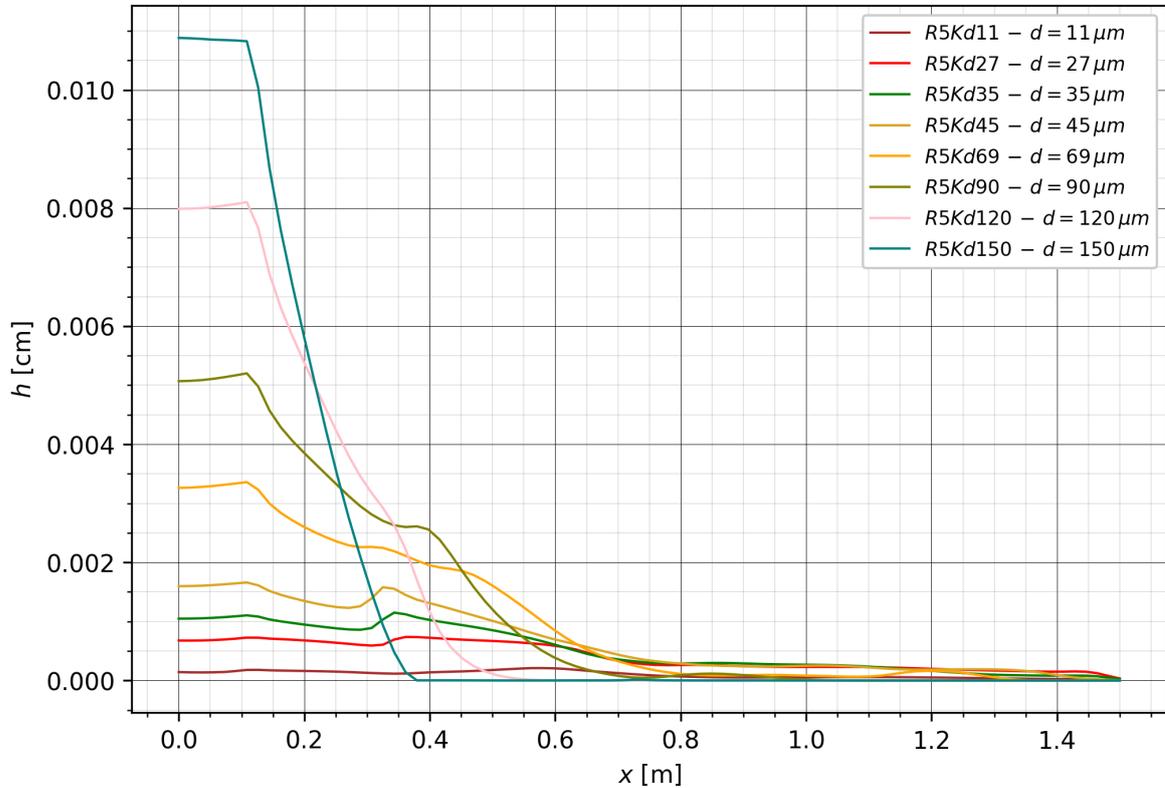


Figura 4.49: Perfil do depósito,  $y = L_y/2$ , para  $d = 11, 27, 35, 45, 69, 90, 120$  e  $150$   $\mu\text{m}$ .

#### 4.6 CASO DE FLUXO CONTÍNUO DE SEDIMENTOS

O presente item apresenta os resultados obtidos nas simulações de correntes formadas por fluxo contínuo, considerando uma vazão volumétrica igual a  $130$   $\text{cm}^3/\text{s}$  e valores de  $g'$  iguais a  $5$  e  $10$   $\text{cm}/\text{s}^2$ . A Tabela 4.4 exibe os casos simulados e os seus respectivos parâmetros físicos.

Tabela 4.5: Parâmetros considerados para simulações de fluxo contínuo,  $Q = 130$   $\text{cm}^3/\text{s}$ .

Caso	Q130g5d53	Q130g5d69	Q130g10d69
$d$ [ $\mu\text{m}$ ]	53	69	69
$g'$ [ $\text{cm}/\text{s}^2$ ]	5	5	10

#### 4.6.1 CONSERVAÇÃO DE MASSA

As Figuras 4.50 a 4.52 apresentam os resultados obtidos, referentes à conservação da massa, para os novos casos simulados.

Cabe salientar que não foi realizada a suavização dos resultados obtidos. Apesar da ocorrência de oscilações de origem numérica, os valores calculados da soma das parcelas de  $\dot{M}_s$  e  $\partial m/\partial t$  se aproximam razoavelmente dos valores analíticos de  $\dot{M}_e$ . Para o caso **Q130g5d53**, ocorre o acúmulo de massa de sedimento entre  $0 < t < 24$  s, enquanto que o mesmo ocorre entre  $0 < t < 11$  s para os casos **Q130g5d69** e **Q130g10d69**. Isto ocorre por conta da diferença da  $u_s$ , a qual afeta a condição de espalhamento das correntes. Após este período, ocorre a tendência no equilíbrio entre a vazão mássica de entrada e a de saída. Para  $t > 52$  s, quando a alimentação de sedimentos começa a diminuir, o domínio começa a perder massa por conta da deposição.

