



Gonçalo Ramos Nobre

Licenciado em Ciências da Engenharia Mecânica

**Simulação numérica 3D
da interação correntes de densidade
e de estruturas verticais**

Dissertação para obtenção do Grau de Mestre em
Engenharia Mecânica

Orientador: Moisés Gonçalves de Brito, Professor Auxiliar Convidado, Faculdade de Ciências e Tecnologias da Universidade Nova de Lisboa

Co-orientadores: Ana Margarida da Costa Ricardo, Investigadora Doutorada, Instituto Superior Técnico da Universidade de Lisboa
Luís Miguel Chagas da Costa Gil, Professor Auxiliar, Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade Nova de Lisboa

Júri

Presidente: Prof. Doutor José Fernando de Almeida Dias
Arguentes: Prof. Doutor José Manuel Paixão Conde
Vogais: Prof. Doutor Moisés Gonçalves de Brito



FACULDADE DE
CIÊNCIAS E TECNOLOGIA
UNIVERSIDADE NOVA DE LISBOA

Setembro, 2021

AGRADECIMENTOS

Primeiramente devo um enorme agradecimento ao meu orientador, Prof. Doutor Moisés Gonçalves de Brito, não só por ser um ótimo profissional na área e ter um conhecimento muito amplo na temática estudada, mas pelo rigor e ambição em obter melhores resultados bem como apresentá-los de forma mais clara e objetiva. Foi muito importante também o apoio moral que me deu, principalmente porque a fase de dissertação ocorreu durante a pandemia e nem sempre foi fácil manter o foco.

Um agradecimento ao projeto *Wintherface* não só por me ter permitido fazer parte da investigação mas também por todo o apoio prestado para a concretização desta dissertação. Queria agradecer também ao meu co-orientador, Prof. Doutor Luís Miguel Chagas, pela ajuda prestada quando solicitada.

Um enorme agradecimento para os meus professores de secundário, Prof. Celia Alves, Prof. Carlos Gonçalves e Prof. Emérico Gonçalves, sem eles não teria sido possível aventurar-me nesta jornada.

Um obrigado à minha família e à família da minha namorada, principalmente ao meu irmão Guilherme Nobre, o meu primo Miguel Castro e à minha namorada, Daniela Martins, incansáveis na motivação e no apoio emocional que me deram.

Por último, e não menos importante, um grande obrigado a todos os meus amigos que me acompanharam nesta jornada, principalmente ao grupo "Os Muchachos"(Miguel, Nicolae, Sofia, Francisco, Rodrigo e Maria Inês), que não só foram um grande apoio emocional como profissional, fizemos este ensino superior juntos, "um por todos e todos por um". Queria também agradecer aos meus amigos da vida que também estiveram presentes emocionalmente nesta jornada, o grupo "Los pequenitos". Aos outros, que me acompanharam e não mencionei, um grande obrigado por tudo!

Avô, esta é para ti, minha estrela!

RESUMO

As correntes de densidade são um fenómeno frequente na natureza. Existem diversos factores que podem influenciar as condições em que um fluido se encontra, bem como a forma como este se mistura e interage com outros fluidos. Estes factores estão, muitas vezes, directamente relacionados com mudanças de temperatura, deposição de sedimentos e dissolução dos mesmos, bem como libertação de resíduos provenientes da actividade humana. Tais fenómenos físicos podem ser prejudiciais ao meio ambiente por funcionarem como transportadores de poluição, uma vez que a sua mecânica tem como base pequenas diferenças de massa volúmica de dois ou mais fluidos e estas podem gerar forças de impulsão, contribuindo desse modo para a movimentação dos mesmos.

Esta dissertação tem como objetivo estudar o comportamento da corrente quando a diferença de massa volúmica entre os fluidos varia, assim como a influência da vegetação no escoamento. Tais análises são efectuadas utilizando um conjunto de softwares de simulação numérica tais como Matlab, Paraview e OpenFOAM. Este estudo está dividido em tarefas específicas como, análises a) da estrutura da corrente, b) da posição da frente da corrente, c) da velocidade da frente da corrente, d) do perfil de concentrações, e e) da altura média da corrente. No âmbito de realizar um estudo o mais competente possível, foi necessária uma validação rigorosa do modelo numérico.

Inicialmente, procedeu-se ao refinamento adequado da malha da corrente e ao teste de dois modelos numéricos diferentes: o modelo RANS e o modelo LES. Estes ajudaram na comparação de parâmetros como a posição da frente, o desenvolvimento da corrente e a capacidade de cálculo da turbulência para pequenas escalas da malha em cada um dos modelos. O modelo LES, que mostrou o melhor desempenho foi utilizado para simular duas condições em 2D com a finalidade de validar os dados experimentais: com e sem superfície livre. Nestas simulações analisaram-se os parâmetros descritos nas tarefas específicas, variando a aceleração reduzida da corrente. Por fim, procedeu-se às simulações em 3-D com a influência de um elemento de vegetação e variando a aceleração reduzida, comparando assim a estrutura da corrente com os resultados experimentais, para as condições de com e sem cilindro. Os resultados obtidos nas simulações 3D foram pós-processados com o âmbito de comparar parâmetros como a velocidade e posição da frente, os perfis de concentração ao longo da corrente, por variação da altura média da

corrente, bem como a influência que o cilindro exerce nesses parâmetros.

Palavras-chave: modelo LES, modelo RANS, modelação numérica, correntes de densidade, vegetação .

ABSTRACT

Gravity currents are a fairly common phenomenon in nature. There are several factors that can influence the state of a fluid, as well as the way it mixes and interacts with other fluids. Such factors are often related to temperature changes, deposition of sediments and dissolution, as well as to the release of waste from human activity. These physical phenomena may damage the environment by acting as carriers of pollution since their mechanics is based on movement caused by small differences in the density of two or more fluids. Subsequently, these differences can generate driving forces which intensify the fluids flow.

The aim of this dissertation is to study the behavior of the current when the density difference between the fluids varies, as well as the influence of vegetation on the flow. This is accomplished by means of numerical simulation using tools such as Matlab, Paraview and OpenFOAM. This study is comprised of specific tasks such as analyses of a) the structure of the current, b) the position of the current front, c) the velocity of the current front, d) the concentration profiles, and e) the height of the current front. A rigorous validation of the numerical model was done with the goal of performing a successful study.

Initially, a mesh refinement was performed for the current and two different numerical models were tested, the RANS model and the LES model. These enabled to compare parameters such as the position of the front, the current development and each model's ability to calculate the turbulence at small mesh scales. The LES model (the best performing one) was used to simulate two different conditions in 2-D, with and without a free surface, in order to compare which condition better represented and validated the experimental data. The parameters described above for the specific tasks were analyzed in these simulations for varying densities of the current. Finally, simulations were performed in 3-D including the effects of a vegetation element and the variation of the reduced acceleration to compare the structure of the current against the experimental results obtained for the conditions with and without a cylinder. These simulation results were post-processed in order to compare parameters such as the speed and position of the front, the concentration profiles along the current, the variation of the average height of the current, as well as the influence that the cylinder have on these parameters

Keywords: LES model, RANS model, numerical simulation, gravity currents, vegetation element.

ÍNDICE

Lista de Figuras	xi
Lista de Tabelas	xvii
Glossário	xix
Siglas	xxi
1 Introdução	1
1.1 Enquadramento do Tema	1
1.2 Motivação	2
1.3 Objetivos	3
1.4 Metodologia	3
1.5 Estrutura da Dissertação	4
2 Revisão Bibliográfica	5
2.1 Correntes de Densidade	5
2.1.1 Fase de Aceleração	6
2.1.2 <i>Slumping phase</i>	7
2.1.3 Fase inercial e fase viscosa	9
2.1.4 Influência da vegetação nas correntes de densidade	9
3 Modelo Numérico	17
3.1 Equações governativas	17
3.1.1 Equação da continuidade	17
3.1.2 Equação do balanço quantidade de movimento	17
3.1.3 Equação de transporte	18
3.2 Modelo de Turbulência	18
3.2.1 Modelo DNS	18
3.2.2 Modelo RANS	19
3.2.3 Modelo LES	20
3.3 Metodo VOF(<i>Volume of Fluid</i>)	21
3.4 OpenFOAM Solver	22
3.5 Método dos Volumes Finitos	22

3.6	Esquemas de Resolução Numérica	23
3.6.1	Esquemas Temporais	23
3.6.2	Resolução de gradientes	24
3.6.3	Resolução de divergentes	24
3.6.4	Laplacianos	24
3.7	Controlo da solução e algoritmos	25
3.7.1	Controlo da solução	25
3.7.2	Algoritmos	26
4	Validação e Verificação do Modelo Numérico	27
4.1	Análise da geometria e da malha	27
4.2	Seleção do Modelo de Turbulência	29
4.3	Comparação entre os casos com superfície livre e sem superfície livre	37
4.3.1	Estrutura da Corrente	38
4.3.2	Características da frente da corrente	42
4.4	Função parede utilizada	57
4.5	Ferramentas utilizadas no pós-processamento	59
5	Simulações e Análise de Resultados	61
5.1	Preparação das Simulações 3D	61
5.2	Estrutura da corrente	61
5.2.1	Comparação com os resultados experimentais	68
5.3	Parâmetros da corrente	76
5.3.1	Variação das concentrações	78
5.3.2	Perfis transversais de concentrações	83
5.3.3	Altura da corrente	86
6	Conclusões e Estudos Futuros	91
6.1	Síntese do Estudo	91
6.2	Conclusões do estudo	92
6.3	Estudos Futuros	93
	Bibliografia	95
A	Códigos MATLAB	99
B	Códigos OpenFOAM	101

LISTA DE FIGURAS

2.1	Evolução da velocidade frontal para escoamentos de profundidade total, de profundidade parcial e cilíndrica, com a variação do número de Reynolds indicada, reterida de [13].	7
2.2	Resultados para libertações de volume parcial para os três Reynolds considerados por [13] e comparação com resultados de outros autores.	8
2.3	Relação os fatores de atrito $C_D aL$ com o número de Reynolds da região frontal Re_{toe} para diversos escoamentos testados e a respetiva estruturação nos três regimes mencionados, retirada de [17].	10
2.4	Dominio computacional do sistema do autor [9] bem como as diferentes hipóteses testadas sobre a orientação dos elementos rugosos, a sua altura e morfologia.	12
2.5	Posição adimensional da região frontal em função do tempo adimensional nos diferentes casos testados [9]	13
2.6	Variação dos números adimensionais em função da posição da região frontal, onde, a) corresponde à variação do número de Froude e b) à variação do número de Reynolds.	14
2.7	Zonas de recirculação entre os elementos de rugosidade com fluido ambiente e fluido denso, os vetores estão representados numa escala de cores dependendo da sua massa volúmica	15
3.1	Utilização da técnica VOF em 1D e 2D respetivamente, retirado de [23]	22
3.2	Método VOF de faces centradas, retirado de [24]	23
4.1	Caso sem superfície livre, onde C corresponde à área ocupada por o fluido denso e B corresponde à área ocupada pelo fluido ambiente.	28
4.2	Caso com superfície livre, onde C corresponde à área ocupada por o fluido denso, B corresponde à área ocupada pelo fluido ambiente e A corresponde à área ocupada pelo ar	28
4.3	Desenvolvimento da corrente para o instante de tempo $t_{ad}=1.83$ e $t_{ad}=2.58$, para (a) $g'=0.06$ utilizando LES na corrente de cima e RANS na corrente de baixo , e (b) $g'=0.12$ utilizando LES na corrente de cima e RANS na corrente de baixo	29

4.4	Desenvolvimento da corrente para o instante de tempo $t_{ad}=3.65$ e $t_{ad}=5.16$, para (a) $g'=0.06 \text{ m.s}^{-2}$ utilizando LES na corrente de cima e RANS na corrente de baixo, e (b) $g'=0.12 \text{ m.s}^{-2}$ utilizando LES na corrente de cima e RANS na corrente de baixo.	30
4.5	Desenvolvimento da corrente para o instante de tempo $t_{ad}=5.475$ e $t_{ad}=7.74$, para (a) $g'=0.06 \text{ m.s}^{-2}$ utilizando LES na corrente de cima e RANS na corrente de baixo, e (b) $g'=0.12 \text{ m.s}^{-2}$ utilizando LES na corrente de cima e RANS na corrente de baixo	30
4.6	Desenvolvimento da corrente para o instante de tempo $t_{ad}=7.3$ e $t_{ad}=10.32$, para (a) $g'=0.06 \text{ m.s}^{-2}$ utilizando LES na corrente de cima e RANS na corrente de baixo, e (b) $g'=0.12 \text{ m.s}^{-2}$ utilizando LES na corrente de cima e RANS na corrente de baixo	31
4.7	Desenvolvimento da variável nut para o instante de tempo $t_{ad}=1.83$ e $t_{ad}=2.58$, para (a) $g'=0.06 \text{ m.s}^{-2}$ utilizando LES na corrente de cima e RANS na corrente de baixo, e (b) $g'=0.12 \text{ m.s}^{-2}$ utilizando LES na corrente de cima e RANS na corrente de baixo	32
4.8	Desenvolvimento da variável nut para o instante de tempo $t_{ad}=3.65$ e $t_{ad}=5.16$, para (a) $g'=0.06 \text{ m.s}^{-2}$ utilizando LES na corrente de cima e RANS na corrente de baixo, e (b) $g'=0.12 \text{ m.s}^{-2}$ utilizando LES na corrente de cima e RANS na corrente de baixo	33
4.9	Desenvolvimento da variável nut para o instante de tempo $t_{ad}=5.475$ e $t_{ad}=7.74$, para (a) $g'=0.06 \text{ m.s}^{-2}$ utilizando LES na corrente de cima e RANS na corrente de baixo, e (b) $g'=0.12 \text{ m.s}^{-2}$ utilizando LES na corrente de cima e RANS na corrente de baixo	33
4.10	Desenvolvimento da variável nut para o instante de tempo $t_{ad}=7.3$ e $t_{ad}=10.32$, para (a) $g'=0.06 \text{ m.s}^{-2}$ utilizando LES na corrente de cima e RANS na corrente de baixo, e (b) $g'=0.12 \text{ m.s}^{-2}$ utilizando LES na corrente de cima e RANS na corrente de baixo	34
4.11	Evolução temporal da posição da frente da corrente obtida numericamente para a aceleração reduzida, $g'=0.06 \text{ m.s}^{-2}$, para os modelos de turbulência LES e RANS	35
4.12	Evolução temporal da posição da frente da corrente obtida numericamente para a aceleração reduzida, $g'=0.12 \text{ m.s}^{-2}$, para os modelos de turbulência LES e RANS	35
4.13	Evolução temporal da posição da frente da corrente obtida numericamente para a aceleração reduzida, $g'=0.24 \text{ m.s}^{-2}$, para os modelos de turbulência LES e RANS	36
4.14	Evolução temporal da posição da frente da corrente obtida numericamente para a aceleração reduzida, $g'=0.48 \text{ m.s}^{-2}$, para os modelos de turbulência LES e RANS	36

4.15	Comparação da estrutura e morfologia da corrente para os casos sem superfície livre e com superfície livre, para o valor de aceleração reduzida $g'=0.06 \text{ m.s}^{-2}$ nos instantes a) $t_{ad}=1.83$, b) $t_{ad}=3.65$	39
4.16	Comparação da estrutura e morfologia da corrente para os casos sem superfície livre e com superfície livre, para o valor de aceleração reduzida $g'=0.06 \text{ m.s}^{-2}$ nos instantes a) $t_{ad}= 5.475$, b) $t_{ad}=7.3 \text{ s}$	39
4.17	Comparação da estrutura e morfologia da corrente para os casos sem superfície livre e com superfície livre, para o valor de aceleração reduzida $g'=0.12 \text{ m.s}^{-2}$ nos instantes a) $t_{ad}=2.18$, b) $t_{ad}=5.16$	40
4.18	Comparação da estrutura e morfologia da corrente para os casos sem superfície livre e com superfície livre, para o valor de aceleração reduzida $g'=0.12 \text{ m.s}^{-2}$ nos instantes a) $t_{ad}=7.74$, b) $t_{ad}=10.32$	40
4.19	Comparação da estrutura e morfologia da corrente para os casos sem superfície livre e com superfície livre, para o valor de aceleração reduzida $g'=0.24 \text{ m.s}^{-2}$ nos instantes a) $t_{ad}=3.65$, b) $t_{ad}=7.3$	41
4.20	Comparação da estrutura e morfologia da corrente para os casos sem superfície livre e com superfície livre, para o valor de aceleração reduzida $g'=0.24 \text{ m.s}^{-2}$ nos instantes a) $t_{ad}=10.95$, b) $t_{ad}=14.6$	41
4.21	Comparação da estrutura e morfologia da corrente para os casos sem superfície livre e com superfície livre, para o valor de aceleração reduzida $g'=0.48 \text{ m.s}^{-2}$ nos instantes a) $t_{ad}=5.16$, b) $t_{ad}=10.327$	42
4.22	Evolução da posição da frente da corrente em função do tempo, com e sem SL, para a aceleração reduzida $g'=0.06 \text{ m.s}^{-2}$	43
4.23	Evolução da posição da frente da corrente em função do tempo, com e sem SL, para a aceleração reduzida $g'=0.12 \text{ m.s}^{-2}$	43
4.24	Evolução da posição da frente da corrente em função do tempo, com e sem SL, para a aceleração reduzida $g'=0.24 \text{ m.s}^{-2}$	44
4.25	Evolução da posição da frente da corrente em função do tempo, com e sem SL, para a aceleração reduzida $g'=0.48 \text{ m.s}^{-2}$	44
4.26	Evolução da velocidade da frente da corrente em função do tempo para a aceleração reduzida $g'=0.06 \text{ m.s}^{-2}$	45
4.27	Evolução da velocidade da frente da corrente em função do tempo para a aceleração reduzida $g'=0.12 \text{ m.s}^{-2}$	45
4.28	Evolução da velocidade da frente da corrente em função do tempo para a aceleração reduzida $g'=0.24 \text{ m.s}^{-2}$	46
4.29	Evolução da velocidade da frente da corrente em função do tempo para a aceleração reduzida $g'=0.48 \text{ m.s}^{-2}$	46
4.30	Evolução do campo de velocidades nos instantes de tempo adimensional (t_{ad}) a) 1.83, b) 3.65 e c) 5.475 para a aceleração reduzida $g'=0.06 \text{ m.s}^{-2}$ no caso sem superfície livre	48

4.31	Evolução do campo de velocidades nos instantes de tempo adimensional (t_{ad}) a) 1.83, b) 3.65 e c) 5.475 para a aceleração reduzida $g'=0.06 \text{ m.s}^{-2}$ no caso com superfície livre	49
4.32	Evolução do campo de velocidades nos instantes de tempo adimensional (t_{ad}) a) 5.16 , b) 10.32 e c) 15.49 para a aceleração reduzida $g'=0.48 \text{ m.s}^{-2}$ no caso sem superfície livre	50
4.33	Evolução do campo de velocidades nos instantes de tempo adimensional (t_{ad}) a) 5.16, b) 10.32 s e c) 15.49 para a aceleração reduzida $g'=0.48 \text{ m.s}^{-2}$ no caso com superfície livre	51
4.34	Perfis de concentração verticais, com e sem superfície livre(SL), para $g'=0.48 \text{ m.s}^{-2}$ no instante de tempo $t_{ad}=7.23$, nas coordenadas a) $x=0.7 \text{ m}$ b) $x=0.8 \text{ m}$, c) $x=0.85 \text{ m}$, d) $x=0.95 \text{ m}$, e) $x=1 \text{ m}$ e d) $x=1.2 \text{ m}$	53
4.35	Perfis de concentração verticais, com e sem superfície livre(SL), para $g'=0.24 \text{ m.s}^{-2}$ no instante de tempo $t_{ad}=7.3$, nas coordenadas a) $x=0.7 \text{ m}$ b) $x=0.8 \text{ m}$, c) $x=0.85 \text{ m}$, d) $x=0.95 \text{ m}$, e) $x=1 \text{ m}$ e d) $x=1.2 \text{ m}$	54
4.36	Perfis de concentração verticais, com e sem superfície livre(SL), para $g'=0.12 \text{ m.s}^{-2}$ no instante de tempo $t_{ad}=7.22$, nas coordenadas a) $x=0.7 \text{ m}$ b) $x=0.8 \text{ m}$, c) $x=0.85 \text{ m}$, d) $x=0.95 \text{ m}$, e) $x=1 \text{ m}$ e d) $x=1.2 \text{ m}$	55
4.37	Perfis de concentração verticais, com e sem superfície livre(SL), para $g'=0.06 \text{ m.s}^{-2}$ no instante de tempo $t_{ad}=7.3$, nas coordenadas a) $x=0.7 \text{ m}$ b) $x=0.8 \text{ m}$, c) $x=0.85 \text{ m}$, d) $x=0.95 \text{ m}$, e) $x=1 \text{ m}$ e d) $x=1.2 \text{ m}$	56
4.38	Evolução da variável y^+ em função do eixo x para uma $g'=0.06 \text{ m.s}^{-2}$, na imagem da esquerda sem superfície livre e na imagem da direita com superfície livre.	58
5.1	Geometria do caso de estudo 3D em vista a) isométrica, b) vista lateral, c) vista por cima e d) vista frontal.	62
5.2	Estrutura da corrente em perspectiva, para a aceleração reduzida de $g'=0.06 \text{ m.s}^{-2}$ nos instantes, a) $t=5 \text{ s}$, $t=10 \text{ s}$, $t=15 \text{ s}$ e $t=20 \text{ s}$	63
5.3	Estrutura da corrente e m perspectiva, para a aceleração reduzida de $g'=0.48 \text{ m.s}^{-2}$ nos instantes, a) $t=2 \text{ s}$, $t=5 \text{ s}$, $t=8 \text{ s}$ e $t=10 \text{ s}$	64
5.4	Estrutura da corrente em vista de cima, para a aceleração reduzida de $g'=0.06 \text{ m.s}^{-2}$ nos instantes, a) $t=5 \text{ s}$, b) $t=10 \text{ s}$, c) $t=12 \text{ s}$, d) $t=15 \text{ s}$ e e) $t=20 \text{ s}$	65
5.5	Estrutura da corrente em vista de cima, para a aceleração reduzida de $g'=0.12 \text{ m.s}^{-2}$ nos instantes, a) $t=5 \text{ s}$, b) $t=8 \text{ s}$, c) $t=10 \text{ s}$, d) $t=12 \text{ s}$ e e) $t=14 \text{ s}$	66
5.6	Estrutura da corrente em vista de cima, para a aceleração reduzida de $g'=0.24 \text{ m.s}^{-2}$ nos instantes, a) $t=5 \text{ s}$, b) $t=8 \text{ s}$, c) $t=10 \text{ s}$, d) $t=12 \text{ s}$ e e) $t=14 \text{ s}$	66
5.7	Estrutura da corrente em vista de cima, para a aceleração reduzida de $g'=0.48 \text{ m.s}^{-2}$ nos instantes, a) $t=5 \text{ s}$, b) $t=8 \text{ s}$, c) $t=10 \text{ s}$, d) $t=12 \text{ s}$ e e) $t=14 \text{ s}$	67
5.8	Cortes em planos horizontais xy quando a) $z=0.02 \text{ m}$, b) $z=0.03 \text{ m}$ e c) $z=0.02 \text{ m}$ no instante de tempo $t=15 \text{ s}$	67

5.9	Cortes em planos horizontais xy quando a) $z=0.02$ m, b) $z=0.03$ m e c) $z=0.02$ m, no instante de tempo $t=12$ s	68
5.10	Resultados experimentais e simulações 2D, sem cilindro, $g'=0.06$ m.s ⁻² e quando a) $t=5$ s, b) $t=10$ s, c) $t=15$ s	69
5.11	Resultados experimentais e simulações 2D, sem cilindro, $g'=0.48$ m.s ⁻² , nos instantes a) $t=5$ s, b) $t=10$ s e c) $t=15$ s	70
5.12	Estrutura da corrente numa vista lateral para a aceleração reduzida, $g'=0.06$ m.s ⁻² nos instantes de tempo a) $t=5$ s e b) $t=10$ s.	72
5.13	Estrutura da corrente, média transversal, para a aceleração reduzida, $g'=0.06$ m.s ⁻² nos instantes de tempo a) $t=15$ s e b) $t=18$ s.	73
5.14	Estrutura da corrente, média transversal, para a aceleração reduzida, $g'=0.48$ m.s ⁻² nos instantes de tempo a) $t=2$ s e b) $t=4$ s.	74
5.15	Estrutura da corrente, média transversal, para a aceleração reduzida, $g'=0.48$ m.s ⁻² nos instantes de tempo a) $t=6$ s e b) $t=7$ s.	75
5.16	Gráfico de posição-tempo para a aceleração reduzida $g'=0.06$ m.s ⁻²	76
5.17	Gráfico de posição-tempo para a aceleração reduzida $g'=0.12$ m.s ⁻²	77
5.18	Gráfico de posição-tempo para a aceleração reduzida $g'=0.24$ m.s ⁻²	77
5.19	Gráfico de posição-tempo para a aceleração reduzida $g'=0.48$ m.s ⁻²	78
5.20	Perfil de concentrações para uma aceleração reduzida $g'=0.06$ m.s ⁻² , no instante de tempo $t=20$ s quando a) $x=0.7$ m, b) $x=0.8$ m, c) $x=0.85$ m, d) $x=0.95$ m, e) $x=1$ m e f) $x=1.2$ m	79
5.21	Perfil de concentrações para uma aceleração reduzida $g'=0.12$ m.s ⁻² , no instante de tempo $t=14$ s quando a) $x=0.7$ m, b) $x=0.8$ m, c) $x=0.85$ m, d) $x=0.95$ m, e) $x=1$ m e f) $x=1.2$ m	80
5.22	Perfil de concentrações para uma aceleração reduzida $g'=0.24$ m.s ⁻² , no instante de tempo $t=10$ s quando a) $x=0.7$ m, b) $x=0.8$ m, c) $x=0.85$ m, d) $x=0.95$ m, e) $x=1$ m e f) $x=1.2$ m	81
5.23	Perfil de concentrações para uma aceleração reduzida $g'=0.48$ m.s ⁻² , no instante de tempo $t=7$ s quando a) $x=0.7$ m, b) $x=0.8$ m, c) $x=0.85$ m, d) $x=0.95$ m, e) $x=1$ m e f) $x=1.2$ m	82
5.24	Perfis de concentração transversais para a aceleração reduzida de $g'=0.24$ m.s ⁻² no instante de tempo $t=8$ s	83
5.25	Perfis de concentração transversais para a aceleração reduzida de $g'=0.48$ m.s ⁻² no instante de tempo $t=6$ s	84
5.26	Comparação dos perfis de concentração dos resultados experimentais (curva vermelha esquerda) com os resultados numéricos (direita) para uma aceleração reduzida, $g'=0.24$ m.s ⁻² no instante de tempo $t=9.92$ s nas coordenadas x indicadas no gráfico	85

5.27	Comparação dos perfis de concentração dos resultados experimentais (curva vermelha esquerda) com os resultados numéricos (direita) para uma aceleração reduzida, $g'=0.48 \text{ m.s}^{-2}$ no instante de tempo $t=7.08 \text{ s}$ nas coordenadas x indicadas no gráfico	85
5.28	Altura média da corrente para a aceleração reduzida de $g'=0.06 \text{ m.s}^{-2}$ quando a) $t=12 \text{ s}$, b) $t=15 \text{ s}$, c) $t=18 \text{ s}$ e d) $t=20 \text{ s}$	86
5.29	Altura média da corrente para a aceleração reduzida de $g'=0.12 \text{ m.s}^{-2}$ quando a) $t=8 \text{ s}$, b) $t=10 \text{ s}$, c) $t=12 \text{ s}$ e d) $t=14 \text{ s}$	87
5.30	Altura média da corrente para a aceleração reduzida de $g'=0.24 \text{ m.s}^{-2}$ quando a) $t=6 \text{ s}$, b) $t=7 \text{ s}$, c) $t=9 \text{ s}$ e d) $t=10 \text{ s}$	87
5.31	Altura média da corrente para a aceleração reduzida de $g'=0.48 \text{ m.s}^{-2}$ quando a) $t=4 \text{ s}$, b) $t=5 \text{ s}$, c) $t=6 \text{ s}$ e d) $t=7 \text{ s}$	88
5.32	Comparação da altura média da corrente entre os resultados experimentais e os resultados numéricos, para uma aceleração reduzida $g'=0.06 \text{ m.s}^{-2}$, nos instantes de tempo indicados.	89
5.33	Comparação da altura média da corrente entre os resultados experimentais e os resultados numéricos, para uma aceleração reduzida $g'=0.12 \text{ m.s}^{-2}$, nos instantes de tempo indicados.	89
5.34	Comparação da altura média da corrente entre os resultados experimentais e os resultados numéricos, para uma aceleração reduzida $g'=0.24 \text{ m.s}^{-2}$, nos instantes de tempo indicados.	89
5.35	Comparação da altura média da corrente entre os resultados experimentais e os resultados numéricos, para uma aceleração reduzida $g'=0.48 \text{ m.s}^{-2}$, nos instantes de tempo indicados.	90
A.1	Codigo MATLAB para identificação da posição da corrente.	99
B.1	Codigo OpenFOAM para a identificação da posição frente da corrente no caso 3D	101
B.2	Codigo OpenFOAM para a identificação da posição frente da corrente no caso 2D	102
B.3	Codigo OpenFOAM para o modelo de turbulência utilizado LES	103
B.4	Codigo OpenFOAM para o modelo de turbulência utilizado LES	104
B.5	Codigo OpenFOAM para cálculo do perfil de concentração vertical segundo o eixo y	104
B.6	Codigo OpenFOAM para cálculo da concentração media transversal	105

LISTA DE TABELAS

4.1	Dimensões das geometrias referentes aos dois casos em análise	27
4.2	Dimensões das malhas dos casos estudados e respetiva dimensão dos elementos para cada caso	28
4.3	Comparação dos números de Froude para os casos LES e RANS	35

GLOSSÁRIO

$\Delta\rho$	Diferença entre as massas volúmicas dos dois fluidos [$M^1.L^{-3}$].
ρ	Massa volúmica do fluido [$M^1.L^{-3}$].
μ	Viscosidade dinâmica [$M^1.L^{-1}.T^1$].
ρ	Densidade do fluido ambiente [$M^1.L^{-3}$].
ν	Viscosidade cinemática [$L^2.T^{-1}$].
ρ_1	Densidade do fluido mais denso [$M^1.L^{-3}$].
κ_{eff}	Difusão molecular [$L^2.T^{-1}$].
τ_p	Tensão de corte da parede [$M^1.L^{-1}.T^{-2}$].
ν_t	Viscosidade cinemática turbulenta [$L^2.T^{-1}$].
Δz	Altura do primeiro elemento adjacente à parede [L^1].
C	Concentração do fluido denso relativamente ao fluido ambiente.
D	Diâmetro dos cilindros [L^1].
Fr	Número de Froude.
H	Profundidade do reservatório [L^1].
Re	Número de Reynolds.
U^*	Velocidade adimensional do fluido.
g	Aceleração gravítica [$L^1.T^{-2}$].
g'	Aceleração gravítica reduzida [$L^1.T^{-2}$].
h_0	Altura da superfície do fluido denso [L^1].
t	Tempo [T^1].
t_{ad}	tempo adimensional.
u	Velocidade do fluido [$L^1.T^{-1}$].
u_τ	Velocidade associada à tensão de corte na parede [$L^1.T^{-1}$].
u_f	Velocidade da frente de onda [$L^1.T^{-1}$].
u_{f^*}	Velocidade adimensional da frente de onda [$L^1.T^{-1}$].
x	Comprimento do reservatório de fluido denso [L^1].
x_0	Posição inicial da frente da corrente [L^1].
x_c	Posição da frente da corrente [L^1].
x_f	Posição adimensional da frente de onda.
y^*	Variável adimensionalizada de y .
y^+	Distância adimensional normal à superfície sólida.

SIGLAS

DNS *Direct Numerical Simulation.*

FMV *Finite volume method.*

LEP *lock – exchange problem.*

LES *Large Eddy Simulation.*

RANS *Reynolds Avarage Navier Stokes.*

SGS *Sub – grid scale.*

SL *Superficie livre.*

VoF *Volume of Fluid.*

INTRODUÇÃO

1.1 Enquadramento do Tema

A interação de correntes de densidades diferentes é um acontecimento comum na atmosfera e nos oceanos. Estes fenómenos físicos são formados através da mistura de dois ou mais fluidos que possuem uma diferença de densidades. Qualquer que seja essa diferença (mesmo que pequena) funciona como força geradora para a movimentação dos fluidos. As correntes de densidade têm uma grande influência nas velocidades dos fluxos e também incitam zonas de intensa turbulência. Estas estão presentes em diversas ocasiões na natureza, como a origem de tempestades, dada a mistura de inúmeras correntes densas de ar frio.

Como consequência da movimentação de fluidos, as correntes de densidade são responsáveis pelo transporte da poluição atmosférica e da poluição acumulada nos solos, o qual só é possível com o auxílio da água da chuva e dos rios. Como exemplo destes últimos, temos contaminantes agrícolas, destroços de incêndios florestais, plásticos, derrames de petróleo, e outros tipos de resíduos resultantes da atividade do ser humano. [1].

A água tem um poder de diluição natural, este permite com que a mesma consiga dissolver uma determinada quantidade de alguns efluentes depositados, mas quando há excesso de concentração destes efluentes, existe a possibilidade de estes não serem dissolvidos e consequentemente criar uma diferença de densidades entre o fluido ambiente e o fluido que não foi dissolvido. Esta diferença de densidades influencia na movimentação das correntes pois permite, muitas vezes, o transporte de resíduos contaminados e portadores de bactérias que prejudicam os ecossistemas.

Como exemplo de elementos tóxicos que contaminam a água temos o fósforo e o azoto, estes provêm muitas vezes de resíduos industriais e agrícolas, que, quando se encontram em excesso na água podem formar compostos inorgânicos, como por exemplo os iões de amónio (NH_4^+), os nitritos (NO_2) e os nitratos (NO_3), estes compostos alteram a acidez da água quando esta se encontra a uma temperatura próxima de 20° , provocando um aumento no seu pH. A mistura da água com estes compostos é muito frequente em lagos e rios provocada principalmente pela atividade do ser humano. Este estudo tem como principal objetivo tentar descrever o comportamento e a dinâmica de correntes com fluidos de densidades diferentes e a influência do posicionamento da vegetação do solo nessas correntes [2].

1.2 Motivação

Como referido por [3] estudos sobre este tema têm origem nas seguintes aplicações, fator segurança na indústria aeronáutica, controlo da poluição atmosférica, entomologia e controlo de pragas e principalmente nas tecnologias usufruidoras de gases, como por exemplo, nos acidentes industriais, em que, correntes de densidade possam ser formadas na libertação de algum gás denso.

O desenvolvimento das atividades humanas, que usufruem dos recursos do planeta Terra, tem sido superior ao sustentável e dado o aumento da poluição em canais hídricos o estudo das correntes de densidade pode ser útil na previsão do movimento dessas correntes como estimativa da influência da velocidade de transporte nos danos causados aos ecossistemas.[1]

Nesta dissertação pretende-se estudar numericamente a interação de correntes de densidade com estruturas verticais (que representam a vegetação) levando à pergunta de partida: “Como é que as diferentes densidades iniciais da corrente e o espaçamento médio entre elementos de vegetação condicionam a propagação e troca de massa entre a corrente e o fluido ambiente?”.

1.3 Objetivos

Esta dissertação tem como principal objetivo estudar numericamente a interação de correntes de densidade com vegetação, recorrendo ao método LES (*Large Eddy Simulation*). Para atingir essa finalidade é necessário cumprir com os seguintes objetivos:

- Estudar a evolução da velocidade frontal da corrente, quando estão envolvidas as ações da vegetação;
- Analisar as forças de resistência provocadas pela vegetação no escoamento;
- Quantificar os efeitos da vegetação, com recurso a parâmetros utilizados, como posição, velocidade, concentração e altura da corrente.

1.4 Metodologia

Numa fase inicial, a geometria foi idealizada com a o software SpaceClaim, que inicialmente não possui superfície livre, e posteriormente será alterada com o ajuste dos parâmetros, nomeadamente com a introdução de superfície livre e finalmente com a adição do elemento de vegetação.

Após a geração da geometria, com o auxílio do programa Ansys Fluent, será feito o refinamento da malha, e posteriormente, impõem-se as condições de fronteira corretas utilizando o software OpenFOAM. Na fase inicial deste projeto, os resultados obtidos terão como principal intuito um período didático e prática do software. O solver utilizado inicialmente é designado de laminar.

O solver utilizado será o *interMixingFoam* no qual serão testados dois modelos de turbulência LES (large-eddy simulation) e RANS (Reynolds Average Navier-Stokes). Os resultados destes dois modelos serão comparados fisicamente por forma a determinar o melhor modelo de turbulência para o caso de estudo em análise.

A geometria do modelo tem como base o caso de estudo realizado por [4], em que o objetivo será analisar a interação de dois fluidos, denso com massa volúmica de ρ_1 e ambiente (com massa volúmica de ρ , variando a massa volúmica ρ_1 . Os parâmetros a analisar dessa interação serão processados com a ajuda do OpenFOAM e do software MATLAB para a execução de algoritmos que facilitem esse mesmo processamento e posteriormente comparados com os resultados experimentais para efeitos de validação.

Os resultados experimentais provêm do mesmo autor e estão incluídos num projeto designado *WinTherface: Mass exchange driven by wind and temperature in lake-wetland interfaces*. Este projeto tem como objetivo principal estudar o impacto do vento e da vegetação nas correntes de densidade, bem como as mudanças de temperatura em zonas húmidas. Devido à necessidade de uma análise mais profunda sobre os efeitos destes fatores mencionados, que têm sido negligenciados na descrição do comportamento das correntes de densidades, foram formadas equipas com especialização em qualidade da

água e ecologia, bem como equipas de hidrodinâmica, trabalho de laboratório e modelação numérica por forma a desenvolver novas ferramentas e recomendações para tratamento da qualidade e ecologia das águas.

1.5 Estrutura da Dissertação

Esta dissertação encontrar-se-á organizada e dividida em seis capítulos. No primeiro capítulo, introdução, será descrito o enquadramento do tema e o motivo de interesse para múltiplas aplicações, metodologia pela qual foi guiado todo o trabalho, objetivos a concretizar com este trabalho e a estrutura do mesmo.

Na revisão bibliográfica serão descritos os mecanismos e as fases de desenvolvimento das correntes de densidade, e como estes serão influenciados na presença de vegetação. Apresentar alguns resultados obtidos por outros autores que tenham relevância ao caso de estudo. Este capítulo será dividido nos subcapítulos, correntes de densidade, fase de aceleração, fase de queda, fase inercial e viscosa, e por fim a influencia da vegetação nas correntes de densidade.

O terceiro capítulo é o modelo numérico, no qual serão apresentadas as equações governantes do estudo e os métodos computacionais utilizados para a sua resolução.

No quarto capítulo será feita a verificação do modelo numérico, que consiste na averiguação do melhor modelo de turbulência, bem como, a comparação dos casos com e sem superfície livre no escoamento 2D.

Posteriormente, no capítulo cinco, irão ser apresentados os resultados das simulações 3D. Estes serão discutidos com base no pós-processamento, que inclui a análise da variação dos parâmetros em estudo e a comparação com os resultados experimentais.

Finalmente, no capítulo da conclusão, serão apresentadas conclusões retiradas através dos resultados obtidos bem como a recomendação de trabalhos futuros.

REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

2.1 Correntes de Densidade

As correntes de densidade são caracterizadas pelo fluxo de um fluido que está em interação com outro, onde o comportamento de ambos é influenciado pelas duas diferenças de densidade, como são descritas por [3]. Os estudos iniciaram-se pelos autores [5], [6], [7] e [8] no âmbito de investigações relacionadas com derrames de petróleo e descargas de resíduos industriais, desenvolvendo-se posteriormente para o estudo de outras aplicações nomeadamente fenómenos da natureza, alguns dos quais referidos por [3].

Os primeiros modelos matemáticos, foram caracterizados por [6], sendo que experimentalmente o problema já tinha sido testado por os pioneiros [5] em 1934. Desde então, os testes realizados em laboratório têm como base o modelo LEP (*lock-exchange problem*), que consiste em um ou mais reservatórios separados por uma barreira removível. A barreira separa dois fluidos de densidades ligeiramente diferentes, embora haja uma turbulência local resultante da remoção da barreira, o efeito mais importante e predominante será a constante mudança no padrão do fluxo, causado pela diferença de densidade dos fluidos, como refere [8].

Com a evolução dos estudos na temática, a caracterização das correntes de densidade pode ser descrita em três principais fases, uma primeira fase de aceleração, seguida duma fase de baixa aceleração, designada por *sumpling regime* e, por último, uma fase inercial. Inicialmente, o fluido com maior densidade armazena uma quantidade de energia potencial proporcional à altura da barreira, que, após a remoção imediata da barreira, irá impulsionar a formação duma zona frontal de corrente bem definida, como refere [9], designada na literatura por *head* ; posteriormente observa-se que a posição dessa zona frontal da corrente varia linearmente com o tempo, ou seja, a uma velocidade constante, correspondente à *slumping phase*. Finalmente, existe a passagem dessa fase para uma

terceira fase, a fase inercial, onde ocorre uma perturbação provocada pelo escoamento ao embater na parede que está inicialmente em contacto com o fluido denso e alcançar a região da zona frontal originando um decréscimo de velocidade na ordem dos $t^{-\frac{1}{3}}$ [10]. Alguns estudos posteriores propõem ainda a existência duma fase mais avançada onde o efeito das forças viscosas se sobrepõe às forças inerciais provocando, então, uma maior descida de velocidade na ordem dos $t^{-\frac{4}{5}}$ como refere [11].

