

**UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
ESCOLA DE ENGENHARIA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA CIVIL**

Luísa Vieira Lucchese

**ANÁLISE DA TURBULÊNCIA EM TANQUES DE
DECANTAÇÃO PARA TRATAMENTO DE ÁGUA
UTILIZANDO SIMULAÇÃO NUMÉRICA DIRETA**

Porto Alegre
dezembro 2015

LUÍSA VIEIRA LUCCHESI

**ANÁLISE DA TURBULÊNCIA EM TANQUES DE
DECANTAÇÃO PARA TRATAMENTO DE ÁGUA
UTILIZANDO SIMULAÇÃO NUMÉRICA DIRETA**

Trabalho de Diplomação apresentado ao Departamento de
Engenharia Civil da Escola de Engenharia da Universidade Federal
do Rio Grande do Sul, como parte dos requisitos para obtenção do
título de Engenheira Civil

Orientadora: Edith Beatriz Camaño Schettini

Porto Alegre
dezembro 2015

LUÍSA VIEIRA LUCCHESI

**ANÁLISE DA TURBULÊNCIA EM TANQUES DE
DECANTAÇÃO PARA TRATAMENTO DE ÁGUA
UTILIZANDO SIMULAÇÃO NUMÉRICA DIRETA**

Este Trabalho de Diplomação foi julgado adequado como pré-requisito para a obtenção do título de ENGENHEIRA CIVIL e aprovado em sua forma final pela Professora Orientadora e pela Coordenadora da disciplina Trabalho de Diplomação Engenharia Civil II (ENG01040) da Universidade Federal do Rio Grande do Sul.

Porto Alegre, dezembro de 2015

Profa. Edith Beatriz Camaño Schettini
Dra. pelo Institut National Polytechnique de Grenoble
Orientadora

Profa. Carin Maria Schmitt
Coordenadora

BANCA EXAMINADORA

Prof. Ezequiel Pelisoli Francisco (PUCRS)
Msc. pelo PGETEMA/PUCRS

Prof. Jorge Hugo Silvestrini (PUCRS)
Dr. pelo Institut National Polytechnique de Grenoble

Prof. Luiz Olinto Monteggia (UFRGS)
Dr. pela Universidade de Newcastle

LUÍSA VIEIRA LUCCHESI

**ANÁLISE DA TURBULÊNCIA EM TANQUES DE
DECANTAÇÃO PARA TRATAMENTO DE ÁGUA
UTILIZANDO SIMULAÇÃO NUMÉRICA DIRETA**

Este Trabalho de Diplomação foi julgado adequado como pré-requisito para a obtenção do título de ENGENHEIRA CIVIL e aprovado em sua forma final pela Professora Orientadora e pela Coordenadora da disciplina Trabalho de Diplomação Engenharia Civil II (ENG01040) da Universidade Federal do Rio Grande do Sul.

Porto Alegre, dezembro de 2015

Profa. Edith Beatriz Camaño Schettini
Dra. pelo Institut National
Polytechnique de Grenoble
Orientadora

Profa. Carin Maria Schmitt
Dra. pelo PPGA/UFRGS
Coordenadora

BANCA EXAMINADORA

Profa. Edith Beatriz Camaño Schettini
UFRGS
Dra. pelo Institut National Polytechnique de
Grenoble

Ezequiel Pelisoli Francisco
PUCRS
Msc. pelo PGETEMA/PUCRS

Prof. Jorge Hugo Silvestrini
PUCRS
Dr. pelo Institut National Polytechnique de
Grenoble

Prof. Luiz Olinto Monteggia
UFRGS
Dr. pela Universidade de Newcastle

Dedico este trabalho às milhares de pessoas neste mundo
que não têm acesso a água potável.

AGRADECIMENTOS

Agradeço a Prof^ª. Beatriz, minha orientadora, pelo apoio, ensinamentos, amizade, conselhos e ajuda inestimáveis.

Agradeço ao Prof. Jorge Silvestrini pela atenção e ensinamentos, e a seus alunos do LaSET-PUCRS pela colaboração sempre que necessário. Em especial, ao doutorando Ezequiel Francisco, por ter cedido o código que foi utilizado como base inicial para o presente trabalho.

Agradeço a Prof^ª. Daniela Guzzon Sanagiotto pela correção da etapa de pré-banca deste trabalho.

Agradeço a banca avaliadora pelas sugestões e críticas.

Agradeço aos colegas do NETT pelo companheirismo, amizade e disponibilidade de colaborar sempre uns com os outros. Em especial, Celso Menoti, Gabriel Narváez e Leonardo Monteiro.

Agradeço aos amigos incríveis que fiz na universidade, e que me apoiaram durante todo esse processo. Em especial, Leonardo Araújo, Guilherme Vargas, Guilherme Cervantes, Rodrigo Pereira, e Fernanda Ramos.

Agradeço aos meus pais amados, Marco e Eliane, pelo amor e compreensão, e por sempre estarem ao meu lado em todos os momentos, mesmo que difíceis.

Agradeço a meu namorado, Guilherme Negrini, por todo o carinho e amor, e pelo apoio nesta etapa decisiva da minha vida.

A água é fluida, macia e maleável. Mas a água desgasta a rocha, que é rígida e não pode ser dobrada. Via de regra, tudo que é fluido, macio e maleável vai superar o que quer que seja rígido e duro. Este é outro paradoxo: o que é macio, é forte.

Lao-Tzu (600 A.C.)

RESUMO

Tanques de decantação retangulares fazem parte da etapa de clarificação em um tratamento de água convencional completo. Como são as instalações que tendem a ocupar mais espaço na planta das Estações de Tratamento de Água (ETAs), buscou-se simulá-las, com vistas a analisar as proporções geométricas destes tanques, além de observar a ação da turbulência sobre a sedimentação nos mesmos. As simulações foram feitas utilizando-se o código *Incompact3d*, escrito em Fortran-90, que utiliza o método Simulação Numérica Direta (DNS). O esquema espacial utilizado foi o de diferenças finitas compactas de sexta ordem, e o esquema temporal, de Adams-Bashfort de segunda ordem. Todas as variáveis foram adimensionalizadas, buscando a obtenção de resultados mais generalizáveis. Foi simulada uma curva granulométrica de partículas, discretizada em treze classes. Foram aplicadas duas leis de velocidade de sedimentação de partículas para esta mesma curva granulométrica, a Lei de Stokes e o modelo de Julien-Winterwerp. As velocidades longitudinais (horizontais) do tanque variaram de 0,5 a 1,0 cm/s, resultando em números de Reynolds de 9970 (10^4) e 19940 ($2 \cdot 10^4$). Nos tempos iniciais, próximo à fronteira esquerda do domínio, ocorre a instabilidade turbulenta de Rayleigh-Taylor. Quando o fluido com sedimentos toca o fundo do tanque, forma-se uma corrente de turbidez. Nessa corrente de turbidez, observam-se instabilidades de Kelvin-Helmholtz na camada de mistura cisalhante. Em tempos avançados, as correntes hiperpicnais, em alguns casos, tornam-se hipopicnais. Para números de Reynolds maiores, houve mais deposição em massa, porém a deposição foi mais difusa ao longo do tanque. As partículas de menor diâmetro têm mais facilidade para deixarem o tanque que as de maior diâmetro.

Palavras-chave: Simulação Numérica Direta. Tanque de Decantação.
Sedimentação.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Esquema de tanque de decantação com uma partícula sedimentando com velocidade constante.....	30
Figura 2 – Etapas de pesquisa.....	35
Figura 3 – Gráfico esquematizando a velocidade longitudinal máxima versus o Número de Reynolds do Grão (Reg) de acordo com a norma brasileira.....	39
Figura 4 – Esquema da relação entre Número de Reynolds e o custo computacional	42
Figura 5 – Exemplo de um DNS e de um Modelo Submalha	43
Figura 6 – Espaço de Fourier com as aplicações dos métodos RANS, LES e DNS	44
Figura 7 – Mapas de deposição para três tamanhos diferentes de partículas	48
Figura 8 – Tanque de decantação, simulado em RANS e em LES	49
Figura 9 – Tipos de sedimentação de partículas.....	52
Figura 10 – Relações típicas entre fluxo e concentração para sedimentação	53
Figura 11 – Forças atuantes em uma partícula esférica descrita pela Lei de Stokes	54
Figura 12 – Fotografia com microscópio eletrônico de bactérias coaguladas com sulfato de alumínio.....	56
Figura 13 – Ilustração das frações de água constituintes dos lodos de ETAs	57
Figura 14 – Instabilidade magneto-rotacional de Balbus-Hawley	61
Figura 15 – Exemplo da instabilidade de Kelvin-Helmholtz, nas nuvens (destacado).	61
Figura 16 – Evolução da interface e formação da instabilidade de Kelvin-Helmholtz.....	62
Figura 17 – Exemplo de fingers	63
Figura 18 – Evolução temporal de duas instabilidades de Rayleigh-Taylor	63
Figura 19 – Tempestade de areia em Golmud, província de Qinghai, China.....	64
Figura 20 – Esquema didático de uma corrente de turbidez.....	65
Figura 21 – Esquema do tanque simulado.....	68
Figura 22 – Algoritmo de cálculo do código Incompact3d.....	70
Figura 23 – Definição do domínio computacional, com condições de contorno	70
Figura 24 – Áreas de definição de variáveis vetoriais e escalares.....	72
Figura 25 – Evolução temporal do campo de concentrações da simulação M-I, para os tempos $t = 0,4$, $t = 0,8$, $t = 3,2$ e $t = 20$	78
Figura 26 – Campo de concentrações da simulação M-I, para $t = 12$, com a marcação referente à distância de sedimentação de Stokes. Abaixo, o perfil de depósito instantâneo ao longo do comprimento do tanque.	78
Figura 27 – Massa de depósito, acumulada, para $t = 20$, ao longo do tanque. Simulação M-I.	79
Figura 28 – Saída de sedimentos ao longo do tempo, para a Simulação M-I.	80
Figura 29 – Para $t = 8$, os campos de concentrações da simulação M-I e da simulação M-II, respectivamente.	80
Figura 30 – Saída de sedimentos ao longo do tempo, para a Simulação M-II.	80
Figura 31 – Evolução temporal dos campos de concentração da simulação M-III, para os tempos $t = 1,6$, $t = 3,2$, $t = 4,8$ e $t = 20$	81
Figura 32 – Campo de concentrações da simulação M-III, para $t = 12$, com a régua referente à distância de sedimentação de Stokes. Abaixo, a deposição instantânea ao longo do comprimento do tanque.	82
Figura 33 – Massa de deposição acumulada para $t = 20$, ao longo do tanque. Simulação M-III.	82
Figura 34 – Saída de sedimentos ao longo do tempo, para a Simulação M-III.....	83

Figura 35 – Para $t = 8$, os campos de concentrações da simulação M-III e da simulação M-IV, respectivamente.	83
Figura 36 – Saída de sedimentos ao longo do tempo, para a Simulação M-IV.	84
Figura 37 – Mapa de concentrações de partículas da Classe 6, mapa de vorticidade e deposição instantânea para a Simulação P-I no tempo $t = 3$	86
Figura 38 – Mapa de concentrações de partículas da Classe 6, mapa de vorticidade e deposição instantânea para a Simulação P-I no tempo $t = 5$	87
Figura 39 – Mapa de concentrações de partículas da Classe 6, mapa de vorticidade e deposição instantânea para a Simulação P-I no tempo $t = 7$	88
Figura 40 – Mapa de concentrações de partículas da Classe 6, mapa de vorticidade e deposição instantânea para a Simulação P-II no tempo $t = 3$	89
Figura 41 – Mapa de concentrações de partículas da Classe 6, mapa de vorticidade e deposição instantânea para a Simulação P-II no tempo $t = 5$	89
Figura 42 – Mapa de concentrações de partículas da Classe 6, mapa de vorticidade e deposição instantânea para a Simulação P-II no tempo $t = 7$	90
Figura 43 – Mapa de concentrações de partículas da Classe 6, mapa de vorticidade e deposição instantânea para a Simulação P-III no tempo $t = 3$	90
Figura 44 – Mapa de concentrações de partículas da Classe 6, mapa de vorticidade e deposição instantânea para a Simulação P-III no tempo $t = 5$	91
Figura 45 – Mapa de concentrações de partículas da Classe 6, mapa de vorticidade e deposição instantânea para a Simulação P-III no tempo $t = 7$	92
Figura 46 – Mapa de concentrações de partículas da Classe 6, mapa de vorticidade e deposição instantânea para a Simulação P-IV no tempo $t = 3$	93
Figura 47 – Mapa de concentrações de partículas da Classe 6, mapa de vorticidade e deposição instantânea para a Simulação P-IV no tempo $t = 5$	93
Figura 48 – Mapa de concentrações de partículas da Classe 6, mapa de vorticidade e deposição instantânea para a Simulação P-IV no tempo $t = 7$	94
Figura 49 – Mapa de concentrações para a Classe 6 e mapa de vorticidade, para a simulação P-IV, no tempo $t = 12$	94
Figura 50 – Curvas granulométricas médias de saída para a Simulação P-I	96
Figura 51 – Curvas granulométricas percentuais de saída para a Simulação P-I	97
Figura 52 – Curvas granulométricas médias de saída para a Simulação P-II	98
Figura 53 – Curvas granulométricas percentuais de saída para a Simulação P-II	98
Figura 54 – Curvas granulométricas médias de saída para a Simulação P-III	99
Figura 55 – Curvas granulométricas percentuais de saída para a Simulação P-III	99
Figura 56 – Curvas granulométricas médias de saída para a Simulação P-IV	100
Figura 57 – Curvas granulométricas percentuais de saída para a Simulação P-IV	100
Figura 58 – Mapa de concentração das classes 1, 5 e 11 (de cima para baixo), seguido da curva de depósito, para $t=10$, Simulação P-V.	103
Figura 59 – Mapa de concentração das classes 1, 5 e 11 (de cima para baixo), seguido da curva de depósito, para $t=20$, Simulação P-V.	103
Figura 60 – Mapa de concentração das classes 1, 5 e 11 (de cima para baixo), seguido da curva de depósito, para $t=40$, Simulação P-V.	104
Figura 61 – Mapa de concentração das classes 1, 5 e 11 (de cima para baixo), seguido da curva de depósito, para $t=60$, Simulação P-V.	104
Figura 62 – Mapa de concentração das classes 1, 5 e 11 (de cima para baixo), seguido da curva de depósito, para $t=4$, Simulação P-VI.	105
Figura 63 – Mapa de concentração das classes 1, 5 e 11 (de cima para baixo), seguido da curva de depósito, para $t=20$, Simulação P-VI.	105

Figura 64 – Mapa de concentração das classes 1, 5 e 11 (de cima para baixo), seguido da curva de depósito, para $t=30$, Simulação P-VI.	106
Figura 65 – Mapa de concentração das classes 1, 5 e 11 (de cima para baixo), seguido da curva de depósito, para $t=40$, Simulação P-VI.	106
Figura 66 – Mapa de concentração das classes 1, 5 e 11 (de cima para baixo), seguido da curva de depósito, para $t=50$, Simulação P-VI.	107
Figura 67 – Mapa de concentração das classes 1, 5 e 11 (de cima para baixo), seguido da curva de depósito, para $t=4$, Simulação P-VII.	108
Figura 68 – Mapa de concentração das classes 1, 5 e 11 (de cima para baixo), seguido da curva de depósito, para $t=8$, Simulação P-VII.	108
Figura 69 – Mapa de concentração das classes 1, 5 e 11 (de cima para baixo), seguido da curva de depósito, para $t=20$, Simulação P-VII.	109
Figura 70 – Mapa de concentração das classes 1, 5 e 11 (de cima para baixo), seguido da curva de depósito, para $t=30$, Simulação P-VII.	109
Figura 71 – Mapa de concentração das classes 1, 5 e 11 (de cima para baixo), seguido da curva de depósito, para $t=40$, Simulação P-VII.	110
Figura 72 – Mapa de concentração das classes 1, 5 e 11 (de cima para baixo), seguido da curva de depósito, para $t=8$, Simulação P-VIII.	111
Figura 73 – Mapa de concentração das classes 1, 5 e 11 (de cima para baixo), seguido da curva de depósito, para $t=20$, Simulação P-VIII.	111
Figura 74 – Mapa de concentração das classes 1, 5 e 11 (de cima para baixo), seguido da curva de depósito, para $t=30$, Simulação P-VIII.	112
Figura 75 – Mapa de concentração das classes 1, 5 e 11 (de cima para baixo), seguido da curva de depósito, para $t=40$, Simulação P-VIII.	112
Figura 76 – Mapas de concentração das classes 1, 5 e 11 (de cima para baixo), seguidos da curva de depósito, para o início da Simulação P-IX.	113
Figura 77 – Mapas de concentração das classes 1, 5 e 11 (de cima para baixo), seguidos da curva de depósito, para o tempo $t=1$, Simulação P-IX.	114
Figura 78 – Mapas de concentração das classes 1, 5 e 11 (de cima para baixo), seguidos da curva de depósito, para o tempo $t=2$, Simulação P-IX.	115
Figura 79 – Mapas de concentração das classes 1, 5 e 11 (de cima para baixo), seguidos da curva de depósito, para o tempo $t=3$, Simulação P-IX.	115
Figura 80 – Mapas de concentração das classes 1, 5 e 11 (de cima para baixo), seguidos da curva de depósito, para o tempo $t=4$, Simulação P-IX.	116
Figura 81 – Vazão mássica média de entrada e de depósito, para cada diâmetro de partículas. Simulação P-X.	117
Figura 82 – Unidades de massa adimensionais acumuladas até o tempo $t = 20$, para cada diâmetro de partículas. Simulação P-X.	118
Figura 83 – Sedimentos, em unidades de massa, que saíram do tanque, ou ainda estão no sistema, para o tempo $t = 20$. Simulação P-X.	118
Figura 84 – Vazão mássica média de entrada e de depósito, para cada diâmetro de partículas. Simulação P-XI.	119
Figura 85 – Unidades de massa adimensionais acumuladas até o tempo $t = 20$, para cada diâmetro de partículas. Simulação P-XI.	119
Figura 86 – Sedimentos, em unidades de massa, que saíram do tanque, ou ainda estão no sistema, para o tempo $t = 20$. Simulação P-XI.	119

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Classes de partículas simuladas por Goula et al. (2008)	73
Tabela 2 – Classes de partículas com suas respectivas velocidades de queda	74
Tabela 3 – Classes de partículas e velocidades de queda adimensionalizadas.....	75
Tabela 4 – Velocidades de Sedimentação para os casos monodispersos	76
Tabela 5 – Tempos de adimensionalização	77
Tabela 6 – Simulações monodispersas, $L_x = 10$ e $L_y = 2$	77
Tabela 7 – Simulações com polidispersão, $L_x = 10$ e $L_y = 2$	84
Tabela 8 – Velocidades de Queda para o caso de Goula et al. (2008)	101
Tabela 9 – Simulações com polidispersão, $L_x = 30$ e $L_y = 2$	102
Tabela 10 – Simulações com polidispersão, $L_x = 20$ e $L_y = 2$	116

LISTA DE SIGLAS

CFD – *Computational Fluid Dynamics*

DNS – Simulação Numérica Direta (*Direct Numerical Simulation*)

ETA – Estação de Tratamento de Água

EUA – Estados Unidos da América

IPH – Instituto de Pesquisas Hidráulicas

LES – *Large Eddy Simulation*

NETT – Núcleo de Estudos em Transição e Turbulência

RANS – *Reynolds-Averaged Navier-Stokes*

SBSC – *Single Batch Settling Curve*

UFRGS – Universidade Federal do Rio Grande do Sul

LISTA DE SÍMBOLOS

c – termo convectivo aplicado na Equação de Robin (adimensional)

d_i – diâmetro da partícula i (adimensional)

d_j – diâmetro da partícula j (adimensional)

d_{floc} – diâmetro de um flóculo (mm)

\tilde{d}_p – diâmetro do grão (dimensão não fixada)

d_s – diâmetro de uma partícula (μm)

\vec{e}_g – vetor unitário na direção da gravidade (adimensional)

\tilde{g} – aceleração da gravidade (dimensão não fixada)

g – constante gravitacional (adimensional)

h - tamanho da entrada no tanque (m)

K – fator relacionado à incerteza na sedimentação de partículas (adimensional)

k – difusividade molecular (m^2/s)

k_1 – parâmetro ajustável (adimensional)

k_d – constante da taxa de floculação (adimensional)

k_{ij} – taxa de floculação entre partículas (adimensional)

L_{x_i} – tamanho do domínio em uma direção hipotética i (adimensional)

L_x – fim do domínio em x (adimensional)

L_y – fim do domínio em y (adimensional)

N – número de graus de liberdade do escoamento necessários para que todas as escalas turbulentas sejam resolvidas (adimensional)

N_{ij} – taxa de choques entre partículas (adimensional)

N_{xi} – número de pontos em uma direção i hipotética (adimensional)

N_x – número de pontos na direção x (adimensional)

N_y – número de pontos na direção y (adimensional)

n – parâmetro ajustável (adimensional)

n_1 – parâmetro ajustável (adimensional)

n_2 – parâmetro ajustável (adimensional)

n_i – taxa de concentração da partícula i (adimensional)

n_j – taxa de concentração da partícula j (adimensional)

n_x – número de pontos na direção x (adimensional)

n_y – número de pontos na direção y (adimensional)

n_z – número de pontos na direção z (adimensional)

p – campo de pressões

Re – Número de Reynolds (adimensional)

Re_g – Número de Reynolds do Grão (adimensional)

$Re_{Goula et al.}$ – Número de Reynolds que a simulação de Goula et al. (2008) teria (adimensional)

Re_t – Número de Reynolds turbulento baseado na escala integral (adimensional)

Sc – Número de Schmidt (adimensional)

s – densidade das partículas flocculantes (adimensional)

V_o – velocidade longitudinal máxima no decantador (cm/min)

t – tempo (adimensional)

\vec{u} – vetor velocidade (adimensional)

\vec{u}_s – vetor velocidade de sedimentação (adimensional)

u_s – velocidade de sedimentação (cm/min)

u_x – velocidade de entrada no tanque (m/s)

x_i – direção hipotética (adimensional)

x – posição horizontal no tanque (adimensional)

y – posição vertical no tanque (adimensional)

α_{ij} – fator relacionado à eficiência da agregação de partículas dado que haja colisão (adimensional)

Δx_i – espaçamento de malha na direção i (adimensional)

Δx – espaçamento de malha em x (adimensional)

Δy – espaçamento de malha em y (adimensional)

ϕ - massa específica adimensionalizada (adimensional)

μ – viscosidade dinâmica do fluido (adimensional)

$\tilde{\mu}_w$ – viscosidade dinâmica da água (dimensão não fixada)

η – Escala de Kolmogorov (m)

ν – viscosidade cinemática (m²/s)

ε – taxa de dissipação da energia cinética (m²/s³)

ρ – massa específica em um nó da malha (kg/m³)

ρ_{max} - massa específica da água coagulada (kg/m³)

ρ_{min} – massa específica da água pura (kg/m³)

$\tilde{\rho}_p$ – massa específica do grão (dimensão não fixada)

ρ_p – massa específica do grão (adimensional)

$\tilde{\rho}_w$ – massa específica da água (dimensão não fixada)

$\vec{\omega}$ – vetor vorticidade (adimensional)

ω – velocidade de sedimentação de uma partícula em Sedimentação Discreta (mm/s)