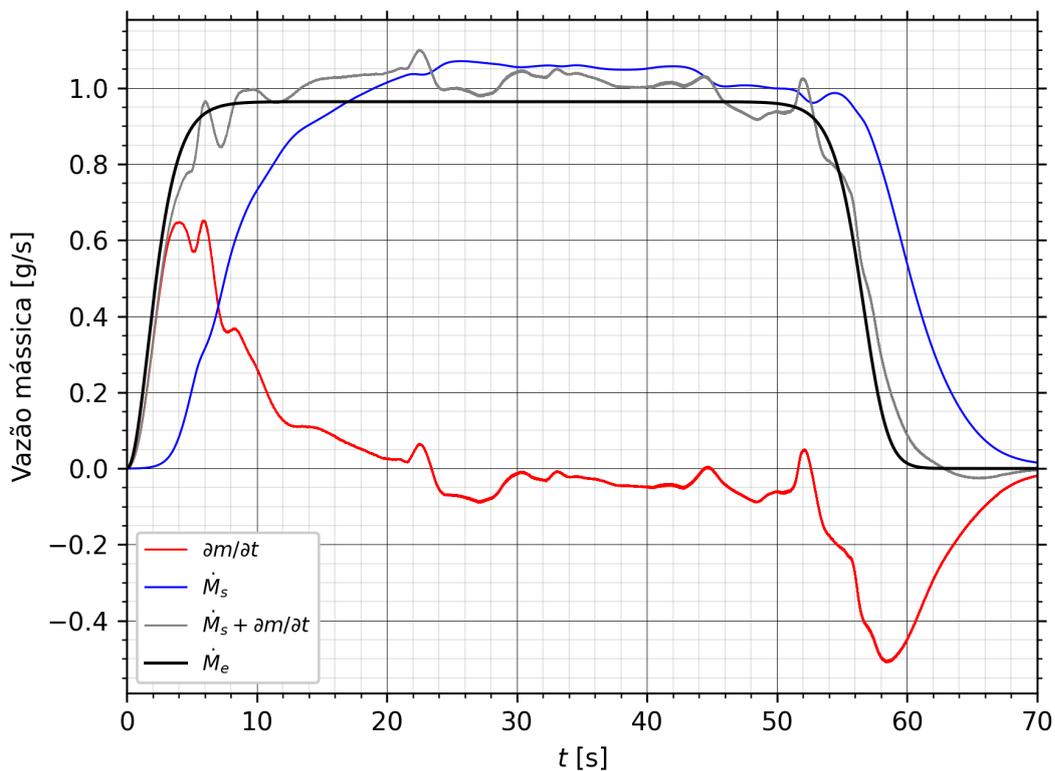
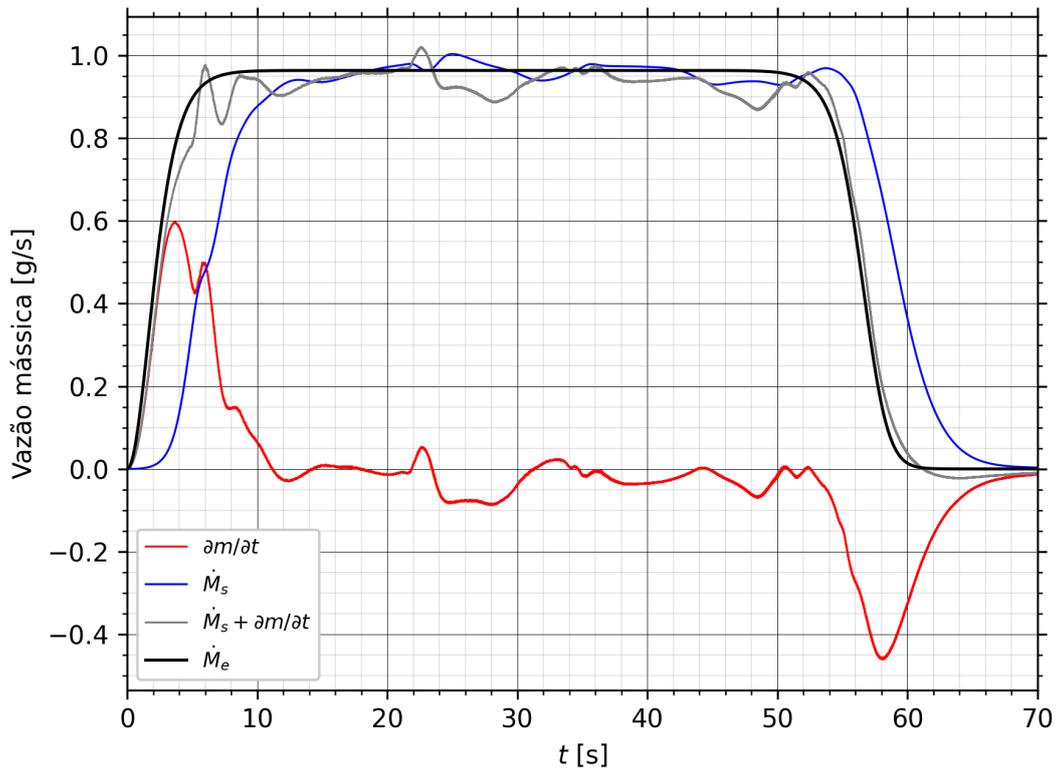
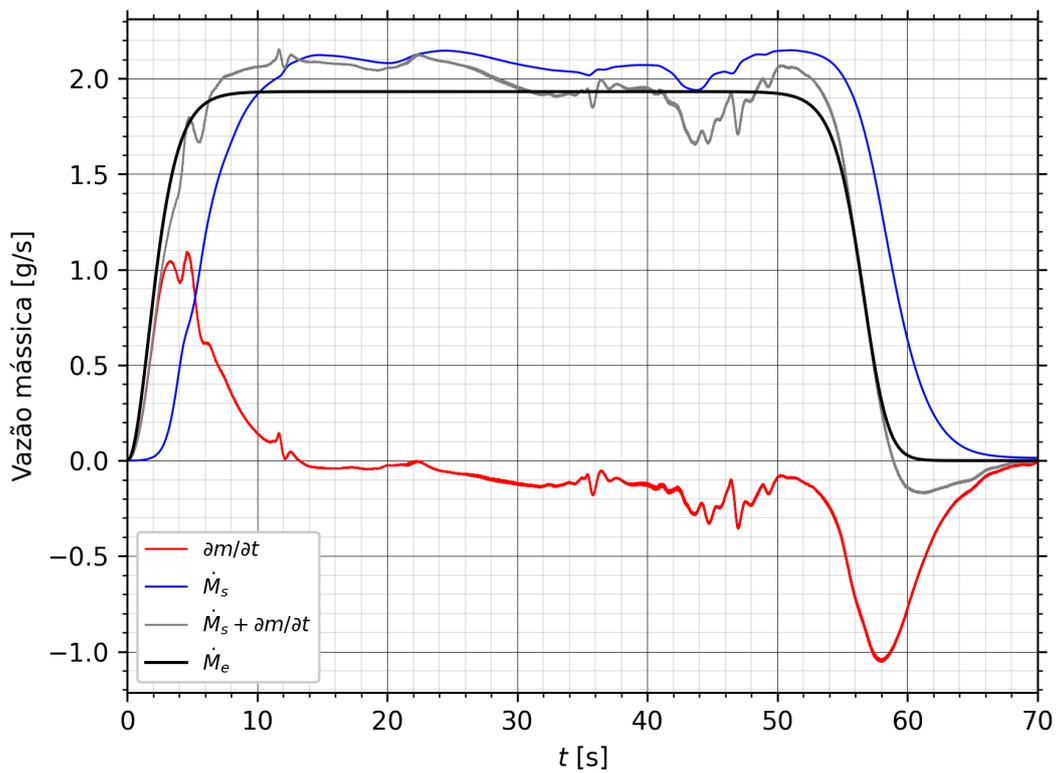


Figura 4.50: Conservação da massa para o caso **Q130g5d53**.

Figura 4.51: Conservação da massa para o caso **Q130g5d69**.Figura 4.52: Conservação da massa para o caso **Q130g10d69**.