2.1.1 Fase de Aceleração

Com a evolução do estudo das correntes de gravidade, autores como [12],[11] e [13] aprofundaram os estudos numéricos a cada fase do escoamento, iniciando com a simulação em 2D e posteriormente expandindo para 3D.

A fase de aceleração, segundo [13], tem início assim que os dois fluidos começam a interagir um com o outro. A velocidade frontal do fluido mais denso aumenta subitamente partindo do zero até atingir um valor máximo e posteriormente decresce, até se tornar aproximadamente constante. O estudo desta fase é importante pois evidencia o efeito das forças de fricção na velocidade frontal. Embora as simulações 3D realizadas por o mesmo autor mostrassem que as perturbações geradas no escoamento não eram suficientes para alterar os resultados relativos às simulações 2D. Verifica-se que existe um aumento no valor máximo na função da velocidade frontal com o aumento do número de Reynolds. No entanto, segundo a tendência dos valores registados relativamente ao parâmetro da velocidade frontal adimensional, prevê-se que este valor seja nivelado posteriormente tornando assim o parâmetro independente do número de Reynolds.

Como se pode observar na Figura 2.1 em todos os casos estudados, a velocidade frontal atinge um valor máximo quando, $\bar{x}_0 - \bar{x}_F \approx 0.33$, sendo que \bar{x}_F corresponde à posição instantânea da frente da corrente e \bar{x}_0 à posição inicial da frente da corrente. Estas distâncias são adimensionais. Já em relação ao tempo adimensional, os picos de velocidade máxima acontecem mais tarde, quanto menor for o valor do número de Reynolds. Os picos de velocidade nos casos planares acontecem mais tarde comparados com os casos com escoamentos cilíndricos. Nos estudos desenvolvidos relativamente à fase de aceleração, é interessante constatar que a velocidade frontal tem uma evolução previsível até atingir um pico máximo, embora este pico seja atingido em períodos diferentes com base nos parâmetros considerados para cada escoamento. Contudo, após atingir esse pico máximo, existe um decréscimo considerável até o valor da velocidade frontal permanecer constante. Este acontecimento não é tão previsível e é objeto de estudo de várias investigações.

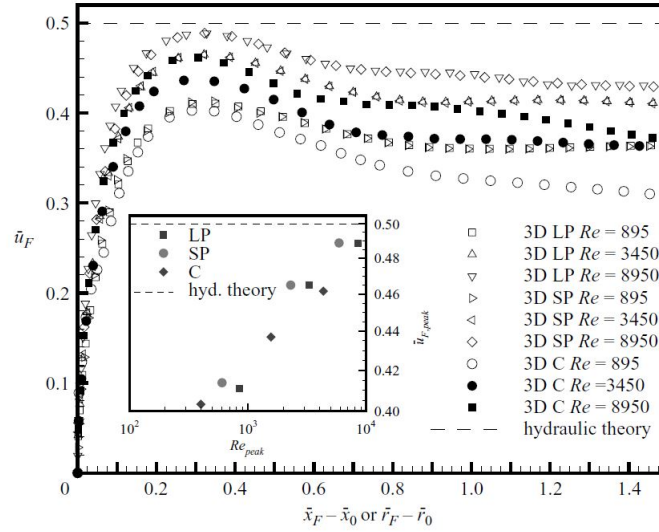


Figura 2.1: Evolução da velocidade frontal para escoamentos de profundidade total, de profundidade parcial e cilíndrica, com a variação do número de Reynolds indicada, retirada de [13].

2.1.2 Slumping phase

A *slumping phase* corresponde à fase do escoamento onde se verifica uma variação linear da posição região frontal do fluido denso com o tempo o que corresponde a ter um valor de velocidade frontal constante. Primeiramente observada por autores como [14], que descrevem a libertação do fluido mais denso na fase inicial do problema LEP, como sendo um colapso de retângulos de igual área. Esta teoria prevê que, após a libertação do fluido denso, existe um período curto de tempo cujo a velocidade da frente é aproximadamente constante. Outros estudos realizados anteriormente por [15] também previam um período de velocidade constante após a libertação do fluido denso, embora este último estudo referi apenas libertações de profundidade total do fluido denso. Ambos os estudos se baseavam no parâmetro adimensional $\frac{h_0}{H}$, onde h_0 indica a altura a que se encontra a superfície do fluido denso, e H altura total do canal, permitindo diferenciar e analisar libertações do fluido denso a profundidade total ($\frac{h_0}{H} = 1$), e libertações de profundidade parcial quando ($\frac{h_0}{H} < 1$).

o autor [10], realizou um estudo sobre o desenvolvimento de correntes de densidade cujo objetivo seria analisar o desenvolvimento da primeira fase do escoamento designada pelo autor, que corresponde à fase de aceleração juntamente com a *slumping phase*, bem como a transição dessa primeira fase para a segunda fase do escoamento correspondente à fase inercial. Este estudo englobava tanto libertações parciais como totais, tal que o parâmetro adimensional $\frac{h_0}{H}$ estaria compreendido entre ($0 < \frac{h_0}{H} \leq 1$).

Com este estudo foi possível verificar que as teorias de [14] e [15], para a fase inicial do escoamento, não estariam suficientemente aceitáveis, pois o fluido não apresenta um

comportamento semelhante ao descrito pelos autores, demonstrando diferenças nas velocidades frontais onde se obteve valores mais baixos e o colapso de retângulos de igual área não foi comprovado.

Com o objetivo de estudar a propagação de correntes de densidade, analisando a influência de determinados parâmetros na região frontal da corrente bem como a transição de fases do escoamento, o autor [13], realizou simulações de duas e de três dimensões de escoamentos em canais planares e cilíndricos, onde é variado o número de Reynolds e analisadas libertações de profundidade parcial e total. Com base nos resultados das simulações foi possível verificar que a velocidade da região frontal permanece constante, tanto para libertações de profundidade parcial como para libertações de profundidade total em escoamentos planares, logo foi possível aferir que a velocidade constante era independente da quantidade de volume libertada. Contudo, o parâmetro da velocidade da região frontal mostrou alguma dependência relativamente à variação do número de Reynolds no intervalo de valores considerado e em escoamentos cilíndricos.

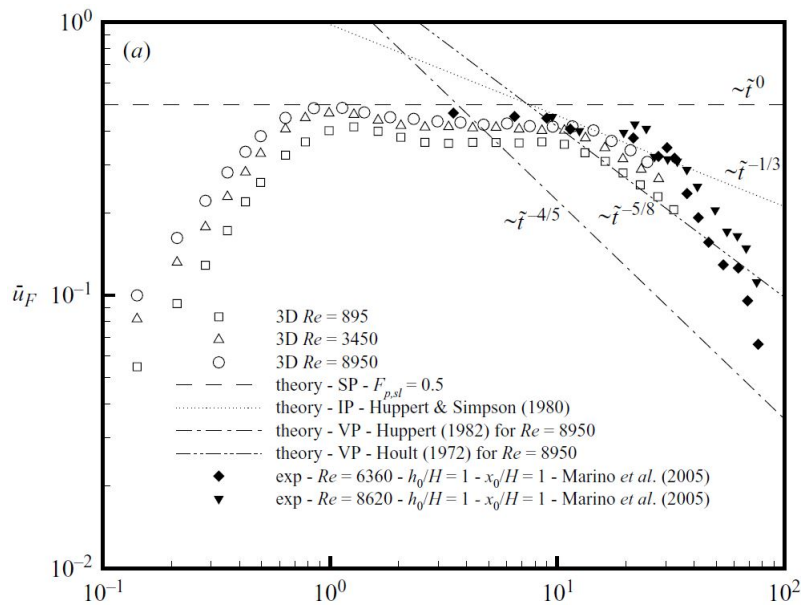


Figura 2.2: Resultados para libertações de volume parcial para os três Reynolds considerados por [13] e comparação com resultados de outros autores.

2.1.3 Fase inercial e fase viscosa

Na fase inercial, como refere [10], existe um balanço entre as forças de flutuabilidade e as forças inerciais causado no instante posterior ao fluido ambiente criar uma corrente de gravidade direcionada à parede inicialmente em contacto com o fluido denso, que, após encontrar a parede, cria novamente uma corrente no sentido oposto que eventualmente alcança a região frontal do fluido mais denso, provocando assim, uma redução abrupta na velocidade da região frontal do fluido denso de cerca de $t^{\frac{1}{3}}$.

A análise realizada pelo autor [13] em relação a estas fases do escoamento permitiu a verificação dos tempos de transição de fases estimados por outros autores antecedentes na investigação deste tema. Durante a análise do escoamento para libertações parciais em escoamentos planares, foi possível estimar que o tempo de transição da fase *slumping phase* (onde a velocidade da região frontal é constante) para a fase inercial ocorre quando a variável de tempo adimensional \tilde{t} , toma valores próximos de 12. Esta fase mantém-se até $\tilde{t} \approx 17$ e respetivamente em concordância com a análise realizada por [14]. Posteriormente ocorre um decréscimo ainda maior da velocidade da região frontal, distanciando-se assim da fase inercial e seguindo um comportamento concordante com as leis da fase viscosa.

Para escoamentos cilíndricos, a transição da *slumping phase* ocorre muito mais cedo, quando $\tilde{t} \approx 5$, transitando logo para a fase viscosa, com um decréscimo abrupto da velocidade da região frontal.

2.1.4 Influência da vegetação nas correntes de densidade

A presença de vegetação é um fator muito importante que influencia o comportamento das correntes de densidade. Como exemplo de ambientes semelhantes, temos as planícies rasas, onde a vegetação aquática estará sempre presente, e pode influenciar a propagação das correntes de densidade oferecendo um mecanismo de dissipação de energia.

[16] demonstraram que fluxos estacionários, impulsionados por forças de flutuabilidade e de declive decrescente, diminuem quanto maior o volume da zona de vegetação. Tais factos impulsionaram [17] a realizar uma análise do comportamento da troca de massa de fluidos, tendo em conta duas condições, a separação por a comporta entre os fluidos em análise e uma zona de atrito predominante, representando a vegetação aquática.

A análise realizada por este autor foi maioritariamente experimental, considerando os seguintes parâmetros principais, u_{toe} como sendo a velocidade da região frontal do fluido denso, C_d como o vetor do coeficiente de atrito, a como a relação entre a área frontal dos cilindros e o respetivo volume ocupado tal que $a = Nd/A$ sendo N o número de elementos, e A a área frontal dos mesmos.

O autor pôde observar três fases no escoamento, uma fase inercial, onde a interface dos fluidos permanece horizontal enquanto se desloca sobre o fundo do tanque e a região frontal da corrente continua com uma forma bem definida e de acordo com as teorias anteriormente estudadas. Uma fase onde é dominante um regime de atrito não linear,

que ocorre quando o número de Reynolds da região frontal do escoamento é elevado bem como a relação entre os fatores de atrito. Nesta fase, a interface dos fluidos permanece morfológicamente semelhante à fase inercial, mas com um ângulo de inclinação ligeiramente menor relativamente ao fundo do tanque. Por último, também é diferenciado um regime de atrito linear, onde a frente continua razoavelmente identificável, contudo muito menos predominante relativamente aos outros dois regimes. Neste regime também é de notar que a u_{toe} não varia linearmente com o tempo.

No início do escoamento, a posição da região frontal x_{toe} varia linearmente com o tempo, u_{toe} permanece constante e $C_D a L = 0$ e, portanto, é predominante a fase inercial e a velocidade da região frontal é dada por:

$$u_{toe} = \sqrt{\frac{g \Delta \rho H}{\rho}} \frac{H}{4} \quad (2.1)$$

Onde ρ corresponde à massa volúmica dos fluidos, g à aceleração gravítica e H corresponde à profundidade total da água.

Quando $C_D a L \approx 10$, a região frontal mostra uma desaceleração clara e quando $C_D a L \approx 20$, acontece a transição para uma fase onde o u_{toe} decresce com o tempo numa relação de \sqrt{t} e, portanto, concordante com o regime de atrito linear.

Neste regime o u_{toe} é dado pela seguinte equação:

$$u_{toe} = \sqrt{\frac{n g' H}{C_D a L}} \quad (2.2)$$

Após vários testes, o autor pôde assim diferenciar os escoamentos nos três regimes, construindo um gráfico que relaciona os fatores de atrito $C_D a L$ com a variação do número de Reynolds da região frontal Re_{toe} , como é demonstrado na Figura 2.3.

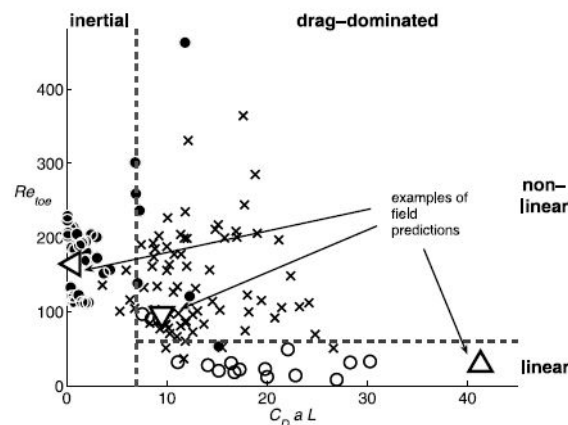


Figura 2.3: Relação os fatores de atrito $C_D a L$ com o número de Reynolds da região frontal Re_{toe} para diversos escoamentos testados e a respetiva estruturação nos três regimes mencionados, retirada de [17].

Recentemente, o estudo sobre a interação de elementos de vegetação com correntes de densidade foi evoluindo, principalmente na vertente computacional. [9] desenvolveu um estudo que visa a simulação da interação de correntes de densidade com elementos de rugosidade na superfície de fundo de um canal, aproximando às superfícies comuns na natureza onde é presente vegetação e sedimentos.

O modelo utilizado na simulação do estudo foi o modelo LES (*large-eddy simulations*) por ser um modelo adequado no registo da turbulência, nomeadamente nos vórtices gerados entre a interface comum aos dois fluidos no processo de mistura. Para uma melhor definição na interação das correntes com a base rugosa do canal foi utilizado o método *volume penalization*.

Com base em dados recolhidos por [18], ao demonstrarem que os elementos rugosos no fundo do canal eram o principal fator do processo de mistura entre o fluido ambiente e o fluido denso, esta influência pode ser medida através do parâmetro da tensão de corte na região próxima da parede rugosa, que se manifesta através dum gradiente médio de velocidade e permite calcular o atrito causado pelos elementos rugosos.

O autor [9] teve como objetivo na sua pesquisa estudar as diferenças que os elementos rugosos de morfologias diferentes (cubos e pirâmides), alturas diferentes e orientações diferentes causavam na frente da corrente, bem como os efeitos que essas diferenças tinham na mistura entre o fluido denso com o fluido ambiente.

O esquema do domínio computacional da experiência é indicado na Figura 2.4.

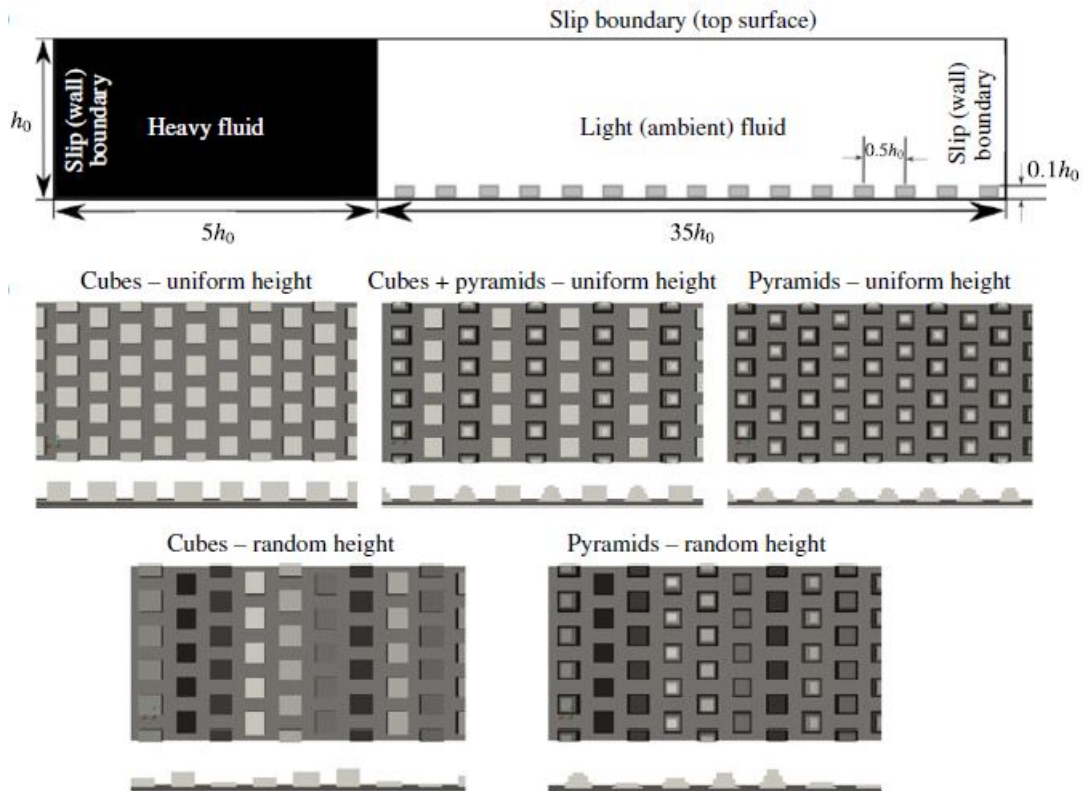


Figura 2.4: Domínio computacional do sistema do autor [9] bem como as diferentes hipóteses testadas sobre a orientação dos elementos rugosos, a sua altura e morfologia.

Na simulação realizada pelo autor, foi possível concluir que o fluido denso se encontrava na fase de *slumping regime* para o caso em que a superfície do fundo não tinha elementos rugosos, ou seja, uma superfície plana. Já para os casos em que existem elementos rugosos, inicialmente a sua velocidade frontal varia com a rugosidade, mas em todos os casos essa variação é considerada irrelevante, e por conseguinte, considerou-se que as correntes se encontravam na fase de *sumpling regime*. Numa fase posterior, a corrente, ao encontrar cada vez mais rugosidade, obriga uma transição de regime para uma fase inercial. Dependendo do tipo de caso de rugosidade, essa transição acontece em tempos diferentes.

A análise da região frontal é realizada através de dois parâmetros, o primeiro é a sua posição adimensional dada por $(x_f - L_0)/L_0$, onde x_f corresponde à localização da frente, e L_0 o comprimento do canal que tem o valor de 4 metros. O segundo corresponde ao tempo adimensional dado por t/t_0 , em que $t_0 = h_0/\sqrt{g'_0 h_0}$, e g'_0 a aceleração reduzida dada pela razão da diferença entre o fluido denso e o fluido ambiente sobre o fluido ambiente e o seu produto com a constante gravítica $g=9,81 \text{ m.s}^{-2}$. Os resultados para os diferentes testes realizados estão apresentados na Figura 2.5.

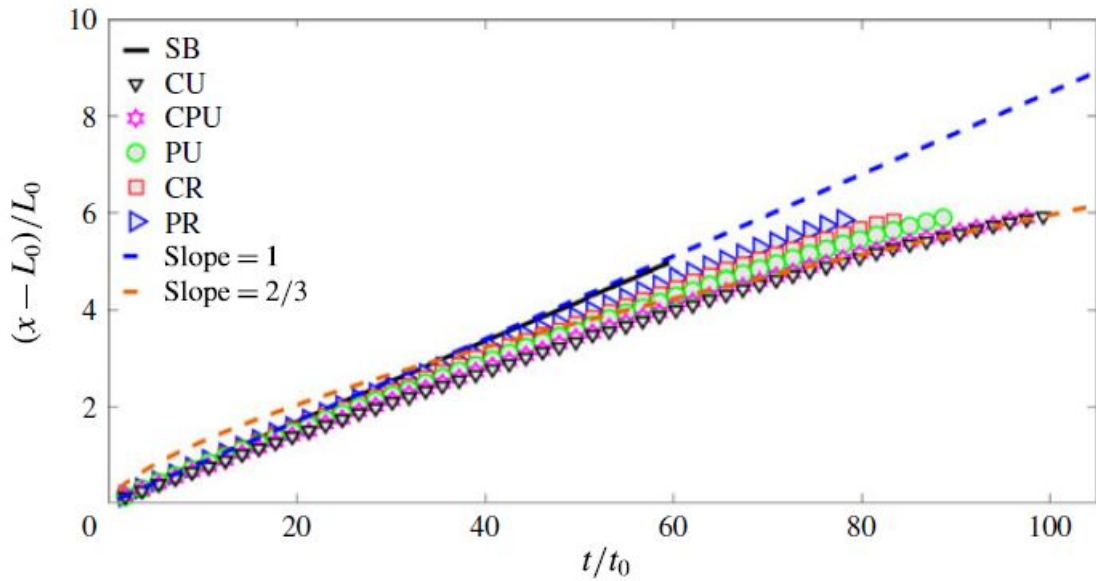


Figura 2.5: Posição adimensional da região frontal em função do tempo adimensional nos diferentes casos testados [9]

Na análise do escoamento foram também utilizados os números adimensionais Reynolds e Froude. O número de Froude, definido da seguinte forma, $Fr = u_f / \sqrt{g'_0 h_H}$ representa a transição da energia potencial acumulada pelo fluido denso para energia cinética, durante a sua propagação na corrente, e o número de Reynolds, definido por, $Re = u_f h_H / \nu$ representa o estado local do escoamento e este é baseado na razão entre a velocidade da região frontal e a sua altura máxima.

Os resultados indicam que o número de Froude permanece constante para o caso em que não há rugosidade no fundo do canal, com o valor de 0,56. Com a evolução do escoamento, os elementos de rugosidade atrasam a região frontal do escoamento provocando um decréscimo no número de Froude. Este varia entre os valores 0.42 e 0.52 para os casos em que há elementos rugosos no fundo do canal, como se pode verificar no gráfico da Figura 2.6(a).

O número de Reynolds, nos casos em que o fundo do canal tem elementos rugosos, possui uma variação de 1290-1420, enquanto o caso com o fundo do canal plano tem um número de Reynolds constante de aproximadamente 1600, como se pode observar na Figura 2.6 (b).

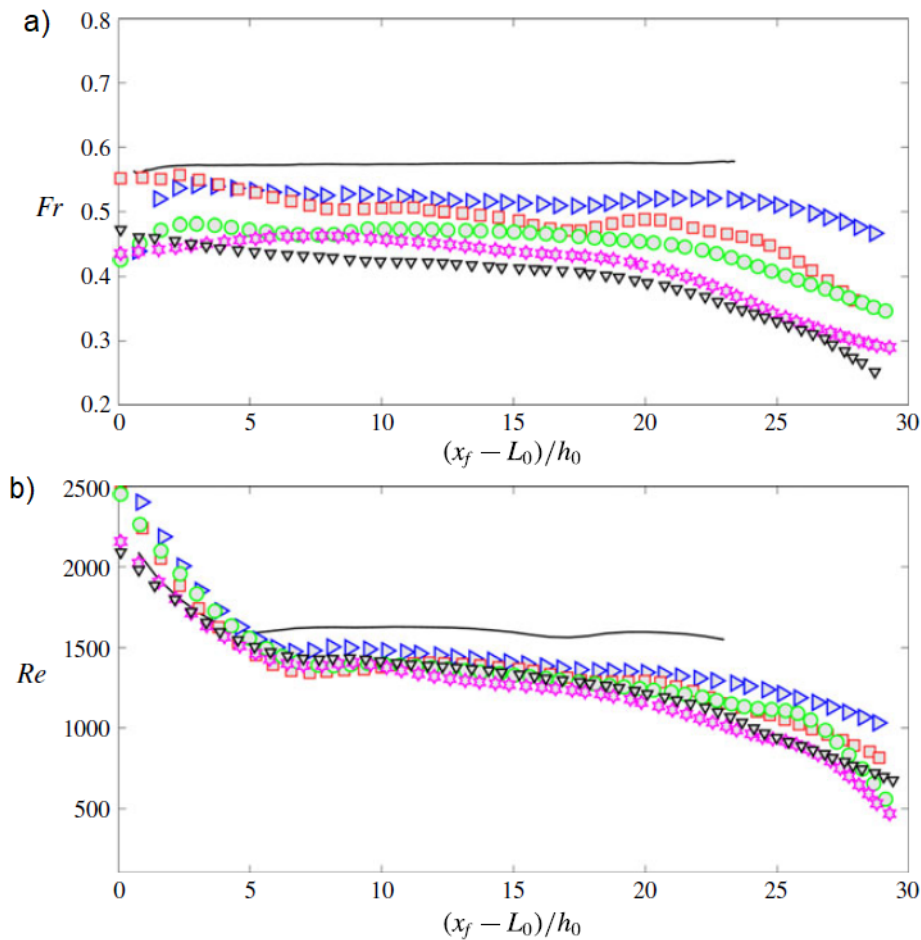


Figura 2.6: Variação dos números adimensionais em função da posição da região frontal, onde, a) corresponde à variação do número de Froude e b) à variação do número de Reynolds.

A estrutura da corrente foi analisada nos diferentes casos considerados para os instantes de tempo $t=40$ s e $t=80$ s, ambos em *slumping regime*.

No instante $t=40$ s para o caso em que o fundo não tem rugosidade, a região frontal da corrente, *head*, encontra-se bem definida morfologicamente, distinguível do restante corpo corrente. No decorrer da simulação, esta morfologia permanece constante, sendo que o resultado obtido para o instante $t=80$ s é idêntico ao instante $t=40$ s.

Para as hipóteses com rugosidade existente no fundo do canal, no instante $t=40$ s, a *head* é bem definida e distinguível do resto da corrente, mostrando alguma diluição causada por as instabilidades designadas de *Kevin – Helmholtz instabilities*, que se formam na interface entre o fluido ambiente e o fluido denso. Já no instante $t=80$ s, essas *KH instabilities* vão evoluindo e aceleram o processo de diluição tornando assim a região frontal da corrente majoritariamente diluída e com morfologia semelhante à restante corrente. O autor também observou algumas zonas de recirculação onde coexistiam fluido denso e fluido ambiente. Essas zonas estão localizadas entre os elementos de rugosidade, como se pode observar na Figura 2.8. Com a existência da recirculação, as correntes

diluem-se com maior velocidade, sendo este um fator importante no processo de mistura.

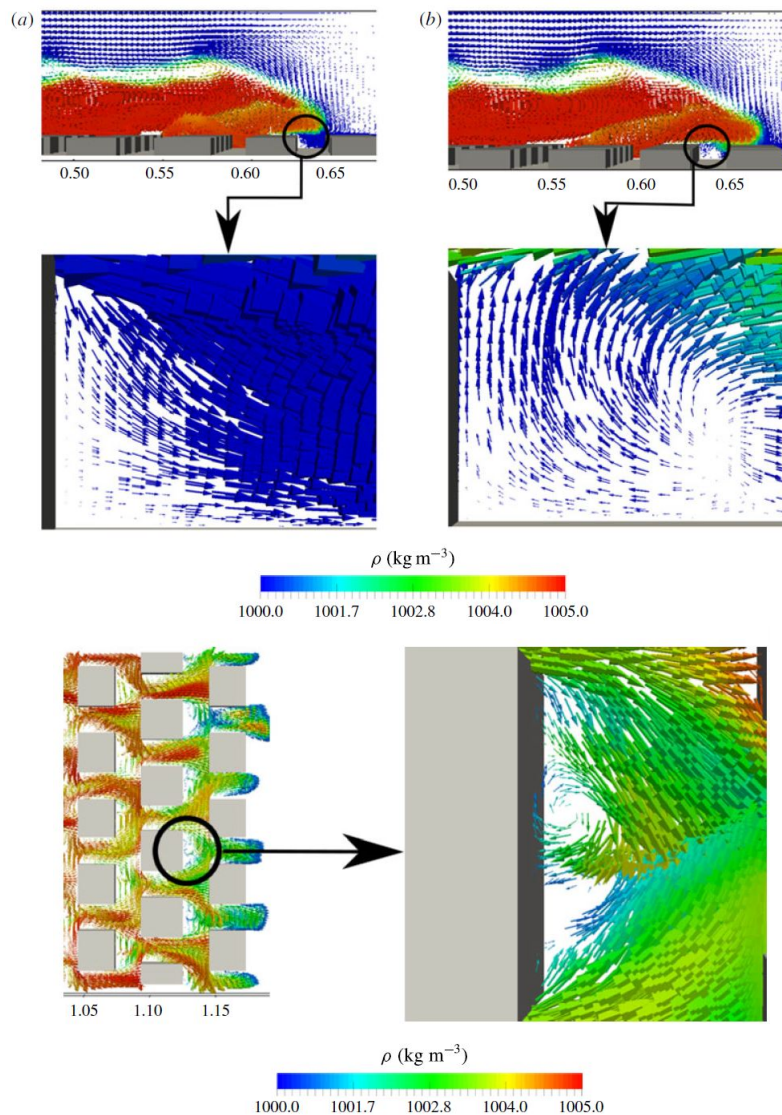


Figura 2.7: Zonas de recirculação entre os elementos de rugosidade com fluido ambiente e fluido denso, os vetores estão representados numa escala de cores dependendo da sua massa volúmica

A altura média da corrente, é um parâmetro importante a analisar, principalmente na zona da frente da corrente, pois quanto maior a altura da região frontal, maior é o volume de fluido ambiente transportado por arrastamento. A rugosidade é um fator que influencia a altura da região frontal. Quando o escoamento se encontra num *slumping regime*, a altura mantém-se relativamente ao caso sem rugosidade no fundo, com exceção do caso com cubos com altura uniforme onde a altura média é ligeiramente maior. No regime inercial, a altura da região frontal decresce significativamente relativamente ao caso sem rugosidade. As maiores variações de altura na transição entre os dois regimes dão-se nos casos em que a rugosidade se apresenta irregular, ou seja, nos casos em que há combinação de pirâmides com cubos, cubos com alturas não uniformes e pirâmides com alturas

não uniformes.

MODELO NUMÉRICO

3.1 Equações governativas

O escoamento do tipo LEP não envolve trocas de calor e, portanto, rege-se por as equações de balanço da quantidade de movimento, conservação de massa e a equação de transporte de massa. Neste capítulo serão abordadas as equações que descrevem o comportamento das correntes de densidade.

3.1.1 Equação da continuidade

A conservação da massa é expressa através da equação da continuidade, que consiste em admitir que o sistema tem uma quantidade fixa de massa e, portanto, existe balanço entre o fluxo que entra no volume de controlo e o fluxo que sai, e por conseguinte, essa variação entre fluxos é nula, tal como se apresenta na seguinte equação:

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

onde ρ é a massa volúmica do fluido ambiente e \vec{u} é o vetor velocidade. Para escoamento incompressível a equação simplifica-se da seguinte forma:

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

3.1.2 Equação do balanço quantidade de movimento

O escoamento é regido pela segunda Lei de Newton que, na mecânica dos fluidos é designada de lei da quantidade de movimento e descreve a relação entre as forças exercidas num fluido com a sua massa e aceleração. Num escoamento incompressível, o balanço entre a quantidade de movimento é dado por a equação:

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \vec{u} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \nu \nabla^2 \vec{u} - S_{Mi} \quad (3.3)$$

Sendo S_{Mi} as forças de campo exercidas no fluido na direção i que só terá valor na direção $i=3$, onde existe influência da aceleração reduzida. Ainda no caso a estudar é aplicado a aproximação de Boussinesq, que consiste em não considerar a influência da diferença de densidades nos termos da aceleração e nos termos viscosos concentrando apenas essa influência no termo S_{Mi} .

3.1.3 Equação de transporte

Em escoamentos estratificados existe a variação da massa volúmica espacial e temporal, como tal a equação que melhor descreve o transporte de massa volúmica corresponde à seguinte equação:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{u}_j) = \nabla(\kappa_{eff} \nabla^2 \rho) + S \quad (3.4)$$

A variável κ_{eff} é a difusão molecular e S é o termo fonte.

3.2 Modelo de Turbulência

Em todos os escoamentos turbulentos existe a interação aleatória entre partículas de fluido. Esta interação caótica provoca ruído no fluxo e este comportamento é designado de regime turbulento.

O comportamento do escoamento em regime turbulento é maioritariamente aleatório tornando também as propriedades do fluido dependentes do tempo. Ao ser impossível prever o comportamento das propriedades físicas de cada partícula de fluido por resolução analítica, foi necessário desenvolver modelos de cálculo que incluíssem novas variáveis por forma a melhorar e aproximar a análise de escoamentos com a realidade. Estes modelos são designados de modelos de turbulência.

3.2.1 Modelo DNS

No método DNS (*Direct Numerical Simulation*), as equações Navier-Stokes são resolvidas na íntegra tanto no domínio espacial como no domínio temporal.

Este método é, portanto, o mais adequado na resolução de casos com turbulência. No entanto, nos escoamentos tridimensionais, a turbulência ocupa largas escalas temporais e espaciais, o que implica um poder computacional bastante exigente mesmo para escoamentos com número de Reynolds baixo.

Apesar da elevada exigência computacional, o método DNS é uma ferramenta bastante útil, em termos qualitativos como quantitativos, ao resolver as equações *Navier – Stokes* nos domínios temporal e espacial, não só auxilia a previsão de resultados em casos práticos

de laboratório, como também na validação de outros modelos de turbulência, RANS (*Reynolds Avaraged Navier – Stokes*), por comparação de resultados.

3.2.2 Modelo RANS

O modelo RANS utilizado foi o modelo κ - ϵ . Neste modelo decompõe-se as quantidades instantâneas de cada partícula de fluido em duas componentes, uma média temporal (\bar{u}), e outra flutuante (u'), sendo $u(x, y, z, t)$ representado por :

$$u(x, y, z, t) = \bar{u}(x, y, z, t) + u'(x, y, z, t) \quad (3.5)$$

Neste modelo de turbulência não são consideradas as oscilações de velocidade existentes numa partícula de fluido num determinado intervalo de tempo, o que resulta no valor da componente flutuante nulo, ou seja $u'=0$, bem como $u(t)$ tomar um valor medio constante.

No âmbito de compensar a energia dissipada por essas oscilações negligenciadas, é necessária a adição de um termo á variável viscosidade, que se designa viscosidade turbulenta, ν_t , de onde resulta equação ,

$$\nu_{eff} = \nu + \nu_t \quad (3.6)$$

Na simulação LES ao não negligenciarmos o termo $u'(t)$ é necessária a adição de um termo à viscosidade que representa a modelação da turbulência apenas das pequenas escalas, pois é possível a existência de turbulência em espaços menores que um elemento da malha e onde o modelo não consegue calcular com grande precisão.

Ao aplicar este modelo de turbulência as equações de conservação de massa e balanço da quantidade de movimento tomam a seguinte forma:

$$\nabla \cdot \bar{u} = 0 \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_j \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \overline{u'_i u'_j} \right) - g \delta_{i3} \quad (3.8)$$

$$-\overline{u'_i u'_j} = \nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (3.9)$$

Em que δ_{i3} corresponde ao delta de Kronecker, este é igual à unidade quando $i=j$ e $\overline{u'_i u'_j}$ ao tensor de Reynolds que irá modelar a turbulência, k é a energia cinética turbulenta.

No modelo $k - \epsilon$ utilizado, a energia cinética turbulenta e a viscosidade turbulenta têm a seguinte forma:

$$k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_j} \quad (3.10)$$

$$\nu_t = C_\nu \frac{k}{\epsilon} \quad (3.11)$$

Em que C_v corresponde à constante do modelo $k - \epsilon$ e tem o valor de 0.09, e ϵ à taxa de dissipação de energia turbulenta.

Em muitos casos, a variável ν_t é relacionada diretamente com a distribuição velocidade média no campo do escoamento, indicando assim que a turbulência é dissipada no local onde foi gerada, e por conseguinte, negligenciando o transporte de turbulência ao longo do escoamento, como refere [19].

Estes modelos tornam assim a análise RANS inadequada para casos onde a turbulência gerada num determinado local influencia a turbulência de outros locais no escoamento.

3.2.3 Modelo LES

Na maioria dos casos *multiphaseflow* na natureza existe uma abundância de turbulência, como tal é necessário resolver imensas escalas de temporais e espaciais, devido à grande imprevisibilidade e graus de liberdade dessa mesma turbulência. A imensidade de escalas temporais e espaciais tornam o método DNS inviável computacionalmente por ser necessário grande poder computacional. O método RANS é de fácil resolução, mas, ao negligenciar os graus de liberdade da turbulência, torna os seus resultados divergentes do que realmente acontece na natureza.

O modelo LES (*Large Eddy Simulation*), primeiramente apresentado por [20], tem como objetivo a resolução das equações de Navier-Stokes desprezando as escalas temporais e espaciais a nível microscópico e modelando as escalas mesoscópicas através de uma filtragem implícita, com um filtro designado *Box filter*. Como refere o autor [21] as soluções obtidas pelo método DNS são uma ferramenta de validação para o modelo LES que permite resolver as equações a escalas temporais e espaciais num nível mesoscópico, reduzindo a exigência computacional e obtendo resultados mais próximos da realidade que os modelos RANS.

O *Box filter* é composto por Δ e $G(x)$, correspondentes à largura e ao núcleo espacial de filtragem, $G(x)$ é dado por:

$$G(x) = \frac{1}{\Delta} H\left(\frac{1}{2}\Delta - |x|\right) \quad (3.12)$$

Como resultado da filtragem, as equações do balanço de quantidade de movimento e conservação de massa, para um fluido newtoneano e incompressível, tomam a seguinte forma:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{x_j} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_i \partial x_j} - g_i \frac{\bar{\rho}}{\rho_0} \delta_{i3} - \frac{\bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j} \quad (3.13)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.14)$$

A equação de transporte de densidade depois de utilizado o filtro é dada por,

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{u}_i}{\partial t} = \kappa \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial x_i} x_j - \frac{\partial X_j}{\partial x_j} \quad (3.15)$$

$$X_j = \overline{\rho u_j} - \overline{\rho} \overline{u_j} \quad (3.16)$$

onde ρ corresponde à massa volúmica do fluido, $\overline{u_i}$ é a velocidade após a filtragem, \overline{p} é a pressão pós filtragem, ν corresponde à viscosidade cinemática, X_j ao fluxo de massa volúmica, τ_{ij} ao tensor das tensões das pequenas escalas e δ_{ij} corresponde ao delta de Kronecker, este igual à unidade quando $i = j$.

O modelo utilizado para modelar as pequenas escalas (SGS) é o proposto por Smagorinsky, utilizando a viscosidade turbulenta ν_t que é dada por,

$$\nu_t = (C_s \Delta)^2 |\overline{S}| = (C_s \Delta)^2 \sqrt{2 \overline{S_{ij}} \overline{S_{ij}}} \quad (3.17)$$

onde Δ é a dimensão da malha, \overline{S} a taxa de deformação e C_s a constante de Smagorinsky que tem valores entre 0,1 e 0,2 ao qual nesta dissertação utilizou-se 0,158. O tensor das pequenas escalas (SGS) é dado por,

$$\tau_{ij} = -2\nu_t \overline{S_{ij}} \quad (3.18)$$

A modelação LES depende muito da capacidade ao modelar pequenas escalas (SGS) ao obter bons resultados dessas pequenas escalas, pode-se validar a simulação LES.

3.3 Metodo VOF(*Volume of Fluid*)

A modelação de uma superfície descontínua implica 3 procedimentos diferentes, como refere [22], primeiro é necessário recolher dados numéricos que a localizem e dados que definam a sua forma, posteriormente um algoritmo irá calcular a evolução do tempo da interface e finalmente deve ser proporcionado um esquema onde serão impostas as condições fronteiras na malha computacional.

Para a modelação da superfície livre existem então varias técnicas, como *surface height method*, *Lagrangian grid method*, *marker-and-cell (MAC) method* e VOF(*Volume of Fluid*). O método utilizado para esta dissertação é o VOF pois é um método bastante eficiente que, utilizando apenas a capacidade de memória e o CPU, tem uma exigência computacional razoável.

O uso de vários pontos de uma célula para definir a região ocupada por o fluido é um método desnecessário, pois exige uma capacidade de memória elevada. Como tal, o método VOF consiste na definição de uma função F que toma o valor de 1 quando existe fluido no ponto em análise e 0 quando não existe fluido no ponto. Após todos os pontos serem analisados na célula, a média da função F representa a fração de volume ocupada por fluido na célula.

A função F toma como valores médios maiores que 0 e menores que 1, nas células da região onde se encontra a superfície livre, a precisão deste método depende do refinamento da malha, de modo a que, numa malha com melhor qualidade e refinamento, mais preciso é o método na localização da superfície livre.

A dependência temporal da função F é dada pela equação,

$$\frac{\partial F}{\partial t} + u_j \frac{\partial F}{\partial x_j} = 0 \quad (3.19)$$

A função F comporta-se Na Figura 3.1 estão representados dois exemplos da utilização da técnica VOF numa dimensão e em duas dimensões.

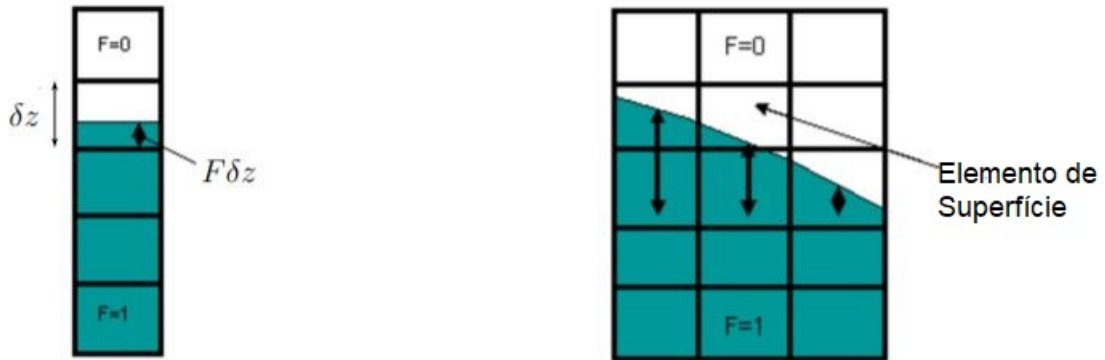


Figura 3.1: Utilização da técnica VOF em 1D e 2D respetivamente, retirado de [23]

3.4 OpenFOAM Solver

O *solver* escolhido para o caso de estudo em OpenFOAM foi o *intermixingfoam* por ser um *solver* adequado à resolução das equações Navier-Stokes para três fluidos onde dois deles são fluidos miscíveis.