SUMÁRIO

1 INTRODUÇÃO	29
2 DIRETRIZES DA PESQUISA	33
2.1 QUESTÃO DE PESQUISA	33
2.2 OBJETIVOS DA PESQUISA	33
2.2.1 Objetivo principal	33
2.2.2 Objetivos secundários	33
2.3 PRESSUPOSTOS	33
2.4 PREMISSA	34
2.5 DELIMITAÇÕES	34
2.6 LIMITAÇÕES	34
2.8 DELINEAMENTO	34
3 DIMENSIONAMENTO DE TANQUES DE DECANTAÇÃO PARA TRATAMENTO DE ÁGUA	37
3.1 NO BRASIL	37
3.2 NOS ESTADOS UNIDOS DA AMÉRICA	39
4 SIMULAÇÃO NUMÉRICA DE ESCOAMENTOS	41
5 SIMULAÇÕES NUMÉRICAS DE TANQUES DE DECANTAÇÃO	47
5.1 UTILIZANDO <i>REYNOLDS-AVERAGED NAVIER-STOKES</i>	47
5.2 UTILIZANDO <i>LARGE EDDY SIMULATION</i>	49
6 SEDIMENTAÇÃO DE FLÓCULOS	51
6.1 SEDIMENTAÇÃO DISCRETA	53
6.2 SEDIMENTAÇÃO FLOCULENTA	54
6.2.1 Teoria da Flocculação	55
6.2.2 Estudos Referentes à Sedimentação Floculenta	58
7 FENÔMENOS TURBULENTOS	61
7.1 INSTABILIDADE DE KELVIN-HELMHOLTZ	62
7.2 INSTABILIDADE DE RAYLEIGH-TAYLOR	62
7.3 CORRENTES DE DENSIDADE	64
8 METODOLOGIA	66
8.1 MODELO MATEMÁTICO	66
8.2 MODELO NUMÉRICO	69
9 RESULTADOS	73
9.1 TANQUES MONODISPERSOS	76
9.2 TANQUES CURTOS POLIDISPERSOS	84

9.3 CURVAS GRANULOMÉTRICAS DE SAÍDA.....	95
9.4 TANQUES LONGOS POLIDISPERSOS	102
9.5 CONDIÇÃO INICIAL: METADE SUPERIOR PREENCHIDA.....	113
9.6 CURVAS DE DEPÓSITO E VAZÕES MÁSSICAS	116
CONCLUSÕES	121
REFERÊNCIAS	123

1 INTRODUÇÃO

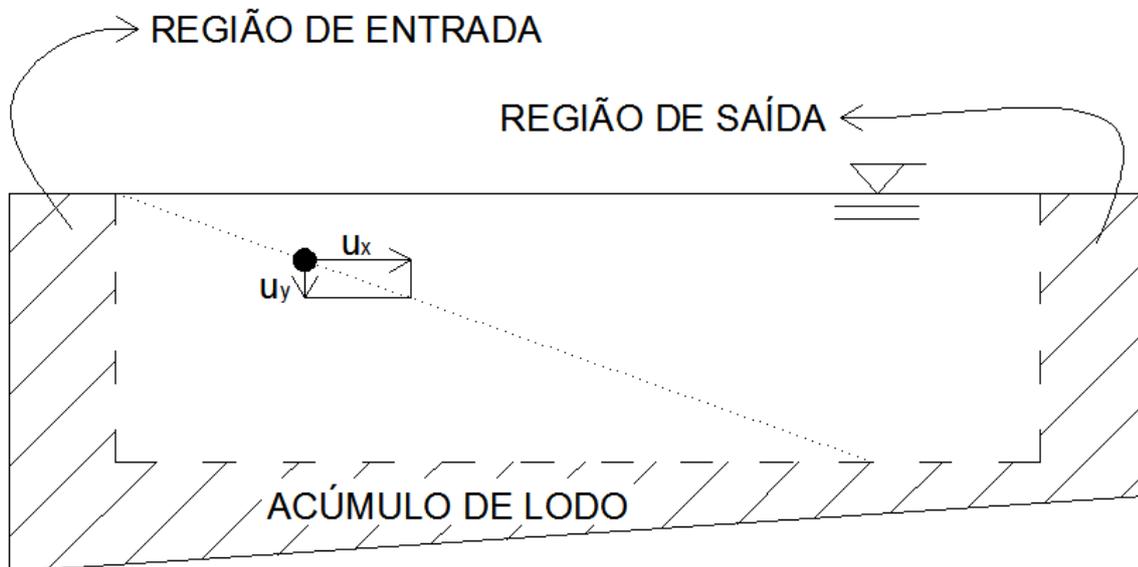
A água presente nos mananciais de onde se faz a captação para abastecer uma cidade, ou mesmo uma comunidade, pode não atingir os padrões de potabilidade em seu estado natural. Nos dias de hoje, com o crescimento populacional, é raro encontrar um manancial de água superficial que esteja pronto para abastecer uma cidade, no seu estado *in natura*. É comum as águas naturais apresentarem impurezas nocivas, como vírus, bactérias, parasitas e substâncias tóxicas (RICHTER; NETTO, 1991). Para poder utilizar esse manancial mesmo assim, realiza-se o tratamento de água, que é uma série de processos que busca dar à água, inicialmente bruta, potabilidade.

O tratamento de água, para torná-la potável, em Estações de Tratamento de Água (ETAs), é um processo constituído, basicamente, por três etapas: clarificação, desinfecção e tratamentos complementares. O objetivo da clarificação é diminuir a quantidade de sólidos na água, e o da desinfecção é eliminar possíveis patógenos (CRITTENDEN et al., 2012). Na maior parte das ETAs, o processo de tratamento inicia com a clarificação, quando a água bruta ingressa na mesma e passa por coagulação, floculação, decantação e filtração. As fases de coagulação, floculação e filtração exigem pouco espaço físico em relação à de decantação. Os tanques de decantação normalmente utilizados em ETAs têm dimensões na ordem de dezenas de metros de comprimento.

A clarificação é usualmente empregada para eliminar partículas nocivas à saúde e a maior parte dos sólidos suspensos na água, sendo que sua eficiência depende do adequado funcionamento das etapas coagulação e floculação, descritas a seguir. Na fase de coagulação, a água recebe um produto químico coagulante que propicia a precipitação das partículas. Na floculação, a água passa por tanques com determinados gradientes de velocidade, para que flóculos, oriundos da união de várias partículas, se formem com mais facilidade. Estes flóculos formados na água se depositam no fundo do tanque de decantação. Para isso, em um método de dimensionamento corrente, a base do raciocínio é que uma partícula entrando no tanque na sua borda superior (posição crítica) deve conseguir chegar ao fundo antes do fim do tanque. Supondo que as partículas se depositem com velocidade de sedimentação constante e sem sofrer ação de turbulência, pode-se supor que as trajetórias das partículas seguem uma

reta com inclinação negativa, como se pode observar no esquema idealizado de um tanque de decantação para tratamento de água, na Figura 1 (BARUTH, c2005).

Figura 1 – Esquema de tanque de decantação com uma partícula sedimentando com velocidade constante



(fonte: adaptado de AMERICAN SOCIETY OF CIVIL ENGINEERS, 1969)

O ideal é que o espaço físico do tanque seja bem aproveitado, ou seja, que a partícula que ingressa no tanque pela borda superior seja capaz de chegar ao fundo antes da região de saída, desde que seja um escoamento laminar. Esta metodologia não considera a influência da turbulência no escoamento, a qual pode ser bastante significativa, já que se lida com tanques de tamanho considerável. A metodologia atual considera que todas as partículas são aproximadamente esféricas e sedimentam com velocidade constante e igual à velocidade terminal, e, portanto, tampouco considera a sedimentação flocculenta das partículas.

Al-Sammarræe et al. (2009) simularam escoamentos em tanques de decantação turbulentos utilizando o método LES (*Large Eddy Simulation*), que simula somente as grandes escalas turbulentas do escoamento, e, por sua vez, modela as pequenas escalas. Estes autores mencionam que a turbulência pode prejudicar a deposição das partículas nos tanques de decantação. No método utilizado por Al-Sammarræe et al. (2009), a turbulência é simulada por meio da Equação de Navier-Stokes filtrada, e complementada pelo modelo de Smagorinsky nas pequenas escalas de turbulência. A deposição das partículas segue a Lei de Stokes, sem considerar a floculação.

Avaliar a influência da turbulência nesse tipo de escoamento, para diferentes dimensões dos tanques e vazões de água, pode ser útil para aumentar a eficiência de decantadores de ETAs. No presente trabalho, pretende-se avaliar como a turbulência influencia no transporte e depósito de partículas em decantadores de ETAs. Para avaliar a turbulência existente na água dos tanques de decantação, considerando a sedimentação dos flóculos, serão realizadas Simulações Numéricas Diretas (DNS) utilizando o código *Incompact3d*, escrito em Fortran-90. O método DNS simula todas as escalas turbulentas do escoamento, sem atribuir modelos de turbulência ao problema. Espera-se confrontar o que for encontrado na pesquisa com a literatura técnico-científica atualmente existente, e contribuir com o conhecimento na área abordada.

2 DIRETRIZES DA PESQUISA

As diretrizes para elaboração deste trabalho são descritas nos próximos itens.

2.1 QUESTÃO DE PESQUISA

A questão de pesquisa do trabalho é: como a turbulência existente em tanques de decantação para tratamento de água afeta a sedimentação de partículas nesses tanques?

2.2 OBJETIVOS DA PESQUISA

Os objetivos da pesquisa estão classificados em principal e secundários e são descritos nos itens seguintes.

2.2.1 Objetivo principal

O objetivo principal do trabalho é a análise de como a turbulência do escoamento em tanques de decantação para tratamento de água interfere na sedimentação de partículas, por meio da utilização de Simulação Numérica Direta, a partir da incrementação do código *Incompact3d*.

2.2.2 Objetivos secundários

Os objetivos secundários do trabalho são:

- a) implementação de modelos de sedimentação ao código *Incompact3d*;
- b) descrição das estruturas turbulentas e instabilidades em tanques de decantação.

2.3 PRESSUPOSTOS

O trabalho tem por pressupostos que o código *Incompact3d* tem a capacidade de simular a dinâmica dos fluidos com acurácia, e que a aproximação de Boussinesq é válida para o presente trabalho, podendo-se considerar a água de tanques de decantação como um fluido incompressível.

2.4 PREMISSA

O trabalho tem a premissa de que se dimensionam tanques de decantação para tratamento de água ocupando grandes áreas, e ainda assim, se desconhece a magnitude do efeito da turbulência na sedimentação das partículas sólidas nos referidos tanques, efeito esse que pode ser muito significativo para o dimensionamento dos mesmos.

2.5 DELIMITAÇÕES

O trabalho delimita-se a simulações numéricas diretas da turbulência em tanques de decantação para tratamento de água.

2.6 LIMITAÇÕES

São limitações do trabalho:

- a) a entrada e a saída de fluido do tanque de decantação para tratamento de água são consideradas estatisticamente uniformes e constantes;
- b) não é considerada nas simulações a formação de formas de fundo devido à deposição dos sedimentos;
- c) o tanque de decantação é aproximado por um tanque fechado, sem utilização de métodos que simulem a superfície livre;
- d) a influência das condições climáticas não é considerada;
- e) fenômenos microscópicos relativos às partículas imersas no fluido, como o movimento Browniano, são desconsiderados;
- f) as simulações são realizadas com uma malha cartesiana bidimensional;
- g) as condições de contorno se mantêm constantes em todos os tempos de uma mesma simulação.

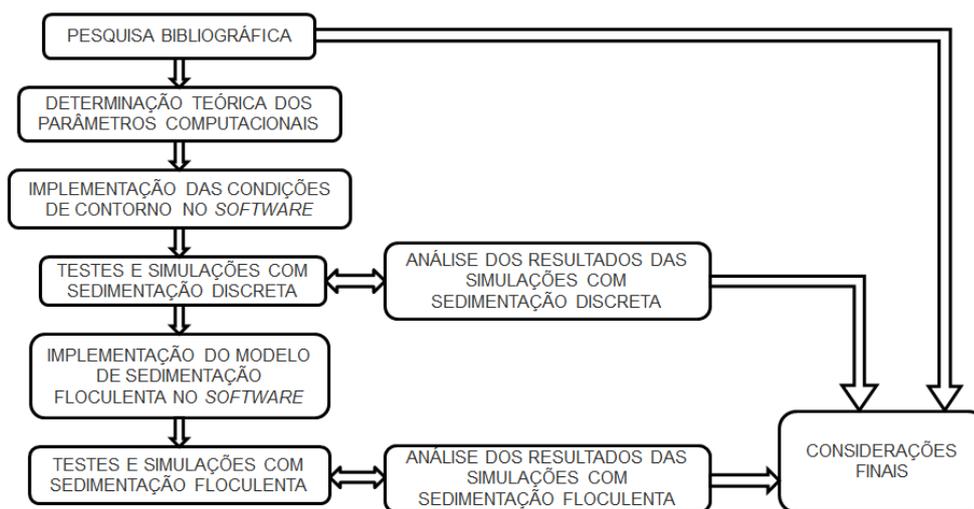
2.8 DELINEAMENTO

O trabalho foi desenvolvido através das seguintes etapas, que serão detalhadas nos próximos itens, e apresentadas no diagrama da Figura 2:

- a) pesquisa bibliográfica;
- b) determinação teórica dos parâmetros computacionais;
- c) implementação das condições iniciais e de contorno no *software*;

- d) testes e simulações com sedimentação discreta;
- e) análise dos resultados das simulações com sedimentação discreta;
- f) implementação do modelo de sedimentação flocculenta no *software*;
- g) testes e simulações com sedimentação flocculenta;
- h) análise dos resultados das simulações com sedimentação flocculenta;
- k) considerações finais.

Figura 2 – Etapas de pesquisa



(fonte: elaborado pela autora)

A **pesquisa bibliográfica** tem como objetivo reunir o conhecimento existente a respeito do tema do trabalho, por meio da leitura e compreensão de livros, artigos científicos, trabalhos de conclusão, teses, dissertações e normas técnicas. Esta etapa se desenvolveu durante todo o trabalho, porém, mais intensamente, nos meses iniciais. Através da mesma adquiriu-se o conhecimento necessário para discernir se o método utilizado está representando razoavelmente a realidade.

Com o intuito de fazer com que os resultados obtidos sejam os mais gerais possíveis, e, ainda assim, próximos da realidade, se utilizam parâmetros computacionais para a realização de simulações em mecânica dos fluidos, como, por exemplo, os números adimensionais. A **determinação teórica dos parâmetros computacionais** é a dedução teórica que norteia a pesquisa, pois nela se determinam os parâmetros fixos e as variáveis a serem utilizados na simulação, com base nos parâmetros de dimensionamento e operação correntes de tanques de decantação para tratamento de água.

A **implementação das condições de contorno no software** é a primeira das etapas da pesquisa em que se edita o *software Incompact3d*. As condições de contorno são,

basicamente, a entrada e a saída de água e de sedimentos do tanque simulado, e nesta etapa também assegura-se de que as equações básicas que regem o escoamento estão sendo respeitadas. Ainda, definem-se as malhas espacial e temporal necessárias para a simulação do escoamento com o método escolhido.

Os **testes e simulações com sedimentação discreta** servem para a obtenção de dados do funcionamento do tanque de decantação simulado, com o efeito da turbulência, mas sem o efeito da floculação, para posterior análise e comparação com os resultados em que já há a aplicação do modelo de sedimentação floculenta.

A **análise dos resultados das simulações com sedimentação discreta** é importante, pois não foram encontradas simulações numéricas de tanques de decantação para tratamento de água em que se considerasse a sedimentação floculenta. Então, os dados possivelmente comparáveis com as simulações de outros autores vêm desta etapa, que têm ação da turbulência e sedimentação discreta, assim como os trabalhos encontrados. A análise destes resultados também é relevante para a posterior comparação destes com os resultados das simulações com sedimentação floculenta.

A **implementação do modelo de sedimentação floculenta no *software*** consiste na escolha de um modelo empírico de sedimentação floculenta em estações de tratamento de água existente na literatura e realizar a sua implementação no código *Incompact3d*, substituindo a Lei de Stokes, relativa à sedimentação discreta, por este modelo empírico. Não foi realizada dedução teórica para obter um novo modelo de sedimentação floculenta, portanto, se utiliza um modelo existente na bibliografia.

Os **testes e simulações com sedimentação floculenta** consistem em rodar o *Incompact3d* para diferentes parâmetros. Eles servem para aquisição de dados para posterior análise.

A **análise dos resultados das simulações com sedimentação floculenta** consiste na análise das alterações temporais em vários campos de vetores e de escalares, buscando a identificação de estruturas turbulentas e instabilidades características, e na análise da influência da turbulência na sedimentação floculenta em tanques de decantação para tratamento de água, que é o ponto central do presente trabalho.

Por fim, são realizadas as **considerações finais** que finalizam este trabalho de diplomação.

3 DIMENSIONAMENTO DE TANQUES DE DECANTAÇÃO PARA TRATAMENTO DE ÁGUA

O dimensionamento dos tanques de decantação de ETAs tem, atualmente, algumas diretrizes que, recomendavelmente, devem ser seguidas. Neste capítulo, serão descritas as abordagens recomendadas no Brasil, e nos Estados Unidos da América (EUA). É possível depreender que o dimensionamento de tanques de decantação convencionais para tratamento de água não difere substancialmente entre os países analisados. Embora, pelo mundo, existem e já existiram diversas abordagens para tratamento de água potável, a presente autora abordará neste capítulo apenas as duas que são provavelmente mais relevantes para os projetistas brasileiros.

3.1 NO BRASIL

Na norma NBR 12216 (ASSOCIAÇÃO BRASILEIRA DE NORMAS TÉCNICAS, 1992, p. 7) definem-se tanques de decantação de Estações de Tratamento de Água como “[...] unidades destinadas à remoção de partículas presentes na água, pela ação da gravidade.”. Os decantadores não são necessários em todos os casos, para o tratamento de água, sendo obrigatória somente para os tipos de água C e D, e opcional para o tipo B (ASSOCIAÇÃO BRASILEIRA DE NORMAS TÉCNICAS, 1992). Com a poluição crescente dos mananciais e das águas subterrâneas, cada vez mais será necessário investimento no processo de tratamento de água potável. Quanto mais se conhecer a respeito dos processos químicos e físicos que ocorrem, mais será possível fornecer à população água de qualidade, através de um processo de tratamento otimizado.

O dimensionamento, no Brasil, dos tanques de decantação para tratamento de água, segue a NBR 12216 (ASSOCIAÇÃO BRASILEIRA DE NORMAS TÉCNICAS, 1992). O dimensionamento é realizado de forma diferente para os casos em que:

- a) se conhece a velocidade média de sedimentação das partículas através de ensaios de laboratório;
- b) não se conhece a velocidade média de sedimentação das partículas, e esta deve ser estimada.

Nos casos em que se conhece a velocidade média de sedimentação, ainda assim, multiplica-se esta velocidade por um fator K que varia de 0,5 a 0,8 de acordo com a capacidade da ETA, devido às incertezas relacionadas à sedimentação de partículas (possivelmente ligadas à turbulência). Nos casos em que não se conhece esta velocidade, atribui-se, de acordo com a capacidade da ETA, valores entre 1,74 e 2,80 cm/min.

Ainda, para os casos em que houve ensaios de laboratório para determinar a velocidade média de sedimentação das partículas, os limites máximos para velocidade longitudinal (de entrada) da água nos tanques, pela NBR 12216 (ASSOCIAÇÃO BRASILEIRA DE NORMAS TÉCNICAS, 1992), são diferentes nos casos em que se considera fluxo laminar e fluxo turbulento. Considera-se que, para Números de Reynolds do Grão (Re_g) menores que 2000, que o fluxo é laminar, e, para Números de Reynolds do Grão acima de 15000, que o fluxo é turbulento, sendo, portanto, a faixa de $2000 < Re_g < 15000$ considerada transição à turbulência. O Número de Reynolds do Grão é uma forma do Número de Reynolds em que se considera a turbulência existente na sedimentação de uma partícula de material suspenso, e é relevante para determinar a força de arrasto sobre essa partícula na sua trajetória de queda. A forma de cálculo para os casos laminar e turbulento é descrita na NBR 12216 (ASSOCIAÇÃO BRASILEIRA DE NORMAS TÉCNICAS, 1992), a velocidade longitudinal máxima V_0 não deve ser superior ao valor resultante das expressões:

$$a) V_0 = u_s \left(\frac{Re_g}{8} \right)^{1/2}, \text{ para fluxo laminar;}$$

$$b) V_0 = 18u_s, \text{ para fluxo turbulento,}$$

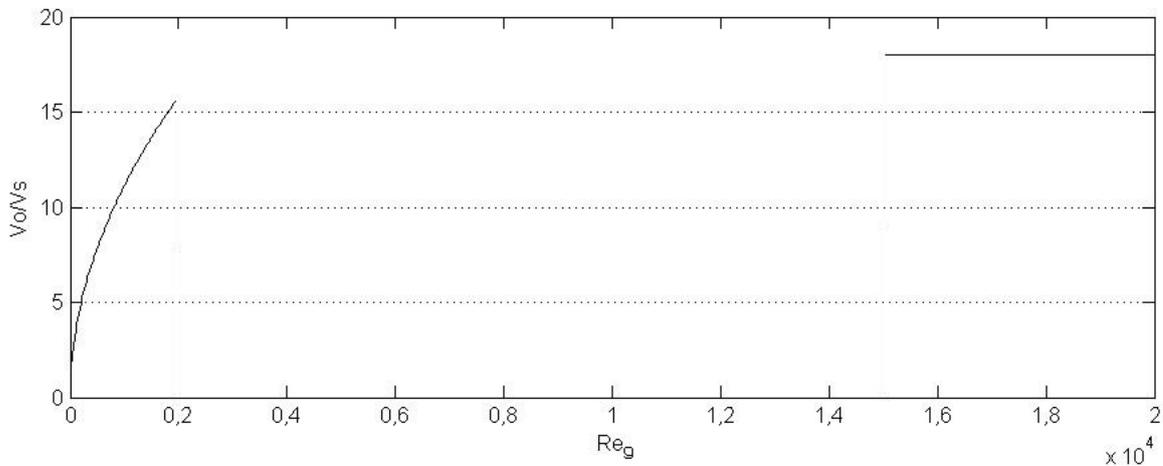
sendo u_s a velocidade de sedimentação obtida no ensaio laboratorial e Re_g o Número de Reynolds do Grão. Na Figura 3, o comportamento destas funções está graficado, sendo que, na área de transição à turbulência, não foi graficada função alguma, ficando à cargo do projetista a velocidade à ser adotada. Quando não é possível obter essa velocidade por meio de ensaio laboratorial, a NBR 12216 (ASSOCIAÇÃO BRASILEIRA DE NORMAS TÉCNICAS, 1992) separa em três casos distintos, com diferentes velocidades longitudinais máximas estimadas:

a) estações com capacidade de até 10000m³/dia devem adotar 0,50cm/s;

b) estações com capacidade acima de 10000m³/dia em que há bom controle operacional devem adotar 0,75cm/s;

c) estações com capacidade acima de 10000m³/dia com bom controle operacional e remoção contínua de lodo devem adotar 1,00cm/s.

Figura 3 – Gráfico esquematizando a relação entre velocidade longitudinal máxima e velocidade de queda *versus* o Número de Reynolds do Grão (Re_g) de acordo com a norma brasileira.



(fonte: elaborado pela autora)

A velocidade de sedimentação, também, é importante para a definição da área necessária para uma determinada vazão a ser atendida pela ETA. Conforme a NBR 12216 (ASSOCIAÇÃO BRASILEIRA DE NORMAS TÉCNICAS, 1992), a área necessária pode ser calculada dividindo-se a vazão necessária pela velocidade de sedimentação das partículas, no caso dos decantadores convencionais, que são o objeto de estudo do presente trabalho.