A Figura 4.53 apresenta os resultados de taxa de sedimentação para os três casos simulados. O caso **Q130g10d69**, por formar uma corrente com maior concentração de sedimentos, e maior  $d$ , foi o caso que apresentou maiores valores de taxa de sedimentação, atingindo  $\dot{m} \approx 0.6 \text{ g/s.m}^2$ , sendo este aproximadamente o dobro do máximo valor obtido pelas simulações dos outros casos. Para o começo da simulação, os valores de  $\dot{m}$  para o caso **Q130g5d69** foram maiores que os do caso **Q130g5d53**. Já para  $t > 16 \text{ s}$ , os valores de taxa de sedimentação do caso de menor diâmetro superam os valores do caso de maior diâmetro.

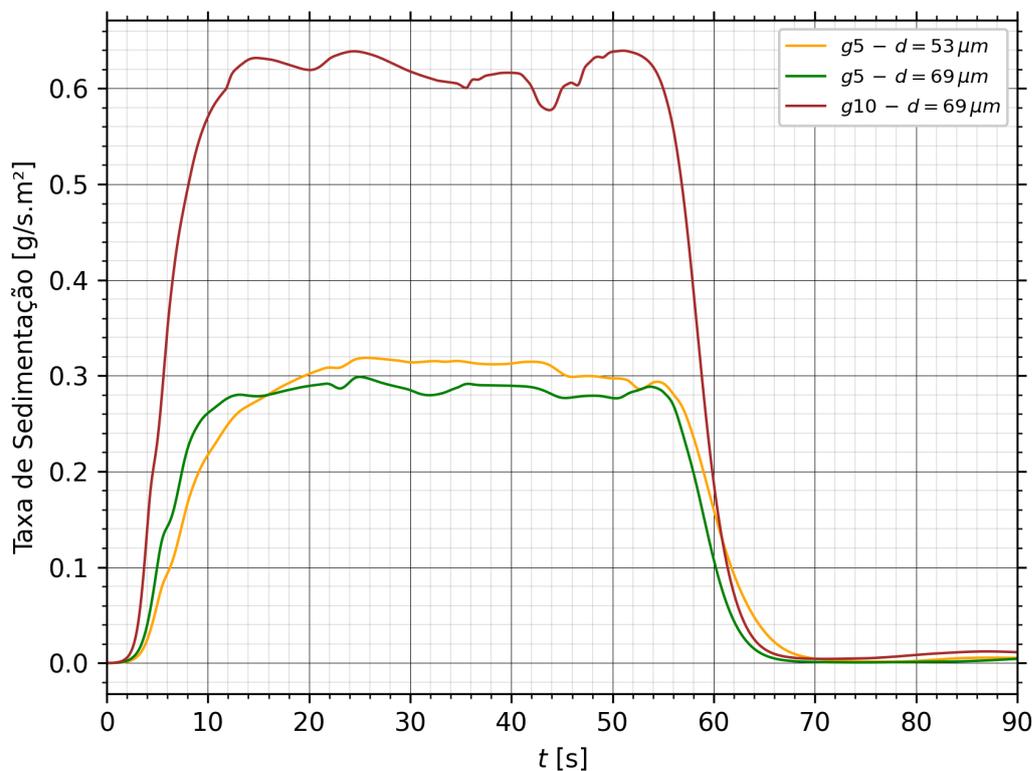


Figura 4.53: Taxa de sedimentação para os casos **Q130g5d53**, **Q130g5d69** e **Q130g10d69**.

## 4.6.2 EVOLUÇÃO DA FRENTE

As Figuras 4.54 e 4.55 apresentam, respectivamente, os resultados obtidos de  $x_f$  e  $u_f$  para os novos casos simulados.

A corrente gerada pelo fluxo de maior concentração de sedimentos (**Q130g10d69**) foi mais acelerada que as geradas pelos casos **Q130g5d53**, **Q130g5d69**, atingindo um alcance máximo de 140 cm em  $t \approx 47$  s, considerando o critério utilizado para obter a sua localização.

Os casos **Q130g5d53** e **Q130g5d69** percorreram parte do domínio com velocidades próximas, até  $t \approx 35$  s. Após esse instante, a corrente de menor  $d$  avançou a uma maior distância, alcançando a corrente do caso **Q130g10d69**

Os resultados de velocidade apresentam picos em  $t = 45$  s e  $t = 50$  s, o que pode ser explicado devido ao fato destas correntes cessarem a sua propagação por um instante, por conta da condição de fundo (*no-slip*), e posteriormente as camadas superiores da corrente superaram essa distância, já que estas estão se propagando a uma maior velocidade.

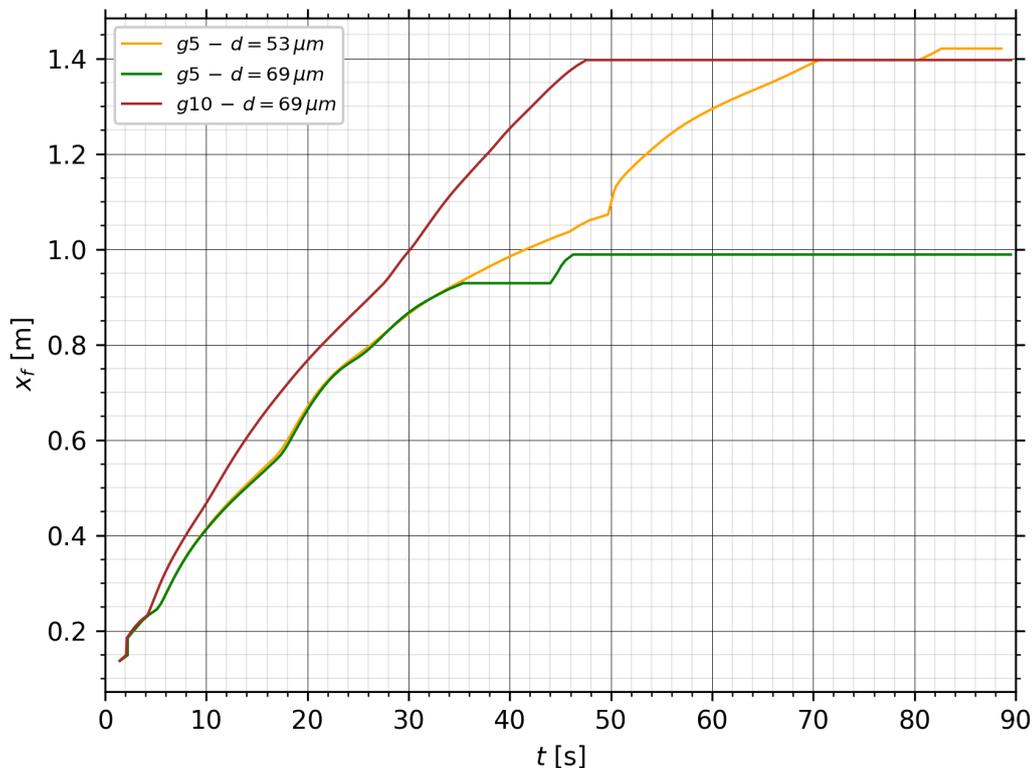


Figura 4.54: Posição da frente no sentido *streamwise* para os casos **Q130g5d53**, **Q130g5d69** e **Q130g10d69**.