Este método utiliza a técnica VOF para a identificação da superfície livre.

É importante referir que o código utilizado para o modelo de turbulência LES foi uma adaptação feita do modelo de Smagorinsky, utilizado noutro caso de estudo.

3.5 Método dos Volumes Finitos

O método dos volumes finitos é um método numérico que converte as equações diferenciais da conservação sobre volumes diferenciais para equações algébricas discretas sobre volumes finitos. Este processo é dado por etapas, começando por discretização do domínio geométrico para volumes finitos, posteriormente a discretização das equações diferenciais para equações algébricas integrando-as sobre cada elemento e finalmente o sistema de equações algébricas é resolvido de forma a obter os valores das variáveis dependentes de cada elemento.

No método dos volumes finitos, alguns termos na equação da conservação são transformados em fluxos de superfície e analisados nas superfícies de volume finito, como o fluxo do volume a entrar é igual ao fluxo do volume a sair, o método FVM é estritamente

conservativo. Este método apresenta algumas propriedades que o tornam o método mais indicado e pretendido em CFD, tais como:

- A propriedade conservativa, dado que o fluxo que entra numa quantidade de volume é igual ao fluxo que sai para uma quantidade de volume adjacente.
- A capacidade de o método poder ser aplicado em malhas poligonais não estruturadas.
- A variedade de condições fronteiras que podem ser aplicadas de forma não invasiva sendo que as variáveis desconhecidas são analisadas nos centroides dos elementos de volume e não nas suas fronteiras.

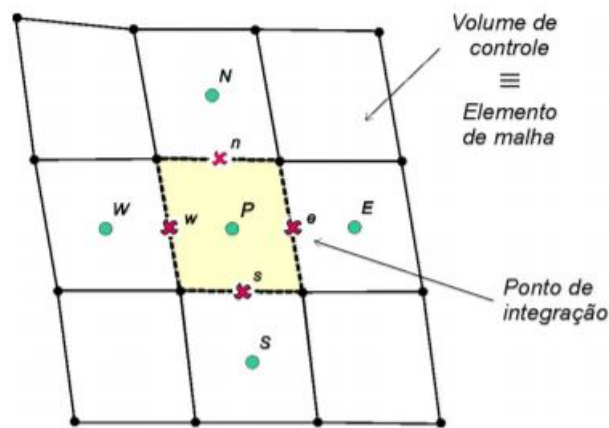


Figura 3.2: Método VOF de faces centradas, retirado de [24]

3.6 Esquemas de Resolução Numérica

As equações de Navier-Stokes são resolvidas através de esquemas numéricos, que permitem resolver gradientes, derivadas temporais, divergentes e interpolações.

3.6.1 Esquemas Temporais

A fim de resolver as derivadas temporais de primeira ordem foi utilizado o método de Euler implícito de primeira ordem para escoamentos transitórios que é dado por,

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{\phi - \phi_0}{\Delta t} \quad (3.20)$$

Onde ϕ representa qualquer variável.

3.6.2 Resolução de gradientes

Na resolução dos gradientes foi utilizado o método de Gauss linear, que consiste na integração de Gauss dos volumes finitos da malha. Para esta integração é necessária uma interpolação linear dos valores do centro da célula até à sua superfície tornando assim num integral de superfície. Integrando a face é obtido o termo gradiente que é dado pela expressão:

$$\int_{V_p} \nabla \phi dV = \oint_{V_p} ds \phi = \sum_f s_f \phi_f \quad (3.21)$$

A análise de uma qualquer variável ϕ no centro da célula é dada por,

$$\phi_f = f_X \phi_P + (1 - f_X) \phi_N \quad (3.22)$$

onde

$$f_x = \frac{fN}{PN} \quad (3.23)$$

onde ϕ_f é o valor de uma variável qualquer ϕ na superfície do volume, ϕ_P e ϕ_N correspondem aos valores da variável nos centroides dos elementos P e N que se encontram a uma distância d entre eles, e f representa a face dum elemento.

3.6.3 Resolução de divergentes

Na resolução dos gradientes usou-se um esquema diferente para cada equação da forma $\nabla \cdot \dots$, para as suas resoluções o OpenFOAM oferece diversas soluções todas elas baseadas na integração de Gauss as quais se podem enumerar:

- *GaussLinear* correspondente a um tema de segunda ordem para equações do tipo $\nabla(U_{rb}\alpha_1)$
- *limitedLinearV* correspondente a um esquema que atua na direção upwind em locais onde há grandes variações no gradiente que está adaptado a grandezas vetoriais como o vetor de velocidade. Este esquema é utilizado para parcelas da equação com a forma $\nabla.(U\alpha_1)$.
- *vanLeer* semelhante ao *limitedLinearV*, para termos da equação com a forma $\nabla.(\rho UU)$.

3.6.4 Laplacianos

Como típico membro Laplaciano, temos os termos ∇^2 , em que o único esquema disponibilizado pelo OpenFOAM é o de *Gauss* que requiere um esquema para uma interpolação para o coeficiente de difusão e um esquema para o gradiente de superfície.

Existem vários esquemas de interpolação no OpenFOAM, mas a interpolação linear é a mais utilizada na maioria dos casos relevantes a este estudo e também aos casos pré-programados pelo OpenFOAM para testar na pasta *tutorials*.

As únicas exceções correspondem à utilização do método DNS, onde a interpolação adequada é cúbica.

3.7 Controlo da solução e algoritmos

3.7.1 Controlo da solução

As variáveis a serem calculadas, pressão e velocidade, são obtidas através de métodos de resolução de sistemas de matrizes $Ax = b$, sendo a solução $x = A^{-1}.b$ onde A corresponde aos coeficientes, x às variáveis desconhecidas, e b aos termos independentes. Muitas vezes, devido à complexidade do cálculo, não é possível a inversão imediata de A , como tal a obtenção da solução final tem como base os solvers, *smooth solver*, *conjugate gradient solvers* e *multigrid solvers* disponibilizados pelo OpenFOAM com a função de facilitar a resolução das equações.

No cálculo da velocidade, foi utilizado o *smooth solver* com o suavizador *Symmetric Gauss Seidel Smoother*. Este solver tem o método iterativo para resolução de sistemas de equações lineares *Gauss-Seidel*, este é aplicado a matrizes simétricas ou assimétricas e realiza varrimentos dianteiros e inversos.

No cálculo da pressão foi utilizado um *multigrid solver* designado *GAMG solver*. Este solver é adequado para matrizes simétricas e assimétricas, exige uma pré-seleção do suavizador, tem um transporte eficiente de informação ao longo do domínio da solução e tem uma resolução paralela moderada. A forma como este método opera tem como base a aglomeração, primeiro é realizado o cálculo de um pequeno número de células conjuntas que irão formar um grupo, posteriormente este grupo é relacionado com outro grupo de células na vizinhança formando um ciclo até obter a solução final. O suavizador utilizado é o DIC (*diagonal incomplete-Cholesky*) indicado para matrizes simétricas.

Sendo o processo iterativo, o objetivo principal do mesmo será a convergência da solução, esta é controlada através dos valores residuais entre iterações consecutivas, estes valores são obtidos através da diferença entre o valor da iteração anterior e o valor calculado na mesma iteração. No pré-processamento foi definida uma tolerância absoluta de 1×10^{-7} , 1×10^{-6} e 1×10^{-6} para a pressão, velocidade e α 's, respetivamente e a tolerância relativa estabelecida foi de 0,1 para todas as variáveis. A tolerância relativa refere-se à comparação com os resíduos iniciais.

3.7.2 Algoritmos

O algoritmo utilizado para controlar o acoplamento das equações governantes foi o algoritmo PIMPLE. Este algoritmo apresenta-se como o mais indicado por ser uma junção dos algoritmos SIMPLE (*semi – implicit method for pressure – linked equations*) e PISO (*pressure – implicit split – operator*), ambos são métodos iterativos, mas o SIMPLE é mais indicado para escoamento estacionário e o algoritmo PISO para escoamento transiente.

Ambos os algoritmos resolvem a equação de pressão, garantindo a conservação de massa no sistema com um corretor explícito para a velocidade que cumpre a conservação do momento, que é resolvida no início de cada passo de tempo.

Os algoritmos essencialmente diferem na ordem e nos ciclos que executam ao resolver as equações. A ordem dos ciclos de resolução é regulada através dum conjunto de parâmetros descritos seguidamente :

- *nCorrectors* utilizado por os algoritmos PISO e PIMPLE, especifica o número de vezes que a equação de pressão é resolvida
- *nNonOrthogonalCorrectors* utilizado por todos os algoritmos, atualiza repetidamente as soluções da equação de pressão de forma a serem usufruídas pelo método explícito *non – orthogonal correction* referente ao termo Laplaciano, tomando valores de 0 ou 1.
- *nonOuterCorrectors* permite a resolução cíclica de todo o sistema de equações durante um passo de tempo, representando o número de vezes que este é resolvido, toma valores de ≥ 1 e apenas é utilizado pelo algoritmo PIMPLE.

VALIDAÇÃO E VERIFICAÇÃO DO MODELO NUMÉRICO

4.1 Análise da geometria e da malha

A malha do caso 2D tem como base a geometria do projeto *Wintherface*, domínio utilizado é um canal retangular com 3 metros de comprimento e 0,2 metros de profundidade, com condição de não escorregamento nas superfícies laterais, superior e inferior.

Com o objetivo de compreender a influencia que a superfície livre tem no desenvolvimento da corrente, realizaram-se 2 tipos de casos de estudo, com superfície livre e sem superfície livre. No caso sem superfície livre é importante referir que parte do seu domínio, quando $0,2 < y < 0,4$ m, é composto por ar, como se pode verificar na Figura 4.2.

As dimensões das geometrias e do espaço ocupado por cada fluido em cada caso estão descritas na Tabela 4.1 e podem ser visualizadas nas Figuras 4.1(a) e (b).

Tabela 4.1: Dimensões das geometrias referentes aos dois casos em análise

Tipo de caso 2D	Dimensões totais (m)	Ocupação do fluido denso(m)	Ocupação do fluido ambiente (m)	Ocupação de ar (m)
Geometria com superfície livre	0,4x3	0,2x0,3	0,2x2,7	0,2x3
Geometria sem superfície livre	0,2x3	0,2x0,3	0,2x2,7	-

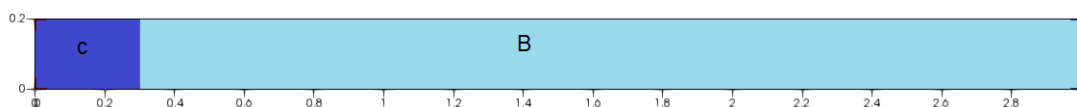


Figura 4.1: Caso sem superfície livre, onde C corresponde à área ocupada por o fluido denso e B corresponde à área ocupada pelo fluido ambiente.

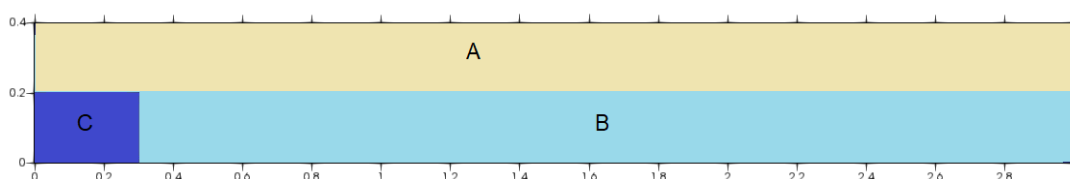


Figura 4.2: Caso com superfície livre, onde C corresponde à área ocupada por o fluido denso, B corresponde à área ocupada pelo fluido ambiente e A corresponde à área ocupada pelo ar

O refinamento aplicado na malha teve em conta a necessidade do maior detalhe junto das zonas onde os fluidos interagiam com as fronteiras do domínio, sendo que, na zona intermédia do domínio os elementos tornar-se-ão uniformes, no âmbito de melhorar as trocas de informação de elemento para elemento no transporte do fluido.

Foram realizados dois tipos de malha, a malha para o caso com superfície livre e a malha para o caso sem superfície livre. É importante referir que a malha do caso com superfície livre possui um número muito maior de elementos relativamente ao caso sem superfície livre, derivado da maior dimensão do domínio do caso com superfície livre, que também inclui uma camada de ar. As dimensões das malhas dos casos referidos estão apresentadas na Tabela 4.2.

Tabela 4.2: Dimensões das malhas dos casos estudados e respetiva dimensão dos elementos para cada caso

Caso 2D	Número de elementos
Malha com superfície livre	1800x240
Malha sem superfície livre	1800x120

4.2 Seleção do Modelo de Turbulência

Na escolha do modelo de turbulência mais adequado foram testados dois modelos, no caso 2D sem superfície livre, o modelo RANS e o modelo LES.

No modelo RANS, a variável ν_t corresponde ao ficheiro com o nome nut . No resultado da simulação é esperado que a variável nut , apresente valores com ordem de grandeza superiores bem como uma maior distribuição em todo o domínio do escoamento relativamente à variável nut da simulação LES.

Os testes realizados tiveram como fator de maior importância a variação do parâmetro g' , designado aceleração gravítica reduzida. Este é dado por,

$$g' = \frac{g(\rho_1 - \rho)}{\rho} \quad (4.1)$$

onde ρ_1 é a massa volúmica do fluido denso e ρ_0 a massa volúmica do fluido ambiente. Nos testes realizados o valor da aceleração gravítica reduzida (g') teve como valores base, 0.06, 0.12, 0.24 e 0.48 m.s^{-2} , tanto para o modelo LES como para o modelo RANS.

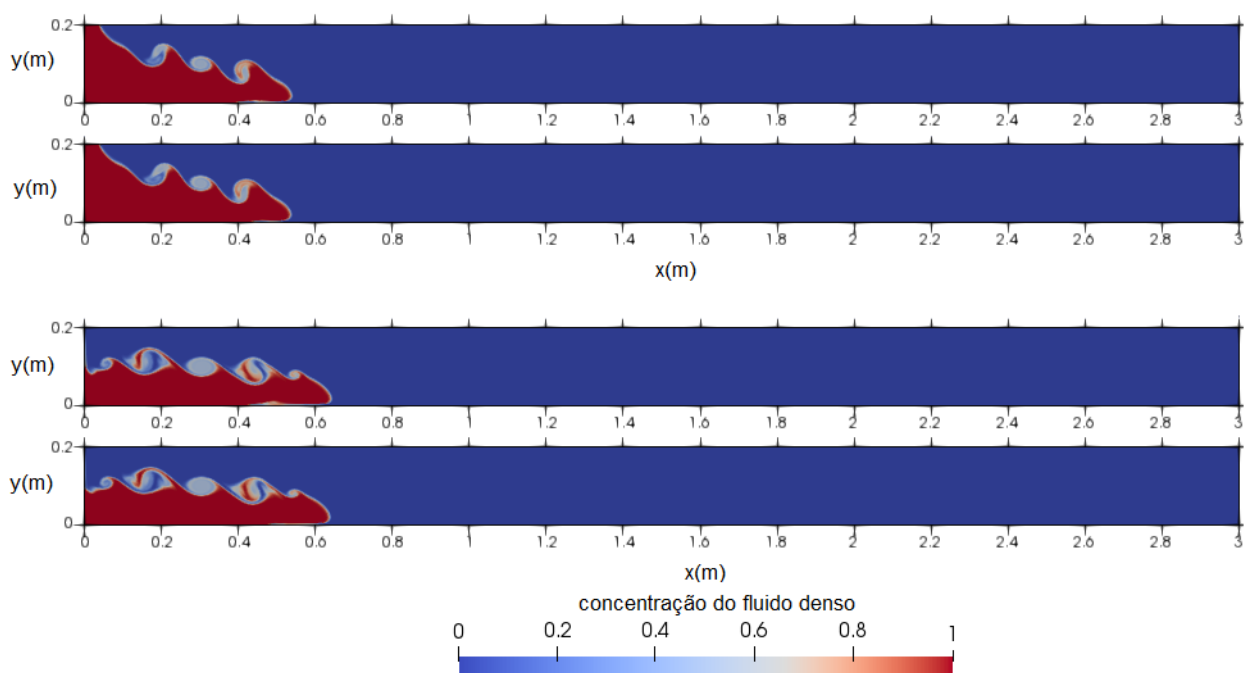


Figura 4.3: Desenvolvimento da corrente para o instante de tempo $t_{ad}=1.83$ e $t_{ad}=2.58$, para (a) $g'=0.06$ utilizando LES na corrente de cima e RANS na corrente de baixo, e (b) $g'=0.12$ utilizando LES na corrente de cima e RANS na corrente de baixo

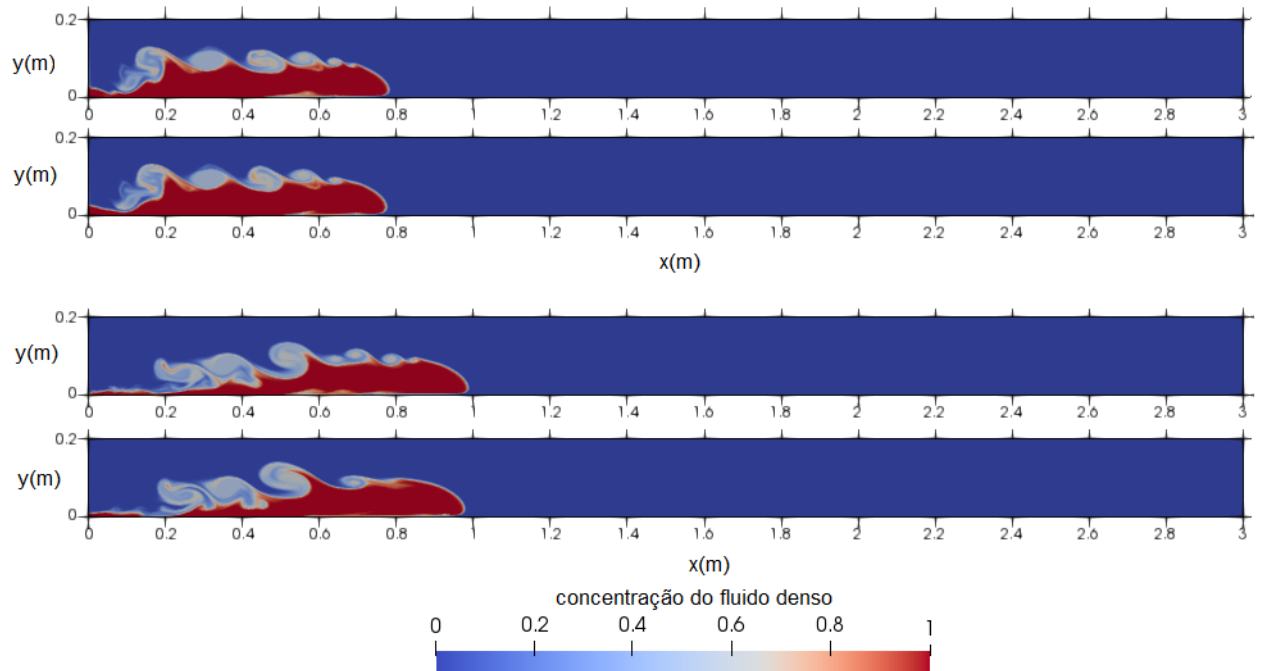


Figura 4.4: Desenvolvimento da corrente para o instante de tempo $t_{ad}=3.65$ e $t_{ad}=5.16$, para (a) $g'=0.06 \text{ m.s}^{-2}$ utilizando LES na corrente de cima e RANS na corrente de baixo, e (b) $g'=0.12 \text{ m.s}^{-2}$ utilizando LES na corrente de cima e RANS na corrente de baixo.

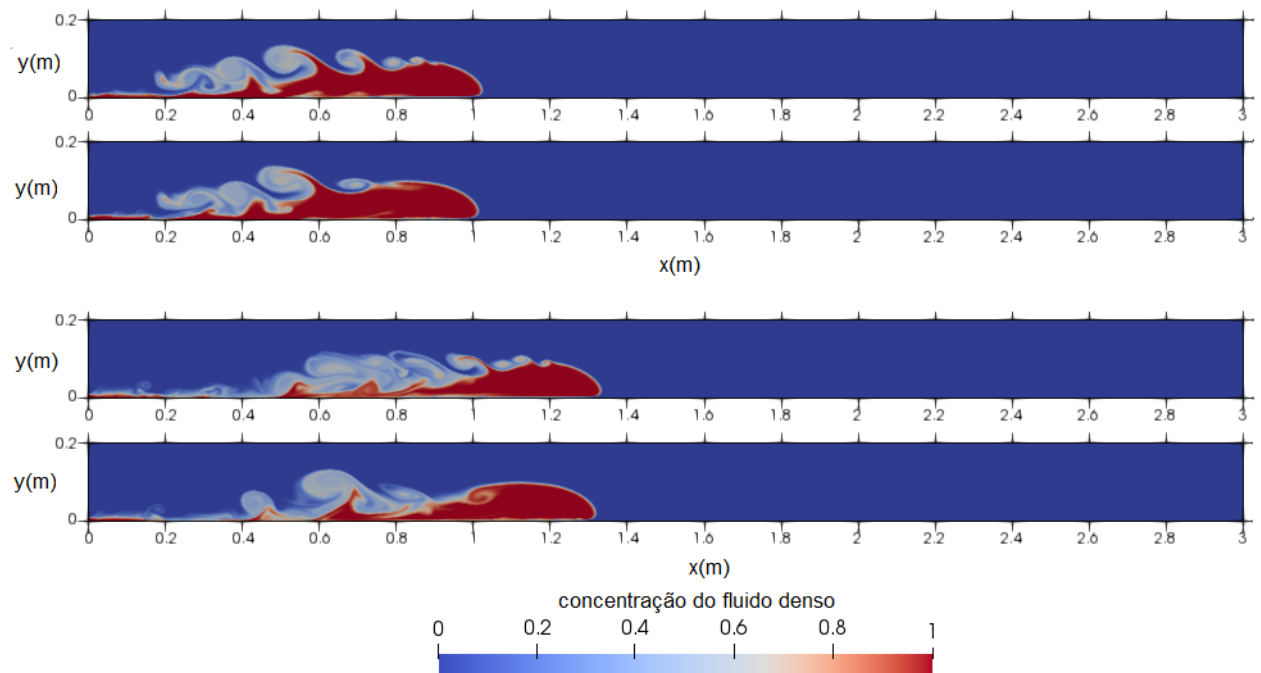


Figura 4.5: Desenvolvimento da corrente para o instante de tempo $t_{ad}=5.475$ e $t_{ad}=7.74$, para (a) $g'=0.06 \text{ m.s}^{-2}$ utilizando LES na corrente de cima e RANS na corrente de baixo, e (b) $g'=0.12 \text{ m.s}^{-2}$ utilizando LES na corrente de cima e RANS na corrente de baixo .

4.2. SELEÇÃO DO MODELO DE TURBULÊNCIA

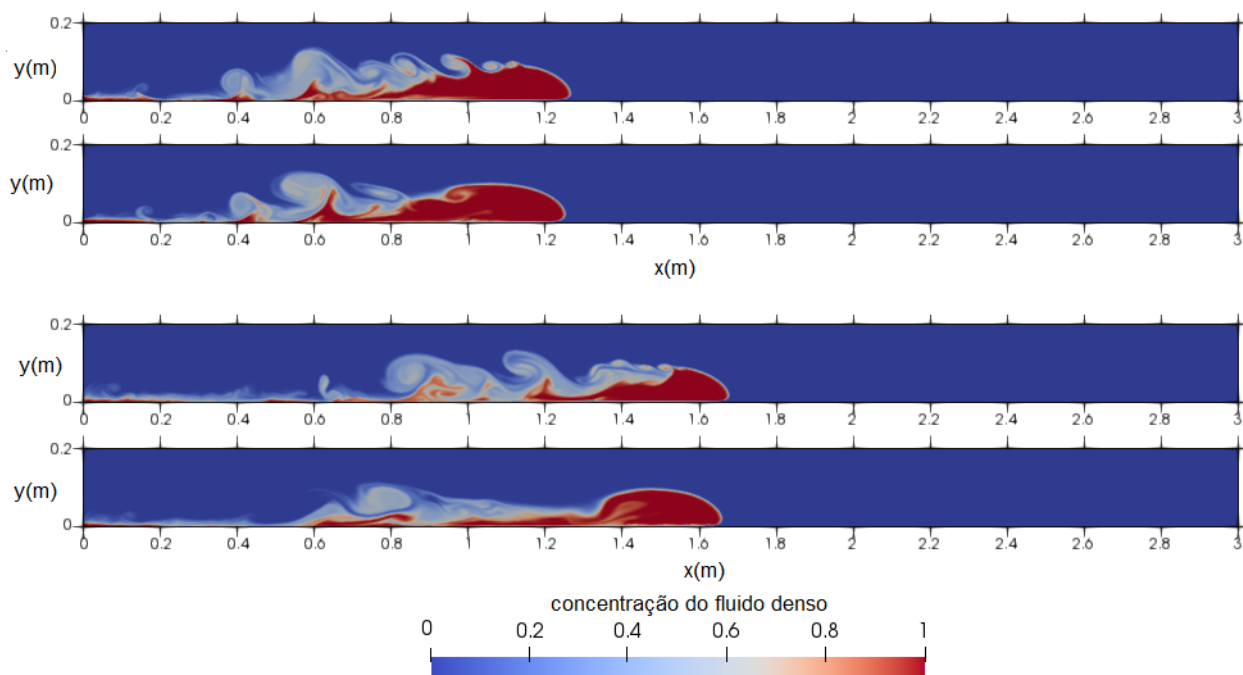


Figura 4.6: Desenvolvimento da corrente para o instante de tempo $t_{ad}=7.3$ e $t_{ad}=10.32$, para (a) $g'=0.06 \text{ m.s}^{-2}$ utilizando LES na corrente de cima e RANS na corrente de baixo, e (b) $g'=0.12 \text{ m.s}^{-2}$ utilizando LES na corrente de cima e RANS na corrente de baixo.

Os resultados das simulações realizadas estão demonstrados nas Figuras 4.3, 4.4, 4.5 e 4.6. Os momentos iniciais do escoamento são semelhantes quando comparando o modelo RANS com o modelo LES. Observa-se o deslocamento de uma corrente de fluido denso por baixo do fluido ambiente, criando zonas de turbulência na interface dos dois fluidos. Para as duas acelerações reduzidas, $g'=0.06 \text{ m.s}^{-2}$ e $g'=0.12 \text{ m.s}^{-2}$, nota-se que o fluido ambiente atinge a parede quando a posição da frente da corrente atinge um valor de 0.6 m. Após atingir a parede, este fluxo de fluido ambiente reflete e afeta o desenvolvimento de toda a corrente, sob a forma de um escoamento de água menos densa na parte traseira da corrente de densidade.

Para o caso LES, dá-se a formação de uma estrutura comum de uma corrente de densidade. Na interface dos dois fluidos formam-se vórtices de Kelvin-Helmholtz, causando a mistura entre o fluido denso e o fluido ambiente, resultando num atraso de algumas zonas do escoamento que acabam por diminuir o seu momento linear, levando a região frontal da cabeça a separar-se dessas mesmas zonas da corrente.

Já para o caso do modelo RANS, no desenvolvimento da corrente, a formação de vórtices Kelvin-Helmholtz é menor, por conseguinte desencadeia uma mistura menor entre o fluido denso e o fluido ambiente, dando assim uma forma à região frontal da corrente mais homogênea e menos real. Embora as condições de fronteira impostas sejam consideradas ideais, poderão ocorrer diferenças entre os resultados dos dois modelos e o modelo real.

Para finalizar a escolha do modelo de turbulência, foi feita uma análise à evolução da variável nut para as mesmas simulações apresentadas acima. Estas correspondem às Figuras 4.7, 4.8, 4.9 e 4.10.

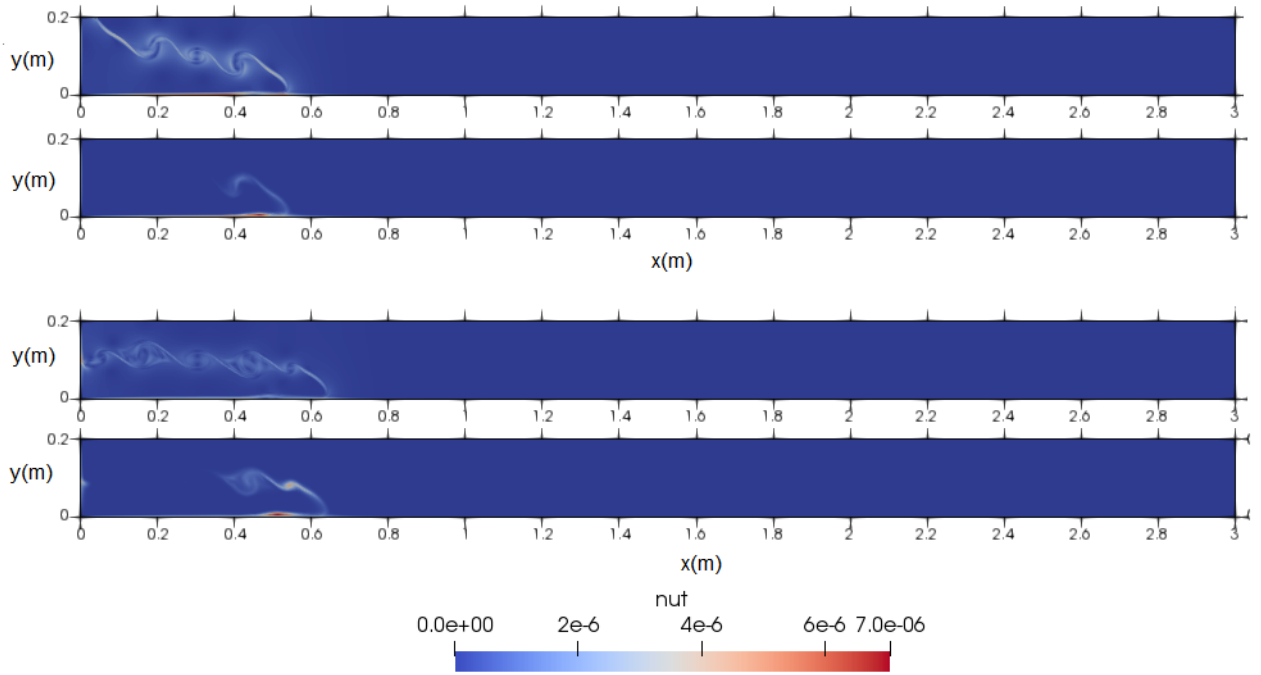


Figura 4.7: Desenvolvimento da variável nut para o instante de tempo $t_{ad}=1.83$ e $t_{ad}=2.58$, para (a) $g'=0.06 \text{ m.s}^{-2}$ utilizando LES na corrente de cima e RANS na corrente de baixo, e (b) $g'=0.12 \text{ m.s}^{-2}$ utilizando LES na corrente de cima e RANS na corrente de baixo.

4.2. SELEÇÃO DO MODELO DE TURBULÊNCIA

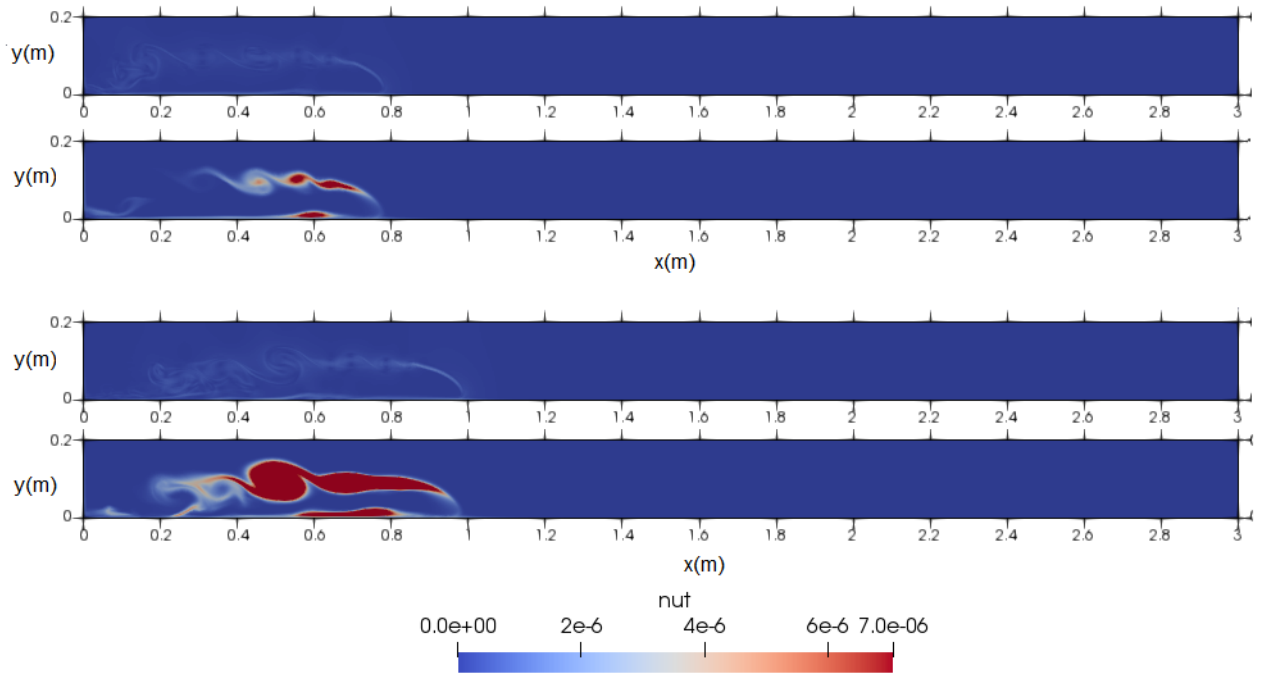


Figura 4.8: Desenvolvimento da variável nut para o instante de tempo $t_{ad}=3.65$ e $t_{ad}=5.16$, para (a) $g'=0.06 \text{ m.s}^{-2}$ utilizando LES na corrente de cima e RANS na corrente de baixo, e (b) $g'=0.12 \text{ m.s}^{-2}$ utilizando LES na corrente de cima e RANS na corrente de baixo .

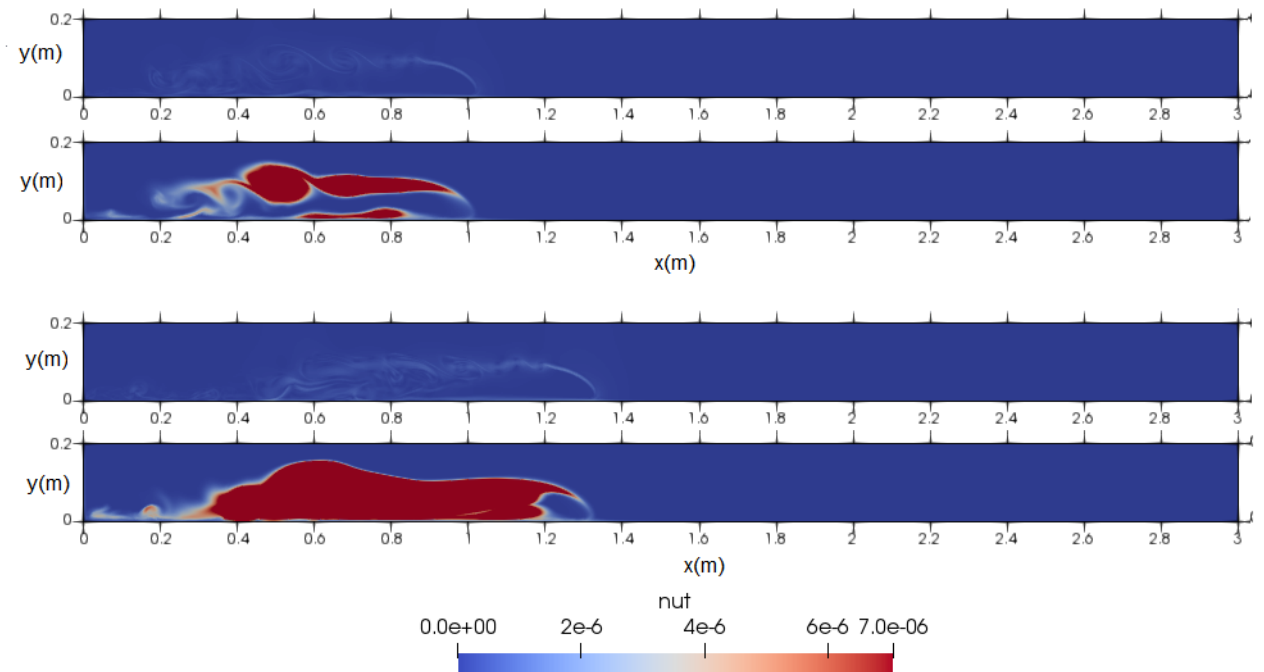


Figura 4.9: Desenvolvimento da variável nut para o instante de tempo $t_{ad}=5.475$ e $t_{ad}=7.74$, para (a) $g'=0.06 \text{ m.s}^{-2}$ utilizando LES na corrente de cima e RANS na corrente de baixo, e (b) $g'=0.12 \text{ m.s}^{-2}$ utilizando LES na corrente de cima e RANS na corrente de baixo .

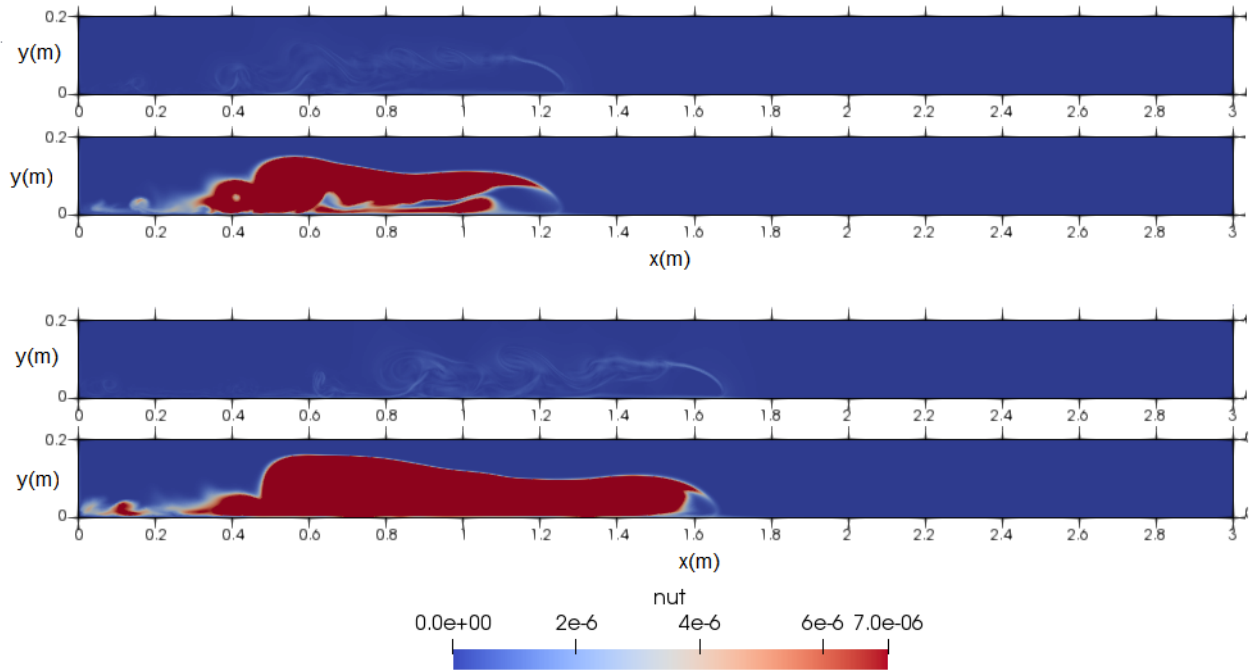


Figura 4.10: Desenvolvimento da variável nut para o instante de tempo $t_{ad}=7.3$ e $t_{ad}=10.32$, para (a) $g'=0.06 \text{ m.s}^{-2}$ utilizando LES na corrente de cima e RANS na corrente de baixo, e (b) $g'=0.12 \text{ m.s}^{-2}$ utilizando LES na corrente de cima e RANS na corrente de baixo .

Nos momentos iniciais, quando $t_{ad}=1.83$, a variável nut não apresenta diferenças de intensidade acentuadas para as duas acelerações reduzidas, $g'=0.06 \text{ m.s}^{-2}$ e $g'=0.12 \text{ m.s}^{-2}$, pois como corresponde a uma fase inicial do escoamento onde a corrente não está tão desenvolvida, não existe ainda a geração de vórtices.

No instante $t_{ad}=3.65$, a corrente começa a desenvolver-se e conseqüentemente a aparição de vórtices, como demonstrado anteriormente nas figuras 4.5, 4.6 e 4.7. Com a aparição de vórtices e com o aumento da intensidade da turbulência, a variável nut (a qual no modelo RANS corresponde à modelação da turbulência em todas as escalas) tem um aumento de intensidade significativo com o decorrer da simulação, que se irá refletir, posteriormente, nos instantes $t_{ad}=5.475$ e $t_{ad}=7.3$, como se pode observar na figura 4.10.