Ainda, segundo a NBR 12216 (ASSOCIAÇÃO BRASILEIRA DE NORMAS TÉCNICAS, 1992, p. 9), “Nos decantadores convencionais, com remoção manual de lodo, deve ser prevista altura adicional suficiente para acumular o lodo resultante de 60 dias de funcionamento.”, o que indica que a altura original do tanque deve ser acrescida de uma altura referente à acumulação de 60 dias de funcionamento da ETA. Porém, não se leva em conta, nesta parte, que, talvez, com limpeza mais frequente dos decantadores, seria possível diminuir esta altura, trazendo benefícios econômicos comprovados da construção de tanques de decantação menos profundos.

3.2 NOS ESTADOS UNIDOS DA AMÉRICA

Nos EUA, não há nada tão rígido quanto as normas brasileiras para os projetistas seguirem para projeto de ETAs, mas há uma série de diretrizes e recomendações de projeto. Na publicação *Water Treatment Plant Design* (BARUTH, c2005, [p. 135]), escrito cooperativamente por profissionais, elucida-se que “Decantadores longos e estreitos tem sido

usados para sedimentação por muitos anos e continuarão em operação por muitos mais. Estes decantadores não são tão afetados pelo vento e nem pelas correntes de densidades quanto os decantadores quadrados ou circulares.”. Baruth (c2005) sugere a adoção de vários decantadores em paralelo, sendo, no mínimo, dois, e, recomendado, quatro. O número proposto pela Associação Brasileira de Normas Técnicas (1992) é o mínimo que se usa nos EUA, dois.

Baruth (c2005) sugere dimensões básicas para os tanques de decantação retangulares. A relação entre largura e comprimento do tanque deve variar entre 3:1 e 5:1, para evitar curto-circuitos hidráulicos. A profundidade pode ser calculada com base no tempo de detenção, ou de forma a evitar a ressuspensão de flóculos decantados. Quando há remoção mecânica do lodo, a profundidade costuma variar entre 3,0 e 4,3m. No caso de remoção manual, prevê-se uma profundidade extra de 1,2 a 1,5m ao planejado inicialmente. Reflete-se sobre o efeito da altura do tanque de decantação na sedimentação de partículas, em Baruth (c2005, [p. 135], tradução nossa):

Na teoria, a profundidade das bacias de decantação não deve ser um parâmetro importante, porque a sedimentação é baseada em taxas de aplicação superficial. Entretanto, na prática, a profundidade é importante porque afeta a velocidade de fluxo longitudinal. As velocidades de fluxo longitudinais devem ser baixas o suficiente para minimizar os esforços tangenciais no lençol de partículas depositadas. Velocidades de dois a quatro pés por minuto (0,6 a 1,2m/min) são normalmente aceitáveis para profundidades de 7 a 14 pés (2,1 a 4,3m), as profundidades mais rasas, frequentemente utilizadas para decantadores de múltiplos andares verticalmente. Tanques de decantação de passagem única são geralmente mais fundos, para evitar os efeitos de curto-circuitos hidráulicos, do vento e de correntes de densidade.

A profundidade dos tanques de decantação também pode influenciar a formação das partículas floculantes, deixando maior oportunidade para as partículas floculentas entrarem em contato umas com as outras. A floculação continua ocorrendo ao longo da sedimentação das partículas, causando ganho em peso e tamanho de grão de cada partícula, e fazendo com que o lençol de lodo acumulado seja menos suscetível a ressuspensão. A formação deste lençol ajuda a incrementar o percentual de sólidos presente nos resíduos retirados pelos equipamentos de remoção. O lençol pode, no entanto, também contribuir com a criação de uma corrente de densidade pelo fundo do tanque, carreando flóculos para o efluente do tanque.

4 SIMULAÇÃO NUMÉRICA DE ESCOAMENTOS

No presente trabalho, utiliza-se o método Simulação Numérica Direta, ou *Direct Numerical Simulation* (DNS), que é uma ferramenta numérica utilizada para simulações relativas à Mecânica dos Fluidos, quando se tem interesse na turbulência. Este método consiste em discretizar o problema que se deseja simular em uma malha, e aplicar entre os nós desta malha as equações da Continuidade e de Navier-Stokes. Se a malha é suficientemente refinada, a turbulência simulada assemelha-se à que ocorre nos escoamentos reais.

Para economizar recursos e tempo de processamento, criaram-se o *Large Eddy Simulation* (LES) e o *Reynolds-Averaged Navier-Stokes* (RANS), que utilizam modelos de turbulência, em vez de simular a turbulência com as próprias equações de movimento e continuidade. O LES tem um filtro nas equações de Navier-Stokes, simulando normalmente as grandes escalas, e atribuindo um modelo para a turbulência das pequenas escalas. Souza et al. (2011, p. 36) definem o LES:

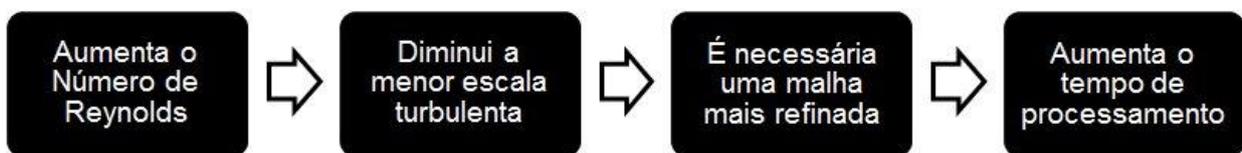
[...] é conduzida tal como a técnica DNS, com discretizações espaciais e temporais bastante refinadas, onde são resolvidas as equações instantâneas de Navier-Stokes apenas para as escalas energéticas do escoamento. As pequenas escalas de comprimento e tempo, as quais têm um comportamento mais isotrópico e menos dependente dos contornos físicos, são conhecidas como escalas submalha e são modeladas por um modelo algébrico simples, o qual é denominado modelo submalha.

O RANS atribui um modelo de turbulência para todas as escalas turbulentas. As vantagens destes métodos são a necessidade de malhas menos refinadas, gerando simulações mais leves e rápidas, e implementação mais simplificada para geometrias complexas (SOUZA et al., 2011). São mais utilizadas por engenheiros que trabalham no âmbito técnico, já que estes desejam simulações rápidas, e, muitas vezes, precisam simular o escoamento em torno de objetos com geometrias complexas. Porém, para aplicações mais científicas, em que se deseja uma boa precisão dos resultados, é recomendável utilizar o método DNS.

O método DNS também tem as suas contrapartidas, e uma delas é que, atualmente, é muito difícil de simular altos Números de Reynolds. O Número de Reynolds (Re) é um número adimensional ligado intrinsecamente à turbulência do escoamento, e é utilizado, em muitos casos, para classificar os escoamentos em laminares, de transição ou turbulentos. O Número

de Reynolds relevante para a simulação de escoamentos é o que envolve variáveis macroscópicas, de caráter geométrico, e é ligado a uma velocidade característica do escoamento estudado. Ele é completamente diferente do Número de Reynolds do Grão, utilizado na NBR12216 (ASSOCIAÇÃO BRASILEIRA DE NORMAS TÉCNICAS, 1992), que leva em conta parâmetros ligados a partícula que se deposita. A impossibilidade de se simular altos Números de Reynolds ocorre porque estes maiores Números de Reynolds implicam em menores escalas turbulentas. Isso acarreta (no caso do DNS) na necessidade de malhas mais refinadas e mais tempo de processamento. Com isso, chega-se a um ponto em que não existe capacidade computacional disponível para a realização das simulações em tempo hábil, devido ao chamado custo computacional (FRANCISCO, 2014). Na Figura 4, está esquematizada a relação entre maior turbulência na simulação (representada por maiores Números de Reynolds) e maior custo computacional (indicado pelo tempo de processamento). Segundo Francisco (2014, p. 25), “Esta capacidade de calcular tanto as maiores quanto as menores escalas de turbulência demanda um número bastante alto de graus de liberdade para a malha de cálculo, limitando a investigação em números de Reynolds moderados.”.

Figura 4 – Esquema da relação entre Número de Reynolds e o custo computacional



(fonte: elaborado pela autora)

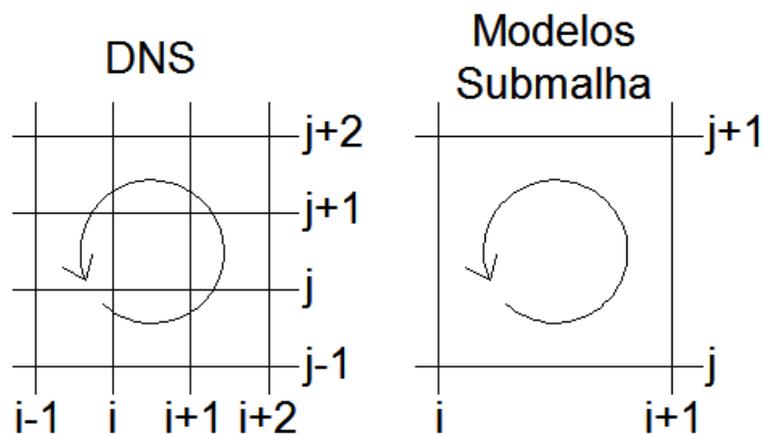
A estimativa da menor escala turbulenta (1) pode ser feita com a Escala de Kolmogorov (η), dada por (TENNEKES; LUMLEY, c1972):

$$\eta = \left(\frac{v^3}{\varepsilon} \right)^{0.25} \quad (1)$$

em que v é a viscosidade cinemática, e ε é a taxa de dissipação da energia cinética. Como, no DNS, são resolvidas todas as escalas turbulentas, inclusive as menores, a malha deve ser pequena o suficiente para simular as menores escalas. Considerando uma malha cartesiana, retangular, sem *stretching* (ou seja, em que os tamanhos das malhas são todos iguais em uma mesma simulação), o menor lado do retângulo formado por um elemento diferencial de área (a menor dimensão de uma célula da malha cartesiana) deve ser menor que a Escala de

Kolmogorov, sendo isso condição necessária para o uso do método DNS. Na Figura 5, está exemplificada esta malha cartesiana, e os vórtices referentes à menor escala turbulenta, comparativamente com o tamanho do elemento de malha, mostrando que, quando o menor vórtice (ou menor escala turbulenta) é menor que um elemento de malha, isso faz com que a simulação seja descaracterizada como DNS, e, sem haver um modelo de turbulência, essa situação pode causar a divergência da simulação. Isso porque as pequenas escalas são também as que mais dissipam energia, proporcionalmente. E, para a convergência de uma simulação de turbulência, é necessário que a energia se mantenha equilibrada dentro do sistema estudado. Se não há convergência, então, ocorre a divergência, um fenômeno que acontece comumente nas Simulações Numéricas Diretas. Se a divergência é relativa ao (baixo) refinamento da malha, o que ocorre é que, se há uma condição de contorno que implique em entrada de energia, durante a simulação, a energia pode não se dissipar como deveria, ocorrendo um acúmulo de energia no sistema, que causa colapso na simulação.

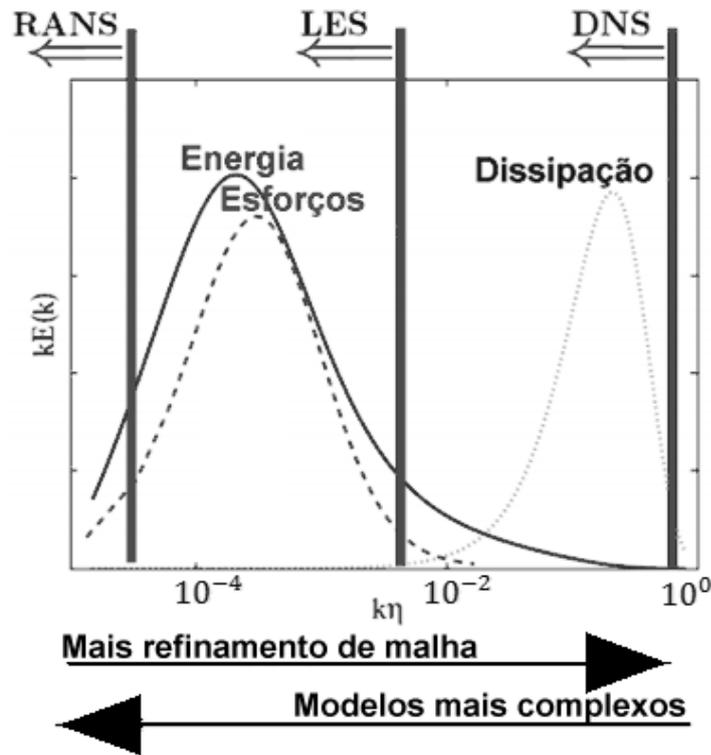
Figura 5 – Exemplo de um DNS e de um Modelo Submalha



(fonte: elaborado pela autora)

Na Figura 6, está exposto o Espaço de Fourier, de forma a mostrar a energia *versus* a escala espacial (decrecente), e a aplicação dos métodos RANS, LES e DNS. Pode-se observar que o RANS modela toda a turbulência, o DNS abrange todas as escalas, e o LES fica em um meio-termo. Esse meio-termo do LES é que faz com que os modelos de turbulência, no caso dele, sejam imprescindíveis. Estes modelos, no caso do LES, tem a função compulsória de dissipar energia, já que as escalas dissipativas, como foi observado na Figura 6, não são simuladas pelo LES. Sem o modelo de turbulência, o LES não funcionaria corretamente, pois acumularia energia no sistema e, ou não representaria corretamente o escoamento, ou divergiria, comportando-se como um DNS que deu errado.

Figura 6 – Espaço de Fourier com as aplicações dos métodos RANS, LES e DNS



(fonte: adaptado de TENNEKES; LUMLEY, c1972)

Segundo Francisco (2014) é possível estimar o número de graus de liberdade do escoamento necessários para que todas as escalas turbulentas sejam resolvidas, a partir do Número de Reynolds, com a seguinte aproximação (2):

$$N \sim Re_l^{3/4} \quad (2)$$

sendo Re_l o Número de Reynolds turbulento baseado na escala integral. Seguindo sua dedução, Francisco (2014) chega à conclusão que os números de pontos em x (n_x), em y (n_y) e em z (n_z) (para um caso tridimensional) devem respeitar a seguinte expressão:

$$Re_l \sim (n_x n_y n_z)^{4/9} \quad (3)$$

Apesar de demandar um maior refinamento espacial e temporal, a Simulação Numérica Direta ultrapassa os outros métodos em precisão, mostrando assim a sua validade, que, por causa de seu custo computacional, por enquanto, ainda é restrita. Porém, talvez, num futuro não muito distante, com a crescente evolução da tecnologia, seja possível processar maior volume de

dados em menor tempo, tornando possível a aplicação do DNS para a simulação dos mais variados tipos de escoamento e também a sua aplicação no meio técnico.

5 SIMULAÇÕES NUMÉRICAS DE TANQUES DE DECANTAÇÃO

Muitos pesquisadores se dedicam a estudar os aspectos operacionais dos tanques de sedimentação das Estações de Tratamento de Água, ou a pesquisar processos sustentáveis para as ETAs, como a disposição do lodo dos decantadores. Existem, também, várias análises de dispositivos aplicáveis nos tanques de decantação, como as lamelas. Porém, o estudo da dinâmica dos fluidos e da turbulência no escoamento dos tanques de decantação possui poucas referências encontradas pela presente autora, e nenhuma delas utiliza o método Simulação Numérica Direta.

5.1 UTILIZANDO *REYNOLDS-AVERAGED NAVIER-STOKES*

Goula et al. (2008) simularam um tanque de decantação 2D utilizando o código de *Computational Fluid Dynamics (CFD) Fluent*, com o objetivo de determinar se a disposição de uma barreira no início do tanque estimula a sedimentação: “O código é modificado com base em dados de um tanque de sedimentação real. Este é utilizado para avaliar a significância de se estender a barreira de controle da alimentação de um decantador em particular.” (GOULA et al., 2008, p. 120, tradução nossa). Sua simulação foi realizada utilizando o método *Reynolds-Averaged Navier-Stokes* (RANS), e o modelo de turbulência empregado pelos autores foi o $k - \omega$. A simulação utilizou a Lei de Stokes, relativa à sedimentação discreta, mas empregou a curva granulométrica do lodo real, determinada por meio de ensaios de laboratório, ou seja, simulou partículas com diferentes tamanhos de grão, por meio de diferentes velocidades de queda. Também foi feita uma estimativa de onde estaria uma partícula que entra no tanque, a cada instante de tempo.

Um fenômeno muito conhecido, que pode ocorrer em tanques de decantação para tratamento de água, são as correntes de densidade (BARUTH, c2005). Correntes de densidade ocorrem quando um fluido mais denso se propaga sob um fluido menos denso, por ação da gravidade. Alguns exemplos são avalanches, tempestades de areia e nuvens de poeira. As correntes de densidade serão melhor explanadas no capítulo sobre fenômenos turbulentos. Em tanques de decantação para tratamento de água, podem ocorrer por diferenças de densidade causadas pelo aquecimento ou resfriamento da água (a massa específica dos fluidos depende de sua

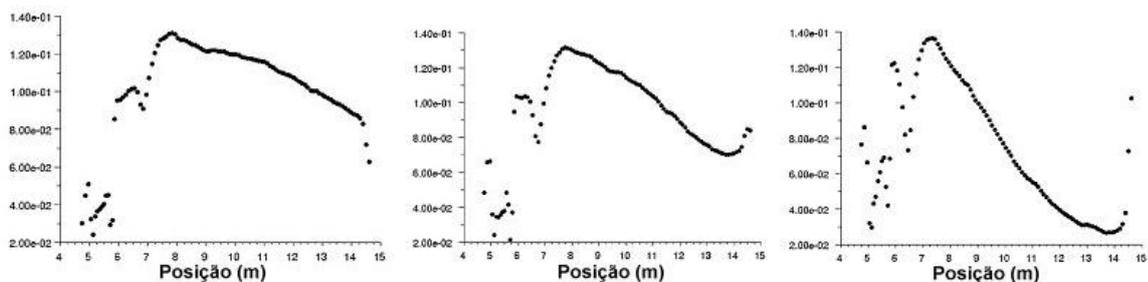
temperatura), e por diferenças de concentração de sólidos dissolvidos entre massas de água. No trabalho em questão, não foram observadas correntes de densidade no fundo do decantador (GOULA et al., 2008, p. 116-117, tradução nossa):

Para o caso de decantadores secundários com grandes concentrações de sólidos suspensos, uma corrente de densidade existe graças a uma maior densidade da suspensão que chega ao tanque. Essa corrente colide no lodo depositado no fundo do tanque logo depois de deixar a estrutura de entrada, e flui para jusante dentro do tanque de decantação. Como resultado, velocidades no sentido contrário ao escoamento do tanque são induzidas na parte superior do decantador, seguindo a Equação da Continuidade.

Muitos cientistas observaram o fenômeno da cascata de sólidos na clarificação de lodo ativo concentrado, tanto em simulações quanto em experimentos. No entanto, correntes de densidade não foram observadas neste trabalho.

Na Figura 7, pode-se observar os mapas de deposição para três tamanhos diferentes de partículas que foram simuladas por Goula et al. (2008). A entrada da água está à direita, e a saída, à esquerda. Os mapas de deposição mostram em que parte do fundo do tanque ficam depositadas mais partículas, e qual o volume de partículas que se deposita em cada parte do tanque. Pelos mapas de deposição da Figura 7, depreende-se que, em tanques convencionais, as partículas tendem a se depositar próximo à região central do tanque, porém a sua deposição diminui perto da região de saída.

Figura 7 – Mapas de deposição para três tamanhos diferentes de partículas



(fonte: adaptado de GOULA et al., 2008)

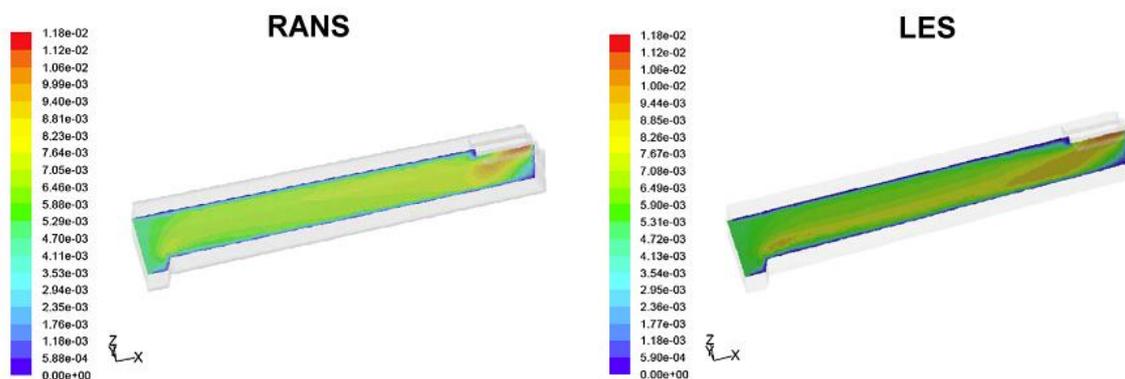
Zhang (2014) também estudou o fluxo turbulento em tanques de sedimentação retangulares e circulares, utilizando CFD. Ele propôs uma abordagem técnica, e explicou passo-a-passo como fez as simulações. A maior parte das simulações foi realizada com o modelo $k - \varepsilon$, e todas utilizam RANS.

5.2 UTILIZANDO *LARGE EDDY SIMULATION*

Al-Sammarraee et al. (2009) simularam um tanque de decantação, utilizando o código de CFD *Fluent*, o mesmo código-base utilizado por Goula et al. (2008). Porém, Al-Sammarraee et al. (2009) simularam o tanque em 3D, além de terem escolhido trabalhar com o método *Large Eddy Simulation* (LES). A Figura 8 apresenta uma comparação feita por Al-Sammarraee et al. (2009) entre o método LES, utilizado em seu trabalho, e o modelo $k - \varepsilon$, um modelo comumente utilizado para RANS. Segundo Al-Sammarraee et al. (2009, p. 310, tradução nossa):

Uma comparação inicial foi feita entre o uso do modelo $k - \varepsilon$ e o método LES para estudos preliminares [...]. Poucas diferenças são notadas entre os dois modelos em termos de velocidade, turbulência, e velocidade de sedimentação, e, mais relevante, as eficiências de deposição estimadas, especialmente na região de deposição do tanque. No entanto, um exame mais próximo mostra que o modelo $k - \varepsilon$ falha em capturar as propriedades do escoamento em áreas de forte turbulência e esforços, por exemplo, na alimentação do tanque, na saída, e próximo ao fundo. Além disso, as zonas de esforços e próximas às paredes mostram que o LES é capaz de resolver as velocidades de forma mais acurada. É notável que o modelo $k - \varepsilon$ é utilizado para altos números de Reynolds, o que é impróprio para simular um tanque de sedimentação com baixa velocidade de escoamento [...]. Isso é confirmado mais adiante com o exercício de validação com os dados experimentais, onde o LES obtém concordância superior. Como já era esperado, o modelo $k - \varepsilon$ superestima a turbulência nas zonas de esforços [...]. O modelo $k - \varepsilon$ também falha em resolver estruturas do escoamento em torno das partículas e perto do fundo com precisão suficiente. [...] O aumento da precisão também é justificado considerando-se aceitável o aumento do custo computacional inerente ao uso de LES.