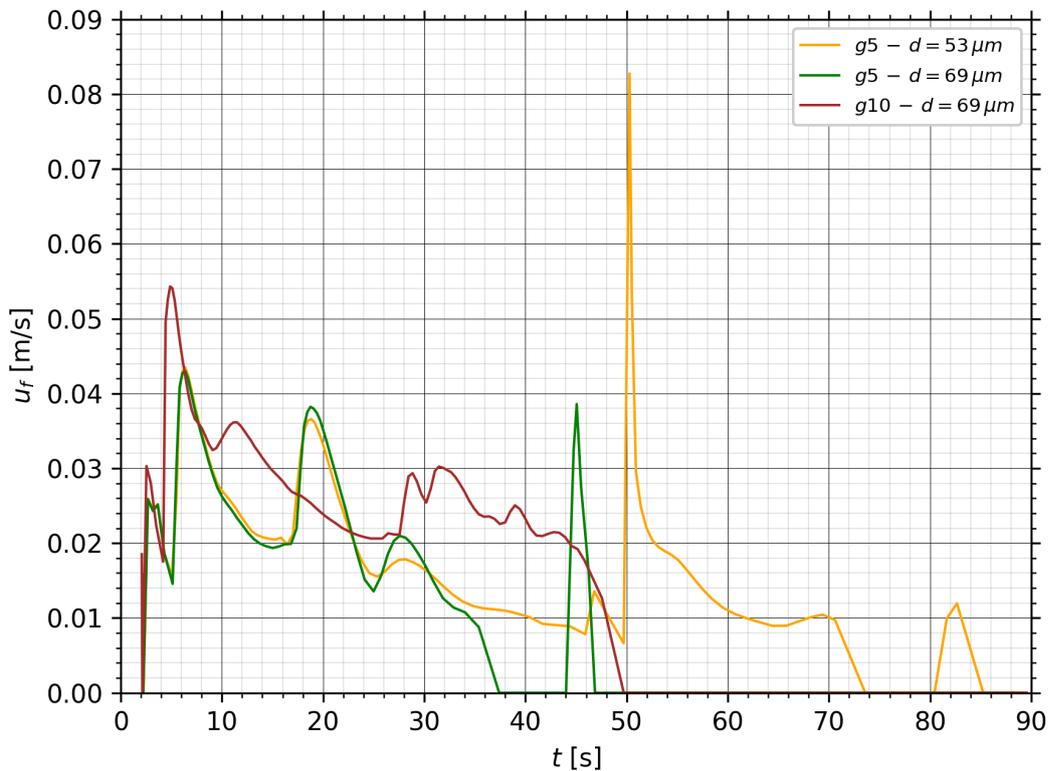


Figura 4.55: Velocidade da frente no sentido *streamwise* para os casos **Q130g5d53**, **Q130g5d69** e **Q130g10d69**.

### 4.6.3 DEPÓSITO

As Figuras 4.56 a 4.58 apresentam, os mapas de depósito gerados pelas configurações em questão, para  $t = 90$  s. Uma das diferenças entre estes resultados e os apresentados pelas simulações por *lock-release* (Ilustrados pelas Figuras 4.43 a 4.48) é a formação de uma região alongada em  $y = L_y/2$ , local onde se encontram as maiores componentes  $u$  do escoamento. Isto faz com que o material se desloque a maiores distâncias neste sentido. Este efeito é mais visível para a menor concentração e maior  $d$ . O depósito formado pela corrente de menor  $d$  foi o de menor espessura, mas o mais espalhado, considerando ambos os sentidos *streamwise* e *spanwise*. Já o depósito para o caso **Q130g10d69**, foi o que teve a forma mais radial e os maiores valores de espessura.

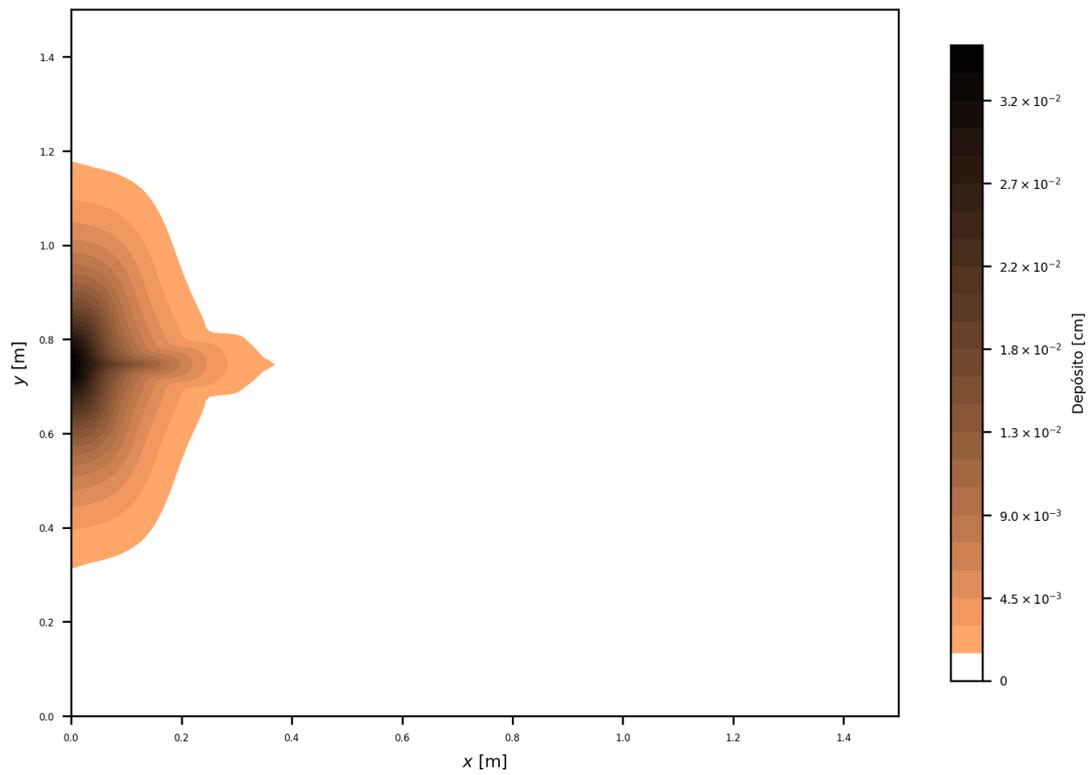


Figura 4.56: Mapa de depósito para o caso Q130g5d53.