Sendo o número de Froude dado por $Fr = U_f / \sqrt{H \cdot g'}$, foram calculados os números de Froude através de uma regressão linear nos dados referentes à posição da frente da corrente em ordem ao tempo para o modelo LES sem superfície livre e para o modelo RANS, no âmbito de comparar os valores dos dois modelos aos valores experimentais de [4]. Nas Figuras 4.11, 4.12, 4.13 e 4.14 estão apresentadas as variações de posição-tempo, comparando o modelo LES ao modelo RANS, referentes às acelerações reduzidas estudadas de 0.06, 0.12, 0.24 e 0.48 m.s^{-2} .

4.2. SELEÇÃO DO MODELO DE TURBULÊNCIA

Tabela 4.3: Comparação dos números de Froude para os casos LES e RANS

Modelo de turbulência	$g'=0.06 \text{ m.s}^{-2}$	$g'=0.12 \text{ m.s}^{-2}$	$g'=0.24 \text{ m.s}^{-2}$	$g'=0.48 \text{ m.s}^{-2}$
Modelo RANS	0,414	0,423	0,427	0,433
Modelo LES	0,419	0,425	0,437	0,431

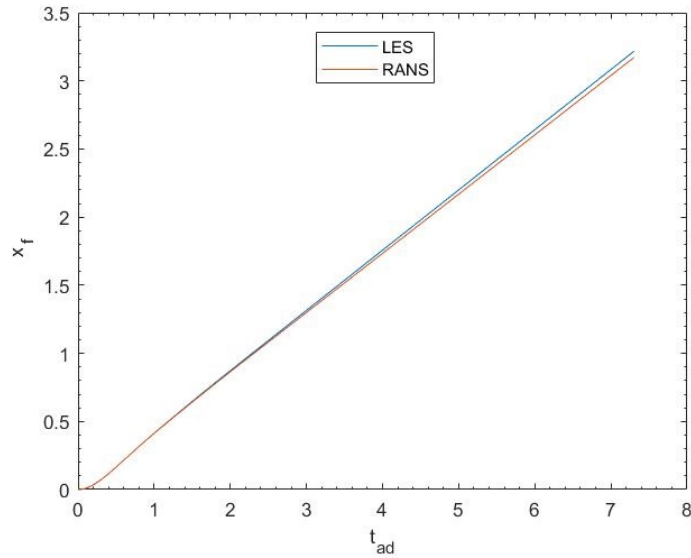


Figura 4.11: Evolução temporal da posição da frente da corrente obtida numericamente para a aceleração reduzida, $g'=0.06 \text{ m.s}^{-2}$, para os modelos de turbulência LES e RANS

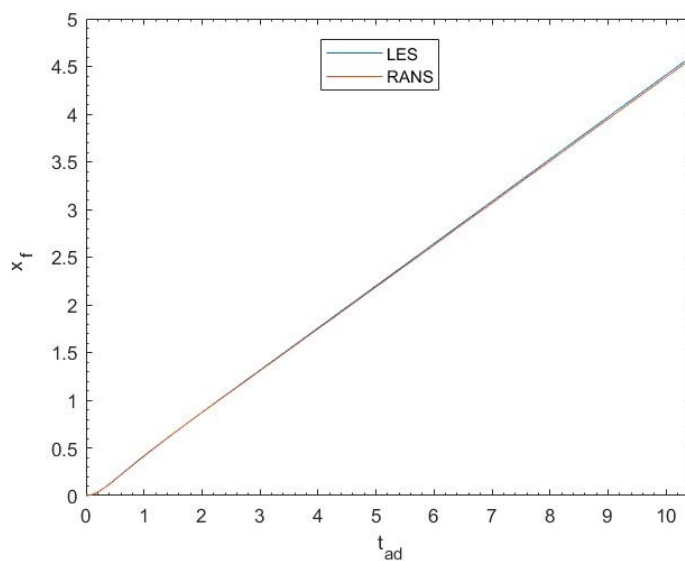


Figura 4.12: Evolução temporal da posição da frente da corrente obtida numericamente para a aceleração reduzida, $g'=0.12 \text{ m.s}^{-2}$, para os modelos de turbulência LES e RANS

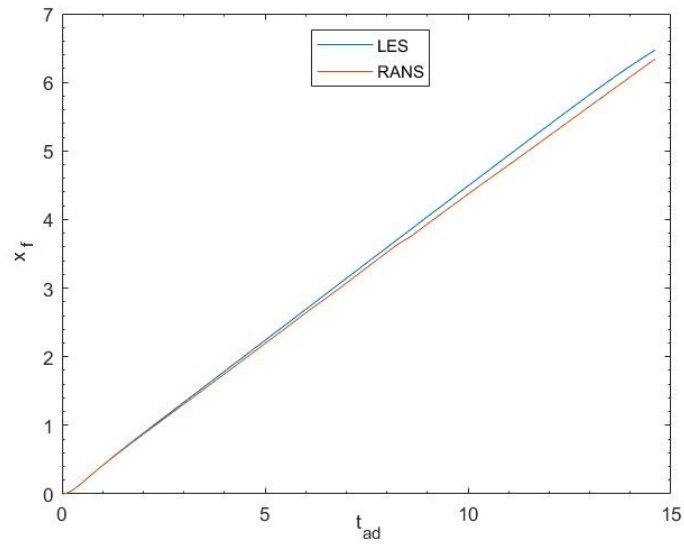


Figura 4.13: Evolução temporal da posição da frente da corrente obtida numericamente para a aceleração reduzida, $g'=0.24 \text{ m.s}^{-2}$, para os modelos de turbulência LES e RANS

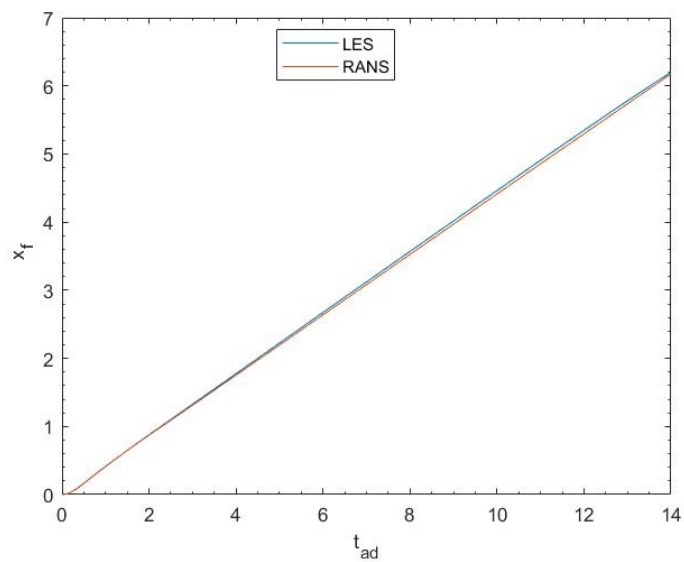


Figura 4.14: Evolução temporal da posição da frente da corrente obtida numericamente para a aceleração reduzida, $g'=0.48 \text{ m.s}^{-2}$, para os modelos de turbulência LES e RANS

4.3. COMPARAÇÃO ENTRE OS CASOS COM SUPERFÍCIE LIVRE E SEM SUPERFÍCIE LIVRE

Nos gráficos referentes à posição e velocidade da região frontal do escoamento, as variáveis representadas correspondem à velocidade, posição e tempo adimensionais. O processo de adimensionalização é dado pelas seguintes equações,

$$t_{ad} = \frac{t\sqrt{g'H}}{x_0} \quad (4.2)$$

$$x_f = \frac{(x_c - x_0)}{x_0} \quad (4.3)$$

$$u_{f*} = \frac{u_f}{\sqrt{g'H}} \quad (4.4)$$

$$U_* = \frac{u}{\sqrt{g'H}} \quad (4.5)$$

Sendo que u_f é a velocidade da frente da corrente, u é a velocidade, H é a altura do reservatório e x_c a posição da frente da corrente e x_0 a posição inicial da frente da corrente. Analisando a posição da frente da corrente é de notar que, para os casos com o modelo LES a frente encontra-se ligeiramente adiantada, mais próxima dos valores obtidos experimentalmente, exceto para a aceleração reduzida de $g'=0.48 \text{ m.s}^{-2}$ em que a posição é mais adiantada para o modelo RANS. Este facto deve-se a uma mistura completa na corrente do modelo LES e a consequente perda de energia potencial. O mesmo não acontece no modelo RANS, onde a frente da corrente mantém a sua morfologia, não ocorrendo uma mistura tão acentuada e consequentemente uma perda de energia potencial menor.

Nas simulações realizadas existem evidências de massa de fluido denso retida na parede esquerda e na parede superior, o que pode influenciar na comparação com os resultados experimentais, onde não existe retenção de massa. Porém, existe uma grande diferença entre as simulações realizadas dos casos sem superfície livre e com superfície livre.

Nos casos com superfície livre, essa quantidade de massa retida nas paredes é mais acentuada devido à camada de ar existente, superior à superfície livre, que tem um gradiente de velocidade bastante acentuado.

Conclui-se, assim, que o modelo LES é o melhor modelo de turbulência para o caso em estudo, os testes seguintes realizados com superfície livre, seguiram apenas o modelo de turbulência LES.

4.3 Comparação entre os casos com superfície livre e sem superfície livre

No âmbito da verificação numérica, considerou-se interessante a comparação do caso com superfície livre e sem superfície livre. Além da camada de ar superior à da água, os casos com e sem superfície livre diferem nas condições fronteiras utilizadas.

No caso com superfície livre, na separação entre a camada de água e a camada de ar, foi utilizado uma condição de pressão, onde se considerou um valor absoluto de 0. Já no caso sem superfície livre, e na ausência da camada de ar, estipulou-se uma condição fronteira de parede com escorregamento (*slip*), no limite superior dos dois fluidos.

Para uma melhor comparação entre os dois tipos de casos, foram considerados os seguintes parâmetros, posição da frente da corrente, velocidade da frente corrente, isolinhas de concentração e vetores do campo de velocidade.

Ambas as simulações foram realizadas com um processador, Intel Core i7-7700HQ, com 4 núcleos e 16 Gb de RAM. As simulações sem superfície livre tiveram duração de 12 horas e as com superfície livre 50 horas. Esta diferença deve-se à dimensão do domínio que no caso com superfície livre era duas vezes maior que o caso sem superfície livre.

4.3.1 Estrutura da Corrente

Na análise da estrutura da corrente, e observando as Figuras 4.15, 4.16, 4.17, 4.18 e 4.19, 4.20 e 4.21, e correspondentes às simulações, com e sem superfície livre, realizadas para as acelerações reduzidas g' de 0.06, 0.12, 0.24 e 0.48 m.s^{-2} nos instantes de tempo 5, 10, 15 e 20 segundos, é de notar que, nos instantes iniciais da corrente, ambos os casos apresentam um comportamento semelhante na interface entre os fluidos, no desenvolvimento da posição frontal e na velocidade da mesma. No instante $t=10$ s para as acelerações $g'=0.06 \text{ m.s}^{-2}$, $g'=0.12 \text{ m.s}^{-2}$ e $g'=0.24 \text{ m.s}^{-2}$, bem como no instante $t_{ad}=5.16$ para a aceleração $g'=0.48 \text{ m.s}^{-2}$, a corrente demonstra uma maior mistura na zona da cauda para o caso com superfície livre, onde se intensifica uma separação do corpo da corrente, já no caso sem superfície livre, é de notar que essa separação é mais lenta e a corrente mais homogênea.

Nos instantes finais $t_{ad}=15.49$ e $t_{ad}=20.654$, as correntes apresentam-se completamente desenvolvidas para todos os casos e podemos então observar e concluir que, nos casos sem superfície livre, o corpo da corrente apresenta-se ligeiramente mais homogêneo relativamente aos casos com superfície livre.

4.3. COMPARAÇÃO ENTRE OS CASOS COM SUPERFÍCIE LIVRE E SEM SUPERFÍCIE LIVRE

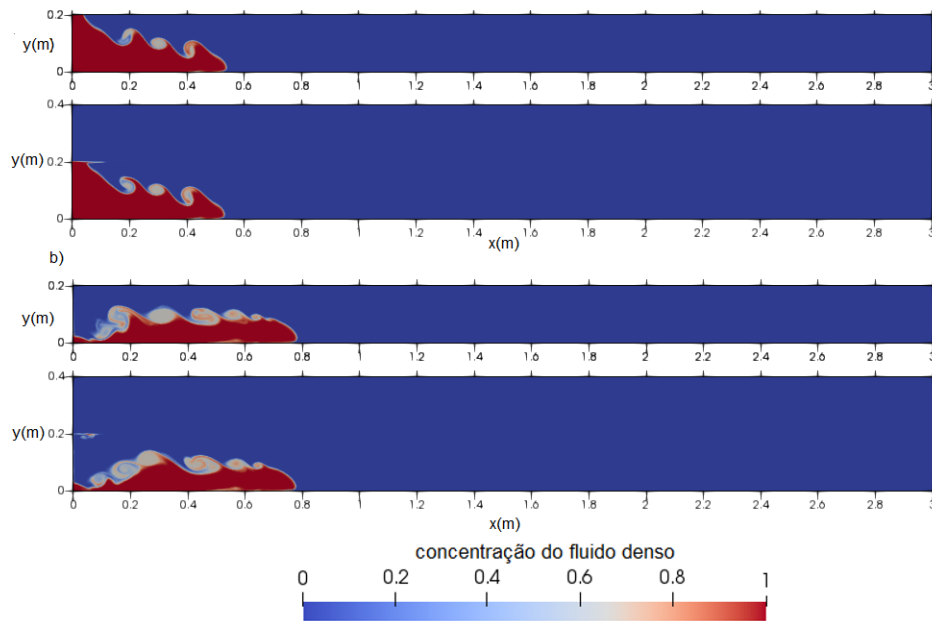


Figura 4.15: Comparação da estrutura e morfologia da corrente para os casos sem superfície livre e com superfície livre, para o valor de aceleração reduzida $g'=0.06 \text{ m.s}^{-2}$ nos instantes a) $t_{ad}=1.83$, b) $t_{ad}=3.65$

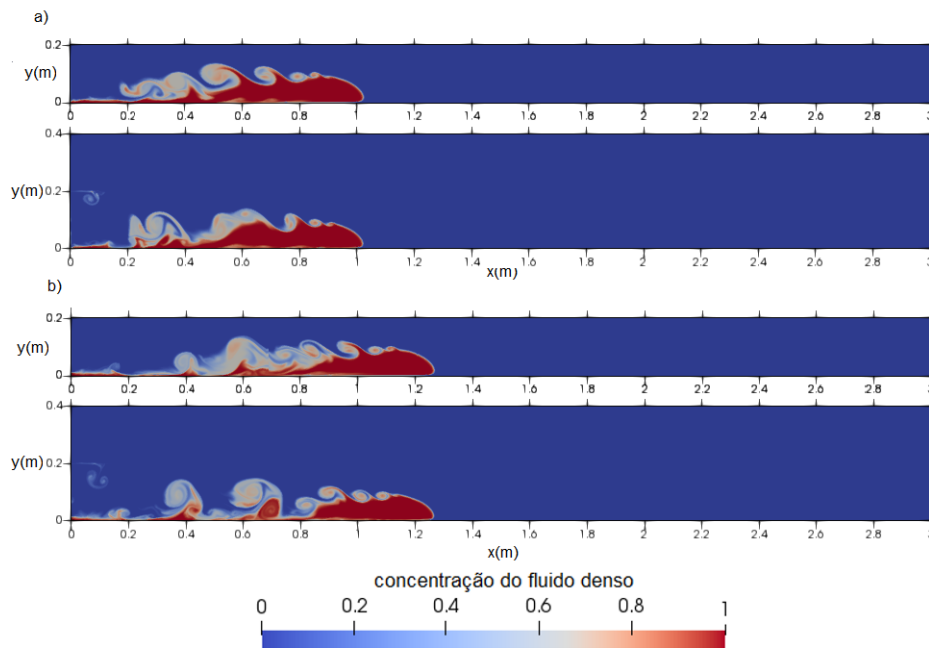


Figura 4.16: Comparação da estrutura e morfologia da corrente para os casos sem superfície livre e com superfície livre, para o valor de aceleração reduzida $g'=0.06 \text{ m.s}^{-2}$ nos instantes a) $t_{ad}= 5.475$, b) $t_{ad}=7.3 \text{ s}$

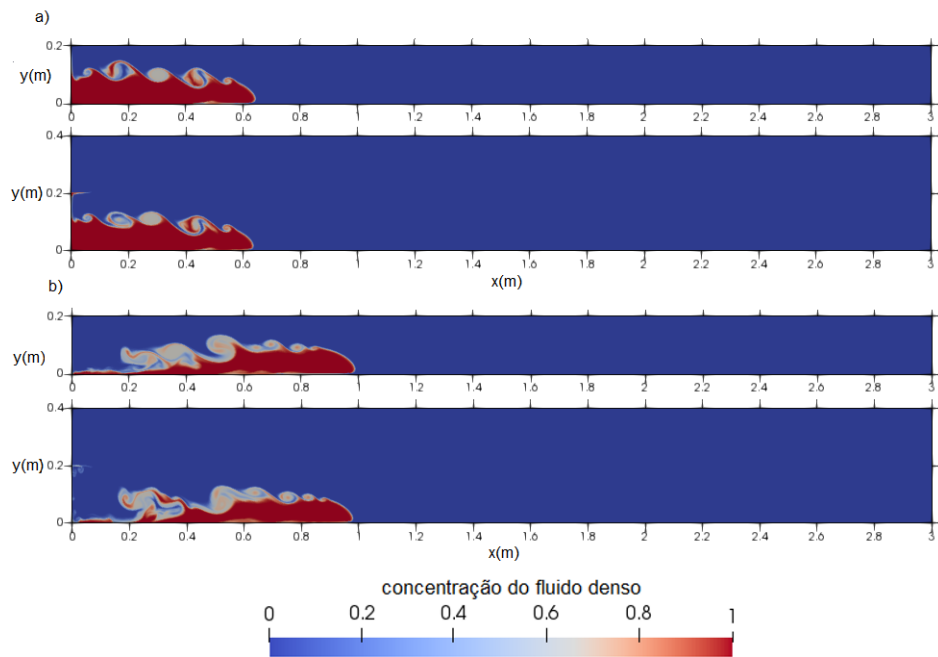


Figura 4.17: Comparação da estrutura e morfologia da corrente para os casos sem superfície livre e com superfície livre, para o valor de aceleração reduzida $g'=0.12 \text{ m.s}^{-2}$ nos instantes a) $t_{ad}=2.18$, b) $t_{ad}=5.16$

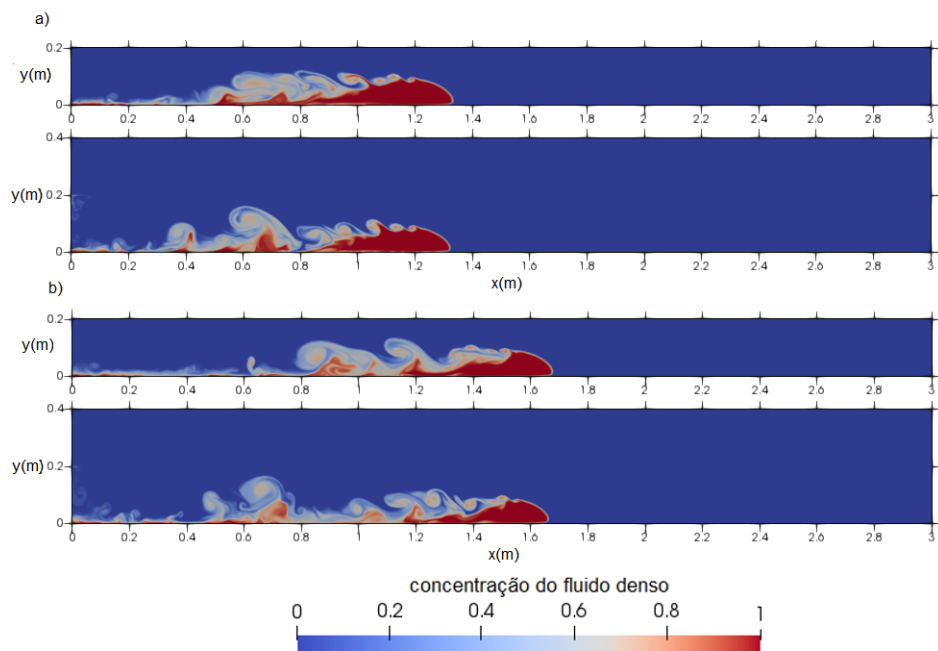


Figura 4.18: Comparação da estrutura e morfologia da corrente para os casos sem superfície livre e com superfície livre, para o valor de aceleração reduzida $g'=0.12 \text{ m.s}^{-2}$ nos instantes a) $t_{ad}=7.74$, b) $t_{ad}=10.32$

4.3. COMPARAÇÃO ENTRE OS CASOS COM SUPERFÍCIE LIVRE E SEM SUPERFÍCIE LIVRE

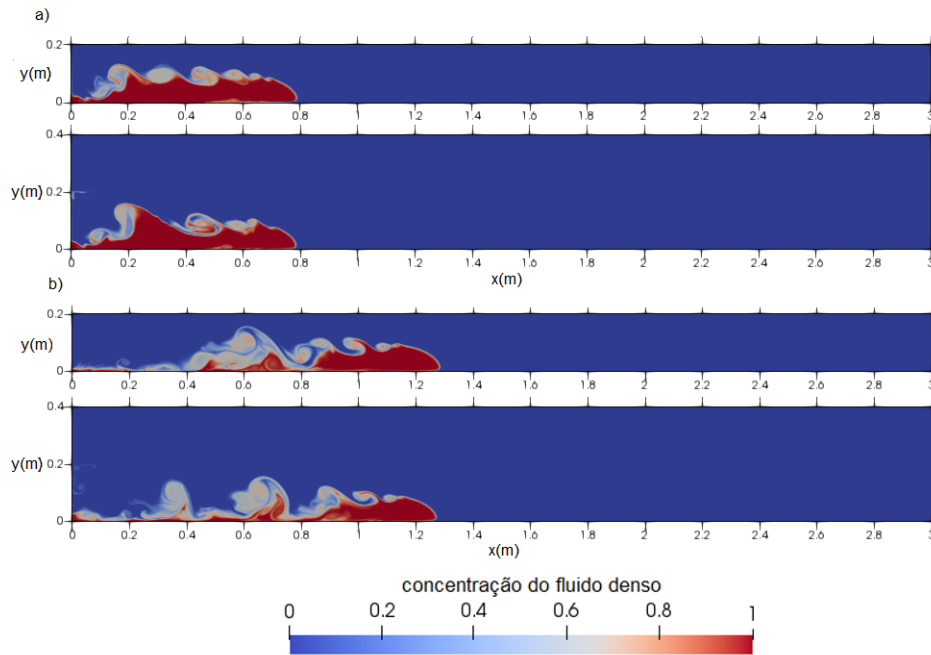


Figura 4.19: Comparação da estrutura e morfologia da corrente para os casos sem superfície livre e com superfície livre, para o valor de aceleração reduzida $g'=0.24 \text{ m.s}^{-2}$ nos instantes a) $t_{ad}=3.65$, b) $t_{ad}=7.3$

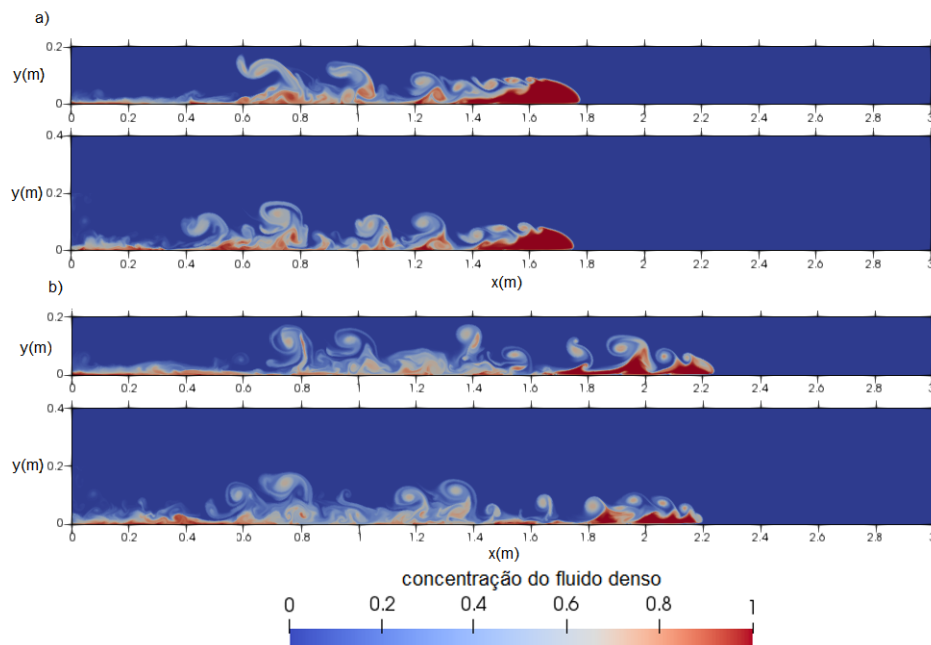


Figura 4.20: Comparação da estrutura e morfologia da corrente para os casos sem superfície livre e com superfície livre, para o valor de aceleração reduzida $g'=0.24 \text{ m.s}^{-2}$ nos instantes a) $t_{ad}=10.95$, b) $t_{ad}=14.6$

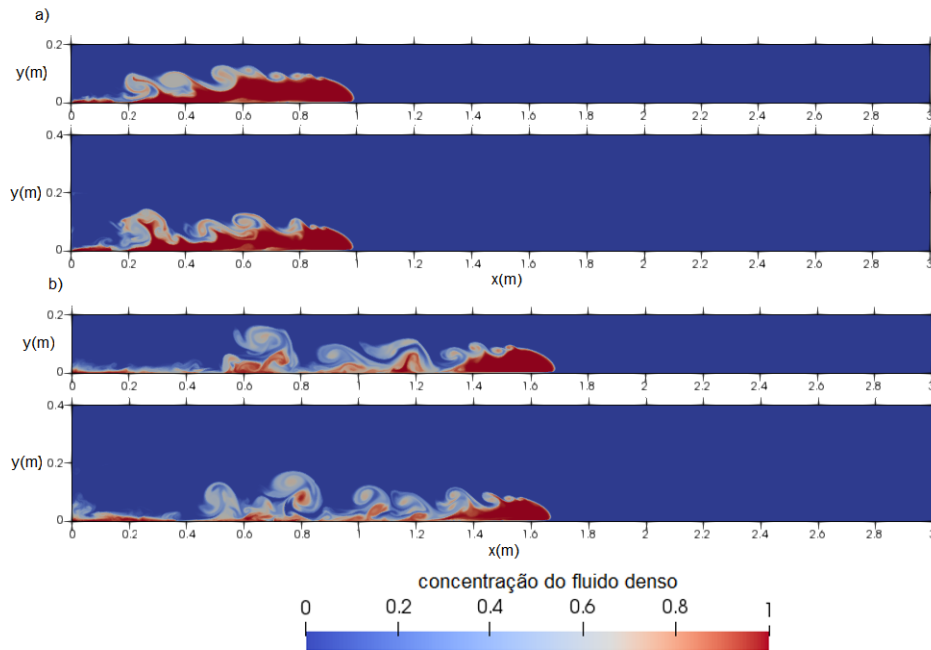


Figura 4.21: Comparação da estrutura e morfologia da corrente para os casos sem superfície livre e com superfície livre, para o valor de aceleração reduzida $g'=0.48 \text{ m.s}^{-2}$ nos instantes a) $t_{ad}=5.16$, b) $t_{ad}=10.327$

4.3.2 Características da frente da corrente

Nos parâmetros a analisar é possível verificar que a posição da frente da corrente é muito próxima para ambos os casos com um ligeiro atraso para o caso com superfície livre, como se comprova nas Figuras 4.22, 4.23, 4.24 e 4.25. Calculando a variação da posição da frente com a variação do tempo, obtemos a velocidade da frente, que embora o valor médio seja semelhante para os dois casos, é de notar que existe uma grande oscilação para os casos com superfície livre. Já nos casos sem superfície livre, o valor da velocidade permanece praticamente constante, como se pode constatar nas Figuras 4.26, 4.27, 4.28 e 4.29.

Nos gráficos de velocidade das acelerações relativas $g'=0.24$ e $g'=0.48 \text{ m.s}^{-2}$ é possível distinguir as três fases do desenvolvimento da corrente, nomeadamente a fase de aceleração, que ocorre até ao valor de $t_{ad} = 1$, a *slumping – phase*, onde a velocidade permanece praticamente constante e a fase inercial, que ocorre quando $12 < t_{ad} < 14$, onde existe um decaimento da velocidade. Esta não é possível verificar em todos os casos devido ao carácter adimensional do tempo.

4.3. COMPARAÇÃO ENTRE OS CASOS COM SUPERFÍCIE LIVRE E SEM SUPERFÍCIE LIVRE

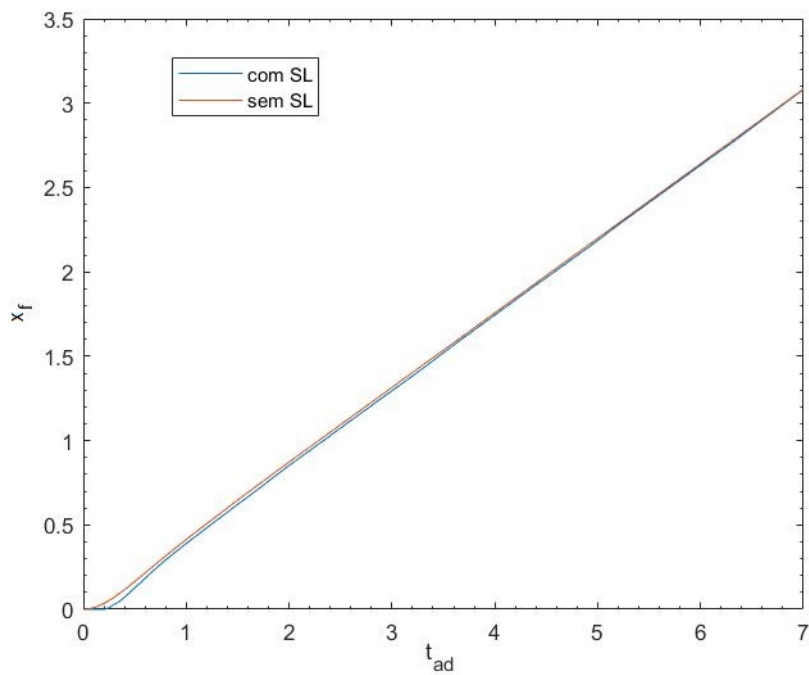


Figura 4.22: Evolução da posição da frente da corrente em função do tempo, com e sem SL, para a aceleração reduzida $g' = 0.06 \text{ m.s}^{-2}$

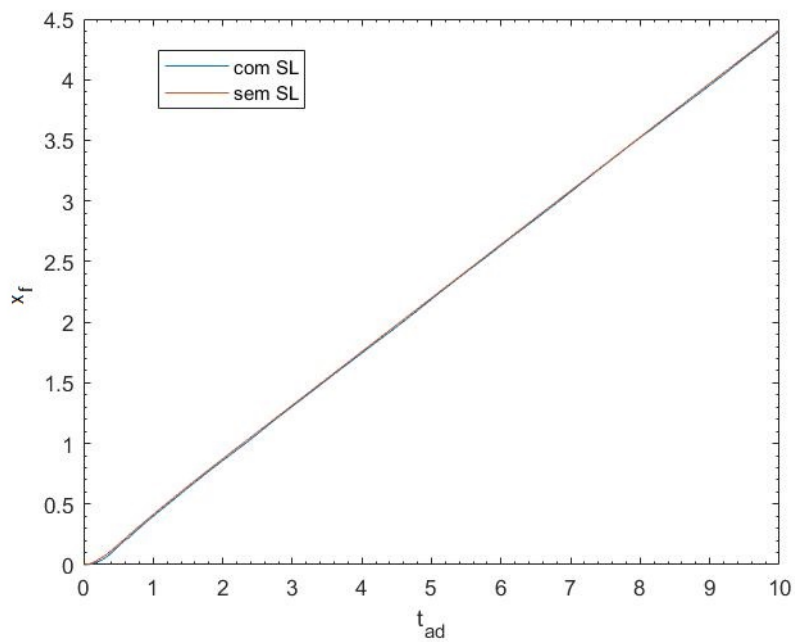


Figura 4.23: Evolução da posição da frente da corrente em função do tempo, com e sem SL, para a aceleração reduzida $g' = 0.12 \text{ m.s}^{-2}$

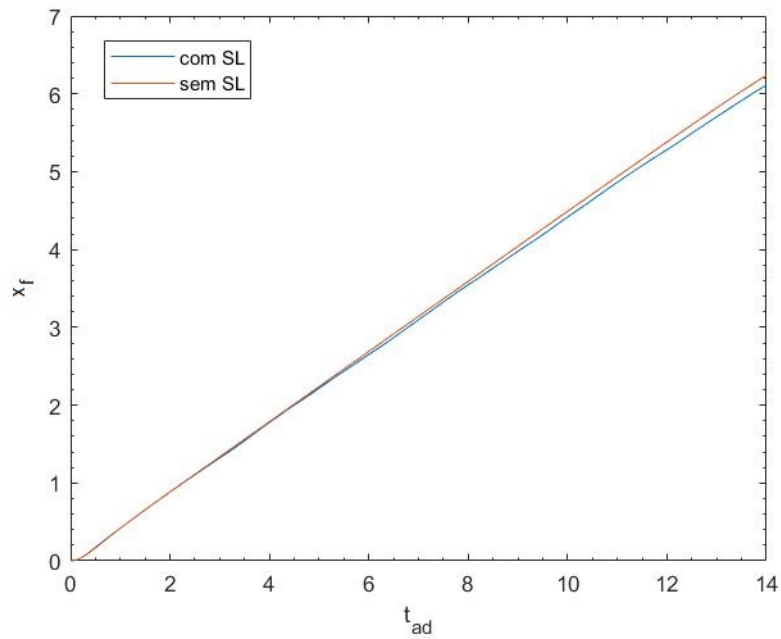


Figura 4.24: Evolução da posição da frente da corrente em função do tempo, com e sem SL, para a aceleração reduzida $g'=0.24 \text{ m.s}^{-2}$

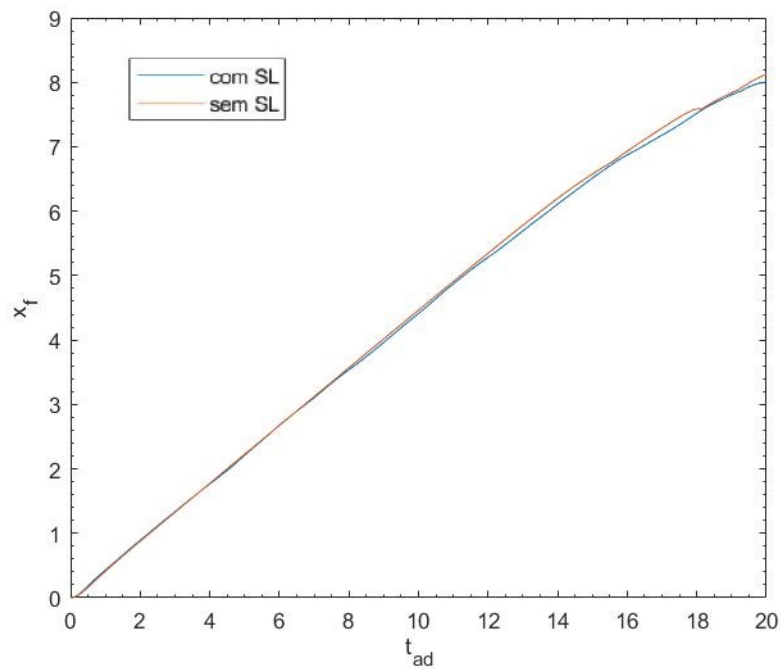


Figura 4.25: Evolução da posição da frente da corrente em função do tempo, com e sem SL, para a aceleração reduzida $g'=0.48 \text{ m.s}^{-2}$

4.3. COMPARAÇÃO ENTRE OS CASOS COM SUPERFÍCIE LIVRE E SEM SUPERFÍCIE LIVRE

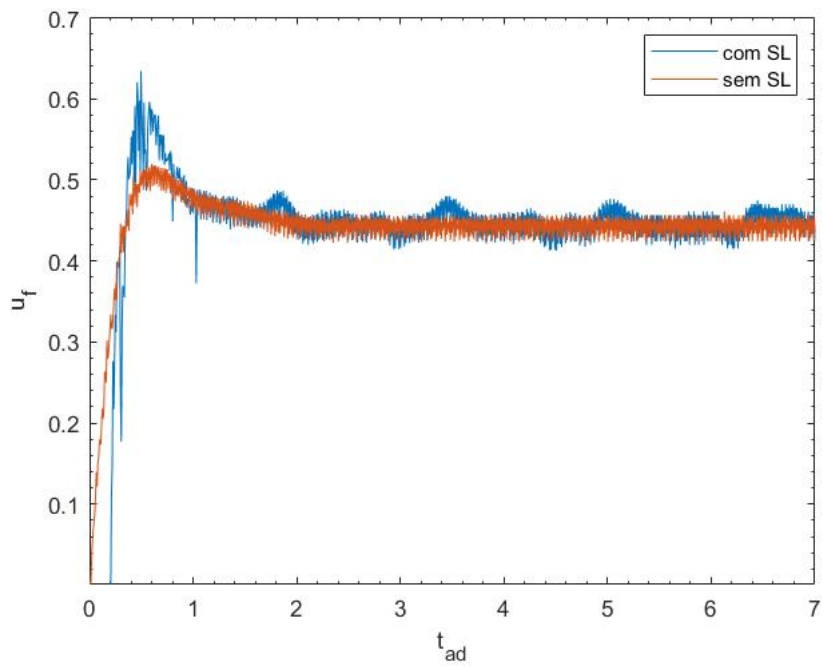


Figura 4.26: Evolução da velocidade da frente da corrente em função do tempo para a aceleração reduzida $g'=0.06 \text{ m.s}^{-2}$

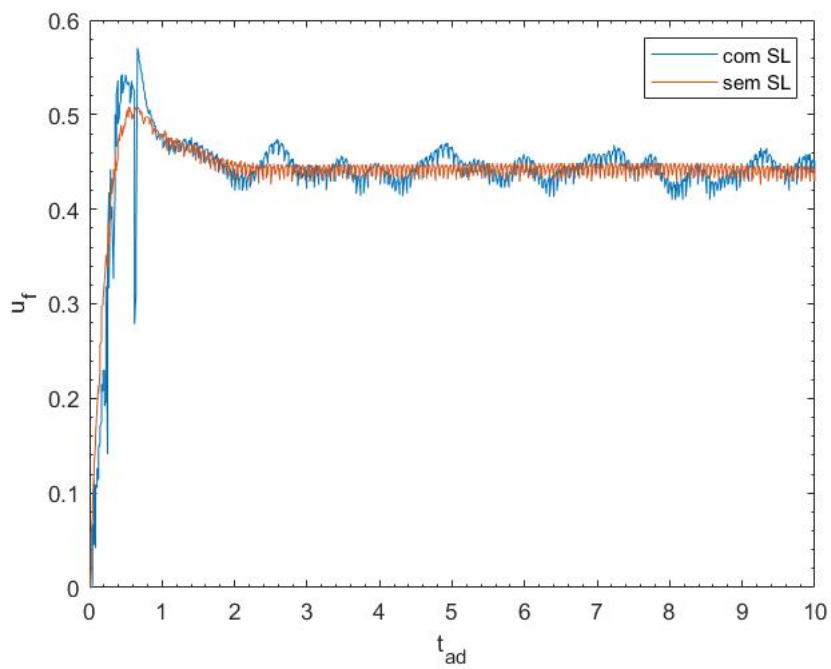


Figura 4.27: Evolução da velocidade da frente da corrente em função do tempo para a aceleração reduzida $g'=0.12 \text{ m.s}^{-2}$

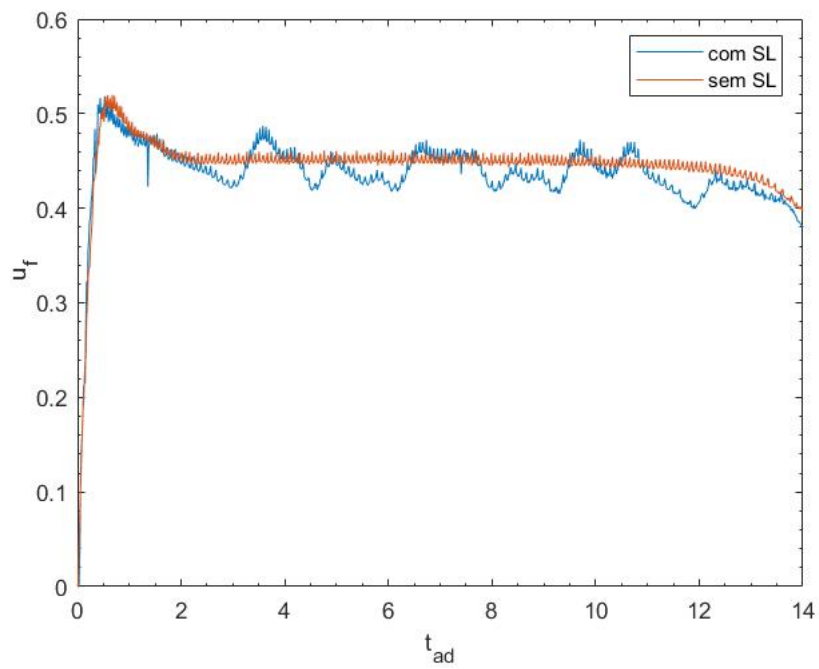


Figura 4.28: Evolução da velocidade da frente da corrente em função do tempo para a aceleração reduzida $g'=0.24 \text{ m.s}^{-2}$

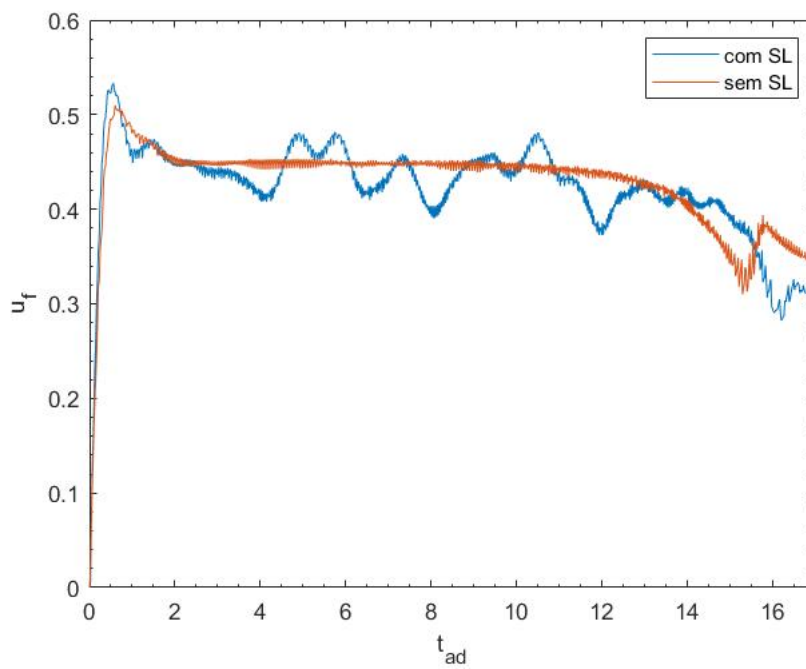


Figura 4.29: Evolução da velocidade da frente da corrente em função do tempo para a aceleração reduzida $g'=0.48 \text{ m.s}^{-2}$

4.3. COMPARAÇÃO ENTRE OS CASOS COM SUPERFÍCIE LIVRE E SEM SUPERFÍCIE LIVRE

A diferença nas velocidades observadas, nos casos com superfície livre e sem superfície livre, deve-se também aos gradientes de velocidade da camada de ar localizada em $0.2 < y < 0.4 \text{ m}$. Essa camada, ao interagir com o fluido ambiente e o fluido denso na interface entre eles, gera uma tensão de corte que se traduz num atrito influenciando o desenvolvimento da corrente.