Figura 8 – Tanque de decantação, simulado em RANS e em LES



(fonte: adaptado de AL-SAMMARRAEE et al., 2009)

O tanque de decantação para tratamento de água simulado por Al-Sammarraee et al. (2009) tem vinte metros de comprimento, três metros de largura, e a sua profundidade varia entre 2,5 metros na entrada do canal e um metro na saída do mesmo. O objetivo do trabalho era avaliar a deposição das partículas dentro do tanque de sedimentação. O modelo utilizado para

sedimentação foi o de Tipo I, e a curva granulométrica das partículas afluentes foi discretizada em treze diferentes diâmetros de partículas, com o objetivo de observar também a deposição de diferentes partículas com tamanhos variados. Foram simuladas, no trabalho de Al-Sammaraee et al. (2009), calhas que recolhem o efluente do tanque de decantação, ou seja, estruturas de saída. A partir destas estruturas de saída, foi possível determinar a curva granulométrica das partículas contidas no efluente do decantador. Concluiu-se que o efluente deste tanque simulado continha, ainda, uma fração das partículas menores do afluente, o que faz sentido, sendo que essas têm mais facilidade de transporte, e menor velocidade de queda.

6 SEDIMENTAÇÃO DE FLÓCULOS

As partículas que devem sedimentar nos tanques de decantação para tratamento de água são, na verdade, agregados de partículas com vazios, chamados flóculos. Na maior parte dos trabalhos, no intuito de poder utilizar a Lei de Stokes para definir a sedimentação da partícula, considera-se essas partículas sedimentantes como esferas perfeitas. Uma das considerações que foi feita a respeito dessa abordagem é que ela não descreve bem o que ocorre nos tanques de decantação para tratamento de água (EDZWALD, 2011). Porém, por outro lado, o que seria ideal, que é considerar todos os efeitos envolvidos na sedimentação, ainda não é possível, porque parte deles é microscópico, e parte continua desconhecido.

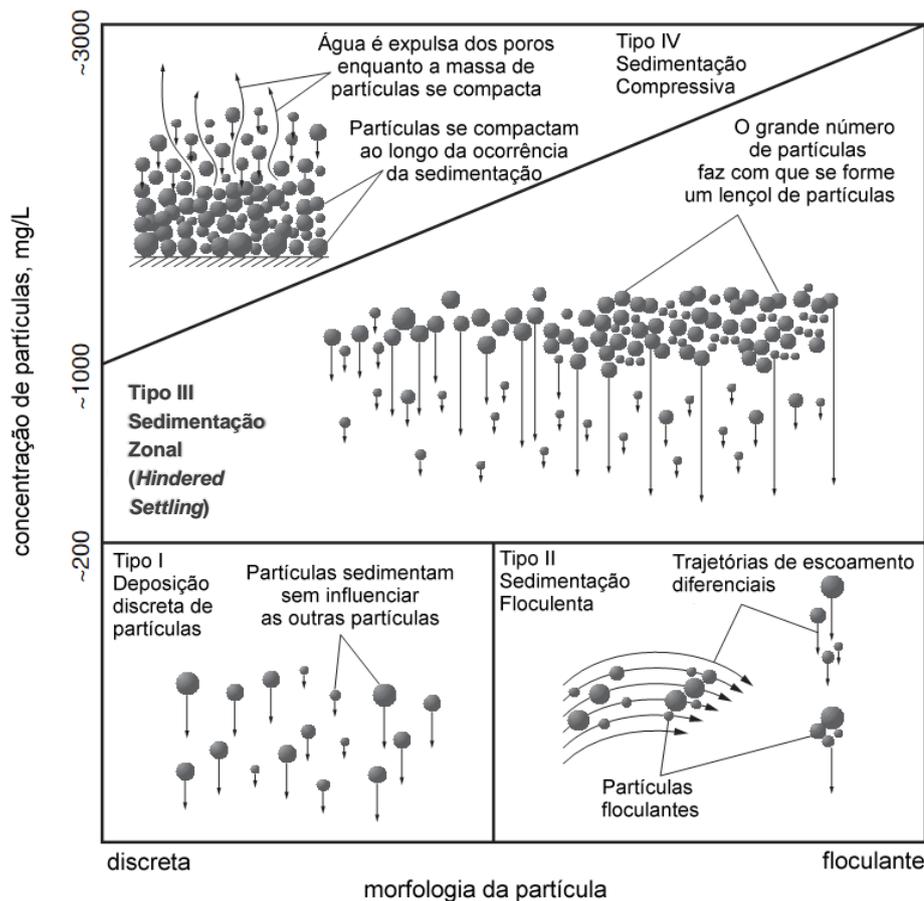
Segundo Edzwald (2011), a sedimentação com velocidade constante das partículas em decantadores de ETAs não é uma realidade, e sim, uma aproximação. Dependendo da concentração de sólidos no fluido, a sedimentação ocorre por mecanismos distintos. A forma das partículas também pode influenciar em várias propriedades, como a viscosidade da água em que estão submersas, seu potencial de empacotamento, que é o quanto as partículas podem se agrupar, e a sua interação com fluidos, como o arraste que as partículas sofrem ao sedimentar (BARROSO, 2007, p. 46). Crittenden et al. (2012), Barroso (2007), Cho et al. (1993), e outros autores, adotam a divisão de quatro tipos de sedimentação:

- a) o Tipo I, ou Sedimentação Discreta, é a que segue a Lei de Stokes, ou seja, a velocidade terminal é atingida quando a força de arrasto atuante na partícula se igua ao seu peso aparente;
- b) o Tipo II, ou Sedimentação Floculenta, em que as partículas estão agregadas em pequenos grupos, o que tende a aumentar a velocidade média de queda;
- c) o Tipo III, *Hindered Settling*, ou Sedimentação Zonal, em que a velocidade de queda começa a ser afetada pela alta concentração de sólidos;
- d) o Tipo IV, ou Sedimentação Compressiva, no qual a concentração de partículas é tão elevada que os sólidos comprimem a água ao decantar.

Normalmente, a Sedimentação Discreta ocorre em “[...] lodos com baixo valor de concentração de sólidos ou baixa viscosidade.” (BARROSO, 2007, p. 52). A sedimentação de Tipo II “[...] ocorre porque as partículas sólidas em suspensão possuem concentrações muito elevadas e propriedades físicas e químicas semelhantes, como no caso de lodos de ETAs.” (BARROSO, 2007, p. 52). Segundo Crittenden et al. (2012), no Tipo III ou *Hindered Settling*,

o tamanho dos flóculos é maior, e as partículas passam a ser tratadas como grandes flóculos com alta porosidade, e, no Tipo IV, forma-se uma espécie de lençol de partículas interligadas que, por ação da gravidade, confina a água que está embaixo. Na Figura 9, pode-se observar os quatro tipos distintos de sedimentação.

Figura 9 – Tipos de sedimentação de partículas

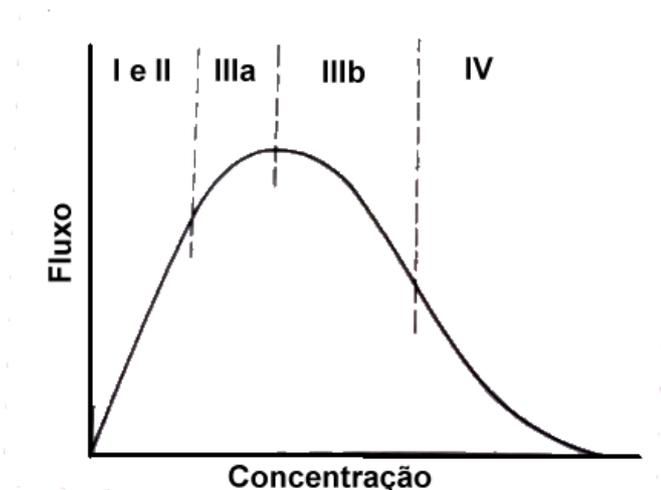


(fonte: adaptado de CRITTENDEN et al., 2012)

A Figura 10 indica em que relações entre fluxo e concentração de partículas ocorre cada tipo de sedimentação. O Tipo III foi separado em IIIa e IIIb, porque, na Sedimentação Tipo IIIa a deposição é heterogênea, enquanto na IIIb é homogênea. O pico de fluxo é atingido por uma concentração específica, contida no domínio da Sedimentação Tipo III (EDZWALD, 2011).

Serão abordadas, neste capítulo, as sedimentações de partículas Tipo I e Tipo II, pois são os mais adequados para definir a sedimentação de partículas em tanques de decantação para tratamento de água (CRITTENDEN et al., 2012). Além disso, se discute as maneiras possíveis para modelar a deposição de partículas referentes ao lodo de ETAs.

Figura 10 – Relações típicas entre fluxo e concentração para sedimentação



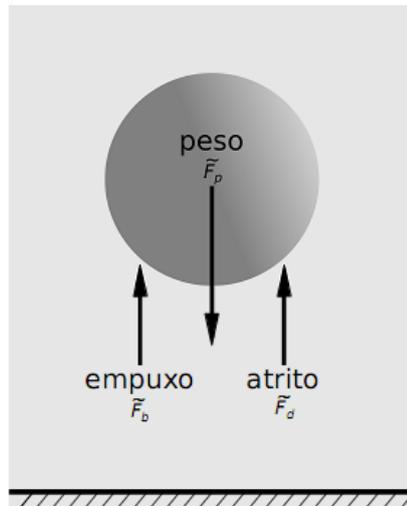
(fonte: adaptado de EDZWALD, 2011)

6.1 SEDIMENTAÇÃO DISCRETA

Embora desencorajado por alguns autores, a modelagem de flóculos utilizando a Lei de Stokes, é, provavelmente, a técnica mais utilizada no mundo para esse fim. Entre os trabalhos que utilizam a Lei de Stokes estão o de Goula et al. (2008) e o de Al-Sammarraee et al. (2009).

A Lei de Stokes, ou Sedimentação Discreta, ou ainda, Sedimentação Tipo I, considera que cada partícula sedimenta no tanque sem afetar as demais partículas. Na Figura 11, pode-se ver o esquema das forças atuantes em uma partícula esférica descrita pela Lei de Stokes. Segundo a teoria, a partícula sofre ação da gravidade, representada por seu peso, e, no sentido contrário, sofre ação do empuxo e do atrito. O peso da esfera menos o empuxo é chamado de peso aparente, e pode ser calculado sabendo-se o diâmetro da esfera e a massa específica do grão, que são parâmetros estimáveis. Como o atrito sobre uma partícula perfeitamente esférica é relativamente fácil de obter, pois basta saber seu diâmetro, essas forças que atuam sobre a partícula são previsíveis. Quando o equilíbrio das forças é atingido, chega-se à velocidade terminal de sedimentação. Nas simulações realizadas por Goula et al. (2008) e por Al-Sammarraee et al. (2009), ignora-se o trajeto inicial que a partícula faria em movimento acelerado, até atingir o equilíbrio, por considerar este trajeto muito curto, e considera-se que a sedimentação ocorre durante todo o tempo com a velocidade terminal.

Figura 11 – Forças atuantes em uma partícula esférica descrita pela Lei de Stokes



(fonte: FRANCISCO, 2014)

A Lei de Stokes resulta em uma boa aproximação quando as partículas tem diâmetro menor que 0,1mm e quando as concentrações são baixas e pode desprezar-se a ocorrência de floculação, segundo Julien (2010). Conforme Gladstone et al. (1998), a velocidade de sedimentação pode ser um terço menor que a aproximada pela Lei de Stokes se a partícula for muito angulosa, o que pode aumentar substancialmente o arrasto sobre ela. A Lei de Stokes (FRANCISCO, 2014) está descrita como:

$$\tilde{u}_s = \frac{1}{18} \tilde{d}_p^2 \tilde{g} \frac{(\tilde{\rho}_p - \tilde{\rho}_w)}{\tilde{\mu}_w} \quad (4)$$

onde \tilde{d}_p é o diâmetro do grão, \tilde{g} é a aceleração da gravidade, $\tilde{\mu}_w$ é a viscosidade dinâmica da água, $\tilde{\rho}_p$ é a massa específica do grão e $\tilde{\rho}_w$ é a massa específica da água. Não há exigência de unidades para os parâmetros, mas as mesmas devem ser compatíveis entre si.

6.2 SEDIMENTAÇÃO FLOCULENTA

Segundo Cunha (2004), partículas floculentas são aquelas que tendem a se agrupar, o que pode acontecer devido a diferenças de velocidade de sedimentação entre as partículas e a gradientes de velocidade no líquido, levando em conta a sua capacidade de agregação. Neste item será discutida a teoria da floculação para tratamento de água, que é a base para a

sedimentação flocculenta, e serão discutidos outros aspectos a respeito da Sedimentação Flocculenta ou de Tipo II.

6.2.1 Teoria da Flocculação

Quando se adiciona um agente coagulante na água bruta que chega à ETA, esse coagulante, por meios físicos e químicos principalmente ligados à carga elétrica das partículas, faz com que as partículas tendam a se agregar. Valencia (1992, p. 12, tradução nossa) enumera alguns usos do processo de coagulação e flocculação:

Chama-se coagulação-flocculação o processo pelo qual as partículas se aglutinam em pequenas massas com peso específico superior ao da água, chamadas flóculos. O referido processo é usado para:

- a) remoção de turbidez orgânica ou inorgânica que não pode sedimentar rapidamente;
- b) remoção de cor verdadeira e aparente;
- c) eliminação de bactérias, vírus e organismos patogênicos suscetíveis de separação por coagulação;
- d) destruição de algas e plâncton em geral;
- e) eliminação de substâncias produtoras de sabor e de odor, em alguns casos, e de precipitados químicos suspensos, ou compostos orgânicos, em outros casos.

O uso de qualquer outro processo, como a sedimentação simples, para remoção de partículas muito finas, é antieconômico, se não impossível.

Valencia (1992) ainda destaca dois aspectos fundamentais a respeito do processo de coagulação e flocculação, que são a desestabilização das partículas suspensas, por meio da remoção das forças que as mantêm separadas, e o transporte dessas partículas no meio líquido para que façam contato entre si, formando assim uma malha de coágulos porosos. Na Figura 12, mostra-se um aglomerado de bactérias coaguladas, aglutinadas por causa da ação do agente coagulante hidróxido de alumínio (um dos agentes coagulantes mais utilizados).

O processo de coagulação-flocculação pode ser separado em duas partes, respectivamente, a coagulação, que inclui adsorção e neutralização, adição de produtos químicos e supersaturação, e a flocculação, que pode ser classificada em ortocinética ou pericínética. A ortocinética ocorre em proporções físicas superiores à Escala de Kolmogorov, e é criada pelo gradiente de velocidade no líquido. Este gradiente é criado antes do tanque de decantação, nos flocculadores. No caso de flocculadores mecânicos, o gradiente é relativo à velocidade das pás

do floculador, o que pode ser demonstrado por meio do Teste de Jarros (em inglês, *Jar Test*), e, em floculadores hidráulicos, o gradiente não pode ser modificado periodicamente, afinal, é fixo desde a construção das chicanas que compõem o mesmo. A flocação pericinética ocorre devido ao movimento Browniano, e durante a sedimentação da partícula. É microscópica, e ocorre em escala próxima ou inferior à Escala de Kolmogorov (VALENCIA, 1992).

Figura 12 – Fotografia com microscópio eletrônico de bactérias coaguladas com sulfato de alumínio



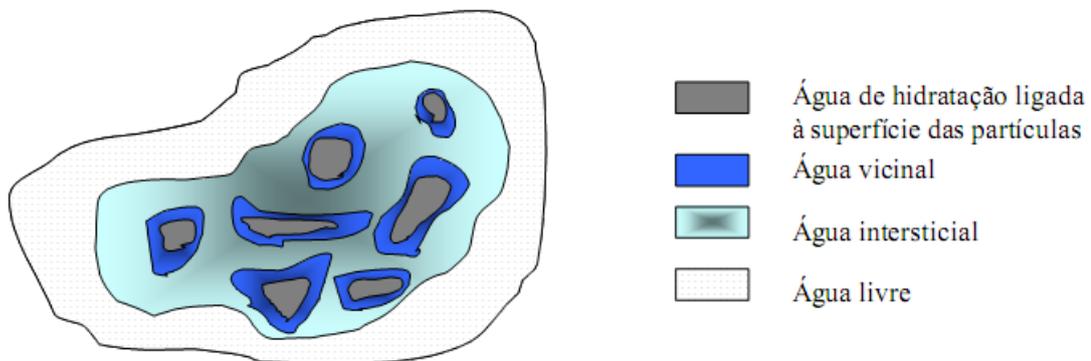
(fonte: VALENCIA, 1992)

O modelo de Smoluchowski, criado em 1916, descreve a flocação pericinética, imaginando o choque entre duas partículas aproximadamente esféricas. O que foi feito é uma estimativa do número de choques que ocorrem entre essas duas partículas em um determinado período de tempo, devido ao movimento Browniano (VALENCIA, 1992). Pode ser considerado um modelo de reação-difusão, pois considera, dentro da difusão, a flocação das partículas (HERRERO; RODRIGO, 2005). O modelo referido tem várias formas de ser apresentado, de acordo com a continuidade ou discretização da curva granulométrica das partículas iniciais no processo de flocação. Porém, como sua aplicação é no âmbito microscópico, e o presente

trabalho trata, principalmente, de estruturas macroscópicas, julga-se que a aplicação do modelo de Smoluchowski não seja a melhor abordagem sobre o problema proposto.

Na Figura 13, pode-se ver um esquema que mostra as frações de água existentes na composição de um flóculo retirado do lodo de uma ETA. Nele, há, como previsto no modelo de Smoluchowski, várias partículas menores agregadas, formando os flóculos, mostrando que os mesmos são estruturas coesivas, mas altamente porosas, em que seus vazios são completados com água. Segundo Barroso (2007, p. 37), “Os resíduos gerados em ETAs consistem em uma combinação entre fase sólida e líquida. Ressalta-se que a maior parcela destes resíduos corresponde à fase líquida.”. Ainda, sobre a porosidade dos flóculos, American Water Works Association et al. (1996¹, apud BARROSO, 2007) explica que a densidade do flóculo é a relação entre a massa do flóculo e a massa de igual volume de água, variando, então, com o tamanho do mesmo, portanto, quando a densidade decresce, o tamanho do flóculo aumenta. Geralmente, os resíduos de ETAs apresentam valores de densidades entre 1,03 e 1,19 g/cm³.

Figura 13 – Ilustração das frações de água constituintes dos lodos de ETAs



(fonte: BARROSO, 2007²)

Crittenden et al. (2012) expõe que, ao contrário do que ocorre com o fenômeno da turbulência, profundidades maiores são benéficas para a floculação, pois propõem um maior espaço de interação entre as partículas. Em se tratando de floculação pericínética, já foi citado anteriormente que o contato microscópico entre as partículas pode ocorrer tanto devido ao

¹ AMERICAN WATER WORKS ASSOCIATION; AMERICAN SOCIETY OF CIVIL ENGINEERS; U. S. ENVIRONMENTAL PROTECTION AGENCY. **Management of Water Treatment Plant Residuals**. New York: American Society of Civil Engineers, 1996.

² O autor informa que a ilustração foi adaptada de outro autor, e informa seus dados catalográficos: SMOLLEN, M.; KAFAAR, A. Electroosmotically enhanced sludge dewatering: pilot-plant study. **Water Science Technology**, [S. l.], v. 30, n.8, p. 159-168, 1994.

movimento Browniano quanto a própria sedimentação da partícula, o que também indica que profundidades maiores propiciam maior contato entre as partículas. O que se tem, portanto, são dois efeitos, o da floculação e o da turbulência, sobre os quais não se conhece bem as ordens de grandeza, e nem o que acontece quando ocorre a sua superposição.

6.2.2 Estudos Referentes à Sedimentação Floculenta

Em Edzwald (2011), está descrita uma forma de prever a velocidade de sedimentação para partículas floculentas, que sedimentam segundo o Tipo II. Pode-se prever a taxa de choques entre partículas N_{ij} (e conseqüente agregação) com a Equação (5):

$$N_{ij} = \alpha_{ij} k_{ij} n_i n_j \quad (5)$$

em que α_{ij} é um fator relacionado à eficiência da agregação de partículas dado que haja colisão, k_{ij} é a taxa de floculação entre partículas, n_i e n_j são as concentrações adimensionais das “duas partículas” que se deseja modelar a colisão. Uma equação é dada para supor a taxa de floculação entre duas partículas aproximadamente esféricas, de densidades semelhantes:

$$k_d = \frac{\pi g \rho_p (s - 1)}{72 \mu} (d_i + d_j)^3 (d_i - d_j) \quad (6)$$

onde k_d é a constante da taxa de floculação, d_i e d_j são os diâmetros das partículas, s é a densidade, ρ_p é a massa específica do grão, μ é a viscosidade dinâmica, e g é a constante gravitacional. Como pode-se ver, no entanto, se as partículas tem tamanho igual, esse modelo supõe que elas não floculam, o que está fisicamente incorreto. Outras equações são dadas em Edzwald (2011), para fluxo laminar, e para fluxo turbulento em torno da partícula sedimentante (relativo ao Reynolds do Grão).

A sedimentação floculenta, além de governar a deposição de lodo em tanques de decantação para tratamento de água, também ocorre em efluentes. Existem algumas referências de estudos com sedimentação floculenta para tratamento de efluentes.

Cho et al. (1993) propôs uma forma de estimar uma velocidade constante, semelhante à velocidade terminal, em teoria, para lodos ativados. Sua equação é:

$$u_s = k_1 \frac{(1 - n_1 s)^4}{x} e^{-n_2 s} \quad (7)$$

onde s é a densidade do flóculo, e k_1 , n_1 e n_2 são parâmetros ajustáveis. No entanto, Cho et al. (1993) indicam que um ajuste é muito difícil de ser feito quando a equação possui três ou mais parâmetros ajustáveis. Sugerem que seja feita uma das duas aproximações da equação propostas, ou seja, considerar:

- a) a fração volume desprezível;
- b) a viscosidade aproximadamente constante.

Cho et al. (1993) também fizeram um apanhado com diversas fórmulas de outros autores, para sedimentação flocculenta de lodo ativado, ajustaram várias curvas para dados reais, e concluíram que o modelo que obtém maior correlação com os dados é o dos próprios autores, com a consideração da fração volume desprezível, ou seja:

$$u_s = k_1 \frac{e^{-nx}}{x} \quad (8)$$

onde n é um parâmetro ajustável.

Vanderhasselt e Vanrolleghem (2000) utilizaram o *Single Batch Settling Curve* (SBSC), que é um arranjo único de curva de deposição. Segundo Vanderhasselt e Vanrolleghem (2000, p. 396, tradução nossa) “[...] a estimativa de parâmetros por arranjos de curvas de deposição parece ter o potencial de ser um bom meio para obtenção eficiente de informação sobre características de sedimentação para uso na teoria de fluxo de sólidos.” Suas curvas de deposição indicaram que soluções menos concentradas em sólidos sedimentaram mais rapidamente. Vanderhasselt e Vanrolleghem (2000) também aplicaram o modelo de Cho et al. (1993) e o modelo clássico de Vesilind (1968)³, comparando com dados experimentais de velocidades de queda e de concentração de lodo, e concluíram que o modelo de Vesilind (1968)⁴ se aproxima mais dos dados experimentais que o de Cho et al. (1993).

³ O autor traz o modelo baseado na obra de Vesilind, P. A. Design of prototype thickeners from batch settling tests. **Water Sewage Works**, [S. l.], v. 115, n. 7, p. 302-307, 1968.

⁴ idem

Migniot (1989⁵, apud JULIEN, 2010) estudou a sedimentação de partículas floculentas e propôs um modelo para partículas menores que quarenta micrômetros, em que a velocidade de sedimentação pode ser aproximada para:

$$u_s = \frac{250\omega}{d_s^2} \quad (9)$$

Em que d_s é o diâmetro de uma partícula, em micrômetros, e ω é a velocidade de sedimentação de uma partícula em Sedimentação Discreta. Julien (2010) baseou-se em Winterwerp (1999) para propor outro modelo para partículas floculantes:

$$u_s \cong 10d_{floc}^{3/2} \quad (10)$$

para diâmetros de flóculo inferiores a 1mm.