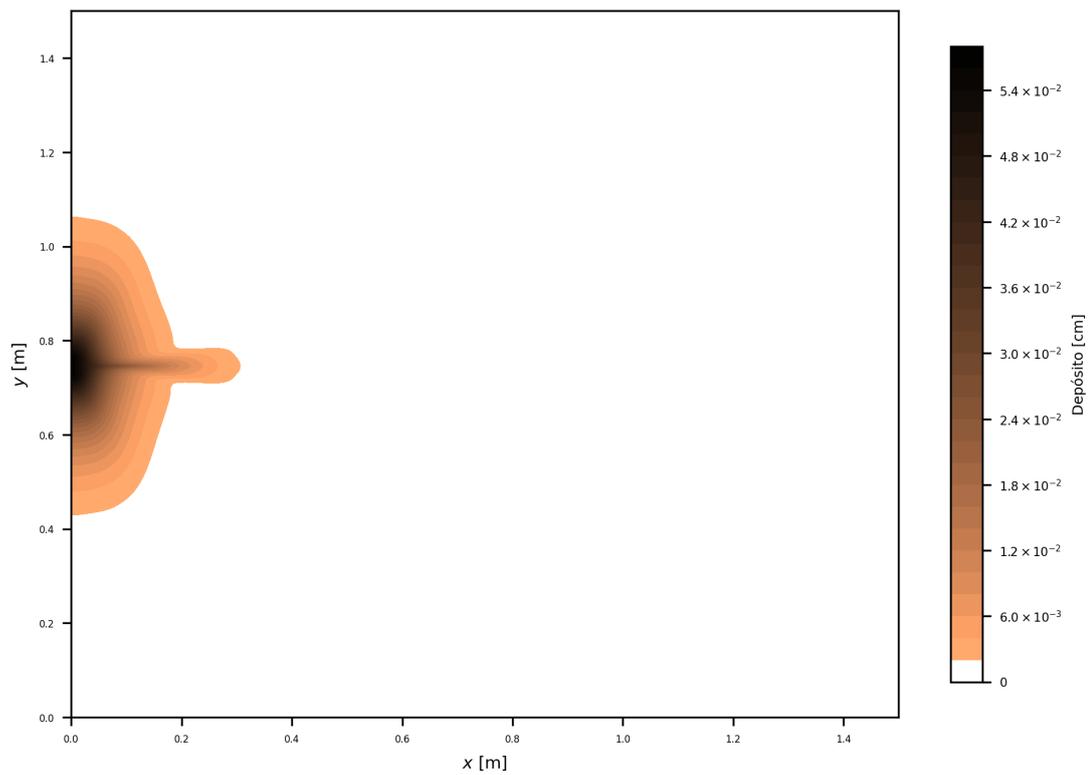


Figura 4.57: Mapa de depósito para o caso Q130g5d69.

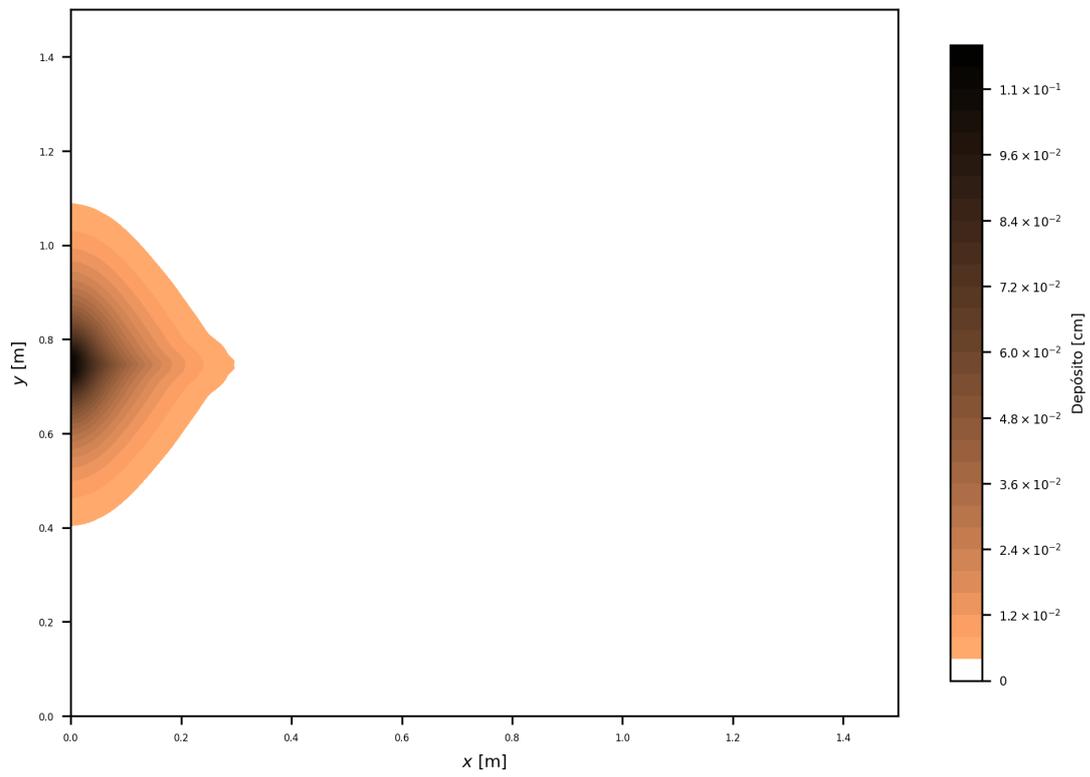


Figura 4.58: Mapa de depósito para o caso **Q130g10d69**.

## 5 CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES

### 5.1 CONCLUSÕES

O presente trabalho estudou a dinâmica da propagação e sedimentação de correntes de turbidez monodispersas, com o uso de uma abordagem numérica em diferenças finitas de segunda ordem. A configuração de bacia, por adicionar uma dimensão de liberdade para a propagação do fenômeno em questão, fez com que se adaptasse o código SuLi (Monteiro, 2014 [39], Monteiro e Schettini, 2015 [41]), utilizando como base o módulo para a resolução da Equação de Advecção-Difusão implementado e validado por Morigi (2021) [43]. A adaptação realizada se baseou na implementação de novas aproximações para as derivadas utilizadas na resolução da Equação de Transporte, e contribuiu para o desenvolvimento do código, possibilitando o uso de novos esquemas numéricos para realizar simulações de fenômenos que possam ser modelados através o uso da Equação de Advecção-Difusão linear.