Com o objetivo de observar esses gradientes de velocidade, foram analisados os campos de velocidade para as acelerações $g'=0.06$ e $g'=0.48 \text{ m.s}^{-2}$, onde os vetores são dimensionados em função do seu valor escalar, demonstrados nas figuras 4.30, 4.31, 4.32 e 4.33.

Como se pode observar nos casos sem superfície livre, os vetores de velocidade têm maior dimensão na frente da corrente bem como nos vórtices gerados no corpo da mesma. Também é possível verificar maior dimensão dos vetores de velocidade no fluido ambiente, que se encontra imediatamente após a interface entre os dois fluidos, uma vez que este é afetado diretamente pelas forças de impulsão do fluido denso.

Nos casos com superfície livre e devido à camada de ar existente acima do fluido denso e do fluido ambiente, os vetores do campo de velocidade são menos visíveis na corrente, sobressaindo os vetores do campo de velocidade da camada de ar. O ar, ao ter uma massa volúmica significativamente menor que os fluidos em estudo, possui assim maior mobilidade, bem como maior velocidade nas suas partículas, como se pode observar na dimensão dos vetores do seu campo de velocidade relativamente aos vetores do campo de velocidade da corrente e do fluido ambiente.

Ainda que os vetores de velocidade sejam menos visíveis no caso com superfície livre, é possível verifica em menor escala a similaridade da estrutura do campo de velocidades para o caso sem superfície livre.

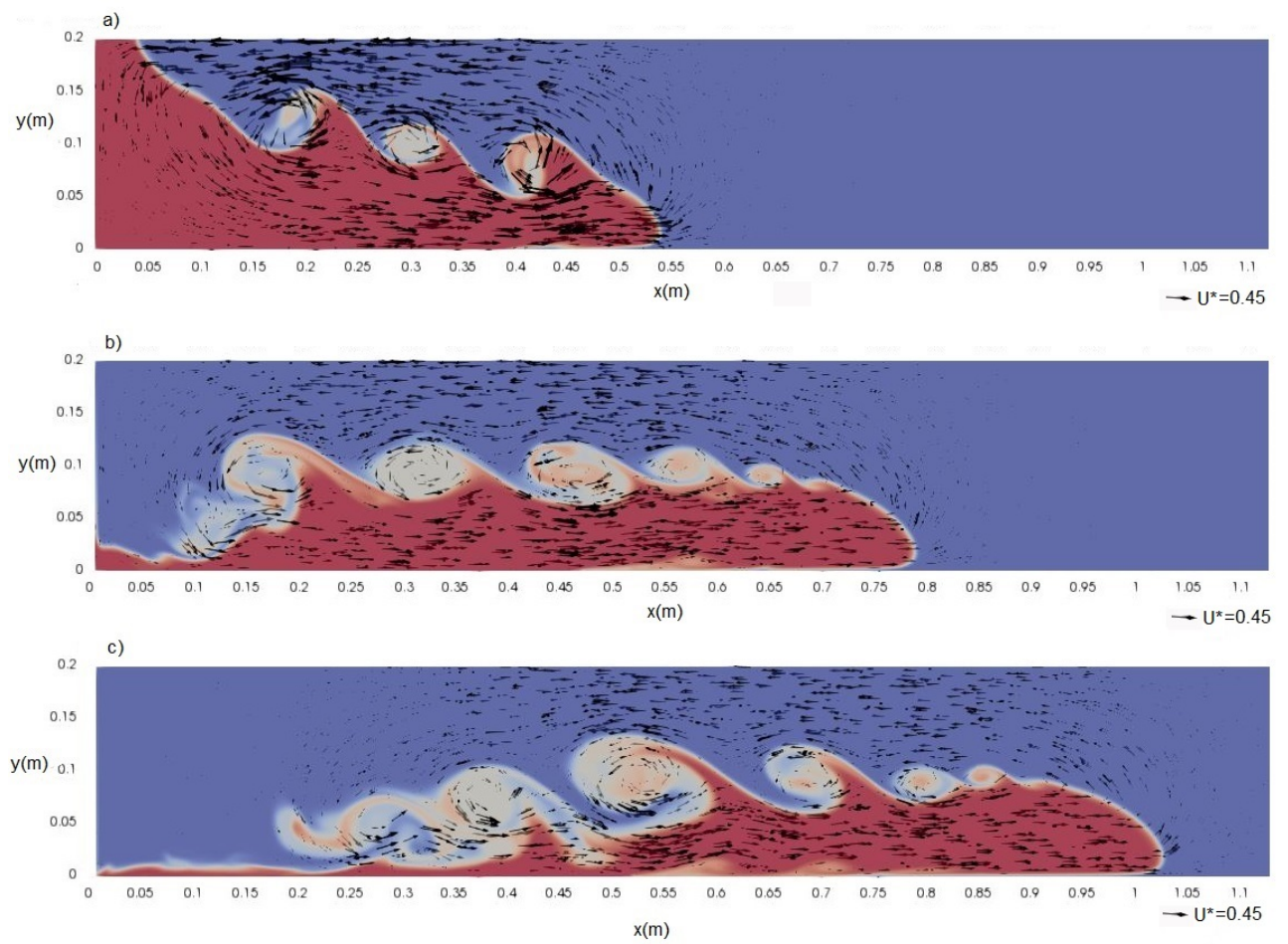


Figura 4.30: Evolução do campo de velocidades nos instantes de tempo adimensional (t_{ad}) a) 1.83, b) 3.65 e c) 5.475 para a aceleração reduzida $g' = 0.06 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ no caso sem superfície livre

4.3. COMPARAÇÃO ENTRE OS CASOS COM SUPERFÍCIE LIVRE E SEM SUPERFÍCIE LIVRE

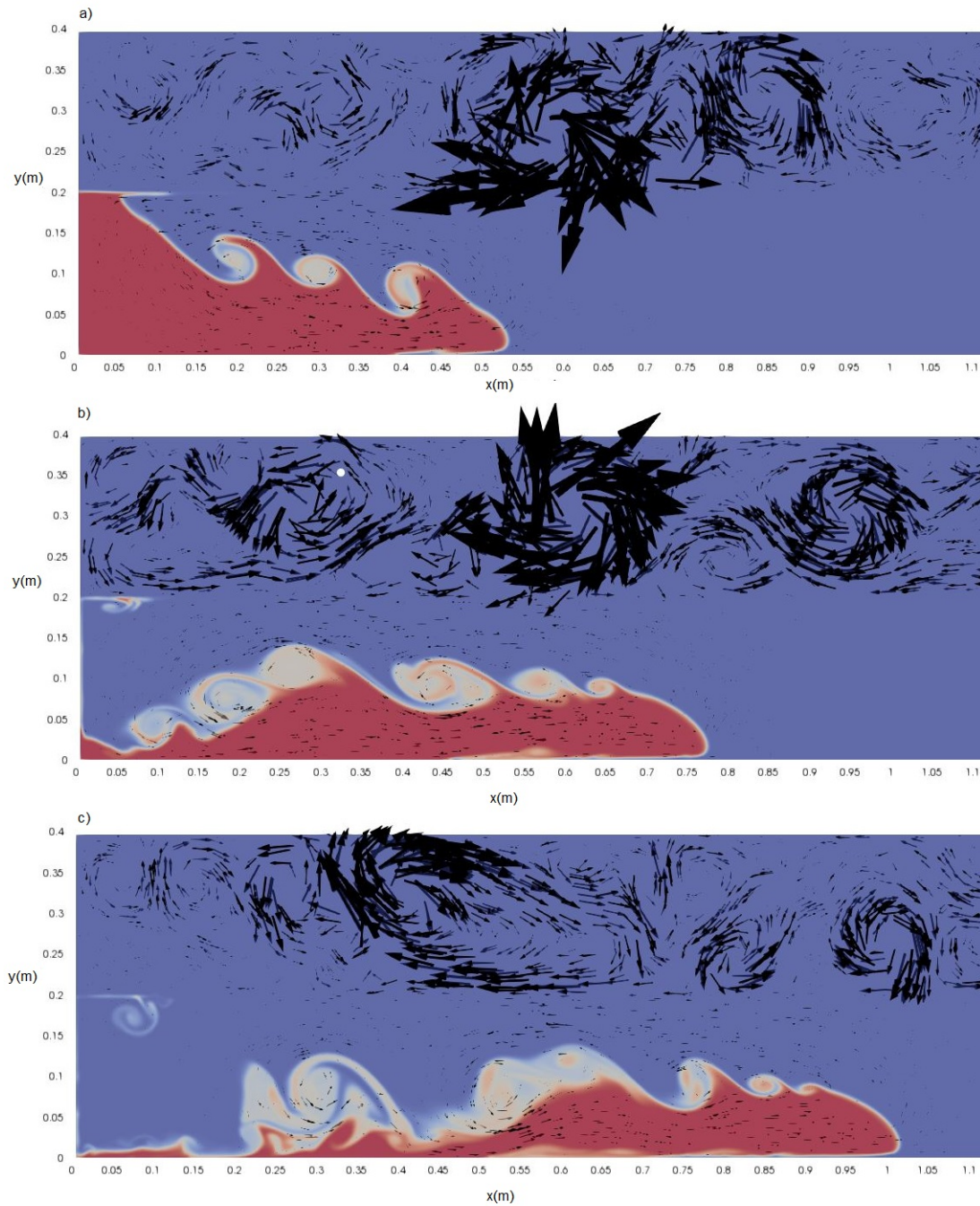


Figura 4.31: Evolução do campo de velocidades nos instantes de tempo adimensional (t_{ad}) a) 1.83, b) 3.65 e c) 5.475 para a aceleração reduzida $g'=0.06 \text{ m.s}^{-2}$ no caso com superfície livre

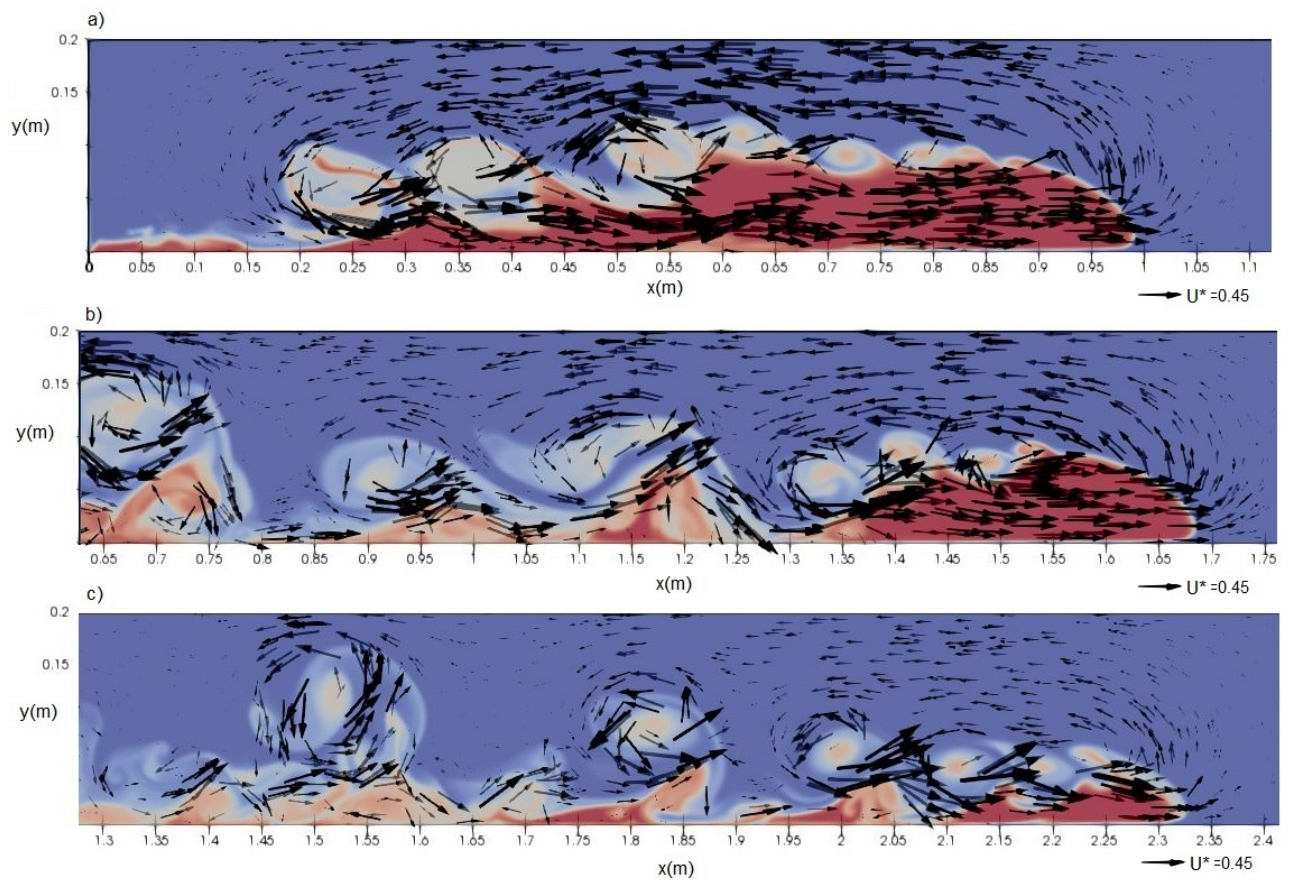


Figura 4.32: Evolução do campo de velocidades nos instantes de tempo adimensional (t_{ad}) a) 5.16 , b) 10.32 e c) 15.49 para a aceleração reduzida $g' = 0.48 \text{ m.s}^{-2}$ no caso sem superfície livre

4.3. COMPARAÇÃO ENTRE OS CASOS COM SUPERFÍCIE LIVRE E SEM SUPERFÍCIE LIVRE

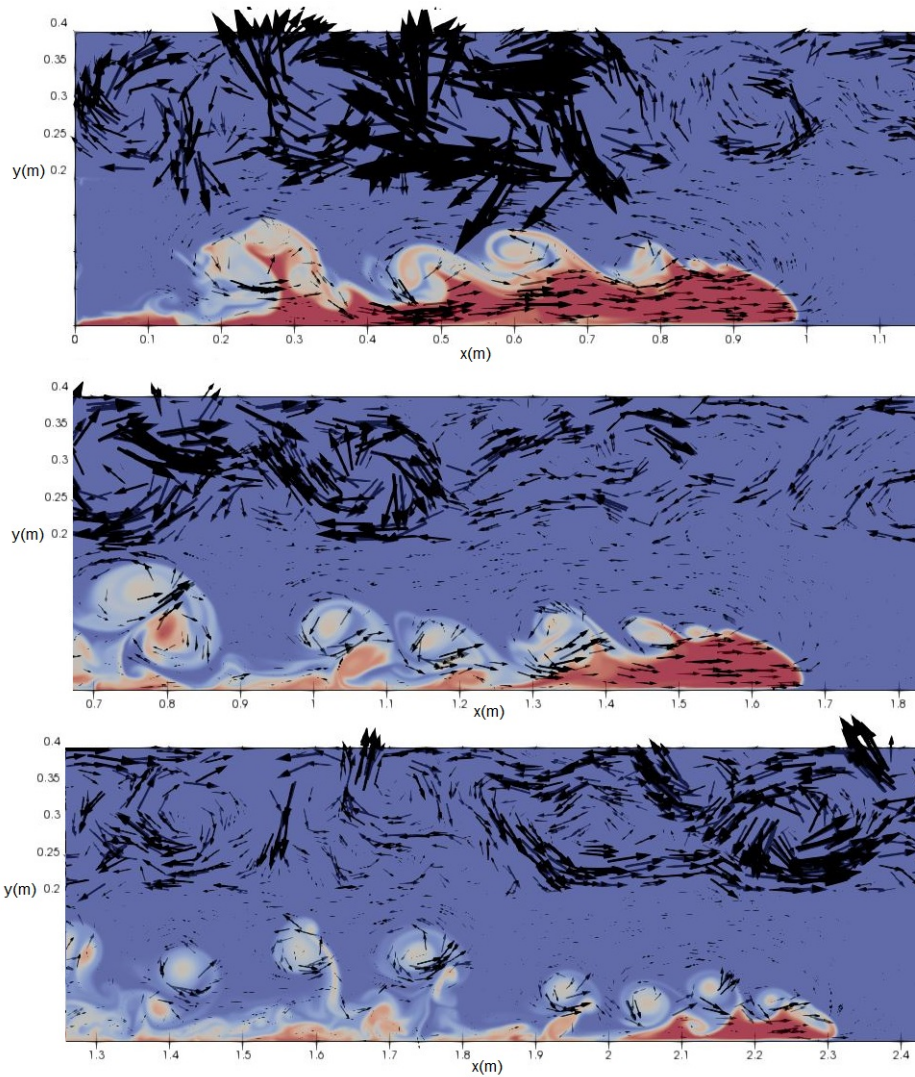


Figura 4.33: Evolução do campo de velocidades nos instantes de tempo adimensional (t_{ad}) a) 5.16, b) 10.32 s e c) 15.49 para a aceleração reduzida $g'=0.48 \text{ m.s}^{-2}$ no caso com superfície livre

Como é possível verificar nas figuras anteriormente apresentadas, existem enormes gradientes de velocidade e uma vorticidade significativa presente na camada do ar.

A interação destes gradientes com a corrente gera maior mistura e conseqüentemente pode provocar alterações na altura média da região frontal da corrente.

Com o objetivo de analisar as alterações na altura da interface e na região frontal do fluido denso, bem como a mistura no escoamento, foram realizados os cálculos das concentrações em instantes de tempo onde a corrente já se encontra razoavelmente desenvolvida para cada aceleração reduzida e para os casos com e sem superfície livre (SL). Os resultados são apresentados num perfil vertical ao longo do eixo y para as coordenadas no eixo x , descritas nos gráficos das Figuras 4.34, 4.35, 4.36 e 4.37. Os elementos compostos meramente por fluido denso tomam o valor 1, os elementos compostos apenas por fluido ambiente tomam o valor 0 e os elementos com valores entre 0 e 1 correspondem a elementos onde existe mistura dos dois fluidos.

4.3. COMPARAÇÃO ENTRE OS CASOS COM SUPERFÍCIE LIVRE E SEM SUPERFÍCIE LIVRE

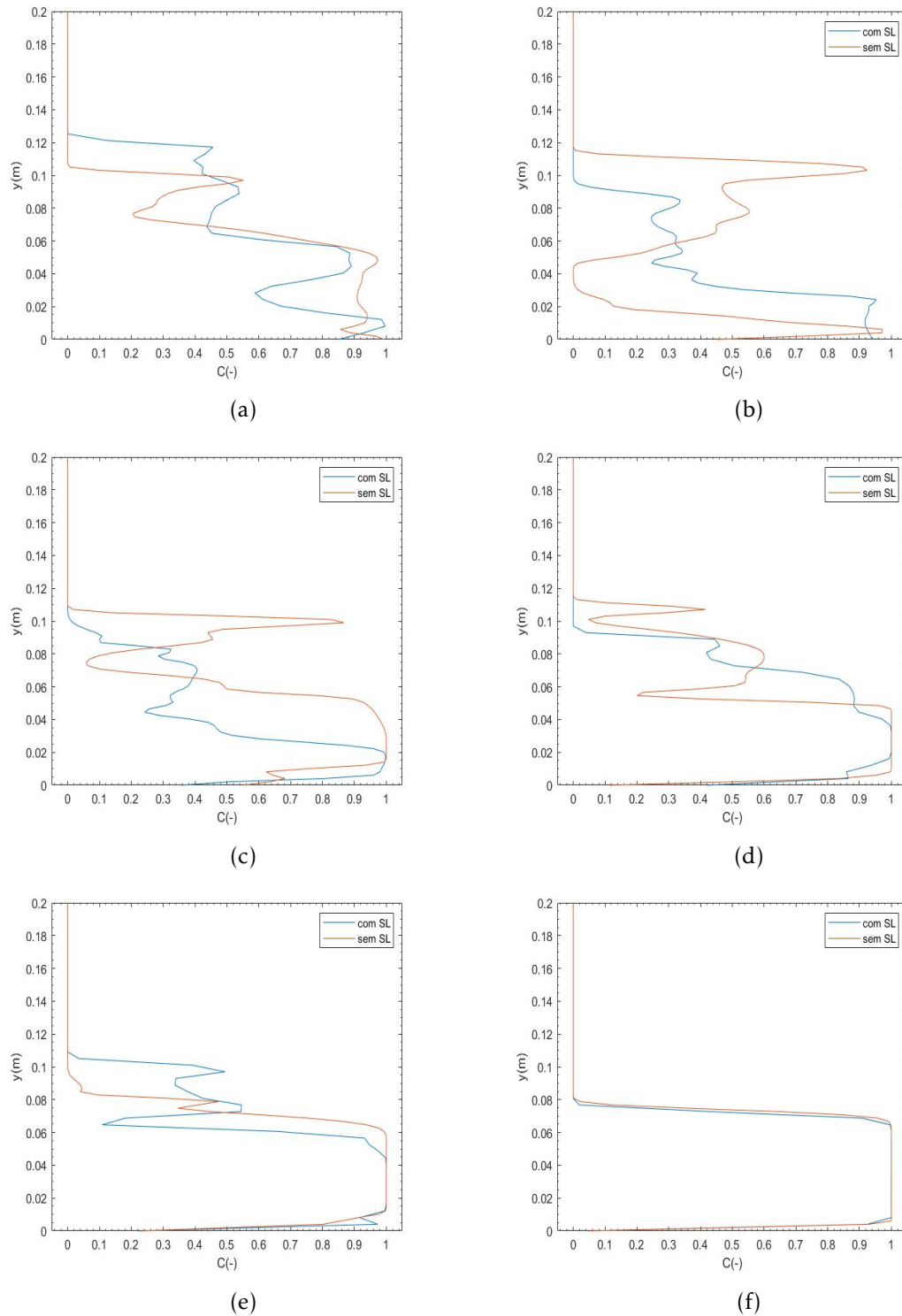


Figura 4.34: Perfis de concentração verticais, com e sem superfície livre(SL), para $g'=0.48 \text{ m.s}^{-2}$ no instante de tempo $t_{ad}=7.23$, nas coordenadas a) $x=0.7 \text{ m}$ b) $x=0.8 \text{ m}$, c) $x=0.85 \text{ m}$, d) $x=0.95 \text{ m}$, e) $x=1 \text{ m}$ e d) $x=1.2 \text{ m}$

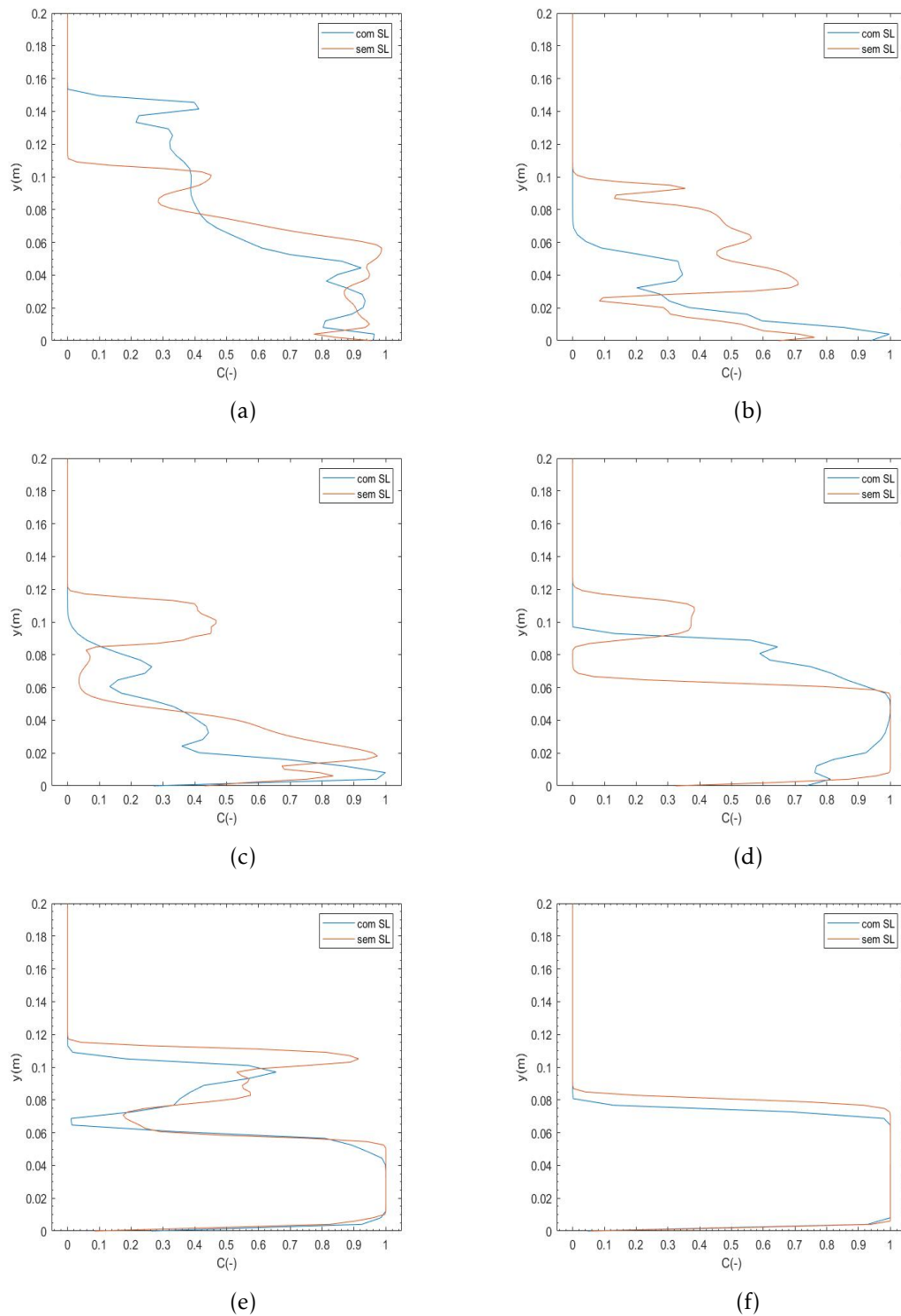


Figura 4.35: Perfis de concentração verticais, com e sem superfície livre(SL), para $g'=0.24$ $m.s^{-2}$ no instante de tempo $t_{ad}=7.3$, nas coordenadas a) $x=0.7$ m b) $x=0.8$ m, c) $x=0.85$ m, d) $x=0.95$ m, e) $x=1$ m e d) $x=1.2$ m

4.3. COMPARAÇÃO ENTRE OS CASOS COM SUPERFÍCIE LIVRE E SEM SUPERFÍCIE LIVRE

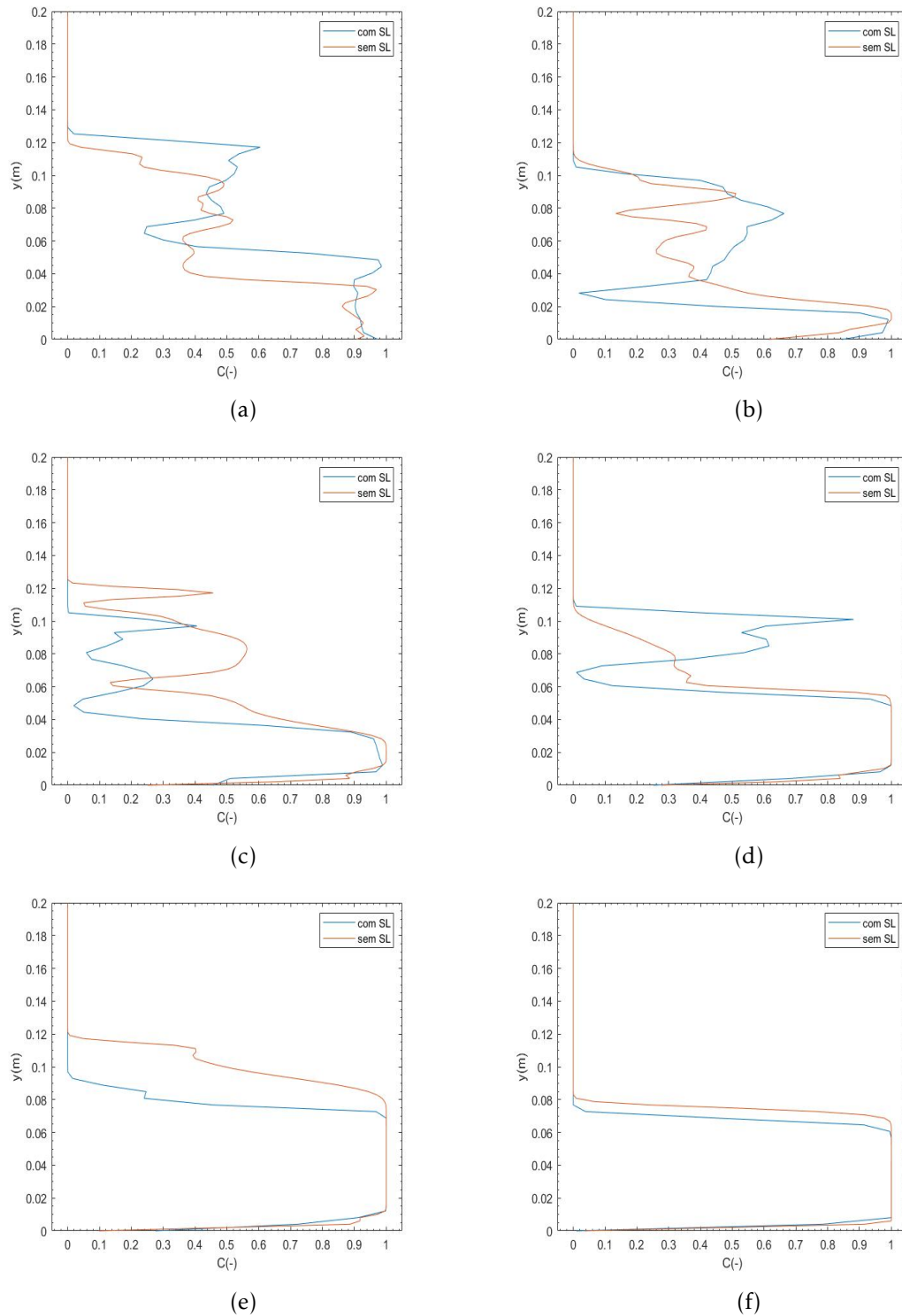


Figura 4.36: Perfis de concentração verticais, com e sem superfície livre(SL), para $g'=0.12 \text{ m.s}^{-2}$ no instante de tempo $t_{ad}=7.22$, nas coordenadas a) $x=0.7 \text{ m}$ b) $x=0.8 \text{ m}$, c) $x=0.85 \text{ m}$, d) $x=0.95 \text{ m}$, e) $x=1 \text{ m}$ e d) $x=1.2 \text{ m}$

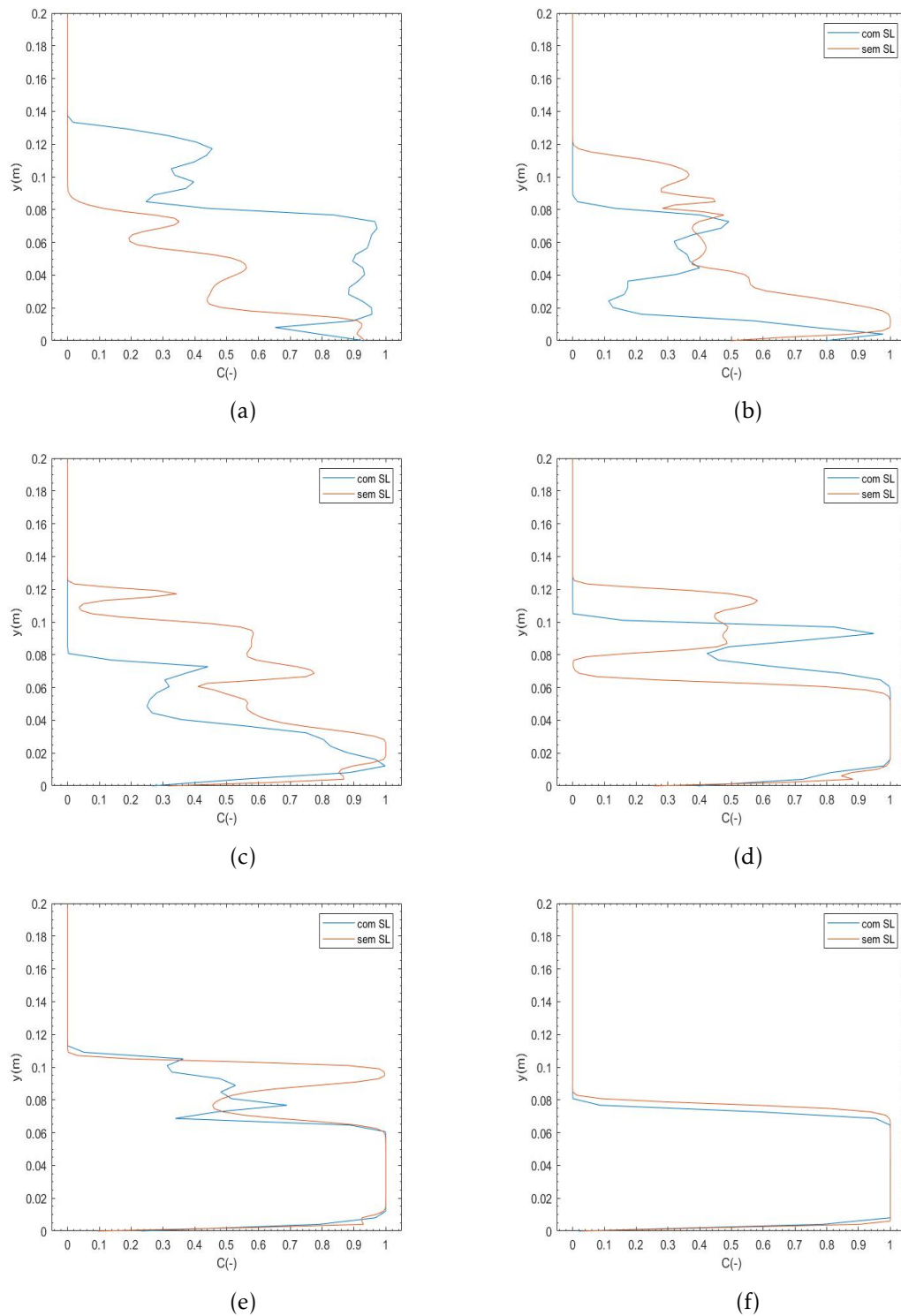


Figura 4.37: Perfis de concentração verticais, com e sem superfície livre(SL), para $g'=0.06$ $m.s^{-2}$ no instante de tempo $t_{ad}=7.3$, nas coordenadas a) $x=0.7$ m b) $x=0.8$ m, c) $x=0.85$ m, d) $x=0.95$ m, e) $x=1$ m e d) $x=1.2$ m

Como é possível observar pela estrutura de cada gráfico, para cada posição da corrente no eixo x existe uma zona de maior concentração nas primeiras camadas quando $0 < y < 0.08 \text{ m}$, que correspondem ao corpo da corrente, que tem contacto com a parede inferior do tanque de água. Quando ocorre uma queda dos valores de concentração para valores muito inferiores a 1, podemos então identificar a altura a que se encontra a interface entre os fluidos.

Após esta queda nos valores de concentração, que nos auxilia na identificação da interface entre os fluidos, se os valores voltarem a aumentar ao longo do eixo y podemos estar perante uma zona de mistura onde existe vorticidade.

Nos perfis de concentração analisados é possível identificar uma maior unificação do corpo da corrente, nos casos sem superfície livre; nos casos com superfície livre, ao observar essa menor unificação, é possível também identificar mais zonas onde existe mistura de fluido e maior vorticidade.

Nas coordenadas finais do eixo x analisadas em cada aceleração reduzida, ou seja, quando $x=1 \text{ m}$ e $x=1.2 \text{ m}$, na região frontal do escoamento onde se localiza a cabeça, é possível observar que existe um maior volume de fluido denso nos casos sem superfície livre, o que permite concluir que a superfície livre influencia na forma como os fluidos se misturam e que esse facto pode ser consequência da existência de mais zonas de mistura e vorticidade nos casos com superfície livre.

A superfície livre demonstrou-se influente também nos parâmetros de velocidade e posição, onde foi possível observar um ligeiro atraso nos casos com superfície livre, bem como oscilações relativamente maiores no valor de velocidade.

4.4 Função parede utilizada

A condição de não escorregamento influencia na velocidade da corrente principalmente junto às paredes do domínio, como tal é necessário um refinamento mais rigoroso que valide o cálculo da camada limite turbulenta. O primeiro elemento imediatamente posterior à parede deve pertencer à subcamada viscosa. Como tal, as condições das equações 4.4, 4.5, 4.6 e 4.7 devem ser cumpridas.

$$y^+ < 10 \rightarrow \frac{u_1}{u_\tau} \quad (4.6)$$

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}} \quad (4.7)$$

$$\tau_p = \mu \frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{wall} \quad (4.8)$$

$$y^+ = \frac{u_\tau \delta z}{\mu} \quad (4.9)$$

$$\Delta z_{1,med} = \frac{1}{L} \int \Delta z_x dx = \frac{10}{11} \Delta z_{1,L} \quad (4.10)$$

onde u_τ é a velocidade relacionada com a tensão de corte na parede, u_1 a velocidade do primeiro elemento imediatamente unido à parede, τ_p a tensão de corte na parede e Δz a altura do primeiro elemento imediatamente unido à parede.

Na Figura 4.38 estão apresentados como exemplo de validação os valores de y^+ para a aceleração reduzida $g'=0.06 \text{ m.s}^{-2}$, para os casos com e sem superfície livre. As condições para um bom refinamento da malha, segundo [25], para este caso *Lock-exchange problem*, têm como base os valores de y^+ menores que 10 e o número de elementos para $y^+ < 100$ pelo menos entre 10 e 30.

Como podemos verificar no cálculo de y^+ , todos os valores se encontram abaixo de 10 para 10 segundos de simulação decorrida. Já a altura máxima utilizada nos elementos para as malhas dos dois casos foi aproximadamente 1.7 mm. Conclui-se, então, que os resultados são favoráveis, uma vez que é possível verificar que há pelo menos 10 elementos nos intervalos de y^+ considerados, bem como a condição de y^+ imposta, aprovando assim o bom refinamento da malha e cumprindo com a lei de parede.