⁵ O autor indica alguns dados catalográficos da obra: MIGNIOT, C. Tassement et rhéologie des vases. **La Houille Blanche**, n. 1, p. 11-29, 1989.

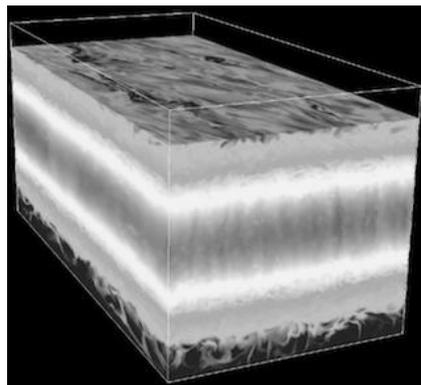
7 FENÔMENOS TURBULENTOS

Neste capítulo, serão elucidados alguns fenômenos turbulentos que podem ocorrer em tanques de decantação, sendo estes instabilidades turbulentas ou não.

Instabilidades turbulentas são formações características de escoamentos turbulentos, que ocorrem em situações específicas, e que podem conter vórtices. Alguns exemplos são instabilidades de Balbus-Hawley (Figura 14), de Kelvin-Helmholtz (Figura 15) e de Anti-de Sitter (MALIBORSKI; ROSTWOROWSKI, 2013). O enfoque será dado às instabilidades que podem surgir em tanques de sedimentação, sendo elas: Rayleigh-Taylor e Kelvin-Helmholtz.

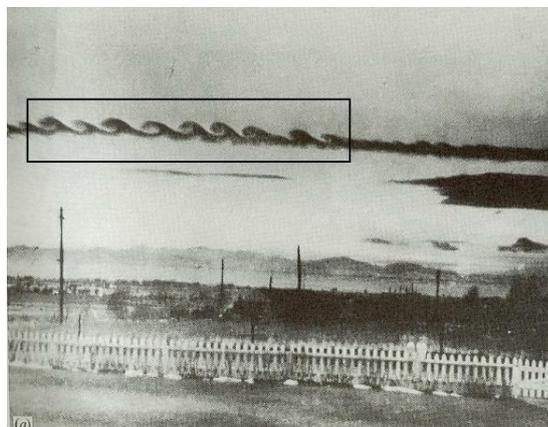
O fenômeno turbulento que mais será elucidado será a corrente de densidade, e seu caso específico de corrente de turbidez, por serem de significância para tanques de decantação.

Figura 14 – Instabilidade magneto-rotacional de Balbus-Hawley



(fonte: ARMITAGE, 2011)

Figura 15 – Exemplo da instabilidade de Kelvin-Helmholtz, nas nuvens (destacado).



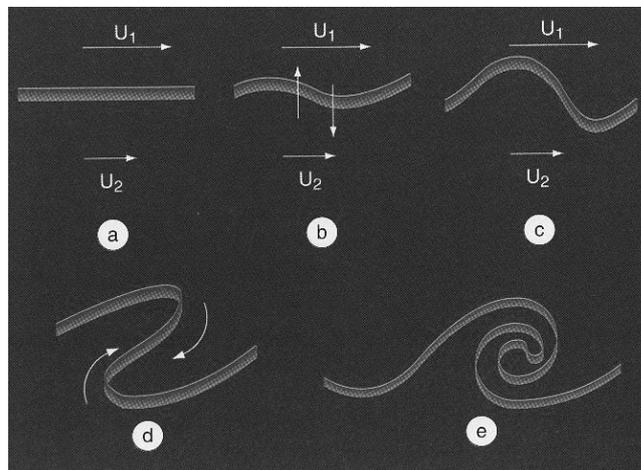
(fonte: adaptado de ENSEEIHT, 2000)

7.1 INSTABILIDADE DE KELVIN-HELMHOLTZ

A instabilidade de Kelvin-Helmholtz é gerada a partir de um vórtice de interface entre dois fluidos de densidades diferentes e com uma velocidade relativa entre si. Essa diferença de velocidades gera uma camada de mistura cisalhante, e isto que causa a instabilidade de Kelvin-Helmholtz. Na natureza, ela pode ocorrer na atmosfera, no encontro entre massas de ar com diferenças abruptas de temperatura e de velocidade (Figura 15).

Na Figura 16, está o mecanismo de formação da instabilidade de Kelvin-Helmholtz, progressivamente, de a) até e). Para este exemplo, a velocidade u_1 é maior que u_2 .

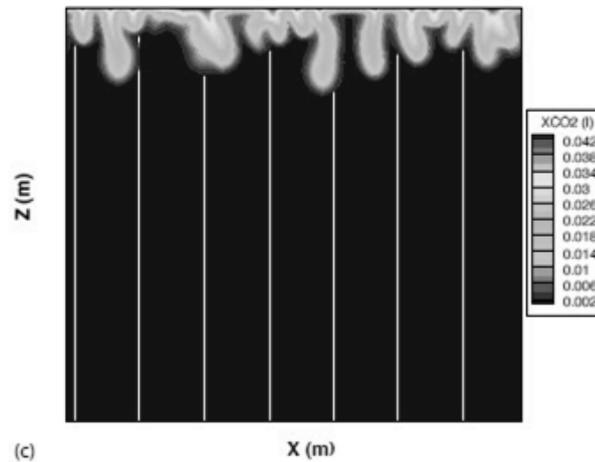
Figura 16 – Evolução da interface e formação da instabilidade de Kelvin-Helmholtz



(fonte: ENSEIHT, 2000)

7.2 INSTABILIDADE DE RAYLEIGH-TAYLOR

A instabilidade de Rayleigh-Taylor foi inicialmente descrita por Rayleigh (1883). Uma instabilidade de Rayleigh-Taylor pode ser explicada como um único *finger*, isolado. Os *fingers* são instabilidades turbulentas que ocorrem quando um fluido mais denso está sobre outro fluido, menos denso, e não há grande velocidade relativa entre eles. Se houvesse uma razoável velocidade entre os dois fluidos, se formaria uma instabilidade de Kelvin-Helmholtz. Como não há, ocorrem intrusões de fluido mais denso no fluido menos denso, com formato característico, que parecem dedinhos, por isso o nome *fingers* (em inglês, dedos). Na Figura 17, um exemplo da aparência de *fingers*, em relação à dissolução do gás carbônico.

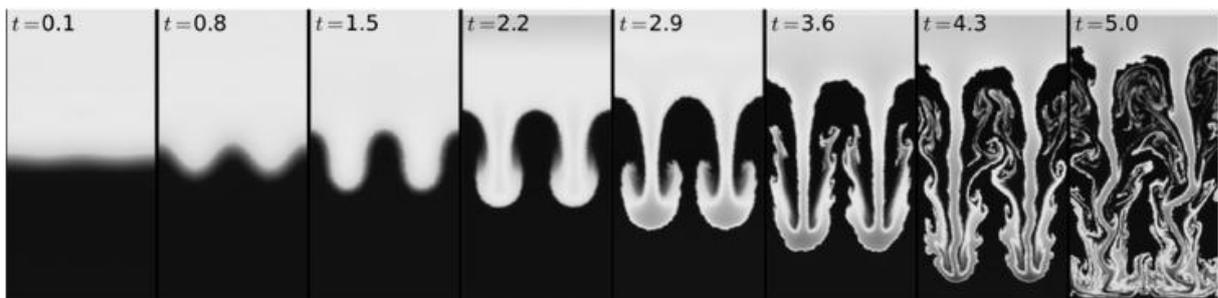
Figura 17 – Exemplo de *fingers*

(fonte: adaptado de DECARBONISE, 2014)

Em casos especiais, estas intrusões não interagem significativamente entre si, e pode-se analisar uma única intrusão separadamente. A isto, chamamos de instabilidade de Rayleigh-Taylor. Na Figura 18, um exemplo de instabilidades de Rayleigh-Taylor. No cotidiano, pode-se observar uma instabilidade de Rayleigh-Taylor, por exemplo, ao se pingar corante em um copo com água.

Com a evolução da instabilidade de Rayleigh-Taylor, podem se formar instabilidades secundárias de Kelvin-Helmholtz na instabilidade de Rayleigh-Taylor, como demonstraram Shengtai e Li (2006). Estas instabilidades secundárias ocorrem devido à camada de mistura que a instabilidade de Rayleigh-Taylor gera.

Figura 18 – Evolução temporal de duas instabilidades de Rayleigh-Taylor



(fonte: PHIL HOPKINS RESEARCH GROUP, c2015)

7.3 CORRENTES DE DENSIDADE

As correntes de densidade ocorrem quando um fluido mais denso se propaga sob outro, menos denso. Em outras palavras, segundo Simpson (1997), elas acontecem quando um fluido de maior densidade se propaga em outro de menor densidade tendo uma direção da velocidade perpendicular à gravidade como predominante. Podem ser encontradas em ambientes naturais, como o assoalho marinho, e podem ser originadas por eventos como avalanches e rompimentos de taludes. Outro exemplo é a tempestade de areia (Figura 19).

Figura 19 – Tempestade de areia em Golmud, província de Qinghai, China.



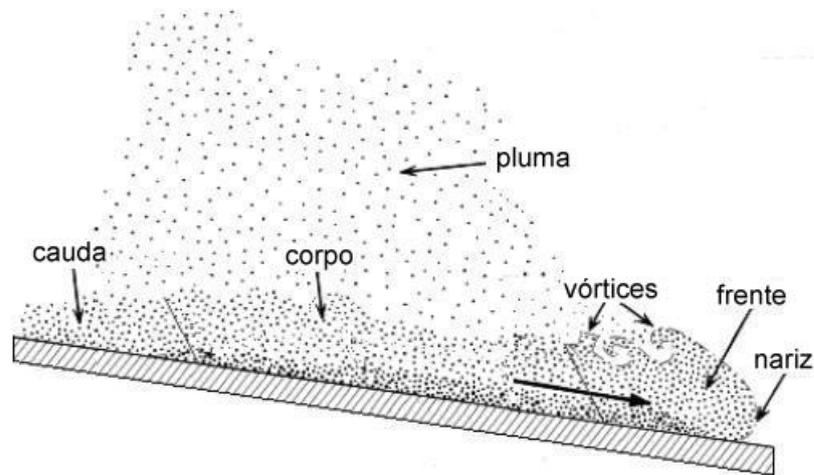
(fonte: BATES, 2010)

O esquema das partes de uma corrente de turbidez, que se engloba nas correntes de densidade, está na Figura 20. Como Britter e Simpson (1978) provaram, o nariz da corrente de densidade é, em si, um vórtice. Os vórtices apontados na figura são instabilidades de Kelvin-Helmholtz, geradas pela camada de mistura entre a corrente, que trafega no fluido com velocidade igual a sua velocidade da frente da corrente, e o fluido exterior, relativamente estagnado. A corrente de turbidez (apresentada na figura) é um caso especial das correntes de densidade em que o fluido mais denso é formado por uma mistura de fluido e sedimentos em suspensão, sendo que estes sedimentos se depositam ao longo do tempo. Isto é o mesmo que dizer que a corrente de turbidez é uma corrente de densidade não-conservativa, pois não conserva sua massa ao longo do tempo.

As correntes de densidade são um caso especial de correntes hiperpicnais. Isto significa que sua massa faz com que a corrente se propague pelo fundo de um canal ou tanque, por

exemplo. Uma corrente hipocinial, por outro lado, é como uma pluma, que se propaga na superfície de um fluido. Ainda existem as correntes intrusivas, em que um fluido se propaga no centro do outro.

Figura 20 – Esquema didático de uma corrente de turbidez.



(fonte: adaptado de LEPORE, 2012)

8 METODOLOGIA

Neste capítulo será apresentada a metodologia do presente trabalho, dividida em Modelo Matemático e Modelo Numérico.

8.1 MODELO MATEMÁTICO

O código utilizado (*Incompact3d*, a ser discutido na seção Modelo Numérico) é adimensionalizado, isto é, todas as grandezas envolvidas nos modelos desenvolvidos com base no código devem ser adimensionais. Adimensionaliza-se, tradicionalmente, em mecânica dos fluidos, com auxílio de alguns parâmetros adimensionais que tem grande relação com os processos que ocorrem. Um deles é o Número de Reynolds, que, como visto em seções anteriores, relaciona as forças inerciais com as forças viscosas. O Número de Reynolds Re definido para o presente trabalho é:

$$Re = \frac{u_x h}{\nu} \quad (11)$$

em que u_x é a velocidade longitudinal na entrada do tanque, h é o tamanho da entrada do tanque, e ν é a viscosidade cinemática do fluido. No vetor velocidade $\vec{u} = (u_x, u_y, u_z)$ estão definidas as três componentes da velocidade, sendo que, para casos bidimensionais, a componente u_z é nula. Chama-se a atenção para o fato de que o número de Reynolds descrito acima tem relação com as características globais de turbulência de escoamento, e não tem conexão com o Número de Reynolds do Grão, descrito em capítulos anteriores.

O Número de Schmidt Sc relaciona a viscosidade cinemática ν e difusividade molecular k com uma divisão:

$$Sc = \frac{\nu}{k} \quad (12)$$

O parâmetro ϕ é a massa específica adimensionalizada, definida por:

$$\phi = \frac{\rho - \rho_{min}}{\rho_{max} - \rho_{min}} \quad (13)$$

sendo ρ_{min} a massa específica da água pura, ρ_{max} a massa específica da água coagulada e ρ a massa específica em um nó específico da malha. A concentração ϕ , portanto, varia, independentemente da massa específica da entrada de sedimentos, de 0 a 1. Para polidispersão, ou seja, a representação de uma granulometria, cada tamanho de partícula tem uma fração mássica inicial, sendo que a soma das frações mássicas de todas as partículas, representada pela soma dos ϕ iniciais, sempre deve ser 1.

A simulação da mecânica dos fluidos e da turbulência no tanque segue as equações da Continuidade, Navier-Stokes e Transporte e Difusão. Considerando-se que os flóculos estão em uma concentração baixa e que a água é um fluido aproximadamente incompressível, pode-se considerar válida a aproximação de Boussinesq, que considera a taxa de deformação volumétrica invariável, ou seja, $\Delta\rho/\rho \ll 1$. Disso pode depreender-se que as massas específicas dos fluidos com e sem sedimentos podem ser quaisquer, desde que sua diferença seja pequena o suficiente para admitir a aproximação de Boussinesq. A Equação da Continuidade aplicada no problema é, com as considerações feitas:

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0. \quad (14)$$

A Equação de Navier-Stokes é apresentada da seguinte forma:

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} = -\nabla p + \phi \vec{e}_g + \frac{1}{Re} \nabla^2 \vec{u} \quad (15)$$

em que $\vec{e}_g = (0, -1)$ é um vetor unitário na direção da aceleração da gravidade, ϕ é a massa específica adimensionalizada, \vec{u} é o vetor velocidade, t é o tempo, e p é o campo de pressões.

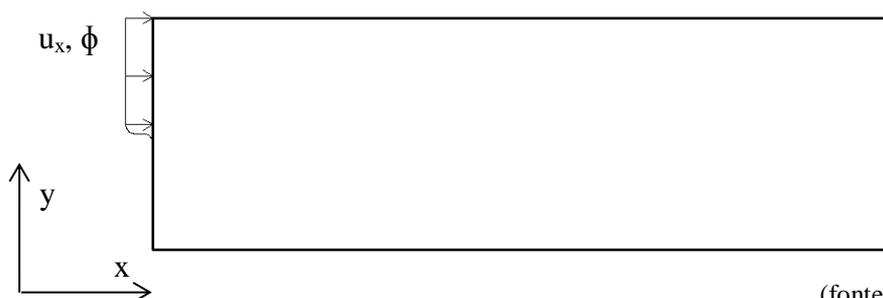
Para representar o tanque de decantação, foi preciso modelar o que ocorre na realidade, com o objetivo de aproximar melhor os parâmetros que se relacionam mais com a análise feita. Um modelo é uma representação da realidade, em que se procura manter os aspectos mais relevantes do evento existente.

Para o presente trabalho, foi utilizada uma abordagem bidimensional. Como, matematicamente, foi utilizada a Simulação Numérica Direta (DNS), as geometrias do canal e

dos objetos devem ser simples. Isso por causa de sua dificuldade de implementação e também, pelo aumento substancial do tempo de processamento quando se aplicam geometrias complexas em DNS. Por isso, o tanque de decantação foi considerado aproximadamente retangular. Os tanques de decantação reais podem ter uma leve inclinação no lado de montante para acúmulo de lodo, no caso de remoção hidráulica ou mecânica. Essa inclinação foi considerada nula, no tanque analisado. Foi simulada a zona de sedimentação de um tanque de decantação, sem considerar a região de saída, que, normalmente, tem calhas que recolhem o efluente. Por isso, na lateral direita do tanque, foi implementada saída livre.

A entrada de água coagulada foi localizada do lado esquerdo superior do domínio. Na Figura 21 está o esquema do tanque de decantação estudado. u_x é a velocidade de entrada, e ϕ é a concentração de entrada (no caso, $\phi = 1$), ambas adimensionais.

Figura 21 – Esquema do tanque simulado



(fonte: elaborado pela autora)

Aproximou-se a superfície livre superior pela condição de contorno de livre-deslizamento. Também foi adotado o livre-deslizamento para o fundo do tanque. Na lateral esquerda do tanque, foi imposta uma condição de entrada rígida pela função tangente hiperbólica. A condição de entrada é a mesma para velocidade e flóculos. No assoalho do tanque, foi colocada uma condição de sedimentação.

Considera-se que os flóculos que se depositam no fundo do tanque são muito pequenos e sua concentração é baixa. Por isso, no tempo considerado para a simulação, não se modela o acúmulo destes flóculos no fundo do tanque. É possível medir em quais regiões eles se depositariam, mas, para o domínio computacional, é como se os flóculos simplesmente desaparecessem ao sedimentar. Isto é válido, dado que um tamanho de malha, representado no protótipo (dimensional), é milhares, ou milhões de vezes maior que o tamanho médio dos flóculos que se depositam. Assim, não é necessário representar o depósito na forma de um objeto no fundo do tanque, em que se utiliza, por exemplo, o Método das Fronteiras Imersas.

Os flóculos são simulados por meio de concentrações existentes em cada elemento de malha. Eles não são simulados individualmente porque isso exigiria uma discretização espacial muito maior, que não é alcançada com as unidades de processamento existentes atualmente. Atribui-se, então, que cada nó da malha possui um valor de concentração adimensionalizada ϕ (ou vários, no caso de polidispersão), que se movimenta de um nó para outro segundo a Equação de Transporte e Difusão:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + (\vec{u} + u_s \vec{e}_g) \cdot \nabla \phi = \frac{1}{Re Sc} \nabla^2 \phi \quad (16)$$

Para a visualização das estruturas turbulentas, além da visualização dos campos de concentração ϕ , também se utilizou a vorticidade. Um módulo alto de vorticidade pode significar a existência de zonas de alto cisalhamento, especialmente importantes no presente trabalho. Se existirem vórtices turbulentos de alto cisalhamento próximo ao fundo do tanque, isso significa que há possibilidade de ressuspensão dos flóculos previamente sedimentados, o que pode ser prejudicial ao sistema de remoção de partículas. A ressuspensão não é modelada nem calculada no presente trabalho, então, se houver regiões de alto cisalhamento próximo ao fundo, não será possível quantificar os sedimentos ressuspensos. Isso poderia ser feito ao aplicar-se um modelo de ressuspensão existente, como os existentes para leito fluvial. A equação da vorticidade utilizada é:

$$\vec{\omega} = \nabla \times \vec{u} \quad (17)$$

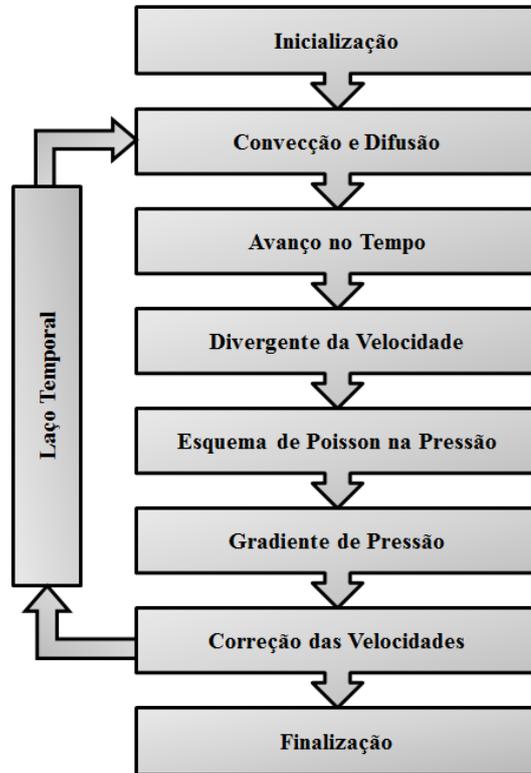
ou seja, a vorticidade é o rotacional das velocidades.

8.2 MODELO NUMÉRICO

O código utilizado como base para a elaboração de um modelo em Simulação Numérica Direta de um tanque de decantação para tratamento de água foi o *Incompact3d* (LAIZET; LAMBALLAIS, 2009). Este código é desenvolvido, nos tempos atuais, em Fortran-90. A turbulência é simulada sem o uso de modelos, por se tratar de uma DNS. O código em questão já foi utilizado, dentro e fora do Núcleo de Estudos em Transição e Turbulência (NETT) para simular diferentes tipos de escoamentos, inclusive bifásicos com escalares, como camadas de mistura (FERREIRA, 2014), e correntes de densidade polidispersas (FRANCISCO, 2014). O

Incompact3d segue uma sequência lógica de operações em cada passo de tempo, descrita na Figura 22.

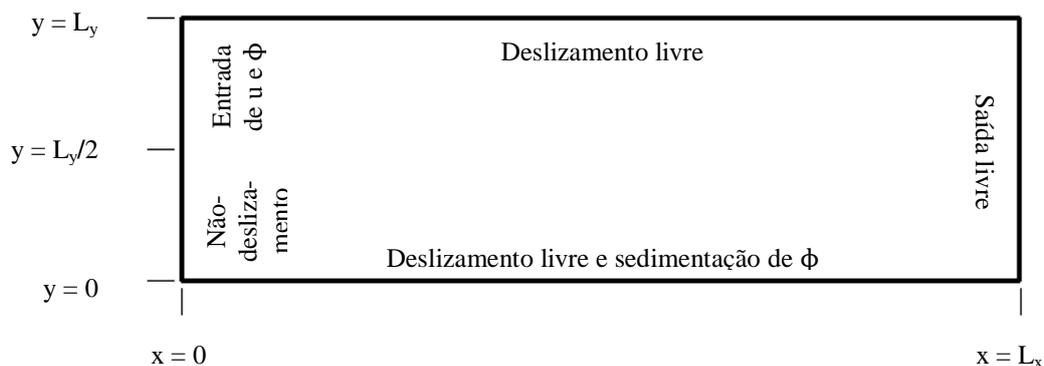
Figura 22 – Algoritmo de cálculo do código *Incompact3d*



(fonte: adaptado de LAIZET; LI, 2011)

O domínio computacional é regido por malhas cartesianas e estruturadas, de refinamento constante. Considera-se o domínio retangular, com a origem localizada no canto inferior esquerdo. Na Figura 23 faz-se a referência a este domínio. A posição $y = L_y/2$ está marcada na figura por se tratar do ponto que marca o início da entrada de água coagulada no tanque.