Apesar de ser mais preciso que o esquema em primeira ordem, o novo esquema numérico apresenta limitações relacionadas a oscilações de natureza numérica, as quais podem retornar valores fisicamente não reais para as grandezas físicas do fenômeno modelado, podendo estes valores ser maiores que o máximo ou até mesmo menores que o mínimo valor possível. Portanto, é necessário utilizar o novo esquema considerando parâmetros numéricos de discretização adequados, que, além de garantir estabilidade numérica, diminuam a influência destas oscilações indesejadas. Também é fortemente recomendado o uso de condições iniciais e condições de contorno suavizadas.

O código foi utilizado para comparar resultados de outros autores, oriundos de experimentos físicos e numéricos, para casos de *lock-release* e alimentação contínua. As comparações foram realizadas tentando reproduzir fielmente as condições experimentais adotadas pelos autores. A dinâmica de propagação das correntes modeladas com o método utilizado apresenta as singularidades exploradas na revisão bibliográfica, havendo a formação das componentes anatômicas

características de correntes de turbidez, vórtices de Kelvin-Helmholtz e estruturas de lóbulos e fendas.

Os resultados obtidos para o caso de *lock-release* se aproximaram razoavelmente dos resultados apresentados por Francisco et al. [19], apesar da diferença entre as resoluções de malha, principalmente para os casos de menores concentrações e menores diâmetros de partículas. A evolução da frente da corrente foi devidamente representada no sentido *streamwise* em todos os casos simulados, enquanto que no sentido *spanwise* os valores se distanciaram, principalmente para o caso de maior velocidade de queda. Os valores de taxa de sedimentação se aproximaram coerentemente, tanto em termos de magnitude quanto no tempo de ocorrência dos máximos valores. Os mapas de depósito apresentaram grandezas de espessura compatíveis com as expostas pelos autores de referência, além de representar as estruturas deposicionais e singularidades citadas. Conforme citado por diversos autores, as correntes formadas pelas maiores concentrações geram estruturas mais complexas de lóbulos e fendas. Além disso, para os maiores números de Reynolds, os vórtices de Kelvin-Helmholtz são mais nítidas.

A modelagem de correntes de turbidez geradas por alimentação contínua resultou ser mais complexa de ser realizada. Além da necessidade da implementação de uma condição de contorno nova, as condições utilizadas por Bonneau et al. (1995) [4] dificultaram a modelagem do fenômeno em questão, fazendo com que houvesse necessidade do uso de uma malha extremamente refinada por conta das dimensões da área de alimentação e, conseqüentemente, as simulações exigiram um custo computacional alto. Os resultados relativos à evolução da frente (posição e velocidade) se aproximaram satisfatoriamente aos expostos pelos autores.

A partir da verificação, é possível afirmar que o SuLi, apesar de contar com esquemas de segunda ordem de precisão para a modelagem de escoamentos incompressíveis e fenômenos de transporte, é capaz de simular com erros toleráveis os fenômenos de Advecção-Difusão e empuxo, os quais governam a dinâmica de correntes de turbidez.

Foram feitas simulações, adotando novos diâmetros de partícula, para o caso de *lock-release*. Além disso, foram realizadas simulações para o caso de alimentação contínua, considerando um novo diâmetro de partícula e vazão mássica. Estas simulações forneceram resultados referentes à evolução da frente da corrente, taxa de sedimentação e mapa de depósito para duas configu-

rações distintas. O diâmetro de partícula afeta o espalhamento do sedimento, o que influencia nas formas do depósito resultante. Os maiores diâmetros de partícula condicionam correntes mais previsíveis, com menor número de estruturas deposicionais, já que nestas condições elas se espalham menos. Os resultados de depósito apresentaram padrões totalmente diferentes comparando os casos simulados de *lock-release* e alimentação contínua.

## 5.2 RECOMENDAÇÕES

O fenômeno de estudo do presente trabalho conta com uma dinâmica complexa, a qual é simulada através de modelos simplificados, que consideram casos muito restritos e acabam se distanciando da natureza do processo original. O equacionamento adotado pelo presente trabalho, simplifica o fenômeno, não considerando processos erosivos nem a modificação da morfologia da bacia através da deposição e erosão. Para possibilitar o melhor entendimento de correntes de turbidez, é recomendado o estudo deste fenômeno considerando a iteração entre os processos citados e as singularidades que existem normalmente na morfologia de bacias naturais. Assim, trabalhos futuros poderiam ser realizados considerando a adição de termos às equações governantes, que possibilitem a modelagem da dinâmica deposicional e erosiva das correntes de turbidez no leito submarino, de forma a estudar com maiores detalhes a propagação destas correntes, possibilitando a comparação com trabalhos similares aos de Parsons et al. (2002) [49] e de Fick et al. (2017) [15].

Para trabalhos futuros, em termos de desempenho do código SuLi, recomenda-se estabelecer limitadores para os valores máximos e mínimos resultantes das oscilações numéricas do novo esquema. A implementação de esquemas de mais altas ordens para a resolução da Equação de Advecção-Difusão, e métodos como os esquemas *essentially non oscillatory* (ENO) ou *weighted essentially non oscillatory* (WENO) (Shu, 1998 [55]) cujo intuito é reduzir estas oscilações indesejadas, também é interessante, pois permitiria realizar a modelagem de fenômenos de transporte com maior precisão, contornando os problemas observados no método implementado. Também recomenda-se revisar o equacionamento da tolerância do erro para o cálculo da pressão dinâmica através do método do gradiente conjugado. Senão, a implementação de métodos espectrais para o cálculo da pressão dinâmica também pode ser interessante, já que

estes métodos, além de aumentar a precisão do cálculo, resolvem o problema de uma maneira mais rápida. Para a simulação dos casos de *lock-release*, se constataram regiões do domínio de baixas velocidades, onde se utilizam os mesmos parâmetros de discretização espacial, sendo que estes poderiam ser menos rigorosos. Assim, recomenda-se a implementação de métodos que possibilitem o uso de malhas não uniformes (Sousa, 2019 [56]) ou métodos como o *Adaptive Mesh Refinement* (AMR) (Berger, 1984 [1]) para a resolução dos equacionamentos, com a finalidade de reduzir o número de pontos para cada simulação, detalhando as regiões de maior interesse do domínio e reduzindo o número de pontos em regiões de menor interesse. Finalmente é sugerida a implementação de métodos para processamento paralelo, pois isto ampliaria a aplicabilidade do código, permitindo simular escoamentos em domínios mais refinados em um período de tempo menor.