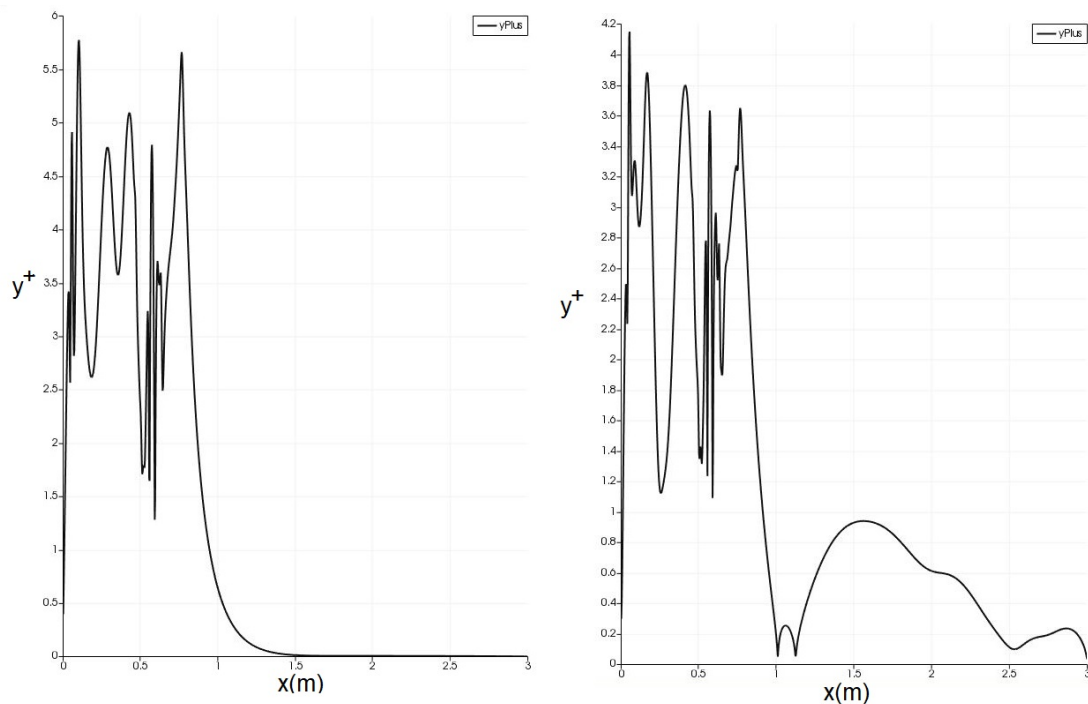


Figura 4.38: Evolução da variável y^+ em função do eixo x para uma $g'=0.06 \text{ m.s}^{-2}$, na imagem da esquerda sem superfície livre e na imagem da direita com superfície livre.

4.5 Ferramentas utilizadas no pós-processamento

A análise realizada aos parâmetros da frente da corrente, como a posição, velocidade, concentrações e altura média da corrente, foi possível devido à técnica VOF, que identificou com sucesso os elementos que definiam a interface entre o fluido denso e o fluido ambiente, utilizando uma escala onde os elementos da malha compostos apenas por fluido denso tomam valor 1 e os elementos que não tinham fluido denso tomavam o valor 0. Assim, os elementos que tomavam valores perto de 0.5 correspondiam aos elementos da interface. Após a extração dos dados da interface entre os fluidos, foi possível analisá-los com a ajuda do Excel e, por fim, construir os gráficos com a ajuda do Matlab. Os códigos utilizados para a extração dos dados referentes aos parâmetros analisados estão presentes no apêndice A.

SIMULAÇÕES E ANÁLISE DE RESULTADOS

5.1 Preparação das Simulações 3D

A geometria foi previamente dimensionada e encontra-se projetada na Figura 5.1. O eixo do x representa o comprimento do reservatório, o eixo z a altura, e o eixo y a largura do reservatório, onde a localização da origem do referencial se encontra imediatamente após o fluido denso no fundo do reservatório.

Os testes realizados no caso 3D tiveram como base a variação da aceleração reduzida, alterando a massa volúmica do fluido denso e variando para os valores estudados também no Capítulo 4, $g'=0.06 \text{ m.s}^{-2}$, $g'=0.12 \text{ m.s}^{-2}$, $g'=0.24 \text{ m.s}^{-2}$ e $g'=0.48 \text{ m.s}^{-2}$.

O diâmetro do cilindro testado é de 2.2 cm e a análise dos casos 3D tem como objetivo analisar a estrutura da corrente e comparar com o caso real, bem como os parâmetros estudados no capítulo 4 com o acréscimo da altura média da corrente.

As condições fronteiras impostas no domínio simulação tiveram como base paredes sem escorregamento em todas as superfícies sólidas, exceto para a parede superior do reservatório, onde foi imposto uma condição de parede com escorregamento.

5.2 Estrutura da corrente

No desenvolvimento da corrente é possível verificar que mesmo com a influência do cilindro, que representa o elemento de vegetação, estão presentes as três divisões da corrente, cauda, corpo e cabeça, como se pode constatar nas Figuras 5.2 e 5.3. Os instantes nos quais a corrente atinge o cilindro para cada aceleração reduzida estão representados na Tabela 5.1. Após a corrente atingir o cilindro, esse volume, que está em interação com o elemento sólido vertical irá naturalmente atrasar-se e alcançar a corrente posteriormente.

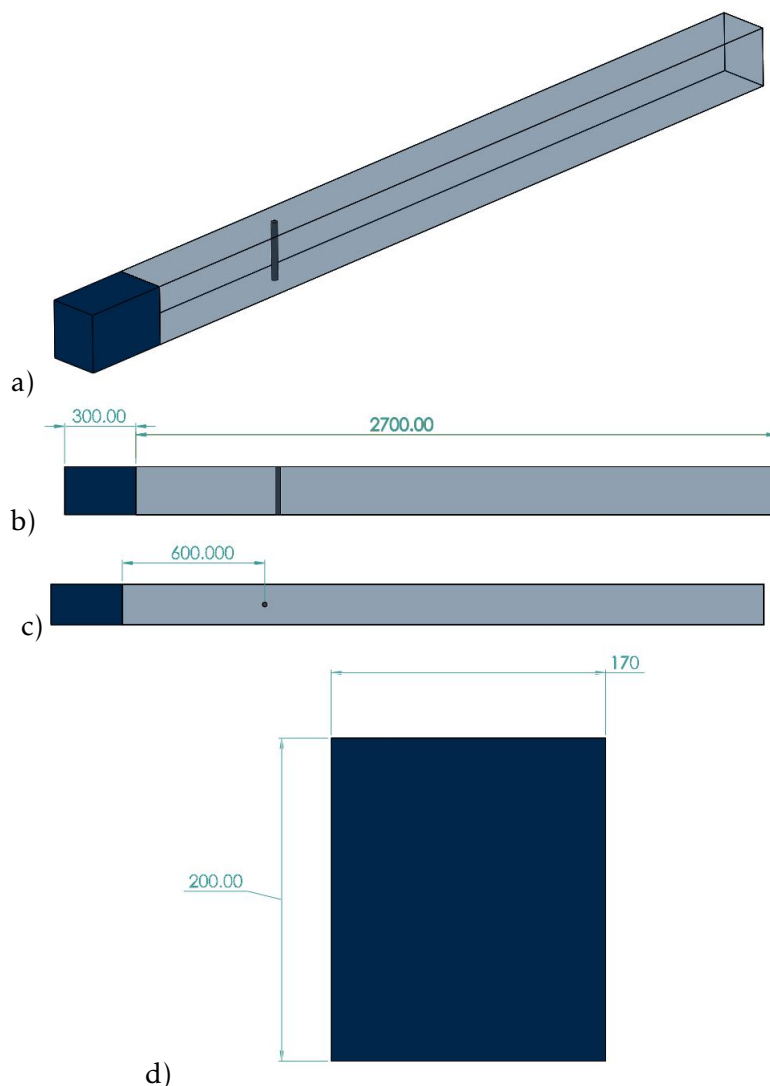


Figura 5.1: Geometria do caso de estudo 3D em vista a) isométrica, b) vista lateral, c) vista por cima e d) vista frontal.

Embora este facto não modifique a morfologia da corrente, instantes depois da corrente atingir o cilindro, existe uma divisão da cabeça da corrente onde parte dela fica atrasada por instantes, e nos instantes registrados seguidamente já se verifica novamente a junção dessa porção de volume novamente na parte da cabeça, como se pode verificar na Figura 5.2d) e 5.3d) para as acelerações reduzidas respetivas, $g'=0.06$ e $g'=0.48 \text{ m.s}^{-2}$.

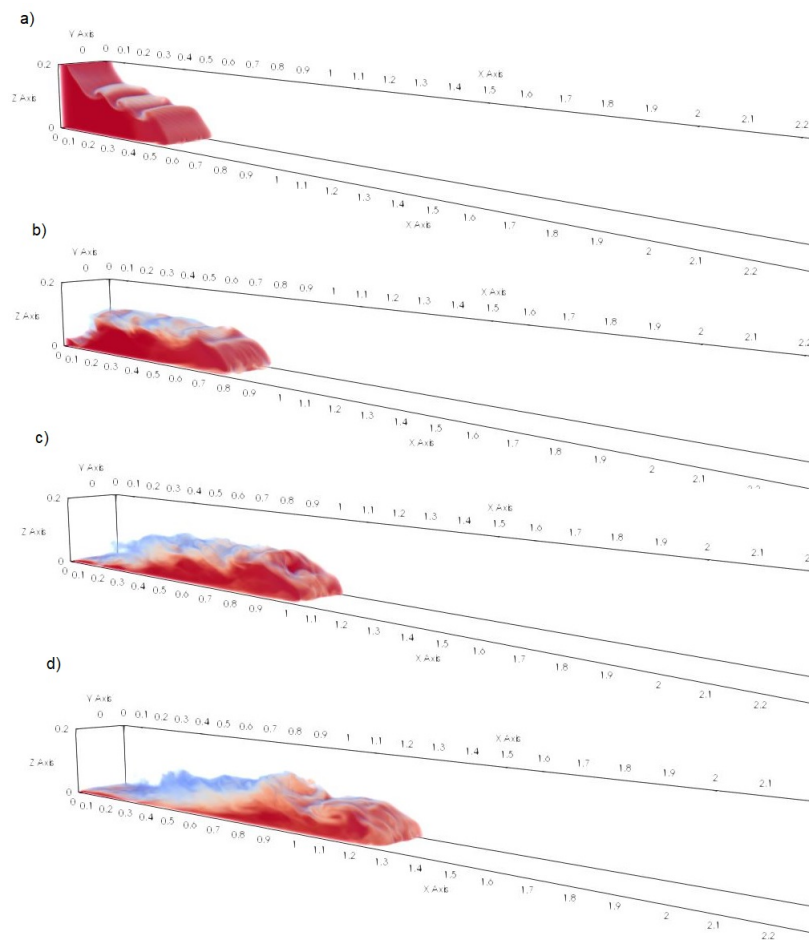


Figura 5.2: Estrutura da corrente em perspectiva, para a aceleração reduzida de $g'=0.06$ m.s⁻² nos instantes, a) $t=5$ s, $t=10$ s, $t=15$ s e $t=20$ s

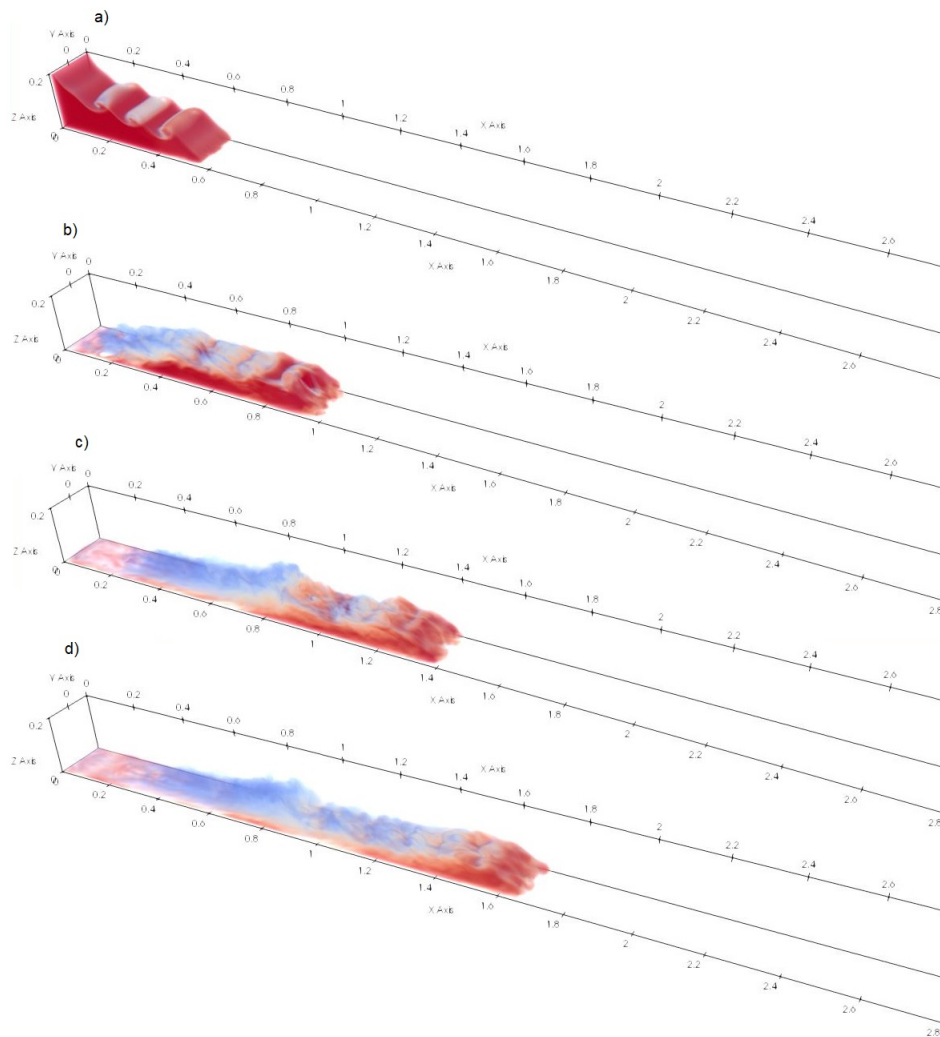


Figura 5.3: Estrutura da corrente e m perspectiva, para a aceleração reduzida de $g'=0.48$ $m.s^{-2}$ nos instantes, a) $t=2$ s, $t=5$ s, $t=8$ s e $t=10$ s

Nas Figuras 5.4, 5.5, 5.6 e 5.7, correspondentes a um corte executado num plano horizontal da corrente, existe a formação de vórtices Kevin-Helmoltz na cauda da corrente e assim podemos verificar que estas instabilidades tomam um aspecto tridimensional, que não era permitido observar no 2D.

Na fase final da corrente, já se verifica um afastamento significativo do cilindro e, conseqüentemente, uma menor velocidade perto dessa zona. As zonas também diminuem significativamente, resultando em vórtices muito menores praticamente não identificáveis.

A escolha da altura do corte baseou-se em três cortes de altura diferente entre 10% e 20%, onde a profundidade selecionada correspondia ao plano onde havia maior velocidade da frente da corrente. Dessa análise resultou que a altura 10% correspondia ao maior adiantamento da frente da corrente, como se pode verificar nas Figuras 5.8a) e 5.9a), correspondentes às acelerações reduzidas $g'=0.06 \text{ m.s}^{-2}$ e $g'=0.12 \text{ m.s}^{-2}$.

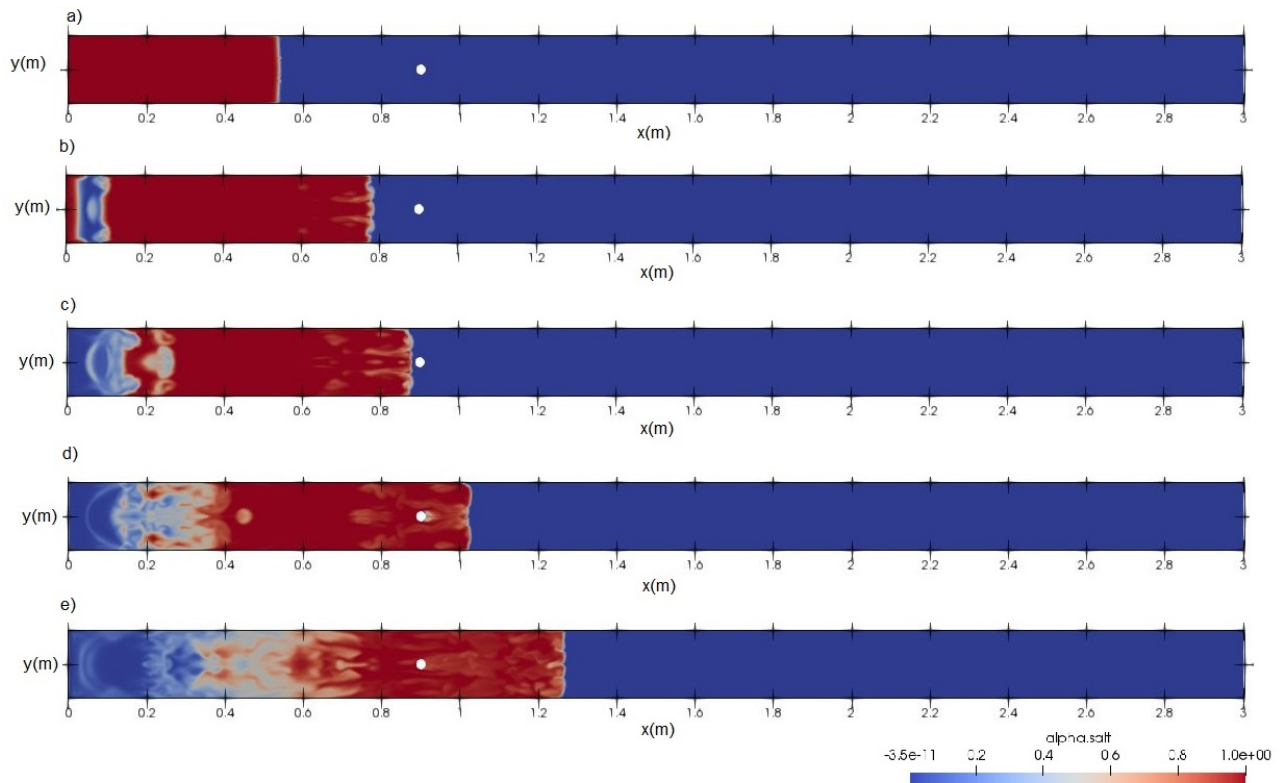


Figura 5.4: Estrutura da corrente em vista de cima, para a aceleração reduzida de $g'=0.06 \text{ m.s}^{-2}$ nos instantes, a) $t=5 \text{ s}$, b) $t=10 \text{ s}$, c) $t=12 \text{ s}$, d) $t=15 \text{ s}$ e e) $t=20 \text{ s}$

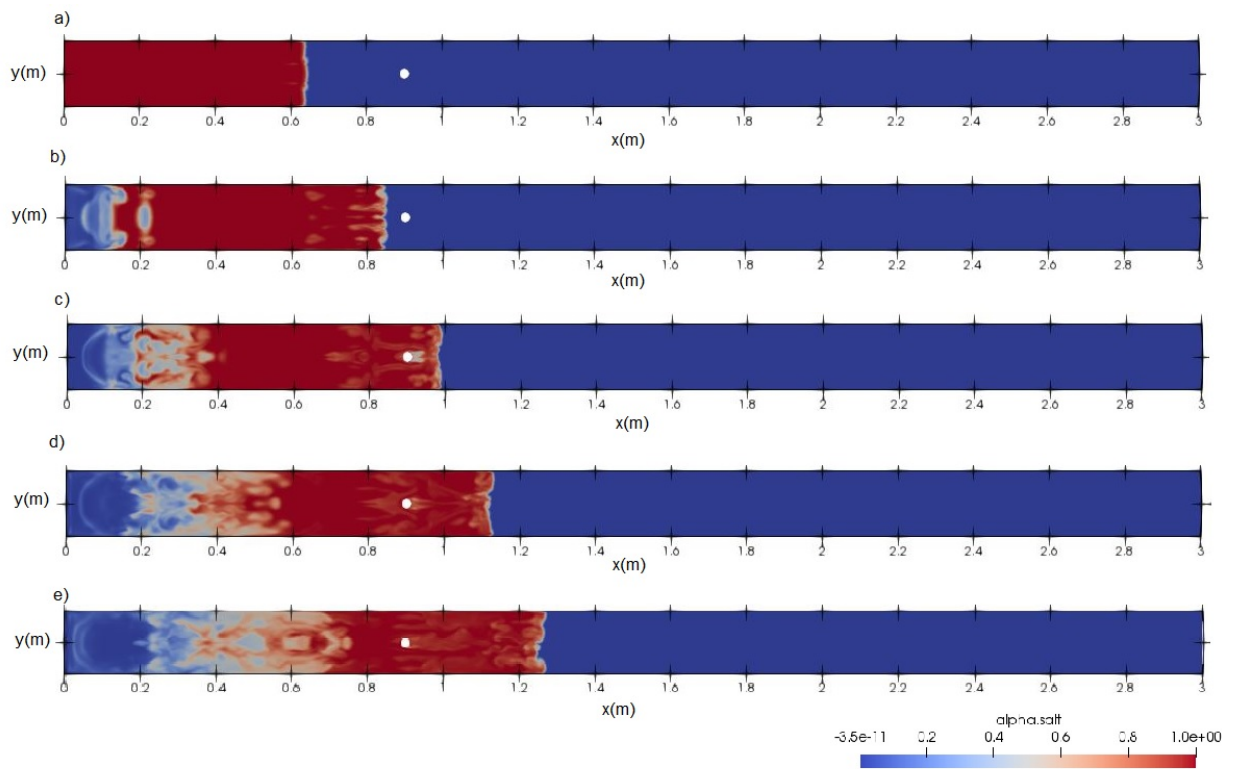


Figura 5.5: Estrutura da corrente em vista de cima, para a aceleração reduzida de $g'=0.12$ $m.s^{-2}$ nos instantes, a) $t=5s$, b) $t=8s$, c) $t=10s$, d) $t=12s$ e e) $t=14s$

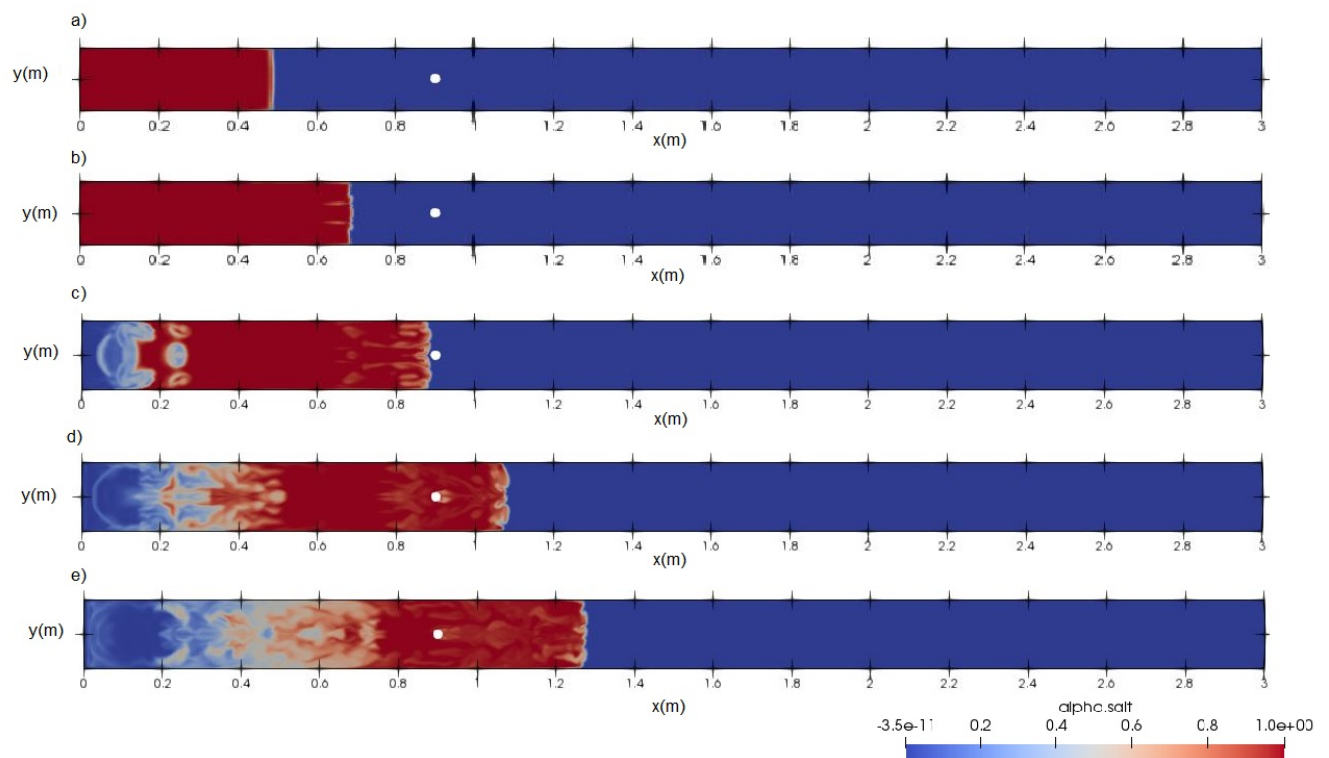


Figura 5.6: Estrutura da corrente em vista de cima, para a aceleração reduzida de $g'=0.24$ $m.s^{-2}$ nos instantes, a) $t=5s$, b) $t=8s$, c) $t=10s$, d) $t=12s$ e e) $t=14s$

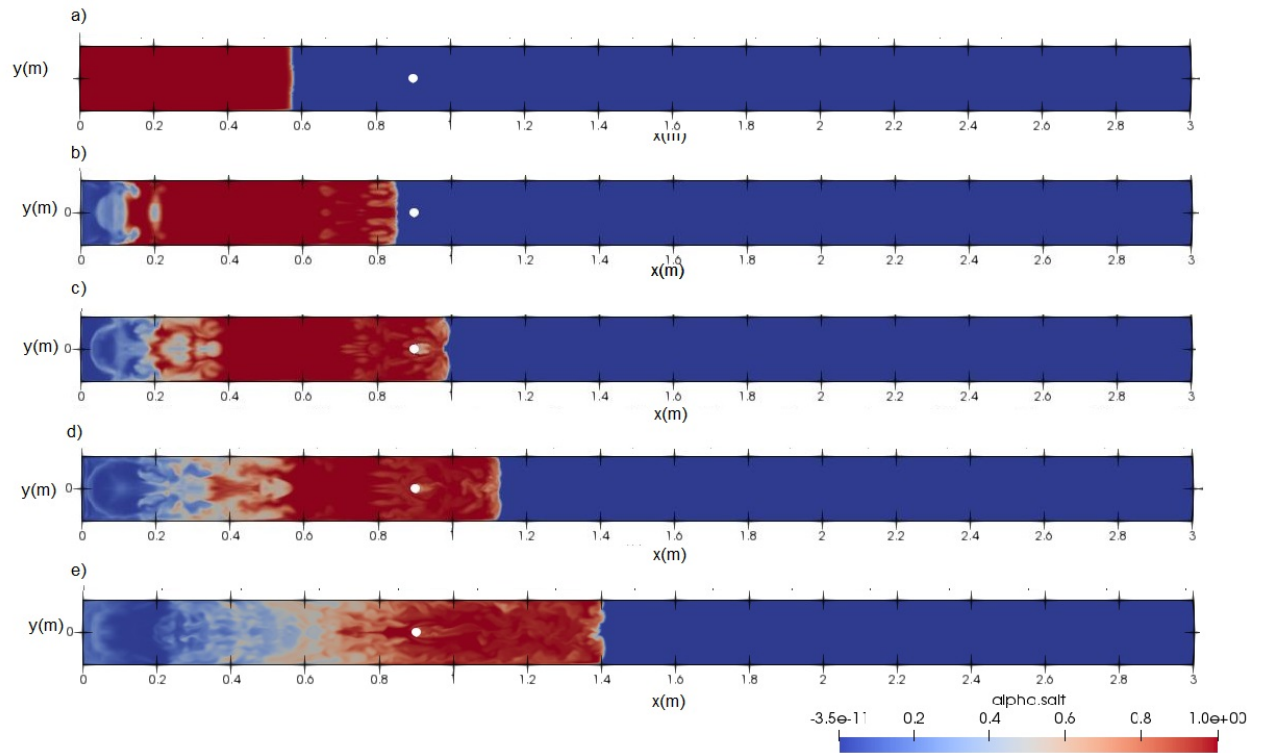


Figura 5.7: Estrutura da corrente em vista de cima, para a aceleração reduzida de $g'=0.48$ $m.s^{-2}$ nos instantes, a) $t=5$ s, b) $t=8$ s, c) $t=10$ s, d) $t=12$ s e e) $t=14$ s

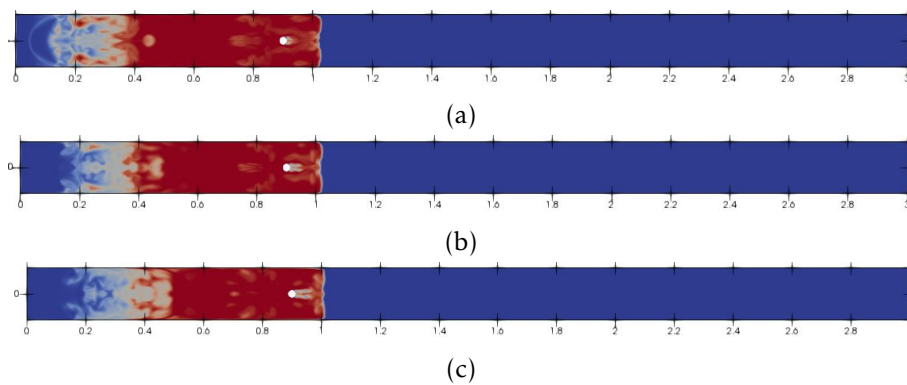


Figura 5.8: Cortes em planos horizontais xy quando a) $z=0.02$ m, b) $z=0.03$ m e c) $z=0.02$ m no instante de tempo $t=15$ s

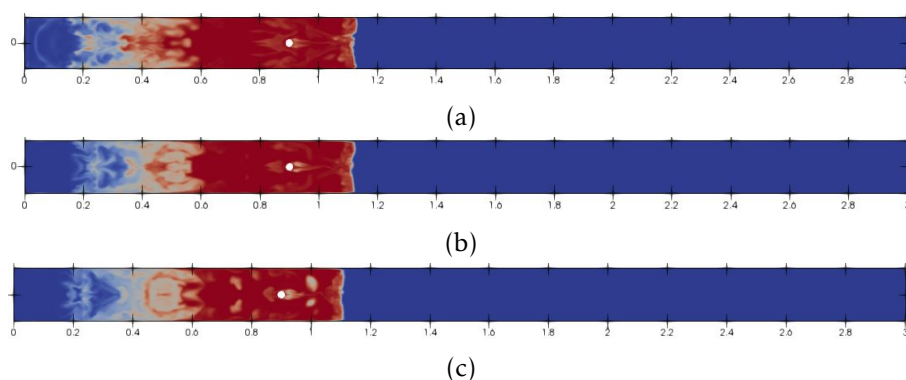


Figura 5.9: Cortes em planos horizontais xy quando a) $z=0.02$ m, b) $z=0.03$ m e c) $z=0.02$ m, no instante de tempo $t=12$ s

5.2.1 Comparação com os resultados experimentais

Nas Figuras 5.10 e 5.11, comparam-se os resultados experimentais da estrutura e desenvolvimento da corrente no caso com a ausência de cilindro aos resultados obtidos nas simulações 2D para as acelerações reduzidas de $g'=0.06 \text{ m.s}^{-2}$ e $g'=0.48 \text{ m.s}^{-2}$.

Como se pode ver, a corrente encontra-se ligeiramente atrasada nas simulações relativamente aos resultados experimentais, o que significa que se desenvolve mais lentamente com menor velocidade média.

Embora exista uma diferença claramente observável, as Figuras 5.10 e 5.11 também nos permitem concluir que essa diferença raramente ultrapassa um valor de erro relativo de 10%, o que torna a simulação muito próxima da realidade em relação a esses parâmetros.

Em relação à estrutura da corrente, nota-se uma maior vorticidade nas simulações realizadas. Embora isso não se verifique nos casos experimentais, a mistura é existente na zona apresentada com a cor verde, onde são coexistentes os dois fluidos e onde existe maior vorticidade, mesmo não sendo tão identificável nas figuras apresentadas.

Quanto à morfologia da corrente, é de notar que o corpo da corrente se mantém semelhante nos dois casos, embora nas simulações a vorticidade seja mais evidente e atinja alturas muito maiores que a zona de mistura dos resultados experimentais que se mantém junto ao corpo da corrente.

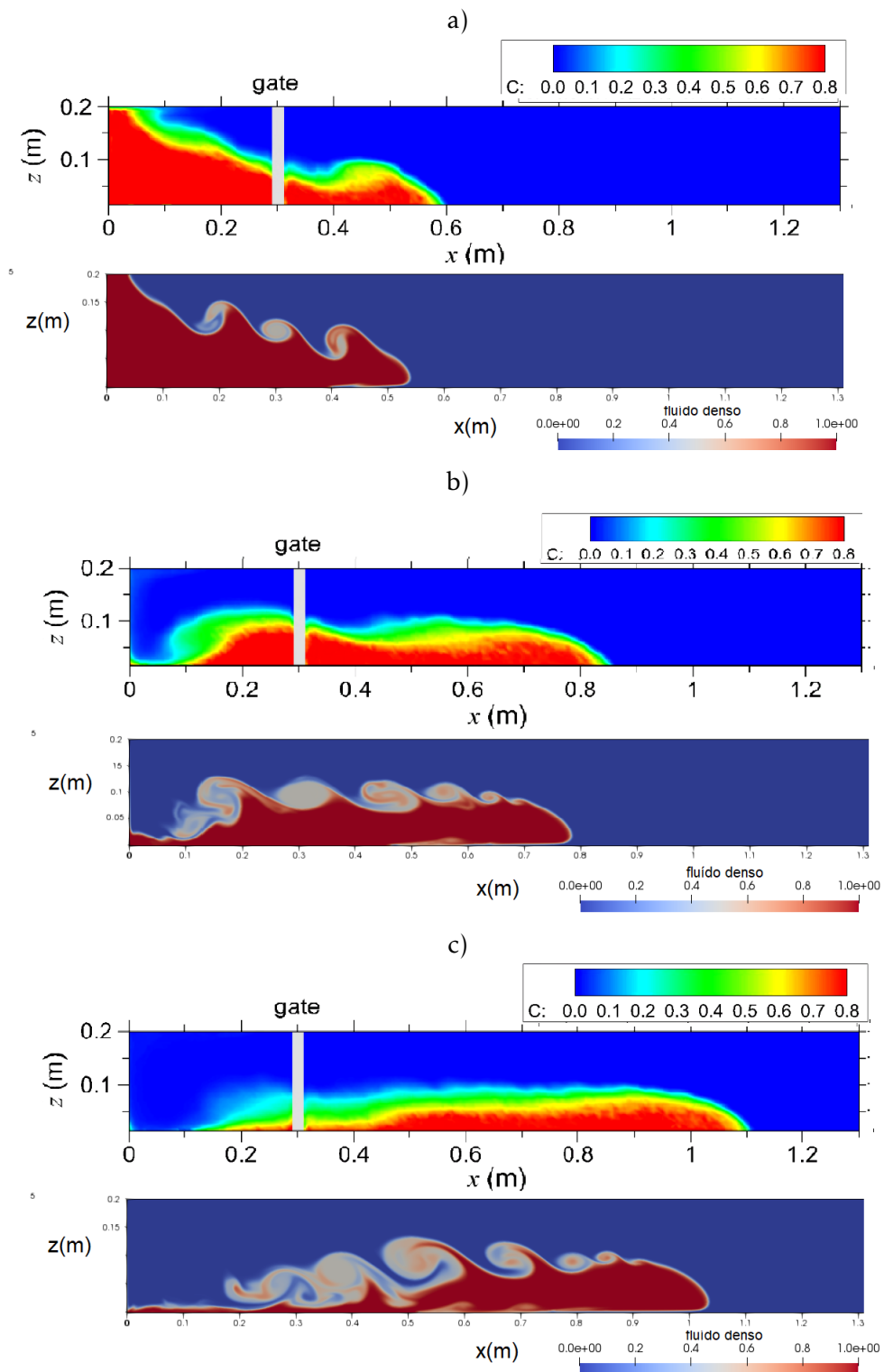


Figura 5.10: Resultados experimentais e simulações 2D, sem cilindro, $g'=0.06 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ e quando a) $t=5$ s, b) $t=10$ s, c) $t=15$ s

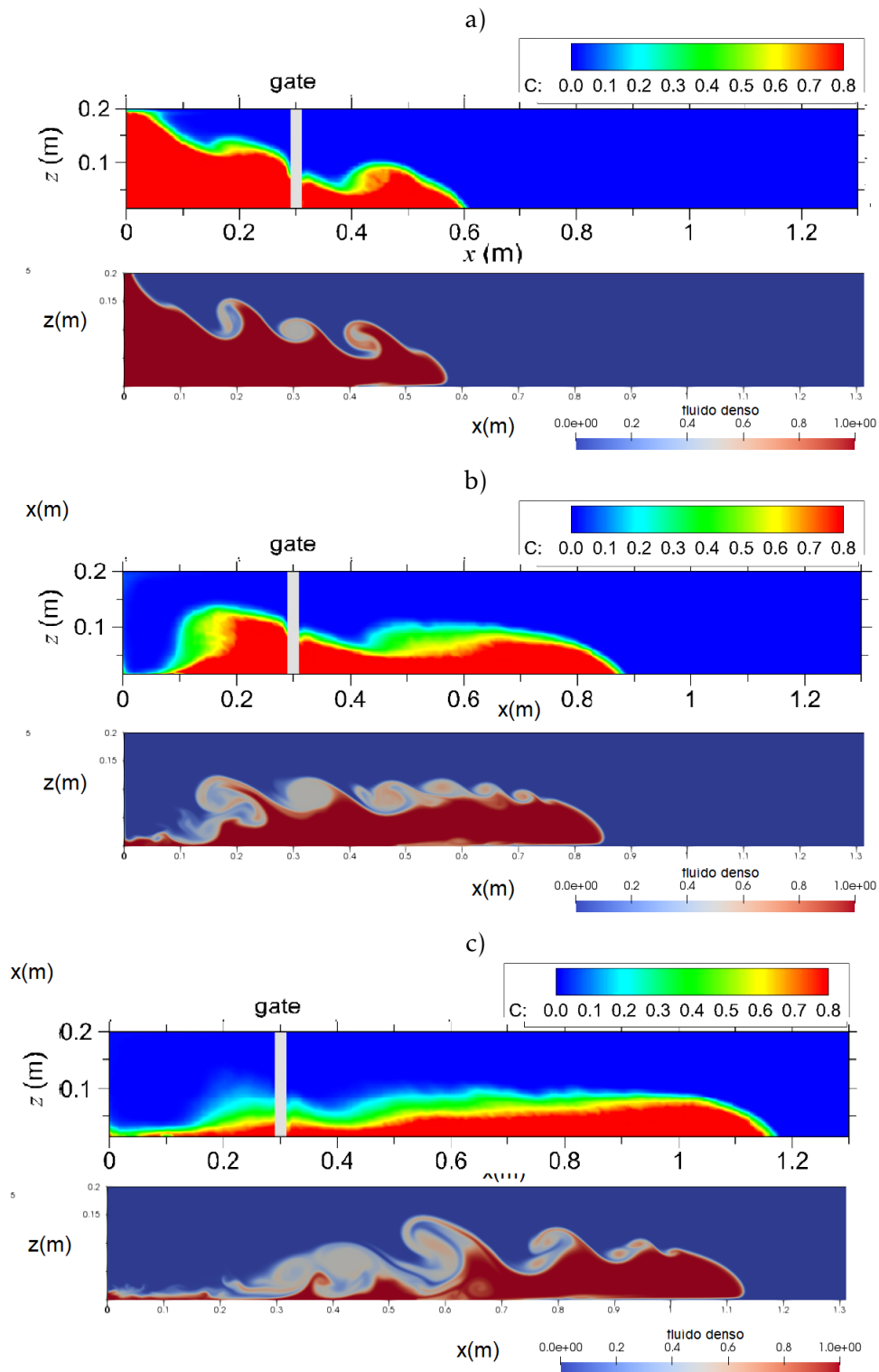


Figura 5.11: Resultados experimentais e simulações 2D, sem cilindro, $g' = 0.48 \text{ m.s}^{-2}$, nos instantes a) $t=5$ s, b) $t=10$ s e c) $t=15$ s

O mesmo se verifica para os casos 3D na presença do cilindro, como se pode comprovar nas Figuras 5.12, 5.13, 5.14 e 5.15, para as acelerações reduzidas $g'=0.06 \text{ m.s}^{-2}$ e $g'=0.48 \text{ m.s}^{-2}$. A estrutura da corrente já se identifica mais com os resultados experimentais relativamente às simulações 2D, pois nestes é possível observar uma menor vorticidade e maior unificação da corrente.

Na posição da frente da corrente, é possível ainda identificar um ligeiro atraso relativamente aos resultados experimentais. Todavia esse mesmo atraso não muito é relevante, visto que o erro resultante do mesmo é semelhante ao caso 2D.

Os resultados referentes às acelerações reduzidas $g'=0.12 \text{ m.s}^{-2}$ e $g'=0.24 \text{ m.s}^{-2}$ não foram apresentados, dado que se assemelham aos anteriores. Já cálculos referentes aos parâmetros como posição, concentrações e altura da corrente serão apresentados no seguinte subcapítulo com maior detalhe.