Figura 23 – Definição do domínio computacional, com condições de contorno



(fonte: elaborado pela autora)

A condição de deslizamento livre foi utilizada nas bordas superior ($y = L_y$) e inferior ($y = 0$) por influenciar menos no escoamento que a condição de não-deslizamento. A condição de deslizamento livre é definida por velocidades tangenciais livres, mas com derivada espacial nula ($\partial u_x / \partial y = 0$) e velocidades perpendiculares à fronteira nulas ($u_y = 0$). Na saída do domínio ($x = L_x$), adotou-se a condição de saída livre. Foi utilizada a condição de Robin, em que há saída livre, sem a permissão de entrada de sedimentos. A equação da condição de somente saída utilizada é a Equação de Robin:

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + c \frac{\partial \vec{u}}{\partial x} = \vec{0} \quad (18)$$

sendo c uma velocidade de convecção. Isso pode ser relevante porque, no caso de saída e entradas livres, não se sabe qual a característica do fluido que entra no domínio, se possui sedimentos ou não. Por outro lado, a condição de somente saída pode suprimir vórtices por reprimir a rotação deles próximo à saída. No caso estudado, torna-se pouco relevante esta diferença, por se estar considerando um domínio de comprimento grande. Na fronteira esquerda ($x = 0$), para fazer a transição entre a imposição de velocidade de $u_x = 0$, válida de $y = 0$ a $y = L_y/2$ para $u_x = 1$, válida de $y = L_y/2$ a $y = L_y$, foi adotada uma equação de tangente hiperbólica. Foi adotada a tangente hiperbólica porque faz uma transição mais suave, sem discontinuidades que poderiam gerar altas tensões de cisalhamento na interface entre os dois fluidos. A função referida varia de -1 (assintoticamente para o lado negativo) a 1 (assintoticamente para o lado positivo). Fazendo os ajustes na função para que ela represente o perfil de velocidades desejado:

$$u_x(y) = \frac{1}{2} \left(\tanh \left(y - \frac{L_y}{2} \right) + 1 \right) \quad (19)$$

As velocidades tangenciais u_y estão zeradas em $x = 0$, configurando, assim, para $y < L_y/2$, a condição de não deslizamento.

A discretização espacial consiste de separações, horizontais e verticais, nas quais o domínio é repartido para o cálculo pelo método de diferenças finitas. O domínio possui N_x pontos em x , e N_y pontos em y . As discretizações espaciais representam o tamanho de cada elemento de malha. $\Delta x = L_x / N_x - 1$ e $\Delta y = L_y / N_y - 1$ devem ser aproximadamente iguais, para as

malhas serem o mais próximas possível de quadrados. Isso diminui os erros numéricos e a possibilidade de divergência. Em geral, os tamanhos de malha são calculados pela expressão:

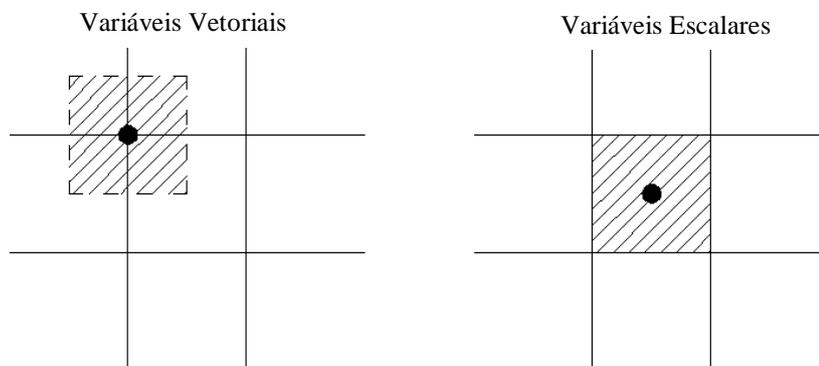
$$\Delta x_i = \frac{L_{x_i}}{N_{x_i} - 1} \quad (20)$$

em que Δx_i é o tamanho de malha para uma dimensão qualquer x_i , e, analogamente, L_{x_i} é o tamanho adimensional do domínio na direção x_i , e N_{x_i} é o número de malhas existentes nesta direção.

As diferenças finitas utilizadas pelo código *Incompact3d* seguem o método de Lele (1992), sendo, portanto, diferenças finitas compactas de sexta ordem. No centro do domínio, são calculadas diferenças finitas centradas, e, nos contornos, diferenças finitas deslocadas. O código em questão não trabalha com pontos-fantasma nos lados do domínio computacional, por isso, não é possível trabalhar com diferenças finitas centradas nas laterais. A discretização temporal é feita pelo método de Adams-Bashfort, de segunda ordem.

As variáveis empregadas no código podem ser vetoriais ou escalares. As variáveis do tipo vetorial são compostas de mais de uma componente e tem, por definição, módulo, direção e sentido. Elas são calculadas, no código, nos nós das malhas. Grandezas escalares possuem somente módulo e sinal (positivo ou negativo) e estão definidas no centro de cada elemento de malha, representando toda a área do mesmo. Na Figura 24 está a definição das áreas das variáveis vetoriais e escalares, em diferenças finitas.

Figura 24 – Áreas de definição de variáveis vetoriais e escalares



(fonte: elaborado pela autora)

9 RESULTADOS

Foram realizadas simulações monodispersas (apenas uma granulometria de sedimentos) e polidispersas (uma curva granulométrica discretizada de sedimentos). Os resultados para ambas estão neste capítulo.

Para realizar a simulação utilizando uma curva granulométrica de partículas, que se deposita, foi necessário implementar a polidispersão no código. Discretizou-se a curva granulométrica em algumas faixas granulométricas, para fazer a simulação. A curva granulométrica e discretização feitas por Goula et al. (2008) foi tomada como base. Goula et al. (2008) discretizaram a curva granulométrica da entrada de água coagulada com 13 classes de partículas (Tabela 1).

Tabela 1 – Classes de partículas simuladas por Goula et al. (2008)

Classe	Intervalo de diâmetro das partículas (μm)	Diâmetro médio (μm)	Fração mássica
1	10-30	20	0,025
2	30-70	50	0,027
3	70-90	80	0,039
4	90-150	120	0,066
5	150-190	170	0,095
6	190-210	200	0,115
7	210-290	250	0,126
8	290-410	350	0,124
9	410-490	450	0,113
10	490-610	550	0,101
11	610-690	650	0,077
12	690-810	750	0,057
13	810-890	850	0,040

(fonte: adaptado de GOULA et al., 2008)

Para aplicar as classes de partículas discretizadas por Goula et al. (2008) no presente trabalho foi necessário corrigir a fração em massa, pois a soma das frações mássicas deve ser unitária, e, no caso dos dados fornecidos por Goula et al. (2008) a fração mássica resulta em 1,005. A correção foi aplicada nas classes cuja fração mássica é maior, pois considerou-se que um possível erro é mais facilmente absorvido neste caso. A velocidade de queda foi calculada para cada classe de partículas (Tabela 2), pelas formulações de Stokes e Julien-Winterwerp

(JULIEN, 2010; WINTERWERP, 1999). O método de Migniot (1989⁶, apud JULIEN, 2010) (Eq. (9) foi descartado por ser válido apenas para a classe 1 de partículas, já que ele só está definido para partículas menores que 40 μm . A densidade do flóculo, para o cálculo da Lei de Stokes (Eq. (4), foi considerada 1,03g/cm³ (BARROSO, 2007). A viscosidade dinâmica da água foi considerada 1,003E-03Pa.s, e a massa específica da água, 998,2kg/m³.

Tabela 2 – Classes de partículas com suas respectivas velocidades de queda

Classe	Diâmetro médio (μm)	Fração mássica (GOULA et al., 2008)	Fração mássica (corrigida)	u_s Stokes (m/s)	u_s Julien e Winterwerp (m/s)
1	20	0,025	0,025	6,905E-06	< 2,828E-05
2	50	0,027	0,027	4,315E-05	< 1,118E-04
3	80	0,039	0,039	1,105E-04	< 2,263E-04
4	120	0,066	0,066	2,486E-04	< 4,157E-04
5	170	0,095	0,095	4,989E-04	< 7,009E-04
6	200	0,115	0,114	6,905E-04	< 8,944E-04
7	250	0,126	0,125	1,079E-03	< 1,250E-03
8	350	0,124	0,123	2,115E-03	> 2,071E-03
9	450	0,113	0,112	3,495E-03	> 3,019E-03
10	550	0,101	0,100	5,222E-03	> 4,079E-03
11	650	0,077	0,077	7,293E-03	> 5,240E-03
12	750	0,057	0,057	9,710E-03	> 6,495E-03
13	850	0,040	0,040	1,247E-02	> 7,837E-03
Soma		1,005	1,000		

(fonte: elaborado pela autora)

As velocidades de sedimentação (e quaisquer outras velocidades que apareçam no problema) são adimensionalizadas pela velocidade longitudinal \tilde{u}_x , em que o til sobre a variável escrita indica que se trata de uma grandeza dimensional. Para definir esta grandeza de modo dimensional, partiu-se para a NBR 12216 (ASSOCIAÇÃO BRASILEIRA DE NORMAS TÉCNICAS, 1992), onde pode-se observar que as velocidades longitudinais em tanques de decantação convencionais (retangulares) variam de 0,5 a 1,0cm/s. Calculou-se, então, as velocidades de queda adimensionalizadas com 0,5cm/s e para 1,0cm/s.

Os números de Reynolds foram calculados com u_x igual a 0,5cm/s ou 1cm/s. Para velocidade longitudinal de entrada de 0,5cm/s, chega-se em $Re = 9970 \cong 10^4$ e para 1,0cm/s, chega-se em $Re = 19940 \cong 2 \cdot 10^4$. A profundidade dos tanques varia de 3 a 5m (CRITTENDEN et

⁶ O autor indica alguns dados catalográficos da obra: MIGNIOT, C. Tassement et rhéologie des vases. **La Houille Blanche**, n. 1, p. 11-29, 1989.

al., 2012). Considerou-se, então, profundidade de 4m para o tanque estudado, com a entrada de sedimentos na parte superior do tanque. Adimensionalizaram-se as unidades de comprimento pela entrada de sedimentos $h = 2m$. Se o número de Reynolds fosse ser calculado no centro do tanque, utilizaria-se a metade da velocidade longitudinal de entrada, e a profundidade completa do tanque (o dobro do tamanho da entrada de sedimentos), resultando os mesmos números de Reynolds. O resumo das classes e velocidades de queda adimensionalizadas estão na Tabela 3. É interessante observar como comparam-se as velocidades de sedimentação regidas pela Lei de Stokes e pelo modelo de Julien-Winterwerp, para um mesmo número de Reynolds. Nas classes de 1 ($d = 20 \mu m$) a 7 ($d = 250 \mu m$), as velocidades de sedimentação pelo modelo Julien-Winterwerp são superiores às descritas pela Lei de Stokes. A partir da classe 8 ($d = 350 \mu m$), a Lei de Stokes resulta em velocidades de sedimentação mais elevadas. Pode-se depreender disso que o modelo de Julien-Winterwerp, em relação ao de Stokes, aumenta as velocidades de queda das partículas menores e diminui as velocidades de queda das partículas maiores. Calculando-se numericamente qual o diâmetro que faria os dois modelos produzirem respostas idênticas, chega-se a $d = 336 \mu m$.

Tabela 3 – Classes de partículas e velocidades de queda adimensionalizadas

Classe	$u_{s,adim} p/$ Re=9970 Stokes	$u_{s,adim} p/$ Re=9970 J&W	$u_{s,adim} p/$ Re=19940 Stokes	$u_{s,adim} p/$ Re=19940 J&W
1	0,0014	0,0057	0,0007	0,0028
2	0,0086	0,0224	0,0043	0,0112
3	0,0221	0,0453	0,0110	0,0226
4	0,0497	0,0831	0,0249	0,0416
5	0,0998	0,1402	0,0499	0,0701
6	0,1381	0,1789	0,0690	0,0894
7	0,2158	0,2500	0,1079	0,1250
8	0,4229	0,4141	0,2115	0,2071
9	0,6991	0,6037	0,3495	0,3019
10	1,0443	0,8158	0,5222	0,4079
11	1,4586	1,0481	0,7293	0,5240
12	1,9419	1,2990	0,9710	0,6495
13	2,4943	1,5673	1,2471	0,7837

(fonte: elaborado pela autora)

9.1 TANQUES MONODISPERSOS

Inicialmente, em busca de simplificar e observar a diferença que a polidispersão faz, adotou-se a granulometria monodispersa de $500 \mu m$ (0,5mm), por se tratar de um tamanho de partícula com grandes concentrações na curva granulométrica de Goula et al. (2008). Isto resultou, utilizando-se os mesmos parâmetros do polidisperso, em uma velocidade de sedimentação de $4,315 \cdot 10^{-3} m/s$ pela Lei de Stokes (Eq. (4)). Adimensionalizando, para velocidade longitudinal de 0,5cm/s ($Re = 10^4$):

$$u_{s,adim} = \frac{u_s}{V_0} = 0,8631 \quad (21)$$

Para a velocidade longitudinal de 1,0cm/s ($Re = 2 \cdot 10^4$), obteve-se, da mesma forma, $u_{s,adim} = 0,4315$. Para o modelo de Julien e Winterwerp (Eq. 10)(10), foram desenvolvidos, da mesma maneira, os cálculos:

$$u_s = 3,5355 \cdot 10^{-3} m/s \quad (22)$$

E, as adimensionalizações foram feitas considerando-se as mesmas velocidades longitudinais, de 0,5cm/s e 1,0cm/s, resultando em, respectivamente, $u_{s,adim} = 0,7070$ e $u_{s,adim} = 0,3536$. Na Tabela 4 está um resumo das velocidades de queda adimensionalizadas para o caso monodisperso.

Tabela 4 – Velocidades de Sedimentação para os casos monodispersos

Vel. Longitudinal (cm/s)	Nº de Reynolds	Modelo de Sedimentação	u_s (mm/s)	$u_{s,adim}$
0,5	10^4	Stokes (4)	4,315	0,8631
0,5	10^4	Julien&Winterwerp (10)	3,536	0,7070
1,0	$2 \cdot 10^4$	Stokes (4)	4,315	0,4315
1,0	$2 \cdot 10^4$	Julien&Winterwerp (10)	3,536	0,3536

(fonte: elaborado pela autora)

Para converter os tempos adimensionais em que se simula para os tempos reais em que os eventos simulados ocorreriam, é necessária uma pequena dedução. Se fosse desejado particularizar as soluções adimensionais para parâmetros dimensionais, poderia-se adotar velocidade longitudinal de 0,5cm/s e tanque de 4m de profundidade, para esta dedução. As dimensões de comprimentos foram adimensionalizadas por $h = 2m$ e, as de velocidade, por

$u_x = 0,005\text{m/s}$. Na Tabela 5, estão explicitados os tempos dimensionais relativos a uma unidade de tempo adimensional na simulação, para os dois números de Reynolds utilizados.

Tabela 5 – Tempos de adimensionalização

Re	10^4	$2 \cdot 10^4$
tempo dimensional	6min 40s	3min 20s

(fonte: elaborado pela autora)

Na Tabela 6 estão as simulações monodispersas realizadas. A malha utilizada foi de $N_x = 701$ e $N_y = 101$, resultando em $\Delta x = 0,014$ e $\Delta y = 0,02$. As velocidades de sedimentação constam na Tabela 4.

Tabela 6 – Simulações monodispersas, $L_x = 10$ e $L_y = 2$.

Simulação	Re	Modelo de Sedimentação
M-I	10^4	Stokes
M-II	10^4	Julien&Winterwerp
M-III	$2 \cdot 10^4$	Stokes
M-IV	$2 \cdot 10^4$	Julien&Winterwerp

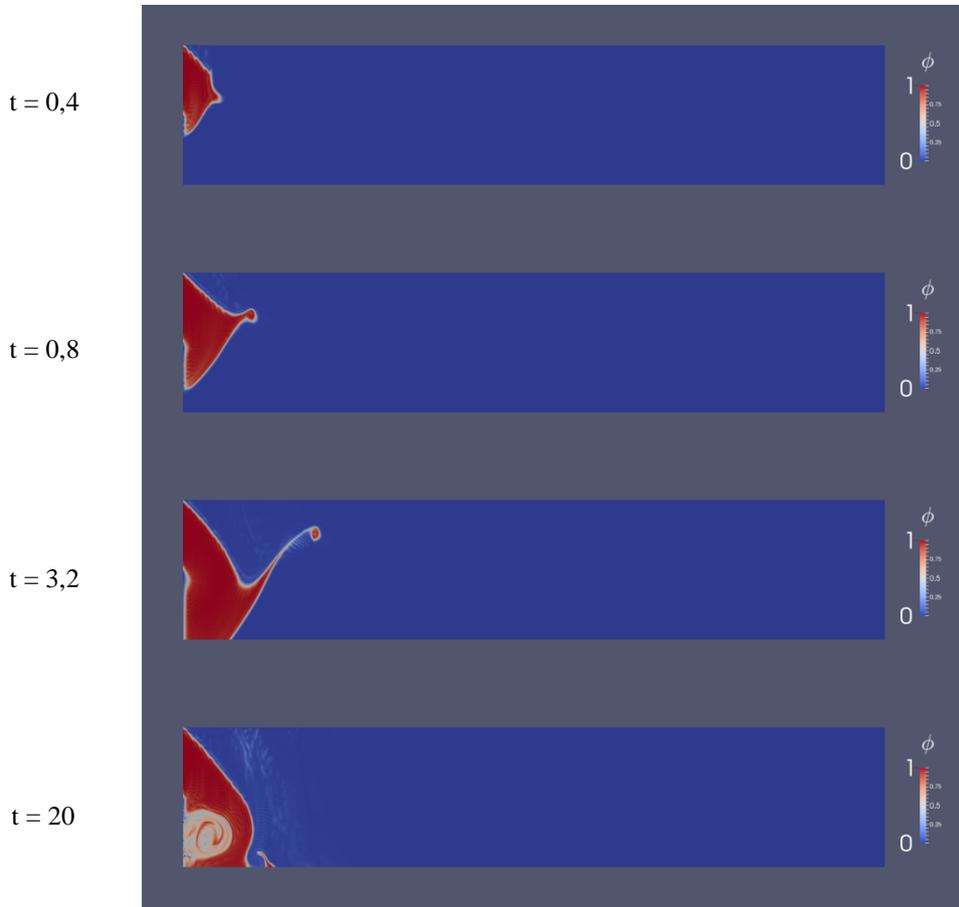
(fonte: elaborado pela autora)

Na Figura 25, mostra-se a evolução temporal do campo de concentrações para a Simulação M-I. Para esta velocidade de tanque e diâmetro de partículas, os sedimentos se depositam quase integralmente na parte inicial do tanque. A simulação atinge uma situação de estabilidade aproximadamente a partir de $t = 4$. Forma-se um vórtice devido à condição de contorno de não-deslizamento, abaixo da região de entrada, e os sedimentos depositam-se quase totalmente em um curto espaço. Nos tempos iniciais, dispersa-se uma pluma de sedimentos, que se propaga pelo fluido do tanque.

Uma análise realizada é como esta distância compara-se à distância teórica necessária à sedimentação clássica pelo regime de Stokes. Pela Tabela 4, a velocidade de queda da partícula analisada é de $4,315\text{E-}03$ m/s. Seguindo a teoria de Stokes, supondo que a partícula se deposite num sistema global laminar, com velocidade constante e igual à velocidade de queda, e que ela ingresse no tanque pela borda superior esquerda (posição crítica), ela teria 4m de profundidade a vencer para se depositar. O tempo para essa partícula cair 4m seria de 926,92s, e, para uma velocidade longitudinal de 0,5cm/s, ela percorreria 4,63m, correspondentes a 2,31 unidades de comprimento adimensional. Na Figura 26 está

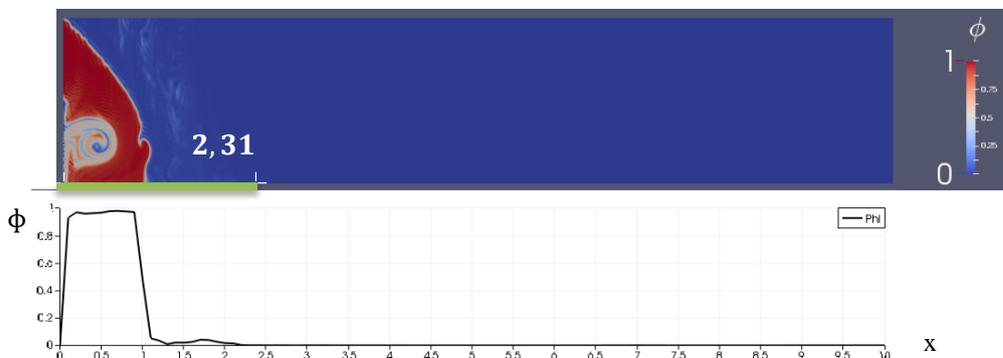
esquemática esta distância, comparada com o campo de concentrações para $t = 12$. Abaixo, na figura, está o perfil de depósito instantâneo para o mesmo tempo.

Figura 25 – Evolução temporal do campo de concentrações da simulação M-I, para os tempos $t = 0,4$, $t = 0,8$, $t = 3,2$ e $t = 20$.



(fonte: elaborado pela autora)

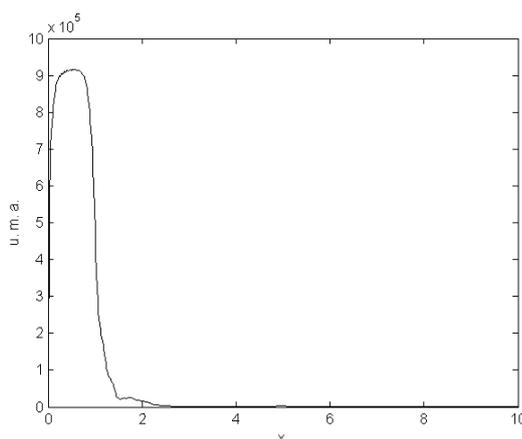
Figura 26 – Campo de concentrações da simulação M-I, para $t = 12$, com a marcação referente à distância de sedimentação de Stokes. Abaixo, o perfil de depósito instantâneo ao longo do comprimento do tanque.



(fonte: elaborado pela autora)

A Figura 27 mostra o gráfico de deposição acumulada para a simulação M-I, que é a soma da concentração Φ dos sedimentos acumulados em cada Δx . Pode-se ver que, como descrito, a deposição se mantém na parte inicial do tanque, sendo mais intensa até $x = 2$. Foi contabilizada a deposição em todos os tempos adimensionais até o tempo $t = 20$. Também, por esta figura, é possível ver que, além de $x = 2,31$, não há deposição, como previsto. Isto não necessariamente ratifica a teoria de Stokes, pois se trata, no caso, de um diâmetro de partícula relativamente grande, e não se pode inferir que ele provoque por si instabilidades turbulentas que comprometam a sedimentação. Além disso, está sendo considerado um caso de monodispersão, ou seja, granulometria uniforme, que não ocorre na natureza. Em relação à turbulência de pequena escala, quanto maior a partícula, maior será a sua esteira turbulenta e mais turbulência provocará ao se movimentar no fluido. Por outro lado, quando se tem uma partícula relativamente pequena, ela é mais facilmente transportada.

Figura 27 – Massa de depósito, acumulada, para $t = 20$, ao longo do tanque. Simulação M-I.