## BIBLIOGRAFIA

- [1] BERGER, M. J., AND OLIGER, J. Adaptive mesh refinement for hyperbolic partial differential equations. *Journal of Computational Physics* 53, 3 (1984), 484–512.
- [2] BISWAS, G., AND ESWARAN. *Turbulent flows: fundamentals, experiments and modeling*. Narosa Publishing House, New Delhi, 2002.
- [3] BOGGS, S. *Principles of sedimentology and stratigraphy*. Upper Saddle River, N.J: Pearson Prentice Hall, 2006.
- [4] BONNECAZE, R., HALLWORTH, M., HUPPERT, H., AND LISTER, J. Axisymmetric particle-driven gravity currents. *Journal of Fluid Mechanics* 294 (07 1995), 93 – 121.
- [5] BRUNNER, G. W. *HEC-RAS river analysis system: hydraulic reference manual*, vol. 4.1. US Army Corps of Engineers, Institute for Water Resources, Hydrologic, 2010.
- [6] CANTERO, M. I., LEE, J. R., BALACHANDAR, S., AND GARCIA, M. H. On the front velocity of gravity currents. *Journal of Fluid Mechanics* 586 (sep 2007), 1–39. Copyright: Copyright 2008 Elsevier B.V., All rights reserved.
- [7] CHORIN, A. J. Numerical solution of the navier-stokes equations. *Mathematics of Computation* 22 (1968), 745–762.
- [8] DAVIDSON, L. *An Introduction to Turbulence Models*. Sweden: Chalmers University of Technology, 2002.
- [9] DAVILA, R., ARIEMTI, L., ARAGÃO, M., VESELY, F., SANTOS, S., VOELCKER, H., VIANA, A., KOWSMANN, R., LOURENCO, J., COURA, A., PAIM, P., MATOS, R., AND MACHADO, L. *Ambientes Marinhos Profundos: Sistemas Turbidíticos (Deep Water Environments: Turbidite Systems)*. 01 2008, pp. 244–303. In book: A. J. C. L. P. Silva, M. A. N. F. Aragão, A. J.

- C. Magalhães (Eds.), *Ambientes de Sedimentação Siliciclástica do Brasil* (v. 1, 245-301). São Paulo: Beca-BALL.
- [10] DAVILA, R., AND PAIM, P. *Mecanismos de transporte e deposição em turbiditos*. Editora Unisinos, 01 2003, pp. 93–121. In book: *Geometria, arquitetura e heterogeneidades de corpos sedimentares - Estudo de Casos* (pp.93-121) Edition: 1 Chapter: 2.5.
- [11] DEHMEL, R. *Solving the Discrete Poisson Equation using Jacobi, SOR, Conjugate Gradients and the FFT, Lectures Notes of the course on “Applications of Parallel Computers”*, vol. 15-16. 1996.
- [12] ESPATH, L., PINTO, L., LAIZET, S., AND SILVESTRINI, J. Two- and three-dimensional direct numerical simulation of particle-laden gravity currents. *Computers and Geosciences* 63 (2014), 9–16.
- [13] FELIX, M. Flow structure of turbidity currents. *Sedimentology* 49, 3 (June 2002), 397–419.
- [14] FERZIGER, J., AND PERIC, M. *Computational Methods for Fluid Dynamics / J.H. Ferziger, M. Peric.*, vol. 3. 01 2002.
- [15] FICK, C., MANICA, R., AND TOLDO, E. Autogenic influence on the morphology of submarine fans: An approach from 3d physical modelling of turbidity currents. *Brazilian Journal of Geology* 47 (09 2017), 345–368.
- [16] FLETCHER, C. *Computational Techniques for Fluid Dynamics 1: Fundamental and General Techniques*. Springer Series in Computational Physics. Springer Berlin Heidelberg, 2013.
- [17] FRANCISCO, E. *Modelagem matemática e simulação numérica direta de correntes de gravidade poli-dispersas*. Programa de Pos-Graduação em Engenharia e Tecnologia de Materiais. Pontifícia Universidade Católica do Rio Grande do Sul. PUCRS. Dissertação de Mestrado, 2014.
- [18] FRANCISCO, E. *Modelagem matemática e simulação numérica de correntes de gravidade em uma configuração canal-bacia*. Programa de Pos-Graduação em Engenharia e Tecno-

- logia de Materiais. Pontifícia Universidade Católica do Rio Grande do Sul. PUCRS. Tese de Doutorado, 2018.
- [19] FRANCISCO, E., ESPATH, L., LAIZET, S., AND SILVESTRINI, J. Reynolds number and settling velocity influence for finite-release particle-laden gravity currents in a basin. *Computers and Geosciences* 110 (2018), 1–9.
- [20] GANI, M. R. From turbid to lucid: A straightforward approach to sediment gravity flows and their deposits. *The Sedimentary Record* 2, 3 (Sept. 2004), 4–8.
- [21] GATSKI, T. B., HUSSAINI, M. Y., AND LUMLEY, J. L., Eds. *Simulation and Modeling of Turbulent Flows*. Oxford University Press, Sept. 1996.
- [22] GLADSTONE, C., PHILLIPS, J., AND SPARKS, R. Experiments on bidisperse, constant-volume gravity currents: propagation and sediment deposition. *Sedimentology* 45, 5 (1998), 833–843.
- [23] HARLOW, F. H., AND WELCH, J. E. Numerical Calculation of Time-Dependent Viscous Incompressible Flow of Fluid with Free Surface. *Physics of Fluids* 8, 12 (Dec. 1965), 2182–2189.
- [24] HÄRTEL, C., AND 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* 418 (09 2000), 189 – 212.
- [25] JULIEN, P. Y. *Erosion and Sedimentation*, 2 ed. Cambridge University Press, 2010.
- [26] LA ROCCA, M., ADDUCE, C., SCIORTINO, G., AND BATEMAN, A. Experimental and numerical simulation of three-dimensional gravity currents on smooth and rough bottom. *Physics of Fluids - PHYS FLUIDS* 20 (10 2008).
- [27] LAIZET, S., AND LI, N. Incompact3d: A powerful tool to tackle turbulence problems with up to o (105) computational cores. *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 67, 11 (2011), 1735–1757.

- [28] LAURIEN, E., AND OERTEL, H. *Numerische Strömungsmechanik*. Springer Berlin Heidelberg, 01 2011.
- [29] LAYTON, W. *Introduction to the Numerical Analysis of Incompressible Viscous Flows*. Society for Industrial and Applied Mathematics, Philadelphia, PA, 2008.
- [30] LELE, S. Compact finite difference schemes with spectral-like resolution. *Journal of Computational Physics* 103 (1992), 16–42.
- [31] LESIEUR, M., MÉTAIS, O., AND COMTE, P. *Large-Eddy Simulations of Turbulence*. Cambridge University Press, 2005.
- [32] LOMBARDI, V., ADDUCE, C., AND ROCCA, M. L. Unconfined lock-exchange gravity currents with variable lock width: laboratory experiments and shallow-water simulations. *Journal of Hydraulic Research* 56, 3 (2018), 399–411.
- [33] LUTHI, S. Experiments on non-channelized turbidity currents and their deposits. *Marine Geology* 40, 3 (1981), M59–M68.
- [34] MANICA, R. *Geração de correntes de turbidez de alta densidade: condicionantes hidráulicos e deposicionais*. Instituto de Pesquisas Hidráulicas da Universidade Federal do Rio Grande do Sul. Tese de Doutorado, 2009.
- [35] MEIBURG, E., AND KNELLER, B. Turbidity currents and their deposits. *Annual Review of Fluid Mechanics* 42, 1 (2010), 135–156.
- [36] MIDDLETON, G. V. Sediment deposition from turbidity currents. *Annual review of earth and planetary sciences* 21, 1 (1993), 89–114.
- [37] MOIN, P. *Numerical Solution of Partial Differential Equations*, 2 ed. Cambridge University Press, 2010, p. 101–166.
- [38] MÖLLER, S., AND SILVESTRINI, J. *Turbulência: Fundamentos*. IV Escola de Primavera de Transição e Turbulência, 2004.