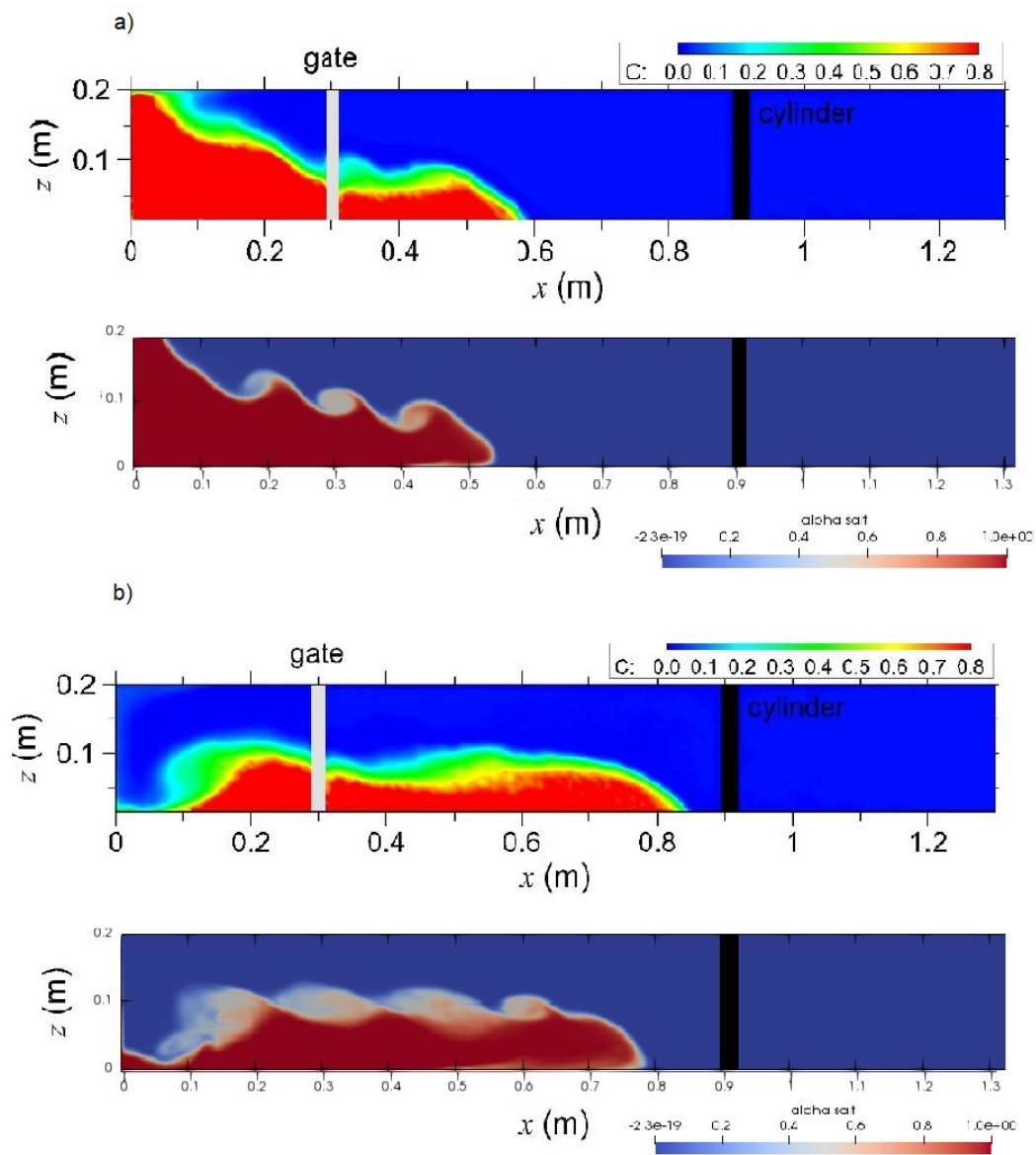


Figura 5.12: Estrutura da corrente numa vista lateral para a aceleração reduzida, $g'=0.06$ $m.s^{-2}$ nos instantes de tempo a) $t=5$ s e b) $t=10$ s.

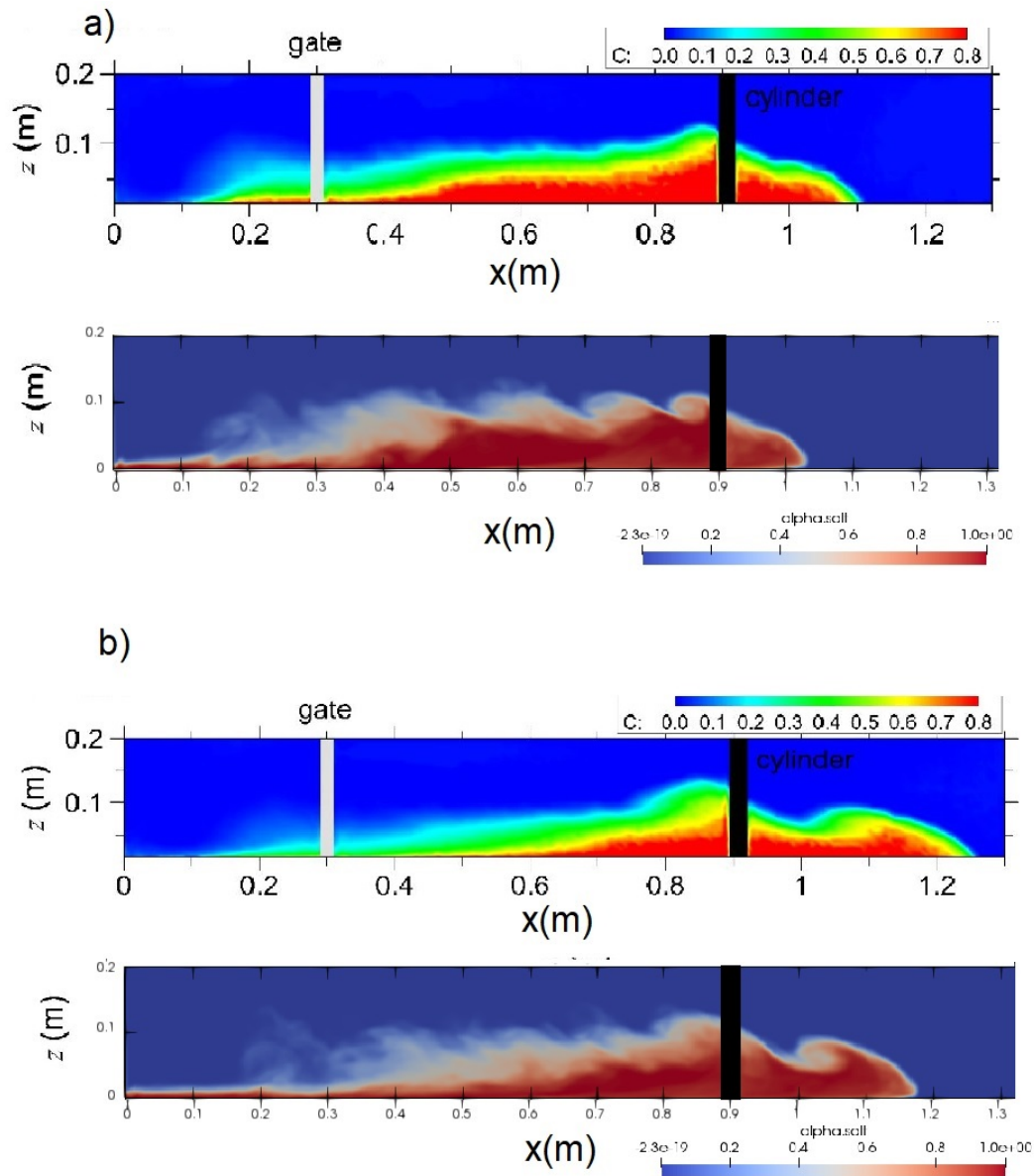


Figura 5.13: Estrutura da corrente, média transversal, para a aceleração reduzida, $g'=0.06$ $m \cdot s^{-2}$ nos instantes de tempo a) $t=15$ s e b) $t=18$ s.

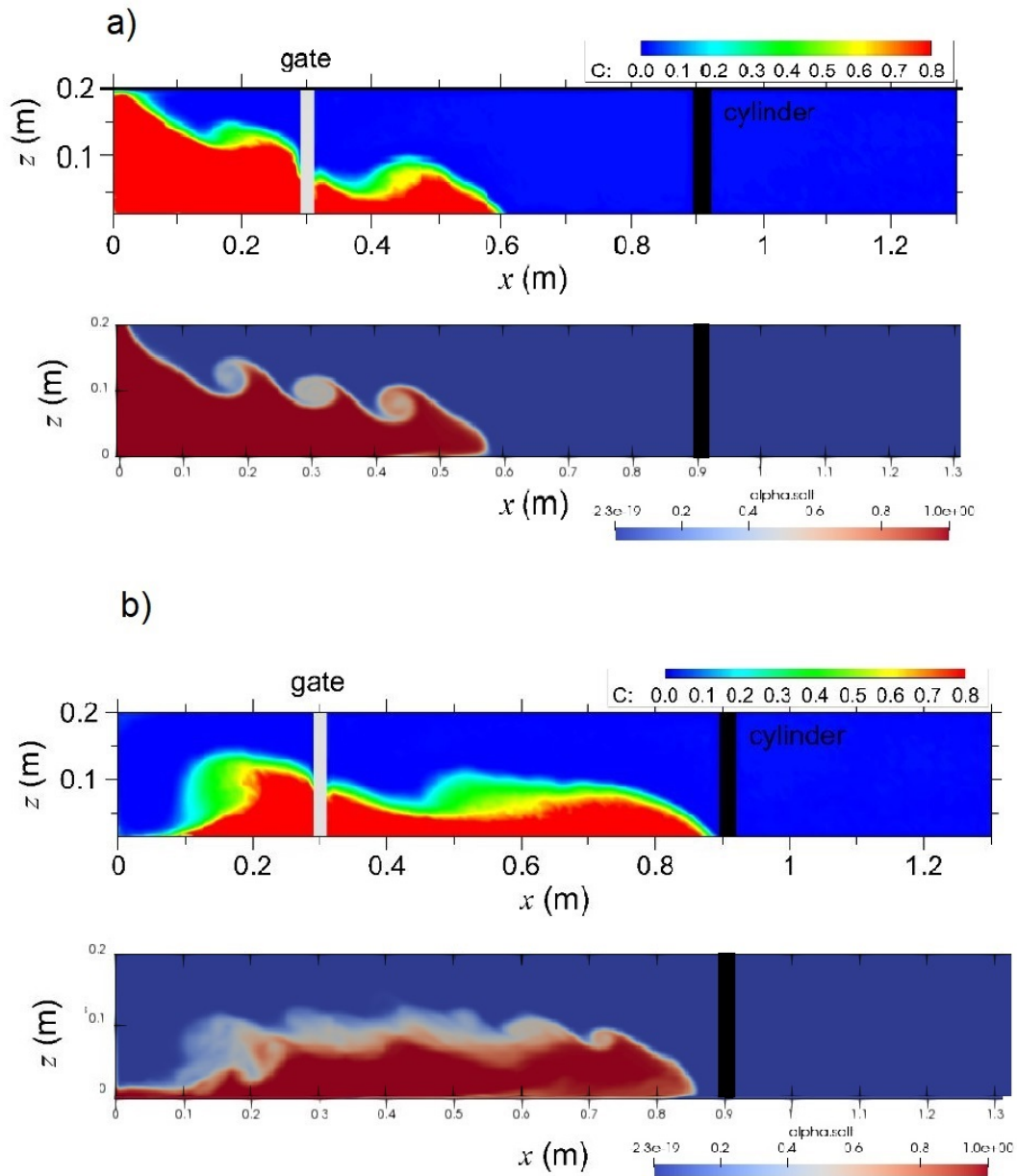


Figura 5.14: Estrutura da corrente, média transversal, para a aceleração reduzida, $g'=0.48 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ nos instantes de tempo a) $t=2 \text{ s}$ e b) $t=4 \text{ s}$.

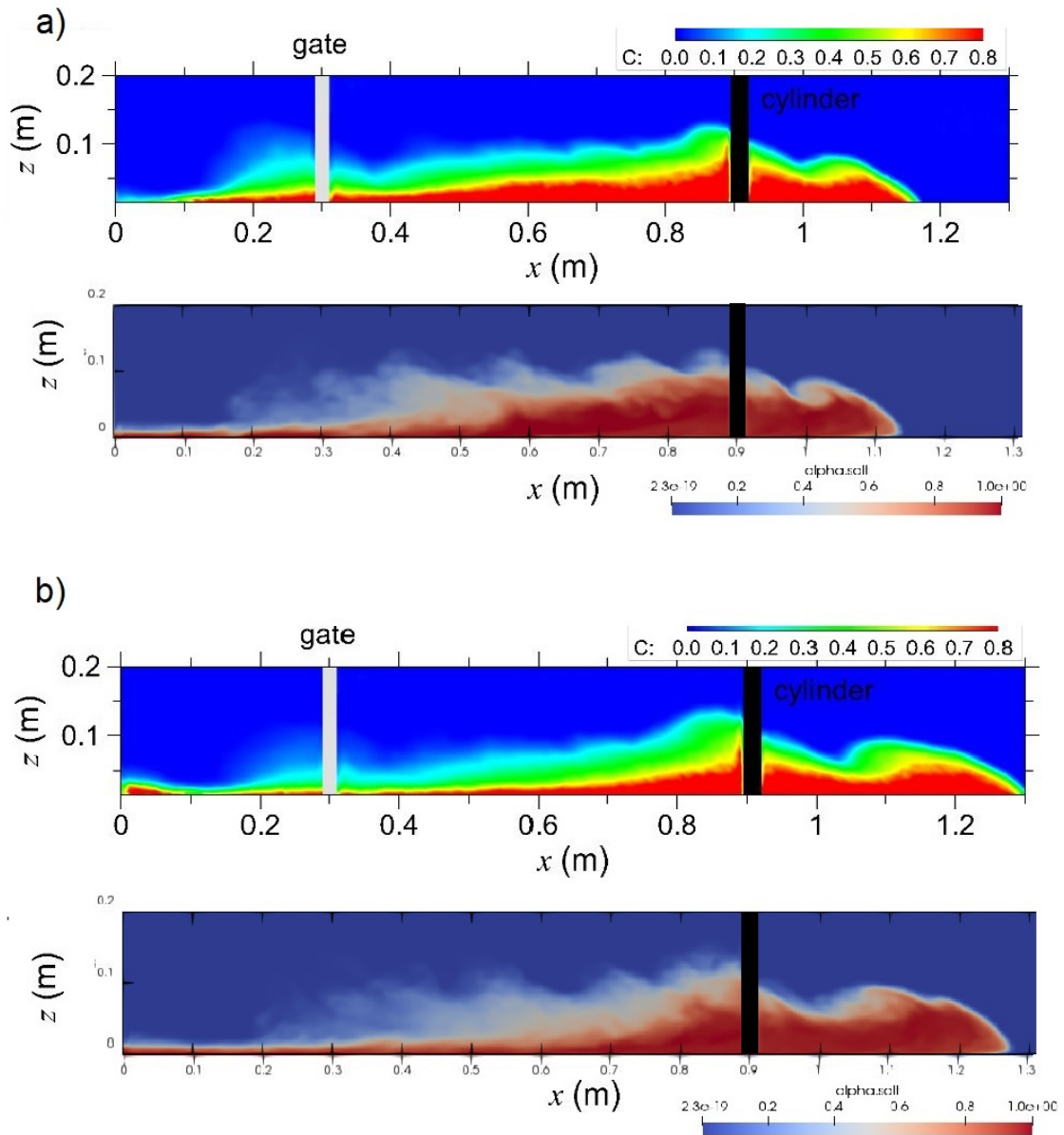


Figura 5.15: Estrutura da corrente, média transversal, para a aceleração reduzida, $g'=0.48$ $\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$ nos instantes de tempo a) $t=6$ s e b) $t=7$ s.

5.3 Parâmetros da corrente

As Figuras 5.16 e 5.17, 5.18 e 5.19 correspondem aos gráficos de posição-tempo, ambas as variáveis estão com as suas unidades de medida SI para efeitos de comparação com os resultados experimentais. A velocidade da frente da corrente foi calculada através de uma média transversal. Este cálculo permite-nos afirmar que a velocidade nas laterais da corrente não é afetada pela presença do cilindro mantendo a sua velocidade.

Comparando os parâmetros das simulações 2D sem cilindro e 3D com cilindro, as diferenças encontradas na posição e velocidade são praticamente inexistentes. Este facto deve-se à condição de simetria lateral no escoamento, que o aproxima fisicamente de um escoamento 2D.

É possível observar que, quando $x=0.9$ m, exista uma ligeira irregularidade para todas as acelerações, pois corresponde à localização do cilindro. No entanto, todas os gráficos de posição descrevem a posição da frente da corrente como um comportamento linear o que demonstra que a variação da massa volúmica do fluido denso não afeta este parâmetro.

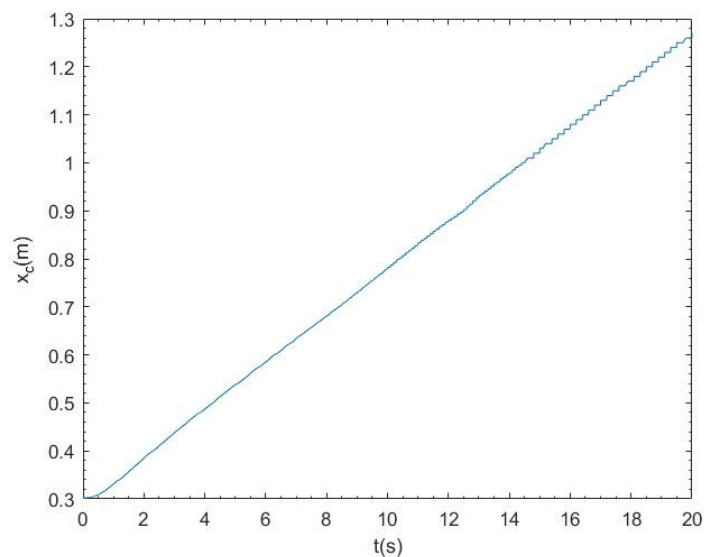


Figura 5.16: Gráfico de posição-tempo para a aceleração reduzida $g'=0.06 \text{ m.s}^{-2}$

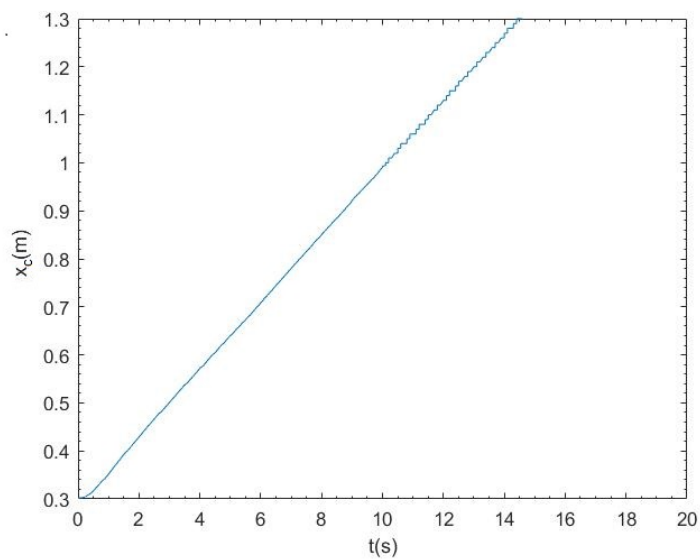


Figura 5.17: Gráfico de posição-tempo para a aceleração reduzida $g' = 0.12 \text{ m.s}^{-2}$

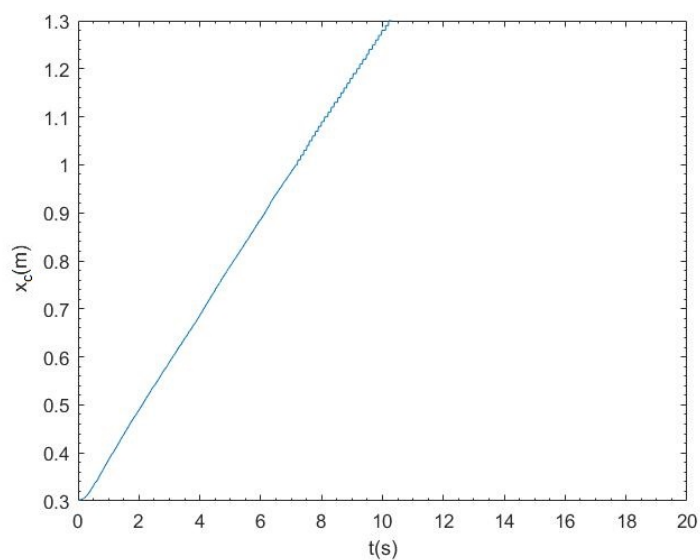


Figura 5.18: Gráfico de posição-tempo para a aceleração reduzida $g' = 0.24 \text{ m.s}^{-2}$

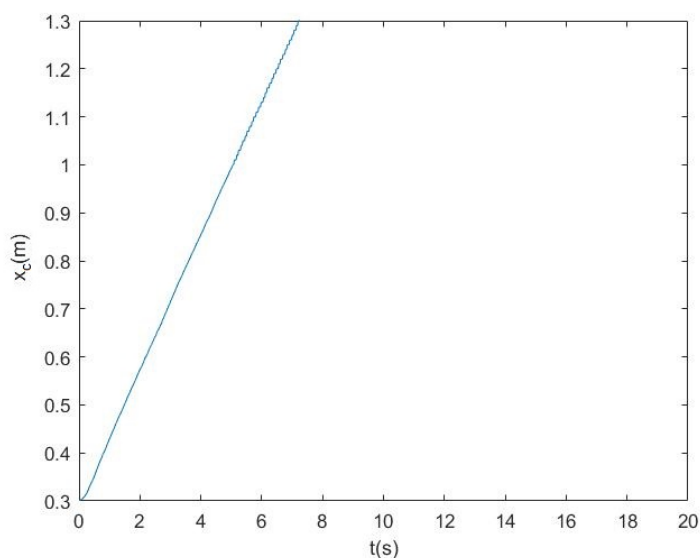


Figura 5.19: Gráfico de posição-tempo para a aceleração reduzida $g'=0.48 \text{ m.s}^{-2}$

5.3.1 Variação das concentrações

Na análise da mistura dos fluidos, foram realizados perfis de concentração verticais. Estes estão representados nas Figuras 5.22, 5.23, 5.24 e 5.25 ao longo do eixo z e perfis transversais ao longo do eixo y , Figuras 5.26 e 5.27. Os instantes de tempo considerados foram concordantes com a análise efetuada em 2D, ou seja, quando o escoamento se encontra razoavelmente desenvolvido com a estrutura da corrente facilmente identificável.

Como é possível verificar nas Figuras 5.22, 5.23, 5.24 e 5.25, a análise é realizada em perfis de coordenadas x , 0.7 m, 0.8 m, 0.85 m, 0.95 m, 1 m e 1.2 m, imediatamente antes da localização do cilindro e depois da localização do cilindro. Os três primeiros perfis correspondentes às localizações anteriores ao cilindro apresentam uma distribuição de concentrações muito ampla no sentido do eixo z , o que demonstra que com a presença do cilindro, na zona próxima do mesmo, a altura da corrente sofre um aumento significativo, bem como uma maior mistura no eixo vertical junto do cilindro.

Nos instantes após a colisão com o cilindro, a corrente volta a diminuir a zona de mistura no eixo vertical, unindo-se na frente da corrente e tomando novamente a estrutura inicial, como é possível verificar nas figuras 5.21d, 5.21e e 5.21f.

Nos perfis de concentração do caso 3D também é possível observar uma distribuição mais uniforme das concentrações sem picos de concentrações acima da interface dos fluidos (quando $C=0.5$), o que pode indicar uma menor existência de vorticidade relativamente aos casos 2D.

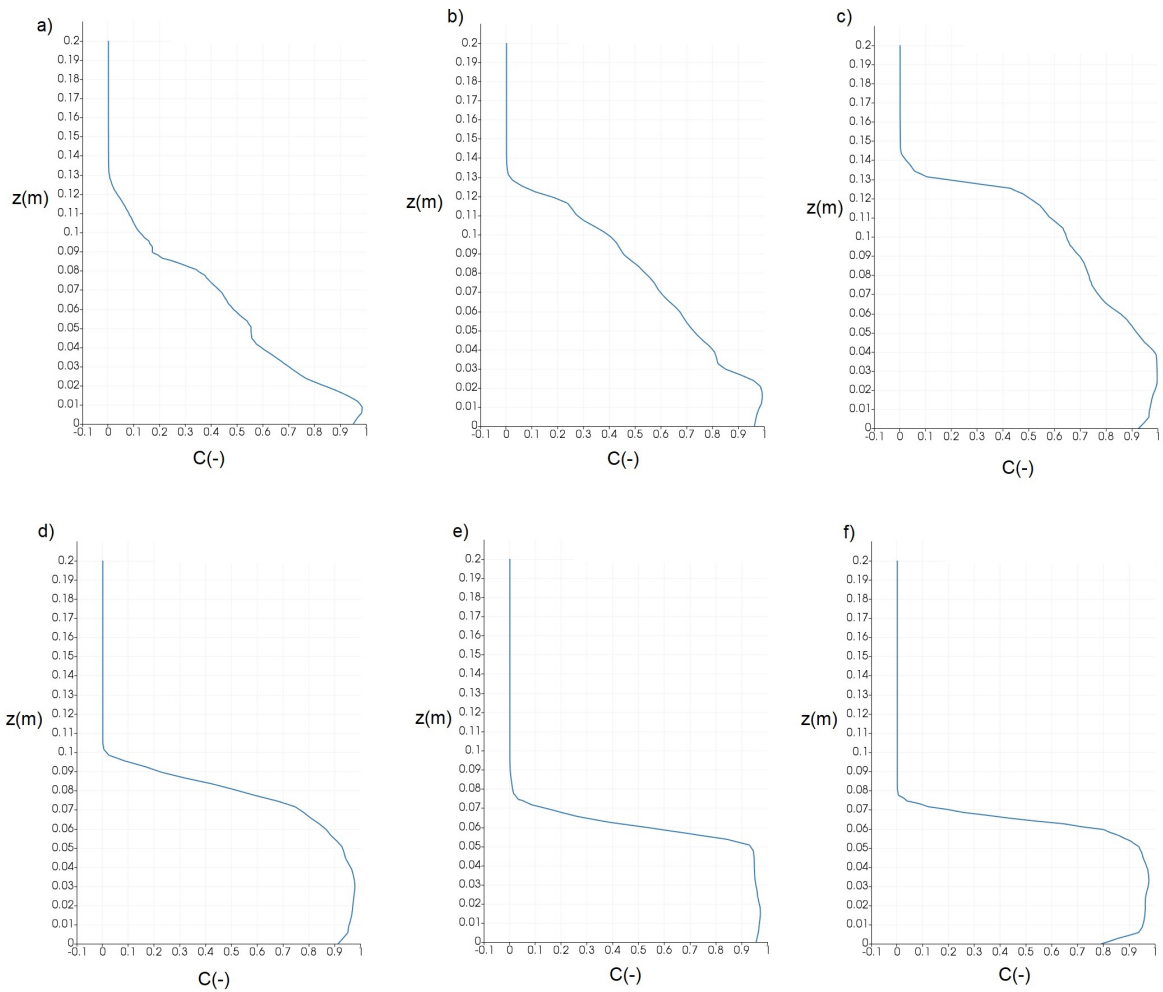


Figura 5.20: Perfil de concentrações para uma aceleração reduzida $g'=0.06 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$, no instante de tempo $t=20$ s quando a) $x= 0.7$ m, b) $x= 0.8$ m, c) $x= 0.85$ m, d) $x=0.95$ m e f) $x=1.2$ m

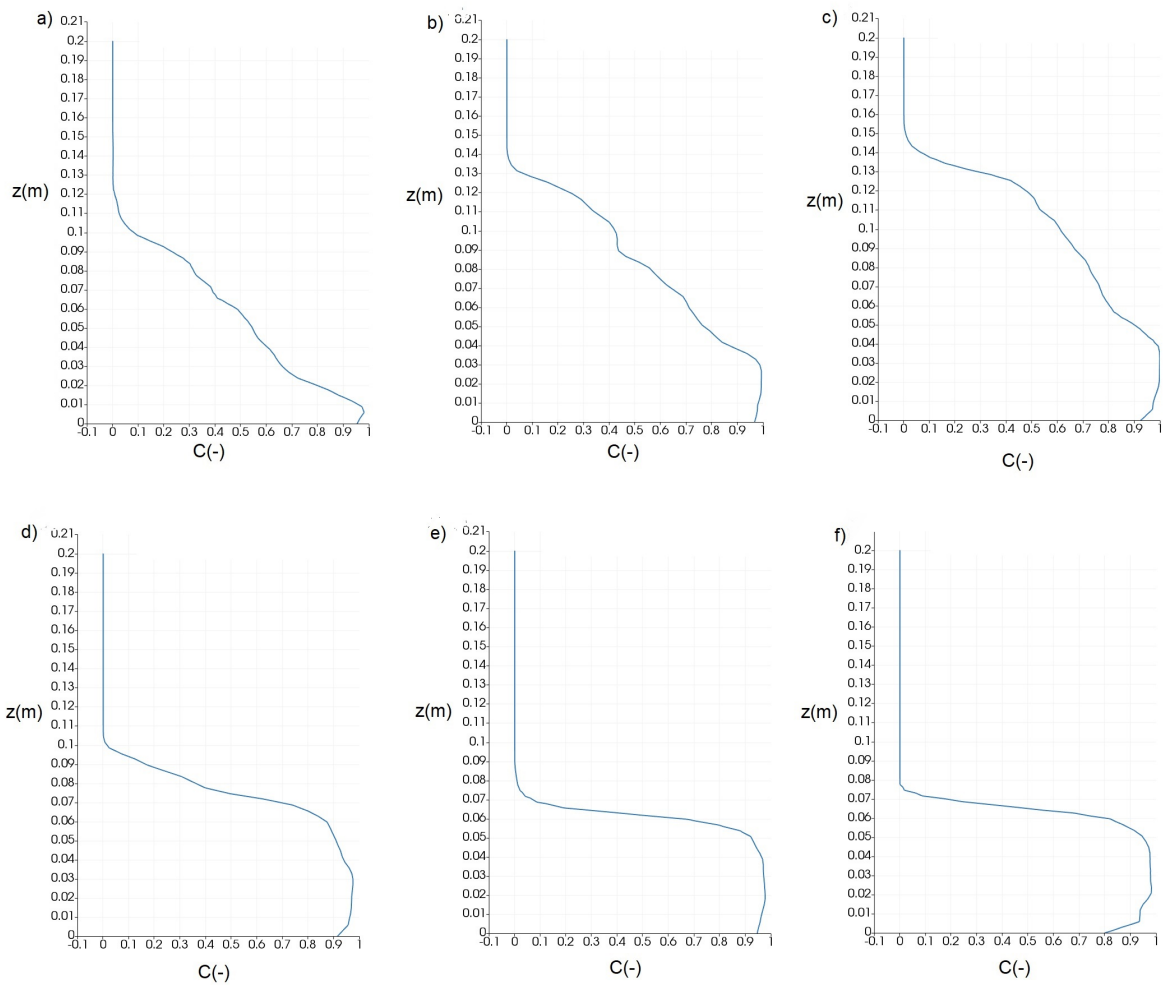


Figura 5.21: Perfil de concentrações para uma aceleração reduzida $g' = 0.12 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$, no instante de tempo $t = 14$ s quando a) $x = 0.7$ m, b) $x = 0.8$ m, c) $x = 0.85$ m, d) $x = 0.95$ m, e) $x = 1$ m e f) $x = 1.2$ m

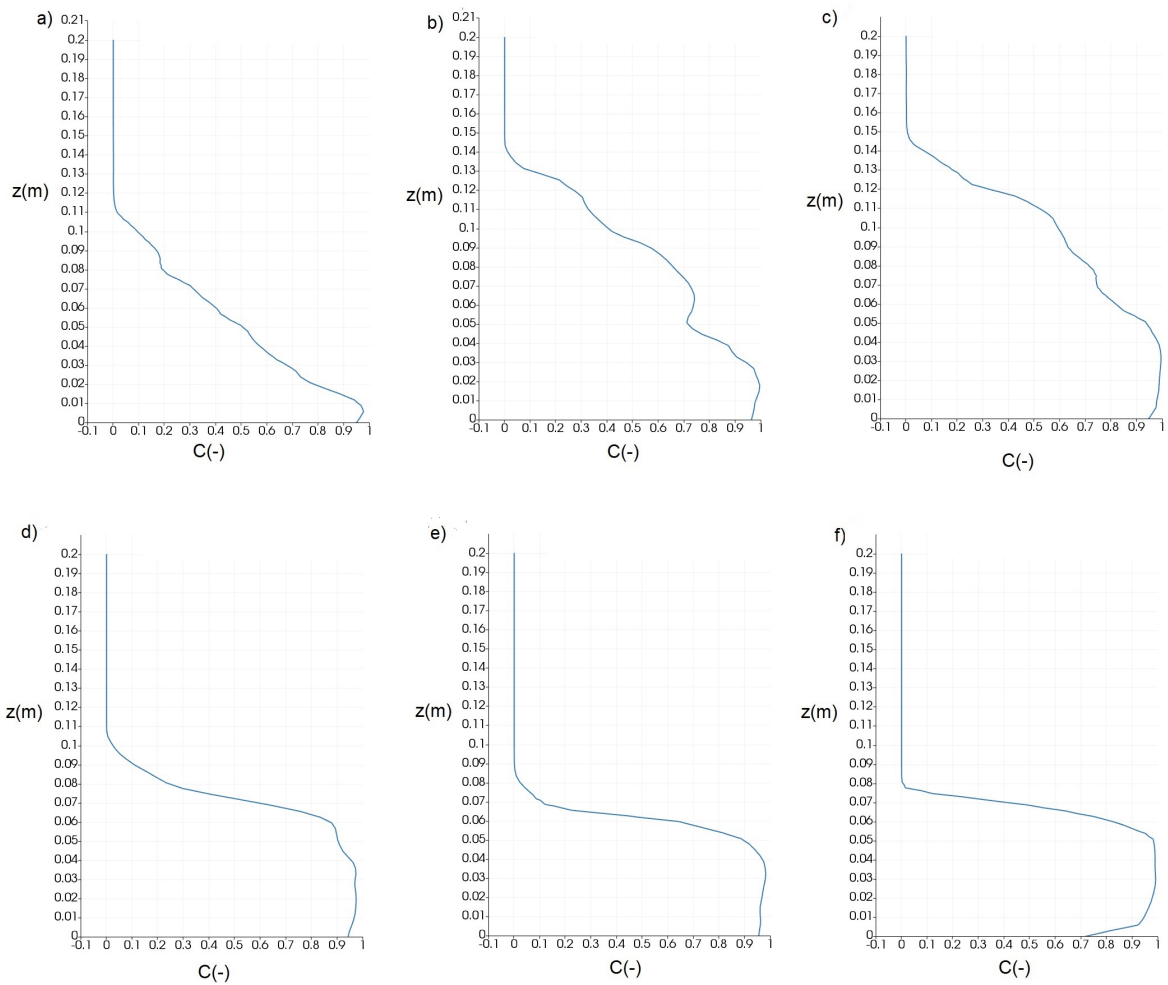


Figura 5.22: Perfil de concentrações para uma aceleração reduzida $g'=0.24 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$, no instante de tempo $t=10$ s quando a) $x=0.7$ m, b) $x=0.8$ m, c) $x=0.85$ m, d) $x=0.95$ m, e) $x=1$ m e f) $x=1.2$ m

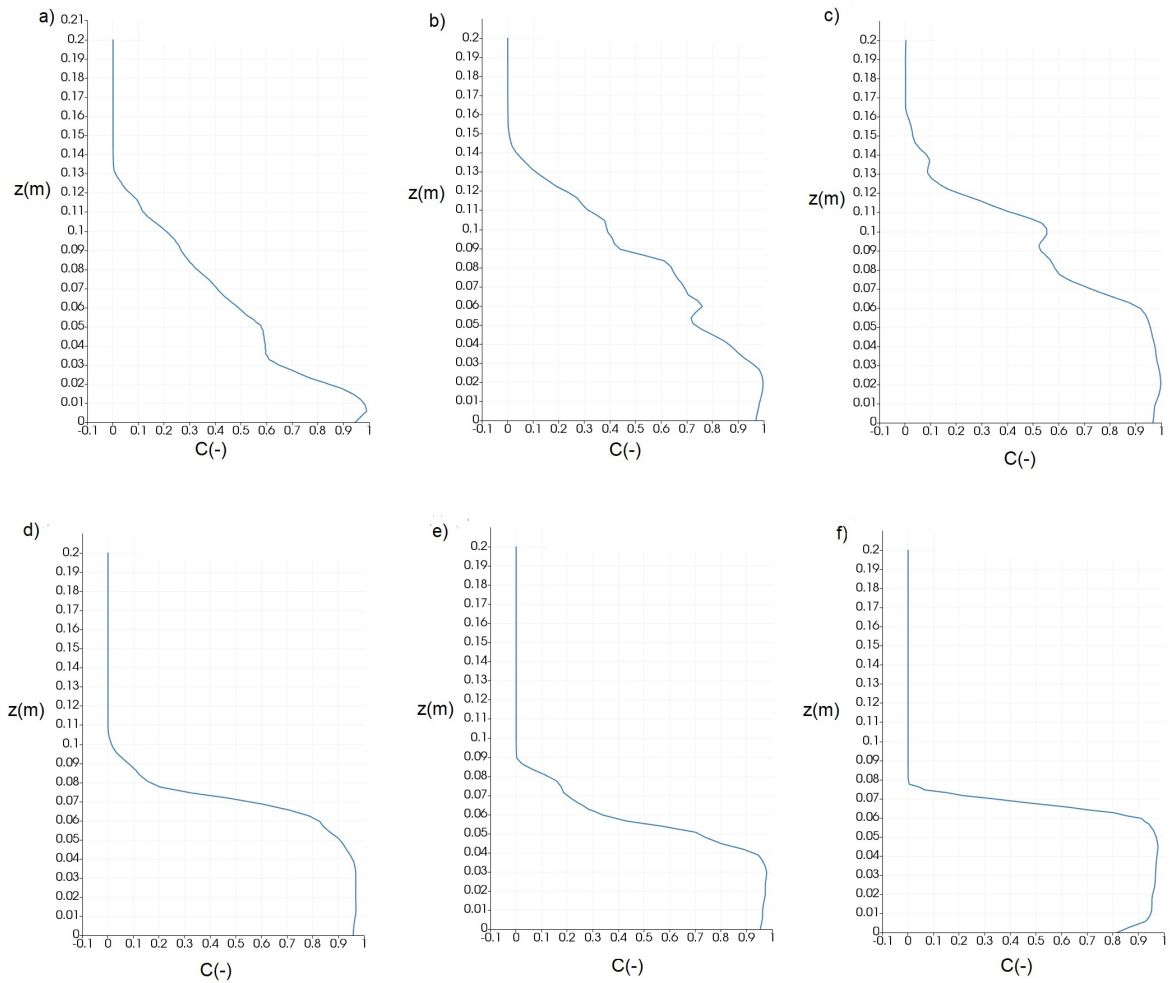


Figura 5.23: Perfil de concentrações para uma aceleração reduzida $g'=0.48 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$, no instante de tempo $t=7$ s quando a) $x=0.7$ m, b) $x=0.8$ m, c) $x=0.85$ m, d) $x=0.95$ m, e) $x=1$ m e f) $x=1.2$ m

5.3.2 Perfis transversais de concentrações

Com o objetivo de analisar a mistura dos dois fluidos, numa região próxima do cilindro, foram retirados 4 perfis de concentração transversais com a coordenada de altura da corrente fixa, $z=0.02$ m, e as coordenadas de posição, $x = 0.75$ m, $x = 0.8$ m, $x=0.9$ m e $x=0.93$ m, nos instantes de tempo utilizados para os perfis verticais. Estes estão representados nas Figuras 5.24 e 5.25.

Como é possível observar em $x=0.75$ m, a interação dos dois fluidos é praticamente inexistente nos instantes de tempo considerados. Contudo, na secção seguinte, quando $x=0.8$ m existe uma zona de mistura, consequência da formação de vórtices ao longo do corpo da corrente. Na secção que engloba o cilindro, quando $x=0.9$ m, a zona de mistura reduz-se também resultado da redução da vorticidade na passagem pelo cilindro.

Quando $x=0.93$ m, imediatamente após a colisão com o cilindro, existe uma zona de maior turbulência junto ao mesmo, onde a mistura é razoavelmente identificável como podemos observar nas Figuras 5.24d) e 5.25d).