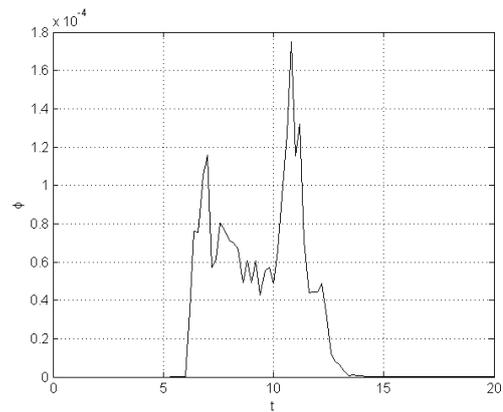


(fonte: elaborado pela autora)

A Figura 28 ratifica que a saída de sedimentos pelo fim do tanque é muito pequena, sendo na ordem de 10^{-4} . A saída foi contabilizada com a média, para cada tempo adimensional, da concentração existente na última coluna da malha. Provavelmente a saída de sedimentos que ocorreu entre $t = 6$ e $t = 14$ foi devido a uma pluma com baixa concentração de sedimentos, imperceptível ao olho nu, ao se observar os campos de concentração.

A simulação M-II teve resultados semelhantes aos da simulação M-I. Por ter uma velocidade de sedimentação um pouco inferior, a pluma de sedimentos se dispersou mais pelo tanque, e o limite da área de deposição visível pelo campo de concentrações (Figura 29) ficou mais para jusante. A saída de sedimentos pelo final do tanque aumentou em cerca de 10x, mas ainda segue muito baixa em relação a quantidade de sedimentos que ingressa no tanque (Figura 30).

Figura 28 – Saída de sedimentos ao longo do tempo, para a Simulação M-I.



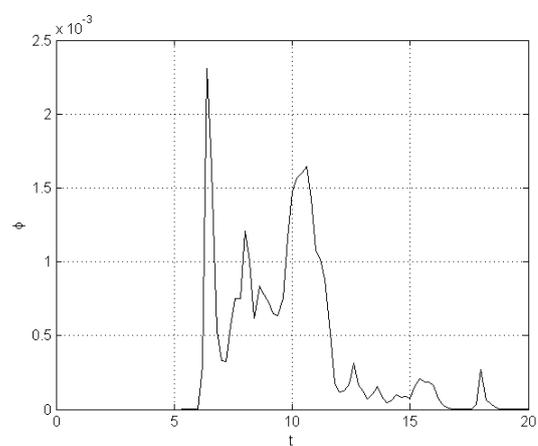
(fonte: elaborado pela autora)

Figura 29 – Para $t = 8$, os campos de concentrações da simulação M-I e da simulação M-II, respectivamente.



(fonte: elaborado pela autora)

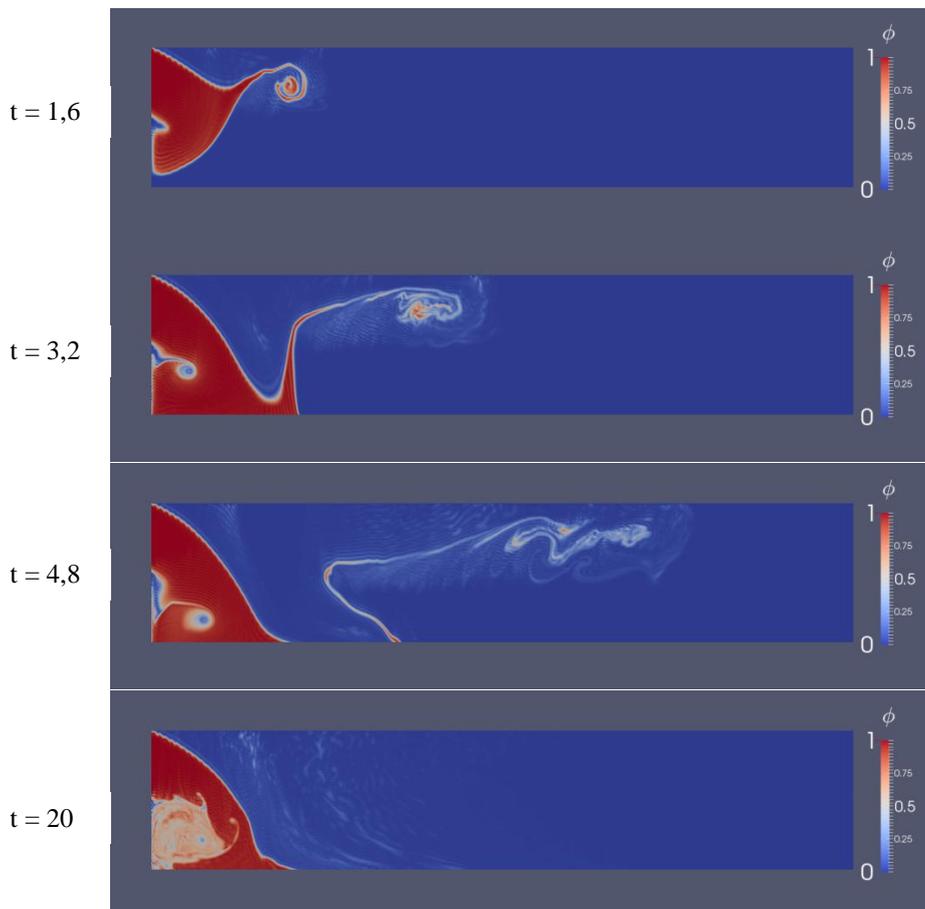
Figura 30 – Saída de sedimentos ao longo do tempo, para a Simulação M-II.



(fonte: elaborado pela autora)

Com Re mais alto, há a simulação M-III e a M-IV. Na Figura 31 mostra-se evolução temporal da simulação M-III. Os tempos escolhidos para representar esta simulação diferem dos escolhidos para a Figura 25. O objetivo de mostrar os tempos $t = 1,6$, $t = 3,2$ e $t = 4,8$ é mostrar a evolução da sedimentação e o desprendimento de uma pluma que flui para jusante. Esta pluma acaba por depositar-se, em parte, e outra parte deixa o tanque totalmente até o tempo $t = 18$. Nesta simulação, uma condição de estabilidade ocorre, com deposição total dos sedimentos que adentram o tanque, bem como nas simulações M-I e M-II.

Figura 31 – Evolução temporal dos campos de concentração da simulação M-III, para os tempos $t = 1,6$, $t = 3,2$, $t = 4,8$ e $t = 20$.

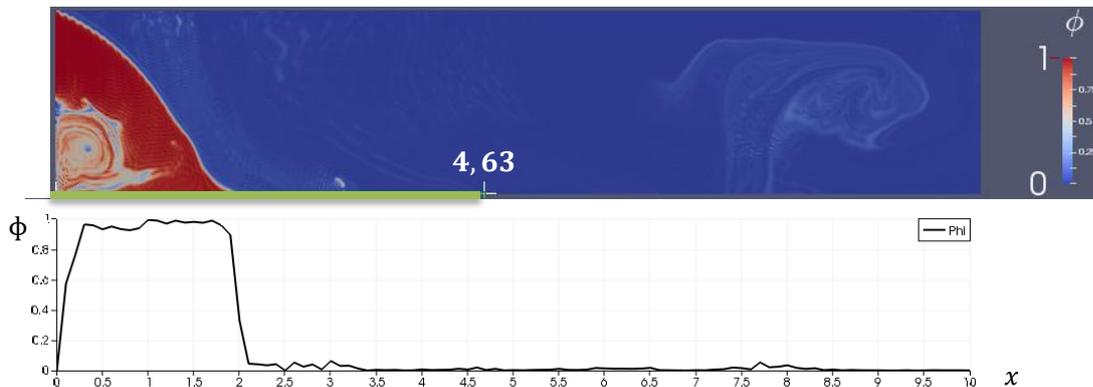


(fonte: elaborado pela autora)

Como para a simulação M-I, para a simulação M-III também foi realizada uma comparação com o local de sedimentação teórico para este diâmetro de partículas. Para uma velocidade longitudinal de 1cm/s, em 926,91s, uma partícula que ingresse no topo do tanque precisa, para se depositar, de um espaço horizontal de 9,26m, ou 4,63 unidades de comprimento adimensional. Na Figura 32 está esta comparação. A Lei de Stokes, para este caso, não segue abrangendo totalmente as partículas, embora abranja a maior parte delas.

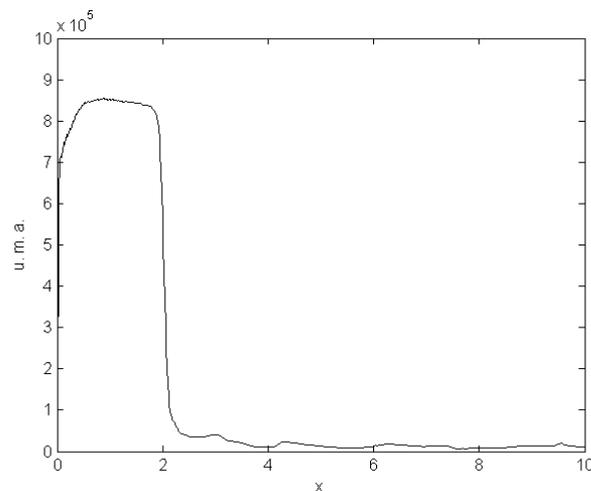
Na Figura 33 pode-se ter uma ideia global do depósito acumulado de partículas. Comparando o gráfico da Figura 33 com o da Figura 27, claramente pode-se ver que a deposição não é nula além dos limites da zona visível de deposição nos campos de concentrações.

Figura 32 – Campo de concentrações da simulação M-III, para $t = 12$, com a régua referente à distância de sedimentação de Stokes. Abaixo, a deposição instantânea ao longo do comprimento do tanque.



(fonte: elaborado pela autora)

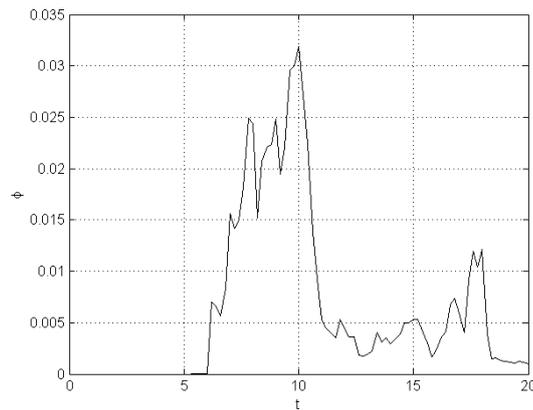
Figura 33 – Massa de deposição acumulada para $t = 20$, ao longo do tanque. Simulação M-III.



(fonte: elaborado pela autora)

Na Figura 34 grafica-se saída instantânea de sedimentos do tanque, que, para a simulação M-III, atinge valores mais elevados e não pode ser desprezada. Porém, é possível ver que as taxas de remoção dos sedimentos são sempre superiores a 96%, nesta simulação, já que a saída de sedimentos, em nenhum tempo, ultrapassa os 4% (relativos a $\phi = 0,04$, no gráfico).

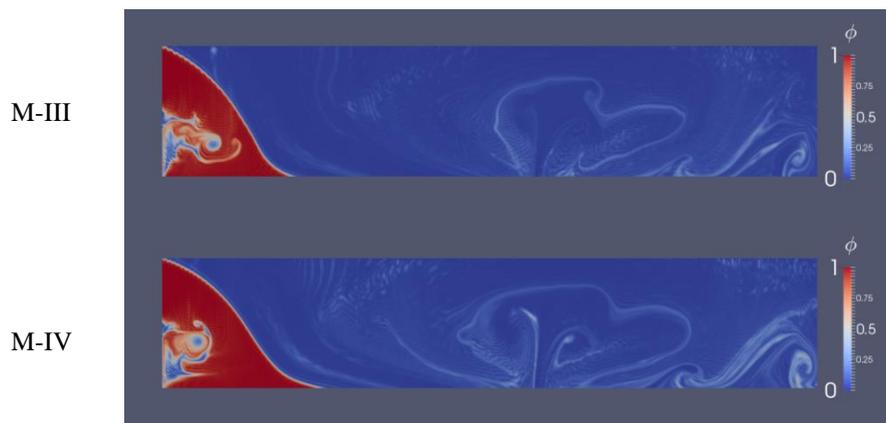
Figura 34 – Saída de sedimentos ao longo do tempo, para a Simulação M-III.



(fonte: elaborado pela autora)

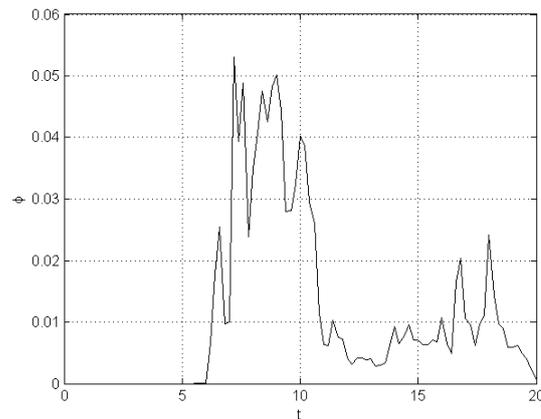
Assim como ocorreu para as simulações M-I e M-II, também, para as simulações M-III e M-IV, há poucas mudanças. Um exemplo disto é mostrado na Figura 35, com os campos de concentrações para ambas simulações, ao mesmo tempo. A principal mudança entre as duas simulações é a área em que os sedimentos se depositam, sendo maior para a simulação M-IV.

Outra diferença que pode ser notada diz respeito à saída de sedimentos do tanque, que quase dobra (Figura 36). Ainda assim, as taxas de remoção continuam bastante altas para todos os tempos, estando sempre acima de 94%. O que difere da simulação M-III para a M-IV é o modelo de sedimentação, que, no caso, para o tamanho de grão analisado, diminuiu a velocidade de sedimentação, causando maior saída de sedimentos.

Figura 35 – Para $t = 8$, os campos de concentrações da simulação M-III e da simulação M-IV, respectivamente.

(fonte: elaborado pela autora)

Figura 36 – Saída de sedimentos ao longo do tempo, para a Simulação M-IV.



(fonte: elaborado pela autora)

9.2 TANQUES CURTOS POLIDISPERSOS

Foram realizadas quatro simulações de tanques de decantação com granulometria polidispersa e dimensões $L_x = 10$ e $L_y = 2$, listadas na Tabela 7. A polidispersão foi realizada de acordo com as classes de Goula et al. (2008), descritas na Tabela 1. As simulações da Tabela 7 tem discretização em x de $N_x = 1001$ e, em y, de $N_y = 201$, resultando em tamanhos de malha de $\Delta x = \Delta y = 0,01$, ou seja, um elemento de malha perfeitamente quadrado. A discretização temporal adotada foi de $\Delta t = 2 \cdot 10^{-5}$.

Tabela 7 – Simulações com polidispersão, $L_x = 10$ e $L_y = 2$.

Simulação	Re	Modelo de Sedimentação
P-I	10^4	Stokes
P-II	10^4	Julien&Winterwerp
P-III	$2 \cdot 10^4$	Stokes
P-IV	$2 \cdot 10^4$	Julien&Winterwerp

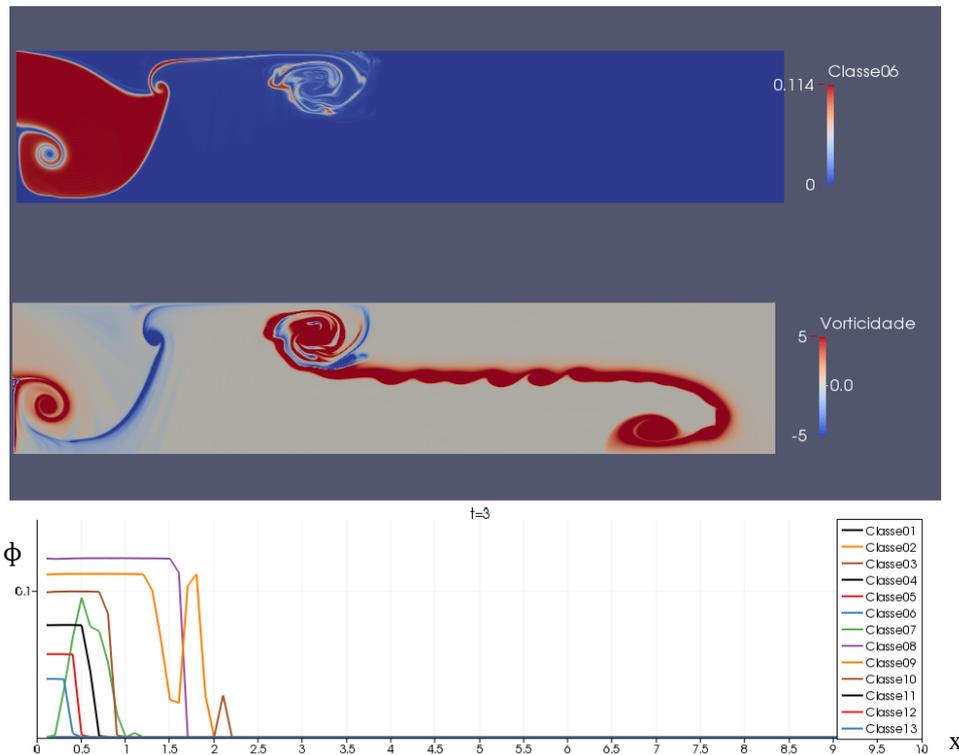
(fonte: elaborado pela autora)

Para as simulações da Tabela 7 capturaram-se alguns instantes, para comparação visual da riqueza de escalas turbulentas e das diferenças que os modelos de sedimentação utilizados causaram. Nas figuras Figura 37 a Figura 39, consta a evolução da Simulação P-I. Para estas figuras e as figuras seguintes foram escolhidas três representações para visualização do que acontece na simulação nos tempos escolhidos, sendo elas: concentração de partículas Classe 6, vorticidade, e a curva de deposição instantânea no fundo do tanque. A Classe 6 é uma

classe de partículas aproximadamente intermediária. O campo de vorticidade indica regiões de possível ressuspensão de sedimentos no tanque, e também pode ajudar a caracterizar as instabilidades turbulentas formadas no mesmo. O gráfico instantâneo de depósito serve para mostrar em quais áreas do tanque se depositam os sedimentos em cada momento da simulação, sendo que, com estas informações, poder-se-ia, se fosse o intuito, mostrar a estratificação das camadas depositadas como lodo no fundo do tanque.

Na Figura 37, os campos de concentração da Classe 6 e de vorticidade mostram a presença de vórtices em locais do tanque onde ainda não chegaram as partículas. Isso pode ter relação com a massa de água limpa que é deslocada para jusante dentro do tanque, devido à entrada da água coagulada. Ao gerar-se uma diferença de velocidades, gera-se, também, uma região cisalhante entre a massa de fluido em movimento e a massa de fluido em repouso. O vórtice inferior, gerado pela condição de contorno de não-deslizamento, pode ser devido ao cisalhamento na interface do fluido, em movimento, com o assoalho do tanque, em repouso. Um vórtice gerado pelo mesmo tipo de camada cisalhante entra em contato com a fronteira superior, e carrega uma pluma de sedimentos que se propaga para jusante (evento que foi observado também nas simulações monodispersas). Observa-se, na região de entrada (em $x = 0$ a $x = 2$), a geração de uma estrutura que pode ser classificada como uma instabilidade turbulenta de Rayleigh-Taylor. A deposição das partículas de maior diâmetro, pertencentes às Classes 7 a 13, já iniciou. As demais ainda não iniciaram sua deposição, por isso só há sete curvas no gráfico de deposição instantânea. O perfil de depósito da Figura 37 mostra deposição próxima à entrada, para as classes de partículas que já estão chegando ao fundo do tanque.

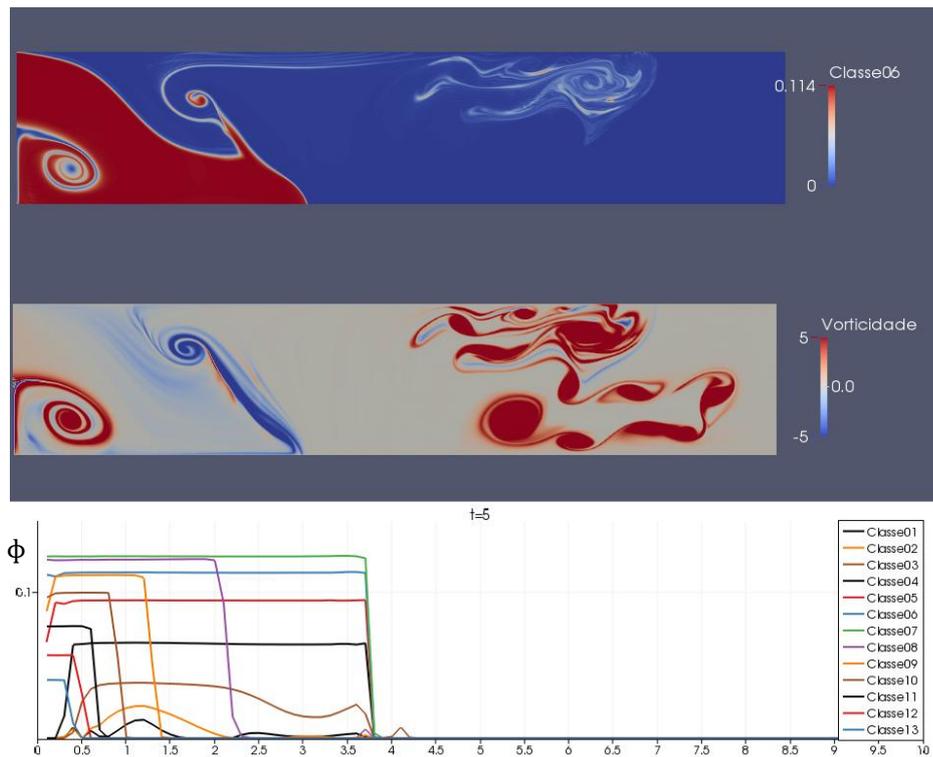
Figura 37 – Mapa de concentrações de partículas da Classe 6, mapa de vorticidade e deposição instantânea para a Simulação P-I no tempo $t = 3$.



(fonte: elaborado pela autora)

Na Figura 38, a pluma de sedimentos que foi carreada pelo vórtice observado na Figura 37 propaga-se mais ainda. Os campos de vorticidade mostram a mudança das características da camada cisalhante: no tempo $t = 3$, ela é horizontal, e em $t = 5$, ela está entre $x = 5$ e $x = 10$, tendo vórtices bem definidos. Em $t = 5$, o fluido na segunda metade do tanque (de $x = 5$ a $x = 10$) já está em movimento, e isto causa a forma sinuosa da camada cisalhante. Observa-se que há regiões de alta vorticidade próximas ao fundo do tanque, o que poderia facilitar uma possível ressuspensão. A montante, começa a se formar uma corrente turbidítica, ou seja, uma corrente de densidade não-conservativa, que perde massa a todo momento por causa da sedimentação das partículas que a formam. Neste ponto da simulação ($t = 5,0$), todas as classes de partículas já começaram a se depositar.

Figura 38 – Mapa de concentrações de partículas da Classe 6, mapa de vorticidade e deposição instantânea para a Simulação P-I no tempo $t = 5$.