- [39] MONTEIRO, L. R. *Simulação numérica de escoamentos com superfície livre com aproximação não-hidrostática*. Programa de Pos-Graduação em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental. Instituto de Pesquisas Hidráulicas. UFRGS. Dissertação de Mestrado, 2014.
- [40] MONTEIRO, L. R., LUCCHESI, L. V., AND SCHETTINI, E. B. C. Comparison between hydrostatic and total pressure simulations of dam-break flows. *Journal of Hydraulic Research* 58, 5 (2020), 725–737.
- [41] MONTEIRO, L. R., AND SCHETTINI, E. B. C. Comparação entre a aproximação hidrostática e a não-hidrostática na simulação numérica de escoamentos com superfície livre. *Revista Brasileira de Recursos Hídricos* 20 (2015), 1051–1062.
- [42] MORIGI, V. P. *Simulação numérica de transporte de escalar: análise de locais para implantação de emissário na região de Florianópolis*. Departamento de Engenharia Civil. Escola de Engenharia. UFRGS. Trabalho de Conclusão de Curso, 2018.
- [43] MORIGI, V. P. *Estudo da dinâmica sedimentar e do depósito em correntes de turbidez por meio de simulação numérica*. Programa de Pos-Graduação em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental. Instituto de Pesquisas Hidráulicas. UFRGS. Dissertação de Mestrado, 2021.
- [44] MULDER, T., AND ALEXANDER, J. The physical character of subaqueous sedimentary density flows and their deposits. *Sedimentology* 48, 2 (2001), 269–299.
- [45] NETO, A. S. *Fundamentos da turbulência nos fluidos*. 09 2002, pp. 1–52. In: III Escola de Primavera em Transição e Turbulência. Florianópolis, SC.
- [46] OSHER, S., AND SETHIAN, J. A. Fronts propagating with curvature-dependent speed: Algorithms based on hamilton-jacobi formulations. *Journal of Computational Physics* 79, 1 (1988), 12–49.
- [47] PARNAUDEAU, P., CARLIER, J., HEITZ, D., AND LAMBALLAIS, E. Experimental and numerical studies of the flow over a circular cylinder at reynolds number 3900. *Physics of Fluids* 20, 8 (2008), 085101.

- [48] PARSONS, J., FRIEDRICHS, C., TRAYKOVSKI, P., MOHRIG, D., IMRAN, J., SYVITSKI, J., PARKER, G., PUIG, P., BUTTLES, J., AND GARCÍA, M. The mechanics of marine sediment gravity flows. *Int. Assoc. Sed. Spec. Publ.* 37 (01 2007), 275 – 337.
- [49] PARSONS, J. D., SCHWELLER, W. J., STELTING, C. W., SOUTHARD, J. B., LYONS, W. J., AND GROTZINGER, J. P. A Preliminary Experimental Study of Turbidite Fan Deposits. *Journal of Sedimentary Research* 72, 5 (09 2002), 619–628.
- [50] POPESCU, I. *Computational Hydraulics: Numerical Methods and Modelling*. IWA Publishing, 06 2014.
- [51] SANTOS, L. D. *Análise de corrente de densidade em configuração de bacia com alimentação contínua*. Programa de Pos-Graduação em Engenharia e Tecnologia de Materiais. Pontifícia Universidade Católica do Rio Grande do Sul. PUCRS. Dissertação de Mestrado, 2020.
- [52] SAQR, K. *Practical Introduction to Computational Fluid Dynamics*. Harvard Dataverse, 01 2017.
- [53] SCHETTINI, E. *Modelo Matemático Bidimensional de Transporte de Massa em Elementos Finitos com Ênfase em Estuários*. Programa de Pos-Graduação em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental. Instituto de Pesquisas Hidráulicas. UFRGS. Dissertação de Mestrado, 1991.
- [54] SHEWCHUK, J. R. *An Introduction to the Conjugate Gradient Method Without the Agonizing Pain*. Carnegie Mellon University, Pittsburgh, PA, USA, 1994.
- [55] SHU, C.-W. *Essentially non-oscillatory and weighted essentially non-oscillatory schemes for hyperbolic conservation laws*. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 1998, pp. 325–432.
- [56] SOUSA, F., LAGES, C., ANSONI, J., CASTELO, A., AND SIMAO, A. A finite difference method with meshless interpolation for incompressible flows in non-graded tree-based grids. *Journal of Computational Physics* 396 (Nov. 2019), 848–866.

- [57] TALLING, P., ALLIN, J., ARMITAGE, D., ARNOTT, R., CARTIGNY, M., CLARE, M., FELLETTI, F., COVAULT, J., GIRARDCLOS, S., HANSEN, E., HILL, P., HISCOTT, R., HOGG, A., CLARKE, J., JOBE, Z., MALGESINI, G., MOZZATO, A., NARUSE, H., PARKINSON, S., AND XU, J. Key future directions for research on turbidity currents and their deposits. *Journal of Sedimentary Research* 85 (01 2015), 153–169.
- [58] TENNEKES, H., AND LUMLEY, J. L. *A first course in turbulence*. The MIT Press, Cambridge ; London, 1972.
- [59] U.S. ARMY CORPS OF ENGINEERS, DAVIS CA., A. . *HEC-RAS 2D Modeling User's Manual*. Cambridge University Press, 2021.
- [60] VERSTEEG, H. K., AND MALALASEKERA, W. *An introduction to computational fluid dynamics - the finite volume method*. Addison-Wesley-Longman, 1995.
- [61] WELLER, H. G., TABOR, G., JASAK, H., AND FUREBY, C. A tensorial approach to computational continuum mechanics using object-oriented techniques. *Computers in Physics* 12, 6 (1998), 620–631.
- [62] ZGHEIB, N., BONOMETTI, T., AND BALACHANDAR, S. Direct numerical simulation of cylindrical particle-laden gravity currents. *Computers & Fluids* 123 (2015), 23–31.