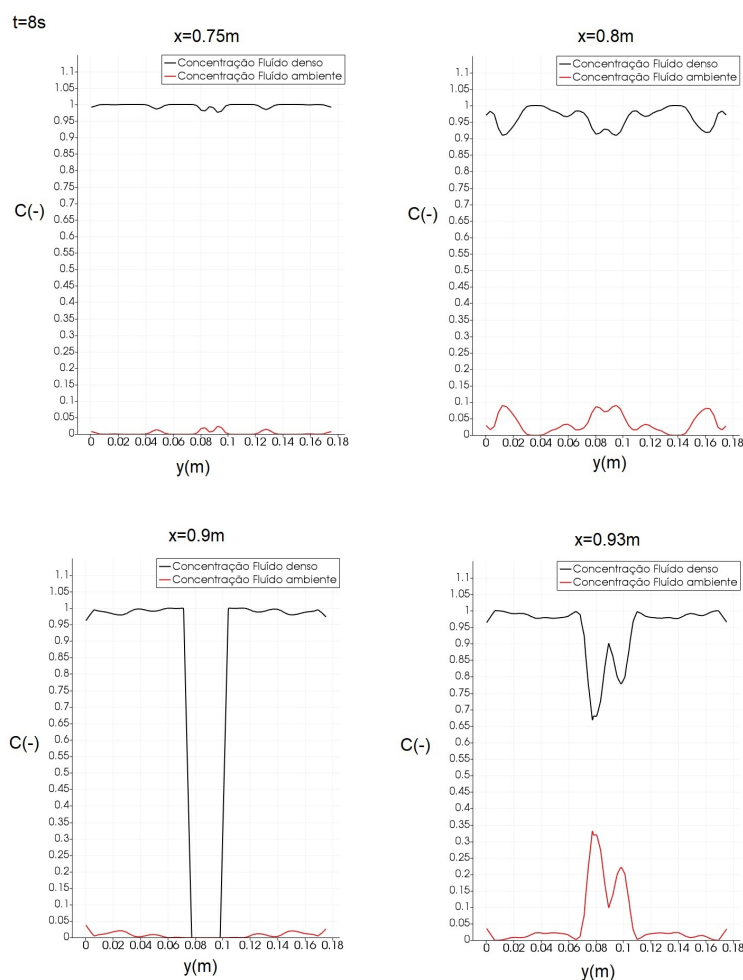


Figura 5.24: Perfis de concentração transversais para a aceleração reduzida de $g'=0.24$ $m.s^{-2}$ no instante de tempo $t=8$ s

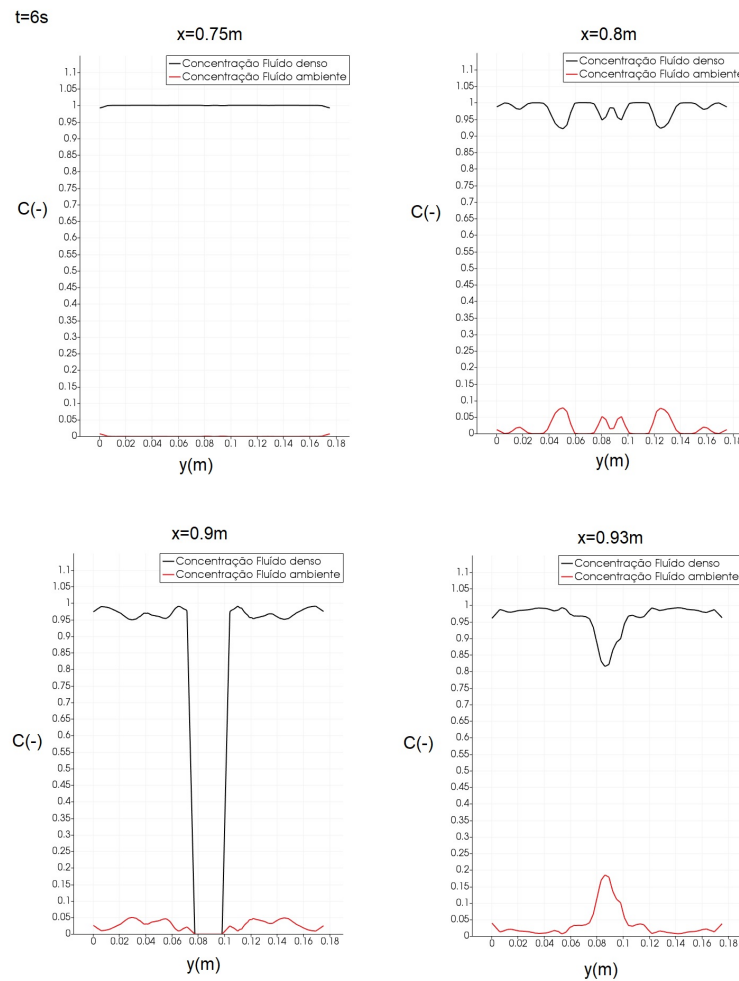


Figura 5.25: Perfis de concentração transversais para a aceleração reduzida de $g'=0.48 \text{ m.s}^{-2}$ no instante de tempo $t=6 \text{ s}$

5.3.2.1 Comparações com os resultados experimentais

Por forma a comparar os perfis de concentração das simulações numéricas com os resultados experimentais, foram calculados 4 perfis, nos instantes de tempo $t=9.92 \text{ s}$ para aceleração reduzida $g'=0.24 \text{ m.s}^{-2}$ e $t=7.08 \text{ s}$ para a aceleração reduzida $g'=0.48 \text{ m.s}^{-2}$, como se pode observar nas Figuras 5.26 e 5.27.

Sendo o resultado experimental representado pela curva a vermelho nos gráficos à esquerda para cada instante e o gráfico do perfil numérico da direita, podemos observar que as curvas dos resultados experimentais indicam uma menor mistura dos fluídos e uma maior união do corpo da corrente, enquanto no caso numérico existe uma maior dispersão da concentração ao longo do eixo z .

A diferença na dispersão do perfil de concentrações pode ser consequência de uma maior mistura no caso numérico e maior vorticidade, como já foi observado anteriormente na análise da estrutura da corrente, onde também foi possível verificar que existe uma maior união do corpo da corrente e uma menor de vorticidade no caso experimental.

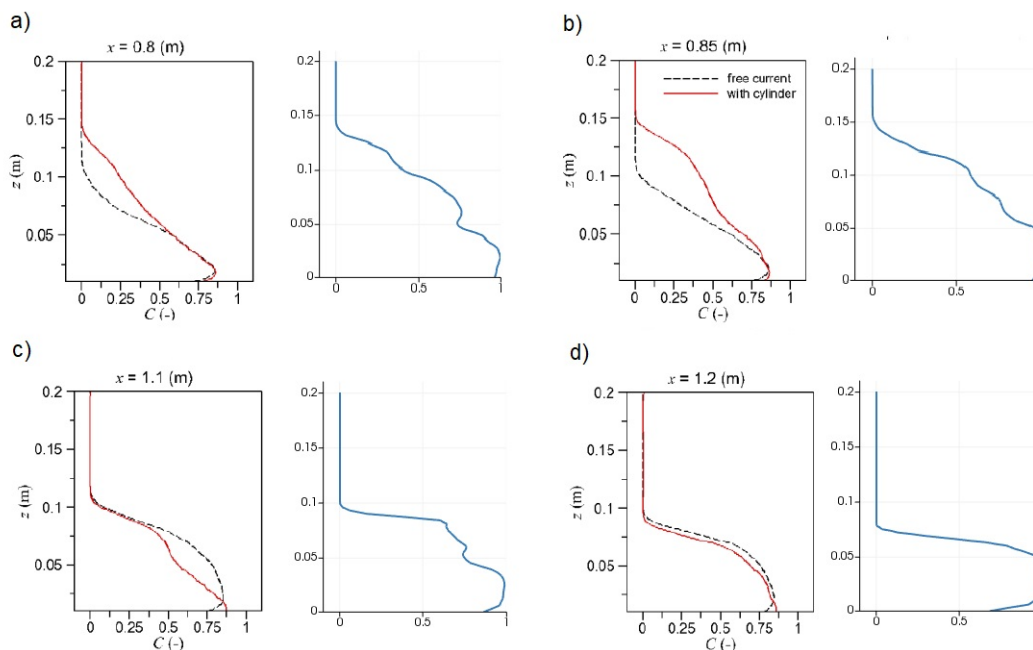


Figura 5.26: Comparação dos perfis de concentração dos resultados experimentais (curva vermelha esquerda) com os resultados numéricos (direita) para uma aceleração reduzida, $g'=0.24 \text{ m.s}^{-2}$ no instante de tempo $t=9.92 \text{ s}$ nas coordenadas x indicadas no gráfico

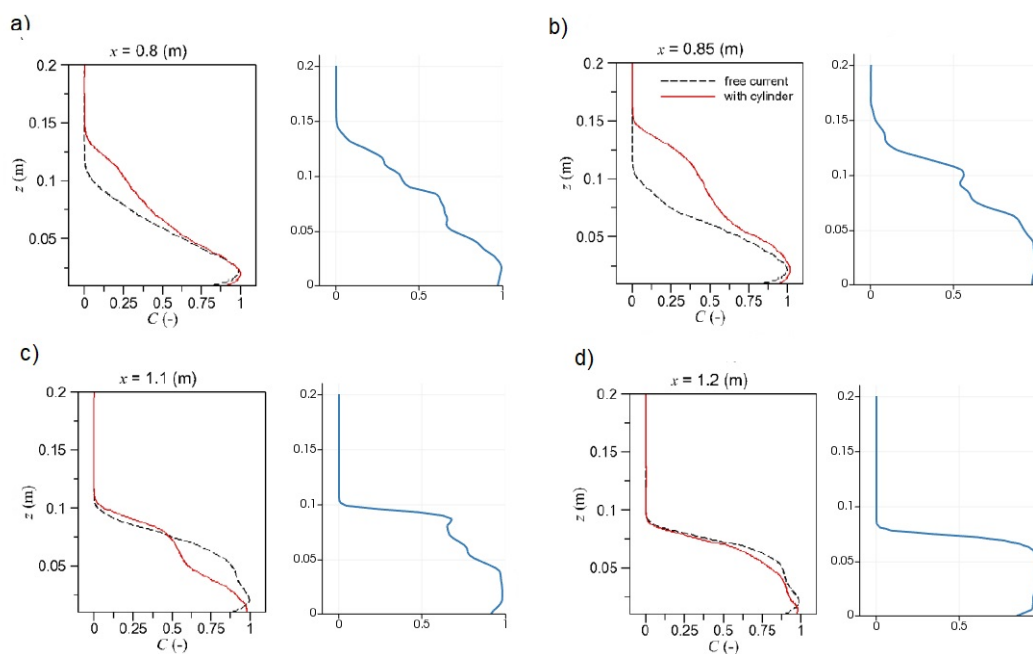


Figura 5.27: Comparação dos perfis de concentração dos resultados experimentais (curva vermelha esquerda) com os resultados numéricos (direita) para uma aceleração reduzida, $g'=0.48 \text{ m.s}^{-2}$ no instante de tempo $t=7.08 \text{ s}$ nas coordenadas x indicadas no gráfico

5.3.3 Altura da corrente

Como podemos observar nas Figuras 5.28, 5.29, 5.30 e 5.31, a estrutura da corrente é bem identificável pela sua altura, que se define por $C=0.5$.

Em todas as acelerações gravíticas reduzidas, quando $x=0.9$ m, a corrente colide com o cilindro, demonstrando um aumento súbito na altura. Esse aumento é bem identificável e distingue-se do restante corpo da corrente. Após a colisão com o cilindro, a corrente retoma a sua altura média e sem distúrbios.

É ainda de notar que a corrente, não estando influenciada pelo cilindro, mantém a sua altura aproximadamente constante e que o mesmo comportamento se repete para todos os casos de aceleração diferente, pelo que se pode concluir que a diferença de densidades não influencia na evolução da altura da corrente.

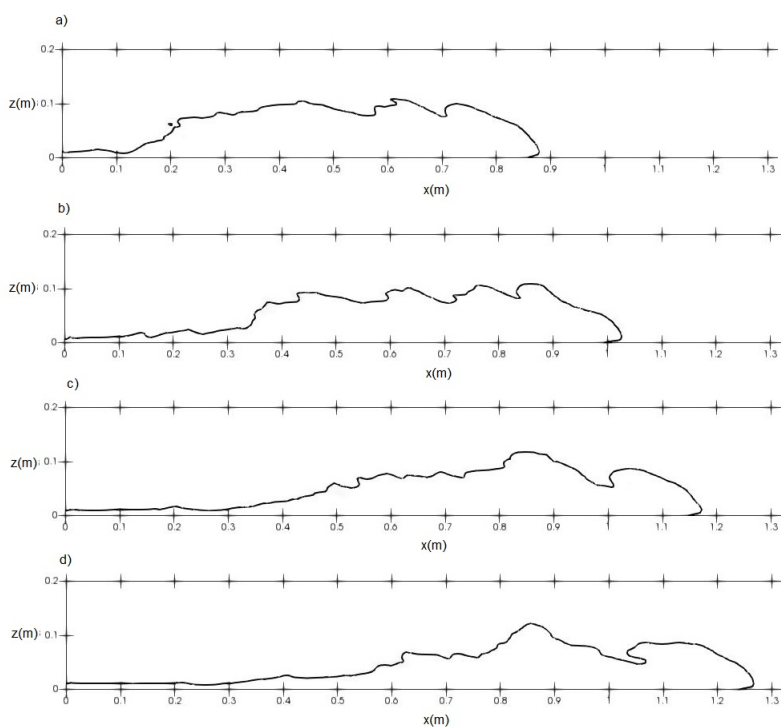


Figura 5.28: Altura média da corrente para a aceleração reduzida de $g'=0.06 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ quando a) $t=12$ s, b) $t=15$ s, c) $t=18$ s e d) $t=20$ s

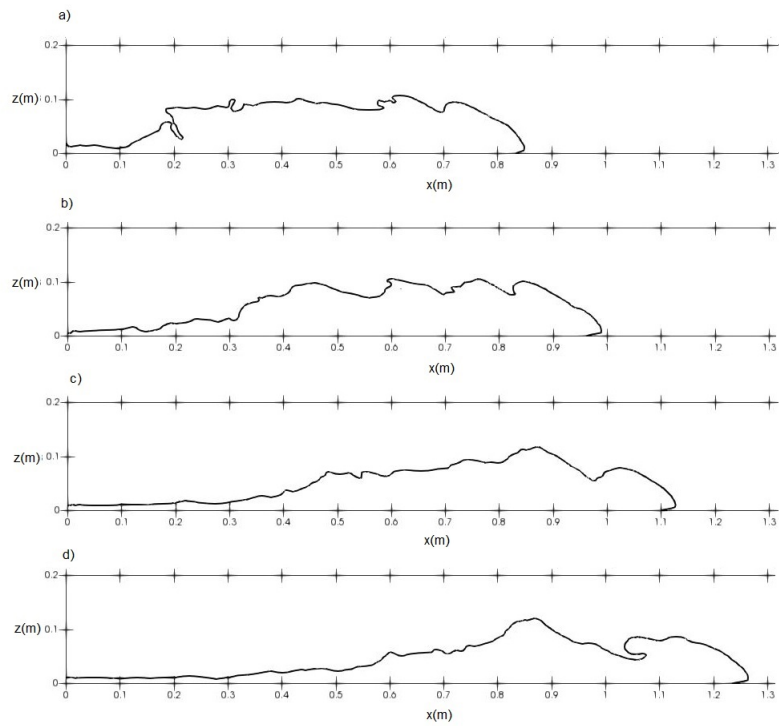


Figura 5.29: Altura média da corrente para a aceleração reduzida de $g'=0.12 \text{ m.s}^{-2}$ quando a) $t=8 \text{ s}$, b) $t=10 \text{ s}$, c) $t=12 \text{ s}$ e d) $t=14 \text{ s}$

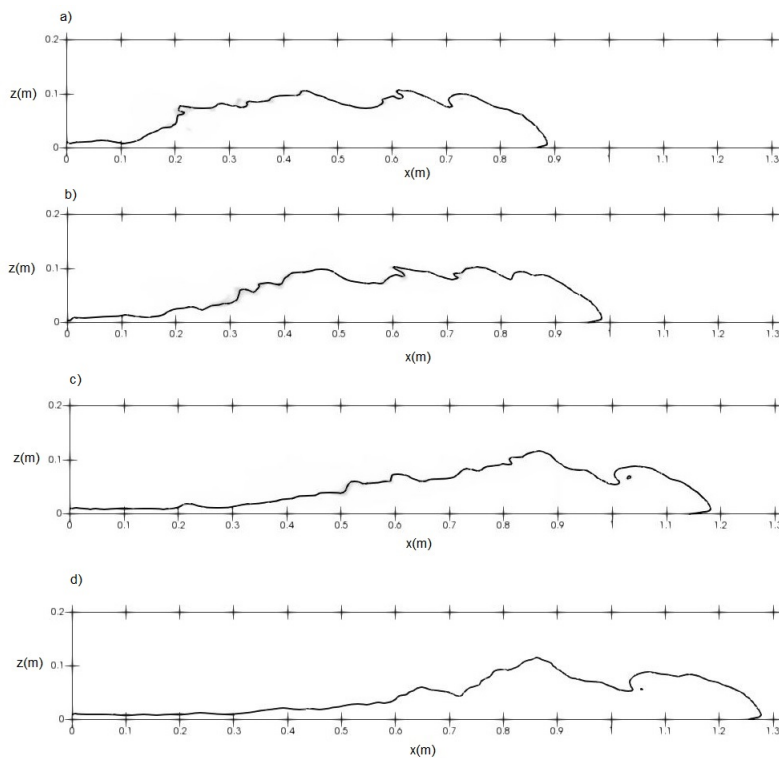


Figura 5.30: Altura média da corrente para a aceleração reduzida de $g'=0.24 \text{ m.s}^{-2}$ quando a) $t=6 \text{ s}$, b) $t=7 \text{ s}$, c) $t=9 \text{ s}$ e d) $t=10 \text{ s}$

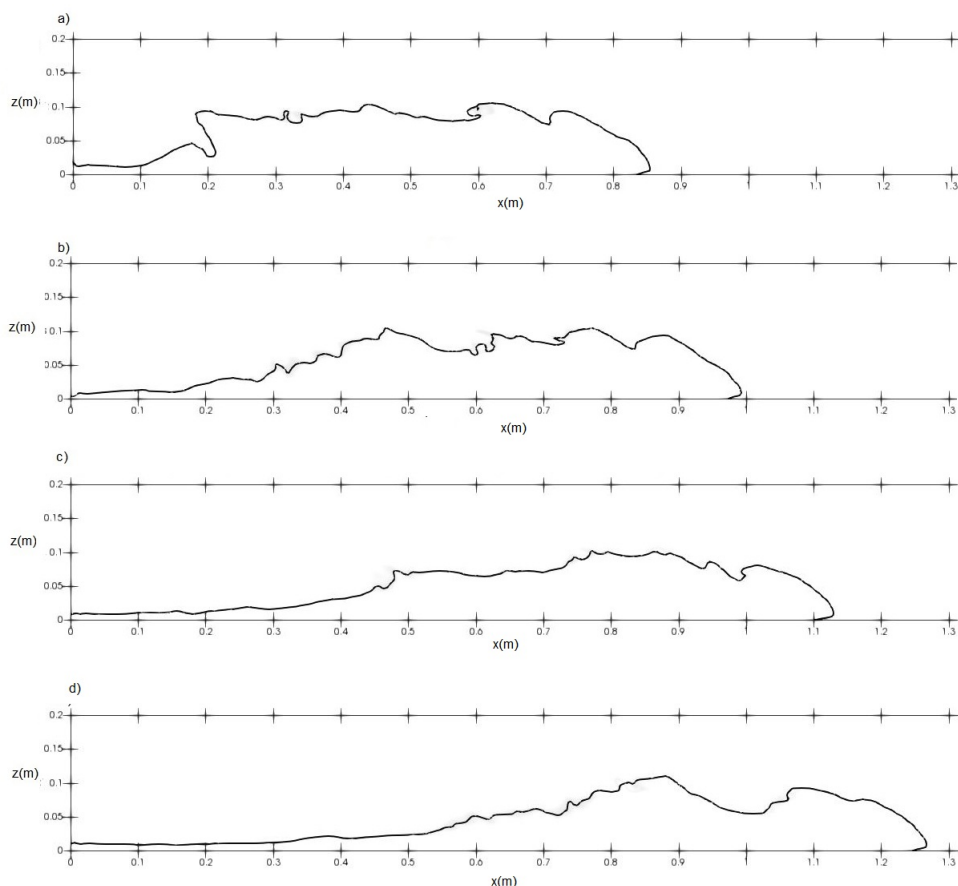


Figura 5.31: Altura média da corrente para a aceleração reduzida de $g'=0.48 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ quando a) $t=4$ s, b) $t=5$ s, c) $t=6$ s e d) $t=7$ s

5.3.3.1 Comparação com os resultados experimentais

Nas Figuras 5.32, 5.33, 5.34 e 5.35, estão representadas as alturas da corrente para o caso experimental, que corresponde à curva vermelha da imagem e para o caso numérico que corresponde à curva preta da imagem da direita.

É possível constatar que, para todos os casos de aceleração gravítica reduzida, a altura da corrente é em média ligeiramente maior no caso numérico, como já foi analisado anteriormente. Este facto deve-se à maior união da corrente no caso experimental e de uma maior mistura e vorticidade no caso numérico.

Relativamente à evolução do parâmetro altura, é possível aferir que os resultados numéricos são concordantes com os resultados experimentais, pois em ambos os casos as correntes demonstram o mesmo comportamento, tanto na colisão com o cilindro, como na altura média constante sem perturbações na corrente.

5.3. PARÂMETROS DA CORRENTE

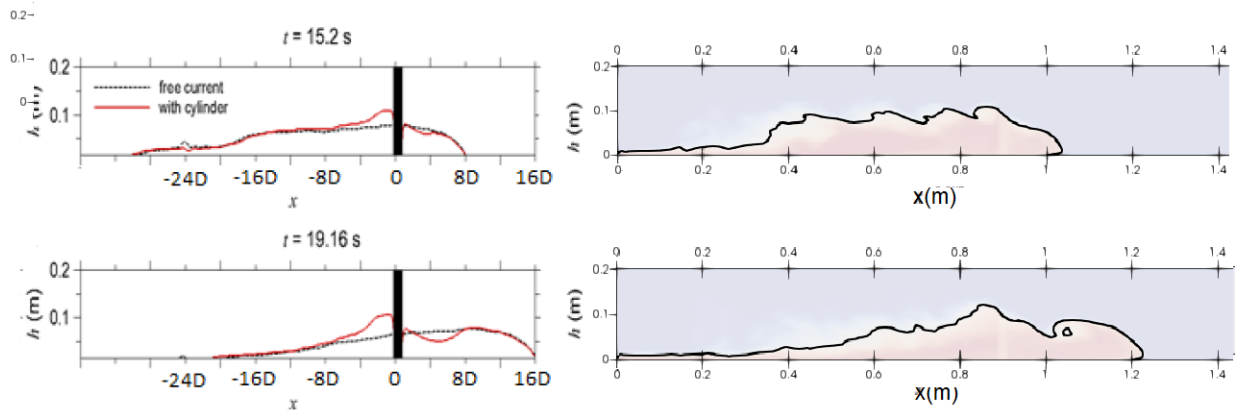


Figura 5.32: Comparação da altura média da corrente entre os resultados experimentais e os resultados numéricos, para uma aceleração reduzida $g'=0.06 \text{ m.s}^{-2}$, nos instantes de tempo indicados.

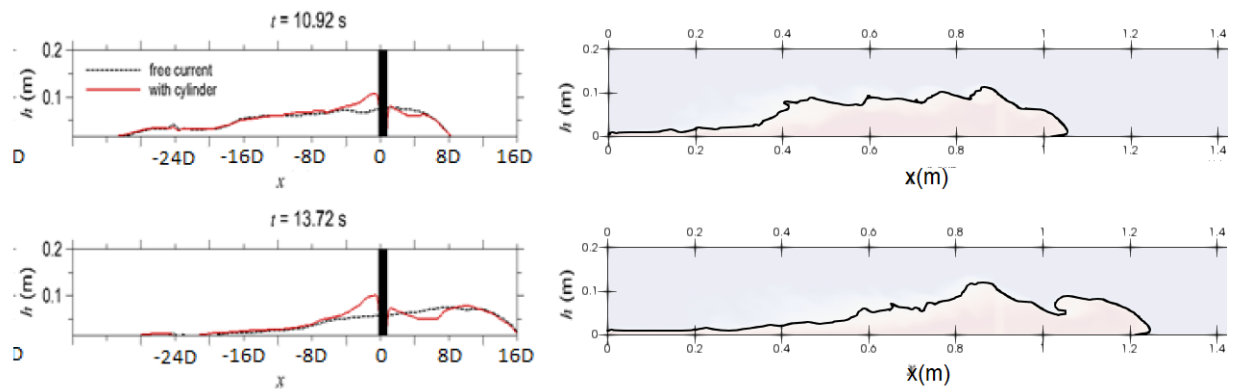


Figura 5.33: Comparação da altura média da corrente entre os resultados experimentais e os resultados numéricos, para uma aceleração reduzida $g'=0.12 \text{ m.s}^{-2}$, nos instantes de tempo indicados.

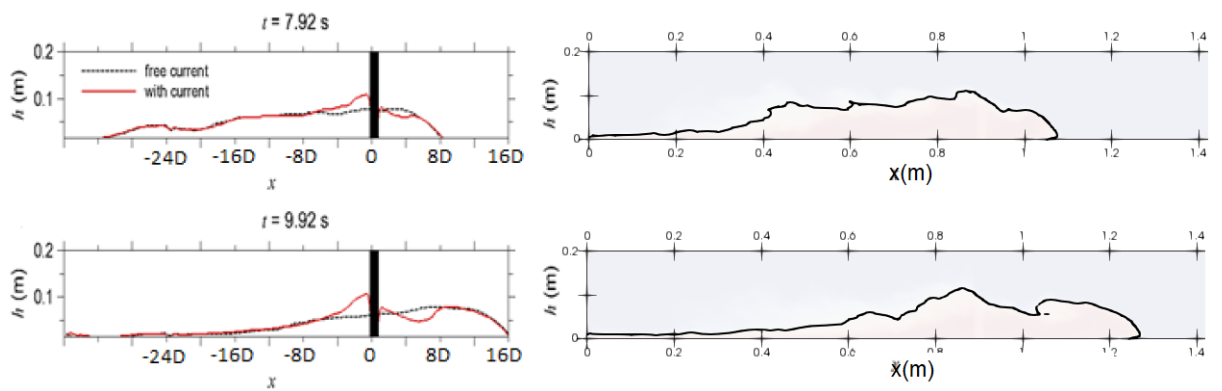


Figura 5.34: Comparação da altura média da corrente entre os resultados experimentais e os resultados numéricos, para uma aceleração reduzida $g'=0.24 \text{ m.s}^{-2}$, nos instantes de tempo indicados.

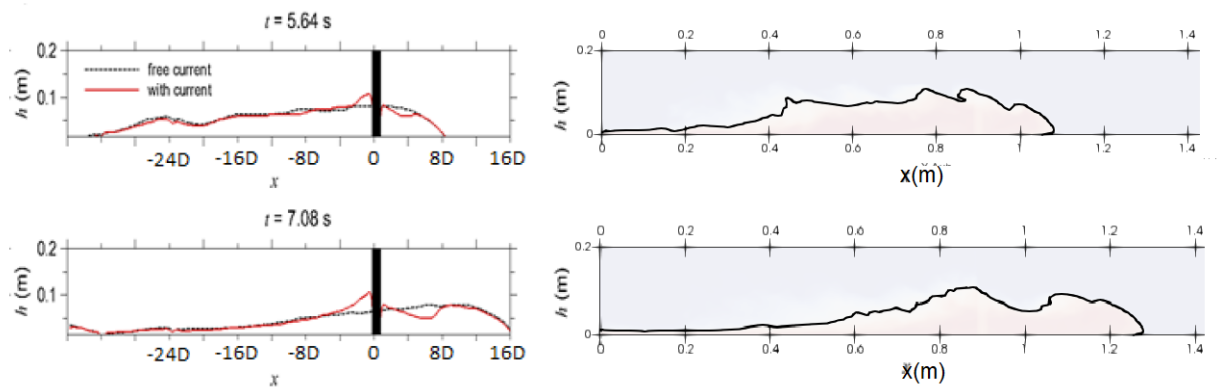


Figura 5.35: Comparação da altura média da corrente entre os resultados experimentais e os resultados numéricos, para uma aceleração reduzida $g'=0.48 \text{ m.s}^{-2}$, nos instantes de tempo indicados.

CONCLUSÕES E ESTUDOS FUTUROS

6.1 Síntese do Estudo

Com a ajuda do software OpenFOAM, pretendeu-se encontrar um modelo fisicamente eficiente e com resultados semelhantes aos experimentais, para tal foram testados dois tipos de modelos de turbulência, LES e RANS. O estudo iniciou-se com a escolha dos parâmetros numéricos a utilizar e na adaptação do OpenFOAM para simular corretamente a formação de correntes de densidade, de seguida foi feito o refinamento da malha onde foram necessários dois tipos de malha, uma para o caso com superfície livre e outra para o caso sem superfície livre.

O estudo do melhor modelo de turbulência foi feito tendo em conta apenas uma das malhas, sem superfície livre, e onde foi avaliado a capacidade de cálculo da turbulência, posição da frente e velocidade.

Após a escolha do modelo de turbulência, procedeu-se à comparação dos modelos com e sem superfície livre, onde foram analisados parâmetros como, posição da frente, velocidade da frente, perfis de concentração e campo de velocidades variando a aceleração reduzida g' , e estudou-se a influência que a superfície livre poderia ter no desenvolvimento desses parâmetros no decorrer do escoamento.

O estudo da influência do elemento de vegetação foi feito através de simulações 3D de maior exigência computacional em que o elemento de vegetação era representado por um cilindro no centro do canal, onde foram analisados os mesmos parâmetros da simulação 2D com a adição da altura média da corrente e de perfis de concentração transversais junto à zona onde está localizado o cilindro. A análise dos mesmos parâmetros foi realizada no pós-processamento com as ferramentas MATLAB, OpenFOAM e Paraview.

6.2 Conclusões do estudo

Embora o estudo não tenha sido focado no refinamento da malha, este mostrou-se relevante, pois uma malha rigorosamente refinada auxilia no cálculo do modelo de turbulência, o que permite descrever, com maior certeza, detalhes da estrutura da corrente como a vorticidade Kelvin-Helmholtz e a mistura entre os dois fluídos em estudo.

Na comparação dos modelos numéricos testados foi possível identificar diferenças, principalmente na estrutura da corrente, pois o modelo RANS utilizado obteve um cálculo insatisfatório da turbulência, não tornando possível identificar na maioridade do domínio, a vorticidade do escoamento bem como a mistura entre os fluidos na sua interface. Enquanto o modelo LES demonstrou um cálculo mais preciso e realista na análise dos parâmetros estudados e, por isso, foi o modelo escolhido para prosseguir com as simulações seguintes.

Após a escolha do modelo LES foi estudado a influência de superfície livre, onde foi observado que existe um conjunto de diferenças relativamente ao caso com superfície livre, entre as quais uma maior mistura, oscilações nos gráficos de velocidade, que podem ser consequência também de uma maior vorticidade identificada na estrutura da corrente. Foi possível identificar também outros aspetos diferentes, como a frente da corrente ligeiramente atrasada e os gradientes de velocidade, onde se mostrou a influência do ar devido á sua turbulência.

Os valores dos parâmetros calculados não se encontram distantes dos valores reais, apresentando erros relativos inferiores a 8 por cento, o que demonstra que o software utilizado, OpenFOAM, é adequado para a simulação em estudo.

A colocação do cilindro no escoamento 3D permitiu observar perturbações locais nos instantes de tempo em que o escoamento colide com o cilindro, a velocidade média sofre alterações, como se pode verificar nos gráficos de posição-tempo, onde existe uma irregularidade quando $x_f=0.9$ m. Após os instantes de colisão com o cilindro, a corrente volta a tomar a sua morfologia anterior. Nos gráficos de concentração foi possível observar que havia uma maior distribuição de concentração ao longo do eixo z na zona do cilindro, o que nos permite aferir que a colocação do cilindro tem uma grande influência na mistura dos dois fluidos. No parâmetro da altura da corrente foi possível verificar que sofre uma alteração no instante da colisão, posteriormente, retorna ao seu valor regular na zona da frente da corrente. O modelo numérico utilizado no escoamento 3D obteve resultados razoavelmente plausíveis comparados com os resultados experimentais. As diferenças notadas consistiram na maior mistura e vorticidade do escoamento no caso numérico, uma maior unificação da corrente no caso experimental. A altura média corrente notou-se mais baixa no caso experimental, e finalmente o ligeiro atraso da corrente no caso numérico em ambas as acelerações reduzidas embora o erro relativo não ultrapasse os 10%.

6.3 Estudos Futuros

Esta investigação permitiu aferir aspectos fundamentais sobre a temática em estudo. Contudo, a limitação no poder computacional e no tempo disponível foram determinantes no alcance de alguns objetivos. No seguimento deste estudo seria relevante o estudo do efeito, que vários elementos de vegetação teriam na mistura dos dois fluidos e, por conseguinte, quantificar essa mistura por intermédio dum parâmetro. Além da quantidade de vegetação, o espaçamento entre os elementos de vegetação pode ser também um fator determinante na mistura entre os dois fluidos e por isso também se torna importante estudar. Embora neste estudo tenha sido considerado a variação de massa volúmica, seria interessante estudar essa variação num regime viscoso, e portanto, baixando os valores das massas volúmicas em estudo. Sendo esta uma temática relevante no mundo científico nomeadamente na preservação do ambiente, será sempre importante a consideração de novas variáveis neste estudo, bem como novas abordagens que permitirão uma maior evolução da investigação.

BIBLIOGRAFIA

- [1] K. Bhaganagar. “Direct numerical simulation of lock-exchange density currents over the rough wall in slumping phase”. Em: *Journal of hydraulic research* 52.3 (2014), pp. 386–398.
- [2] M. J. L. Boavida. “Problemas da qualidade da água: Eutrofização e poluição”. Em: *www.ordembilogos/Biologias N 1* (2001).
- [3] J. E. Simpson. “Gravity currents in the laboratory, atmosphere, and ocean”. Em: *Annual Review of Fluid Mechanics* 14.1 (1982), pp. 213–234.
- [4] R.Faria. *Caracterização experimental da interação de correntes de densidade com um cilindro*. 2021.
- [5] M. P. O’Brien e J. Chernó. “Model law for motion of salt water through fresh”. Em: *Transactions of the American Society of Civil Engineers* 99.1 (1934), pp. 576–594.
- [6] T. B. Benjamin. “Gravity currents and related phenomena”. Em: *Journal of Fluid Mechanics* 31.2 (1968), pp. 209–248.
- [7] M. Abbott. “On the spreading of one fluid over another”. Em: *La houille blanche* 6 (1961), pp. 827–856.
- [8] D. Barr. “DENSIMETRIC EXCHANGE FLOW IN RECTANGULAR CHANNELS-I.-DEFINITIONS, REVIEW AND RELEVANCE TO MODEL DESIGN”. Em: *La Houille Blanche* 7 (1963), pp. 739–756.
- [9] K. Bhaganagar e N. R. Pillalamarri. “Lock-exchange release density currents over three-dimensional regular roughness elements”. Em: *Journal of Fluid Mechanics* 832 (2017), p. 793.
- [10] J. W. Rottman e J. E. Simpson. “Gravity currents produced by instantaneous releases of a heavy fluid in a rectangular channel”. Em: *Journal of Fluid Mechanics* 135 (1983), pp. 95–110.
- [11] B. Marino, L. Thomas e P. Linden. “The front condition for gravity currents”. Em: *Journal of Fluid Mechanics* 536 (2005), pp. 49–78.
- [12] C. Haertel, E Meiburg e F. Necker. “Vorticity dynamics during the start-up phase of gravity currents”. Em: *Il Nuovo Cimento C* 22.6 (1999), pp. 823–834.
- [13] M. I. Cantero, J. Lee, S Balachandar e M. H. Garcia. “On the front velocity of gravity currents”. Em: *Journal of Fluid Mechanics* 586 (2007), p. 1.

- [14] H. E. Huppert e J. E. Simpson. “The slumping of gravity currents”. Em: *Journal of Fluid Mechanics* 99.4 (1980), pp. 785–799.
- [15] T. K. Fannelop e G. D. Waldman. “Dynamics of oil slicks”. Em: *AIAA Journal* 10.4 (1972), pp. 506–510.
- [16] C. Oldham e J. Sturman. “The effect of emergent vegetation on convective flushing in shallow wetlands: Scaling and experiments”. Em: *Limnology and Oceanography* 46.6 (2001), pp. 1486–1493.
- [17] Y Tanino, H. Nepf e P. Kulis. “Gravity currents in aquatic canopies”. Em: *Water resources research* 41.12 (2005).
- [18] R. L. Fernandez e J. Imberger. “Bed roughness induced entrainment in a high Richardson number underflow”. Em: *Journal of Hydraulic Research* 44.6 (2006), pp. 725–738.
- [19] J. F. A. d. Souza, L. R. d. Oliveira, J. L. L. d. Azevedo, I. D. Soares e M. M. Mata. “Uma revisão sobre a turbulência e sua modelagem”. Em: *Revista Brasileira de Geofísica* 29.1 (2011), pp. 21–41.
- [20] J. Smagorinsky. “General circulation experiments with the primitive equations: I. The basic experiment”. Em: *Monthly weather review* 91.3 (1963), pp. 99–164.
- [21] R. O. Fox. “Large-eddy-simulation tools for multiphase flows”. Em: *Annual Review of Fluid Mechanics* 44 (2012), pp. 47–76.
- [22] C. W. Hirt e B. D. Nichols. “Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries”. Em: *Journal of computational physics* 39.1 (1981), pp. 201–225.
- [23] J. Zhou. “Physics of environmental flows interacting with obstacles”. Tese de doutoramento. Colorado State University, 2017.
- [24] J. Cordazzo et al. “Simulação de reservatórios de petróleo utilizando o método EbFVM e multigrid algébrico”. Em: (2006).
- [25] J. Pelmard, S. Norris e H. Friedrich. “LES grid resolution requirements for the modelling of gravity currents”. Em: *Computers & Fluids* 174 (2018), pp. 256–270.
- [26] A. Dai. “High-resolution simulations of downslope gravity currents in the acceleration phase”. Em: *Physics of Fluids* 27.7 (2015), p. 076602.
- [27] F Moukalled, L Mangani e M Darwish. “Mathematical Description of Physical Phenomena”. Em: *The Finite Volume Method in Computational Fluid Dynamics*. Springer, 2016, pp. 43–83.
- [28] F. Moukalled, L Mangani, M. Darwish et al. *The finite volume method in computational fluid dynamics*. Vol. 113. Springer, 2016.
- [29] I. d. I. C. de Imunoalergologia e A. H. G. de Imunoalergologia. “Chronic Cough”. Em: ()).

- [30] R. Eymard, T. Gallouët e R. Herbin. “Finite volume methods”. Em: *Handbook of numerical analysis* 7 (2000), pp. 713–1018.
- [31] E Gonzalez-Juez, E Meiburg, T Tokyay e G Constantinescu. “Gravity current flow past a circular cylinder: forces, wall shear stresses and implications for scour”. Em: *Journal of Fluid Mechanics* 649 (2010), p. 69.



CÓDIGOS MATLAB

```
clc
clear
close all

dt = 0.02;
t = dt:dt:10;
nmax = (max(t) - min(t) + dt)/dt;
for n=1:nmax

alpha = importdata(['E:\WinTherface\3D_LES\case_sampling_g048\postProcessing\'...
'FOfrontPosition2\' num2str(t(n)) '\columnAverage.alpha.salt_interpolatedIso.raw'], ' ', 2);
alpha_data = alpha.data;
wave_pos(n) = max(alpha_data(:,1));

end

vector(:,1) = t
vector(:,2) = wave_pos

fid = fopen('g048_2.dat','wt'); % escrever o ficheiro txt
fprintf(fid,'%d\t%d\n', vector. ');
fclose(fid);
close all
helpdlg('O ficheiro encontra-se na directória corrente','Informação');
disp('END')
```

Figura A.1: Código MATLAB para identificação da posição da corrente.

CÓDIGOS OPENFOAM

```
interpolationScheme cell;
type                surfaces;
libs                (sampling);
outputControl      outputTime;
surfaceFormat      raw;
fields
(
    FOconcentrationMean:columnAverage(alpha.salt)
);
surfaces
(
    interpolatedIso
    {
        // Iso surface for interpolated values only
        type                isoSurface;    // always triangulated
        isoField            alpha.salt;
        isoValue            0.5;
        interpolate         true;
        regularise          true;
    }
);
```

Figura B.1: Código OpenFOAM para a identificação da posição frente da corrente no caso 3D

```

positionfront
{
    interpolationScheme cell;
    type surfaces;
    functionObjectLibs
    (
        "libsampling.so"
    );
    outputControl outputTime;
    surfaceFormat raw;
    fields
    (
        alpha.salt
    );
    surfaces
    (
        interpolatedIso
        {
            // Iso surface for interpolated values only
            type isoSurface; // always triangulated
            isoField alpha.salt;
            isoValue 0.5;
            interpolate true;
            regularise true;
        }
    );
}

```

Figura B.2: Código OpenFOAM para a identificação da posição frente da corrente no caso 2D

```
simulationType LES;

LES
{
    LESModel      Smagorinsky;

    turbulence    on;

    printCoeffs   on;

    delta         cubeRootVol;

    cubeRootVolCoeffs
    {
        deltaCoeff 1;
    }

    PrandtlCoeffs
    {
        delta      cubeRootVol;

        cubeRootVolCoeffs
        {
            deltaCoeff 1;
        }
        smoothCoeffs
        {
            delta      cubeRootVol;

            cubeRootVolCoeffs
            {
                deltaCoeff 1;
            }

            maxDeltaRatio 1.1;
        }
        Cdelta      0.158;
    }
}
```

Figura B.3: Código OpenFOAM para o modelo de turbulência utilizado LES

```

vanDriestCoeffs
{
    delta      cubeRootVol;

    cubeRootVolCoeffs
    {
        deltaCoeff      1;
    }

    smoothCoeffs
    {
        delta      cubeRootVo

        cubeRootVolCoeffs
        {
            deltaCoeff      1;
        }

        maxDeltaRatio      1.1;
    }

    Aplus      26;
    Cdelta      0.158;
}

smoothCoeffs
{
    delta      cubeRootVol;

    cubeRootVolCoeffs
    {
        deltaCoeff      1;
    }

    maxDeltaRatio      1.1;
}
}

```

Figura B.4: Código OpenFOAM para o modelo de turbulência utilizado LES

```

concentprofile1
{
    start      (0.7 0 0);
    end        (0.7 0 0.2);
    fields     (alpha.salt);

    #includeEtc "caseDicts/postProcessing/graphs/sampleDict.cfg"

    setConfig
    {
        axis      z;
    }

    // Must be last entry
    #includeEtc "caseDicts/postProcessing/graphs/graph.cfg"
}

```

Figura B.5: Código OpenFOAM para cálculo do perfil de concentração vertical segundo o eixo y

```
type          columnAverage;
libs          (fieldFunctionObjects);
// Note: include processorCyclics!
patches      (frontandbackplanes);

fields
(
    alpha.salt
);

region        region0;
enabled       true;
log           true;
timeStart     0; // approx 2x flow-throughs
//timeEnd     inf;
executeControl writeTime;
```

Figura B.6: Código OpenFOAM para cálculo da concentração média transversal