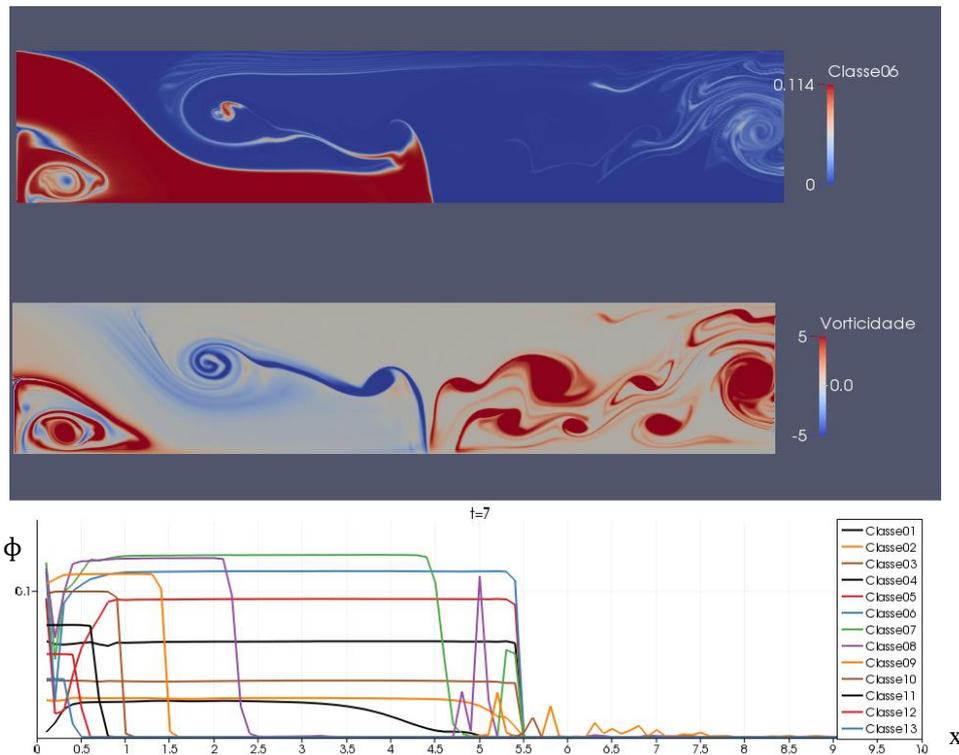


(fonte: elaborado pela autora)

Na Figura 39, os vórtices turbulentos, agora próximos à fronteira direita do domínio, continuam suas trajetórias inerciais, e a pluma de sedimentos gerada pela instabilidade inicial começa a deixar o tanque, sem se depositar. A corrente de turbidez que havia se formado encontra os vórtices, gerando sua frenagem e fazendo com que o material em suspensão suba em direção à superfície do tanque. Nos tempos subsequentes, estes sedimentos oriundos da frente da corrente turbidítica sobem, chegando quase à superfície, e então mantendo-se em um estado de estagnação até o fim dos tempos analisados. Começa a se observar deposição para além de onde está a corrente, que se mantém em níveis muito inferiores à deposição que ocorre na corrente ou próximo à fronteira esquerda, até o fim dos tempos simulados.

Entre a Figura 37 e a Figura 40, a diferença é que a segunda utiliza o modelo de Julien e Winterwerp. Nota-se a diferença marcante de todas as classes de partículas já estarem depositando em $t = 3$. Isto era esperado, porque, para o modelo de Julien-Winterwerp, a velocidade de queda resulta maior que a calculada pela Lei de Stokes, para diâmetros relativamente pequenos. A instabilidade superior persiste, carregando sólidos em direção a jusante do tanque. A instabilidade de Rayleigh-Taylor também está visível nesta figura.

Figura 39 – Mapa de concentrações de partículas da Classe 6, mapa de vorticidade e deposição instantânea para a Simulação P-I no tempo $t = 7$.



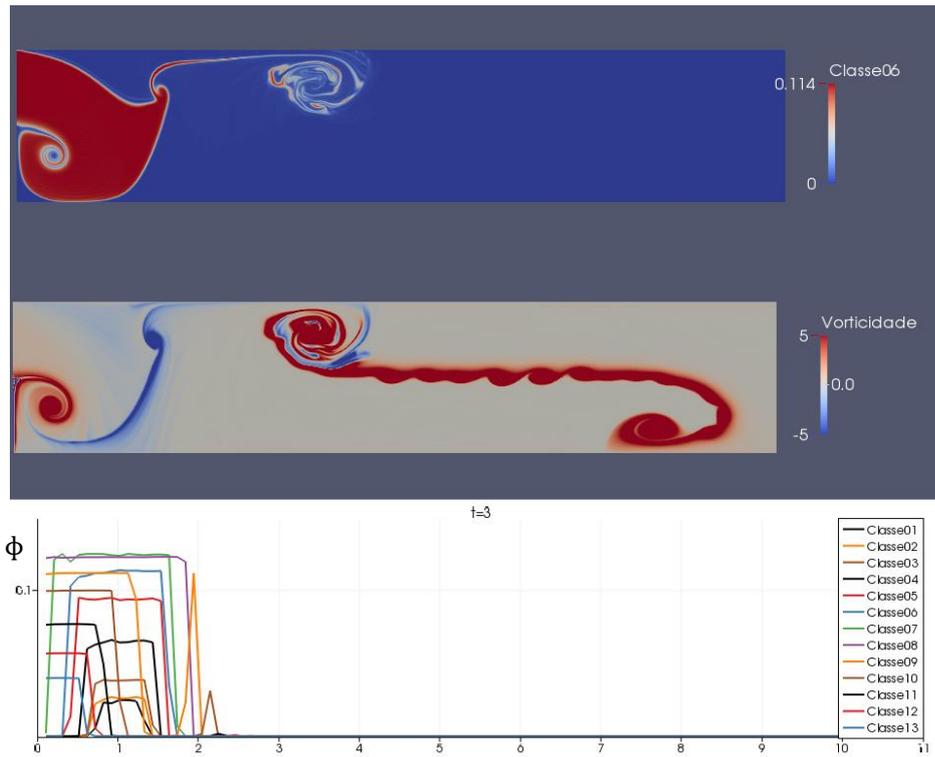
(fonte: elaborado pela autora)

A Figura 41 é comparável à Figura 38, mas observa-se maior ocorrência de sedimentação a jusante da corrente turbidítica.

Na Figura 42, assim como na Figura 39, é possível ver o choque entre os vórtices contra-rotativos no centro do tanque, que culmina, em tempos posteriores, na subida do sedimento em direção à superfície.

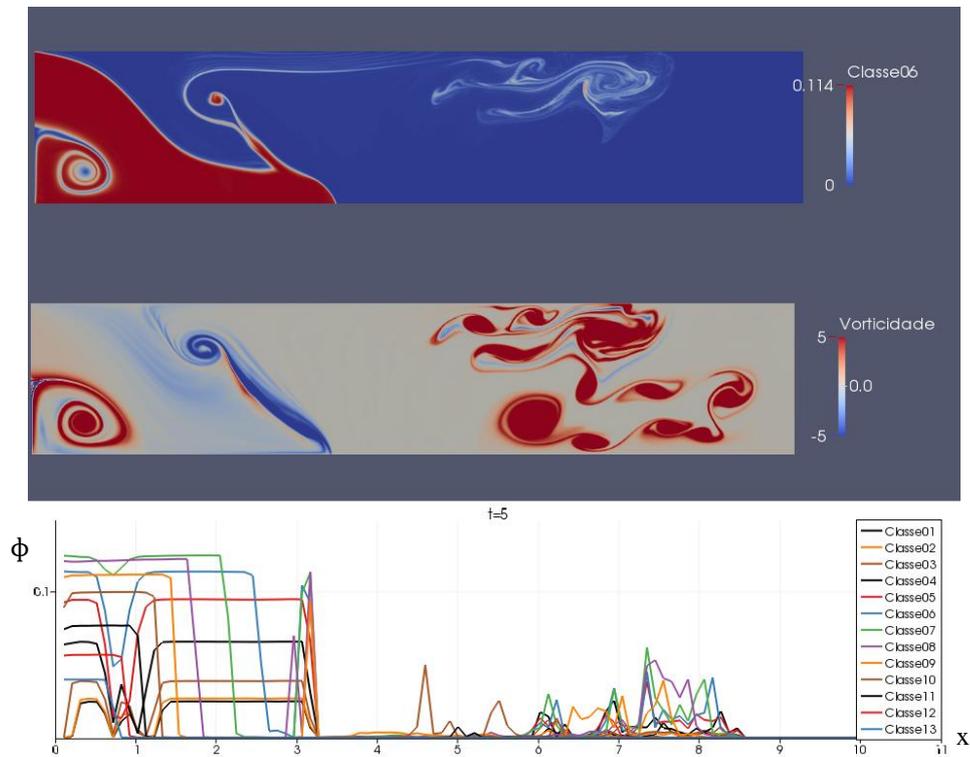
Na Figura 43, observamos uma situação semelhante a Figura 37 e Figura 40. Há o aparecimento da instabilidade de Rayleigh-Taylor, há o vórtice (“pluma”) na parte superior, vorticidade gerada dentro do tanque, a jusante, e a deposição das classes maiores já começou. Também se observa mais riqueza turbulenta, por causa do aumento do número de Reynolds.

Figura 40 – Mapa de concentrações de partículas da Classe 6, mapa de vorticidade e deposição instantânea para a Simulação P-II no tempo $t = 3$.



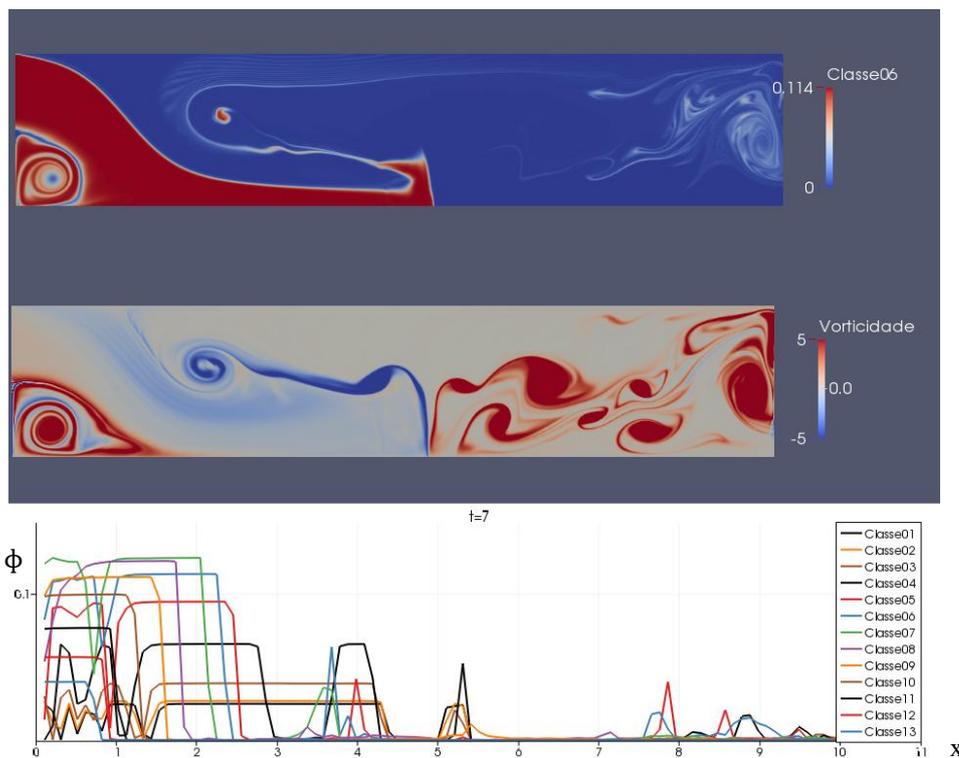
(fonte: elaborado pela autora)

Figura 41 – Mapa de concentrações de partículas da Classe 6, mapa de vorticidade e deposição instantânea para a Simulação P-II no tempo $t = 5$.



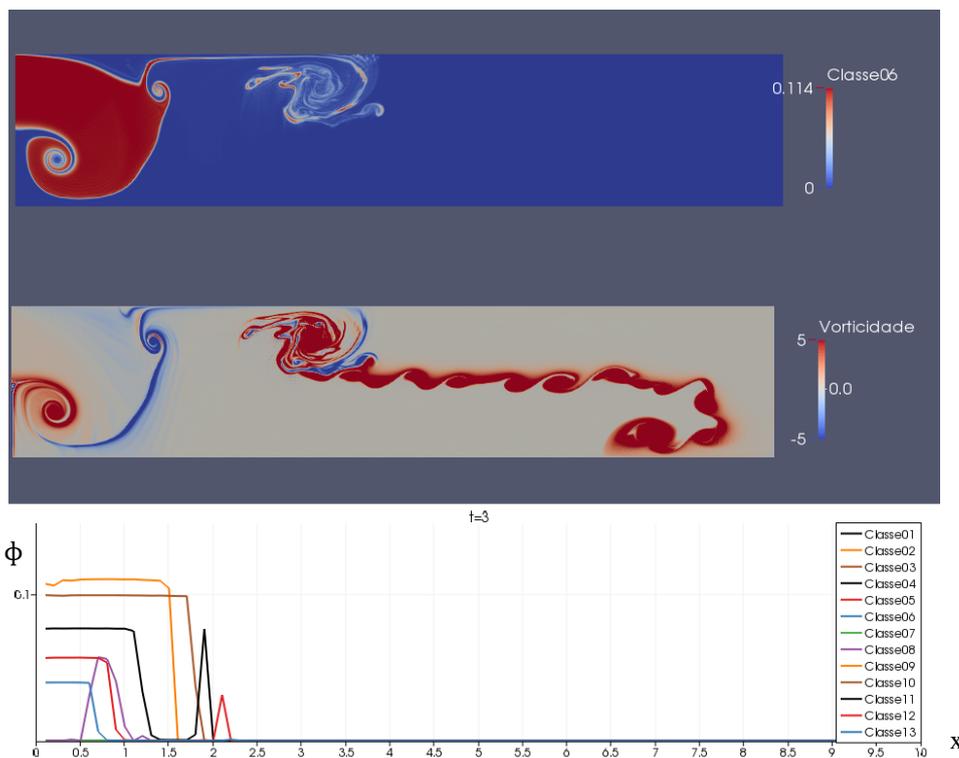
(fonte: elaborado pela autora)

Figura 42 – Mapa de concentrações de partículas da Classe 6, mapa de vorticidade e deposição instantânea para a Simulação P-II no tempo $t = 7$.



(fonte: elaborado pela autora)

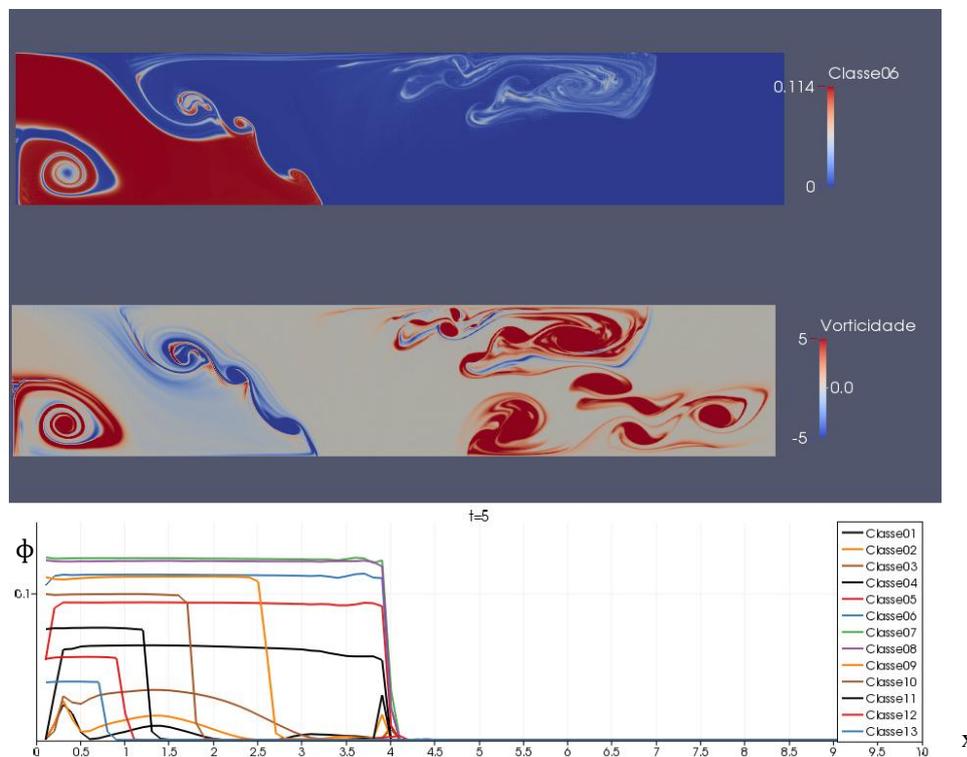
Figura 43 – Mapa de concentrações de partículas da Classe 6, mapa de vorticidade e deposição instantânea para a Simulação P-III no tempo $t = 3$.



(fonte: elaborado pela autora)

Na Figura 44 ($Re = 2 \cdot 10^4$), existe semelhança com a Figura 38 ($Re = 10^4$), porém a Figura 44 apresenta mais escalas turbulentas, o que pode ser claramente observado nas instabilidades de Kelvin-Helmholtz que se formam sobre a corrente de turbidez. A Instabilidade de Kelvin-Helmholtz ocorre em camadas de mistura, no plano de interação entre um fluido mais denso e um fluido menos denso, quando há uma diferença abrupta de velocidade entre eles. Na Figura 38, se vê apenas um vórtice sobre a corrente, que caracteriza a transição da instabilidade de Rayleigh-Taylor para o evento de corrente de turbidez. Na Figura 44, são observados três vórtices. De montante para jusante: o primeiro vórtice caracteriza esta transição da instabilidade de Rayleigh-Taylor para corrente de turbidez, o segundo é uma instabilidade de Kelvin-Helmholtz, gerada pela diferença de velocidade e concentração na interface entre fluido sem sedimentos e fluido com sedimentos, e o terceiro configura a frente da corrente de turbidez, com sua frente característica (*head*) e seu nariz (*nose*). O nariz da corrente de densidade é o próprio vórtice (BRITTER; SIMPSON, 1978). Outro possível motivo para o segundo vórtice é que as correntes de densidade têm, naturalmente, instabilidades de Kelvin-Helmholtz na sua parte superior (NEUFELD, 2002).

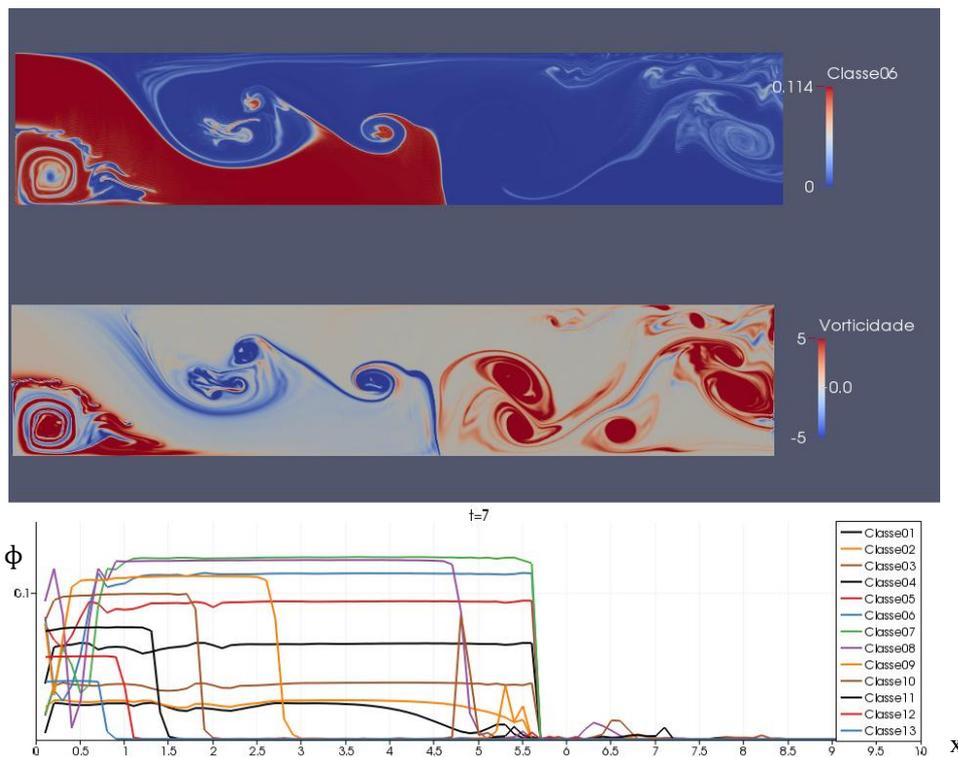
Figura 44 – Mapa de concentrações de partículas da Classe 6, mapa de vorticidade e deposição instantânea para a Simulação P-III no tempo $t = 5$.



(fonte: elaborado pela autora)

Para a simulação P-III (Figura 45), pode-se observar diferenças em relação às simulações P-I e P-II também no sentido de riqueza de escalas turbulentas. Como era esperado, maiores números de Reynolds provocam o surgimento de vórtices menores e mais numerosos. Para o tempo $t = 5$, a fronteira entre fluido mais denso e fluido menos denso não tem mistura entre os fluidos no vórtice formado a montante, abaixo da região de entrada (até $x = 1,5$ e abaixo de $y = 1,0$). Já para o tempo $t = 7$, esta mistura na fronteira entre os dois fluidos ocorre.

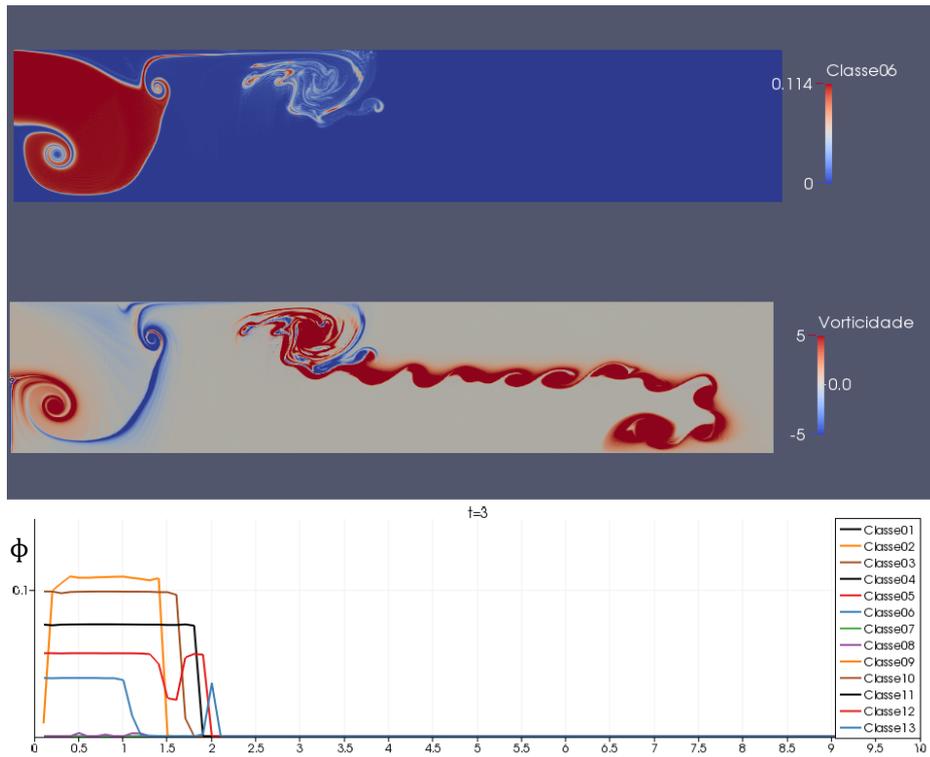
Figura 45 – Mapa de concentrações de partículas da Classe 6, mapa de vorticidade e deposição instantânea para a Simulação P-III no tempo $t = 7$.



(fonte: elaborado pela autora)

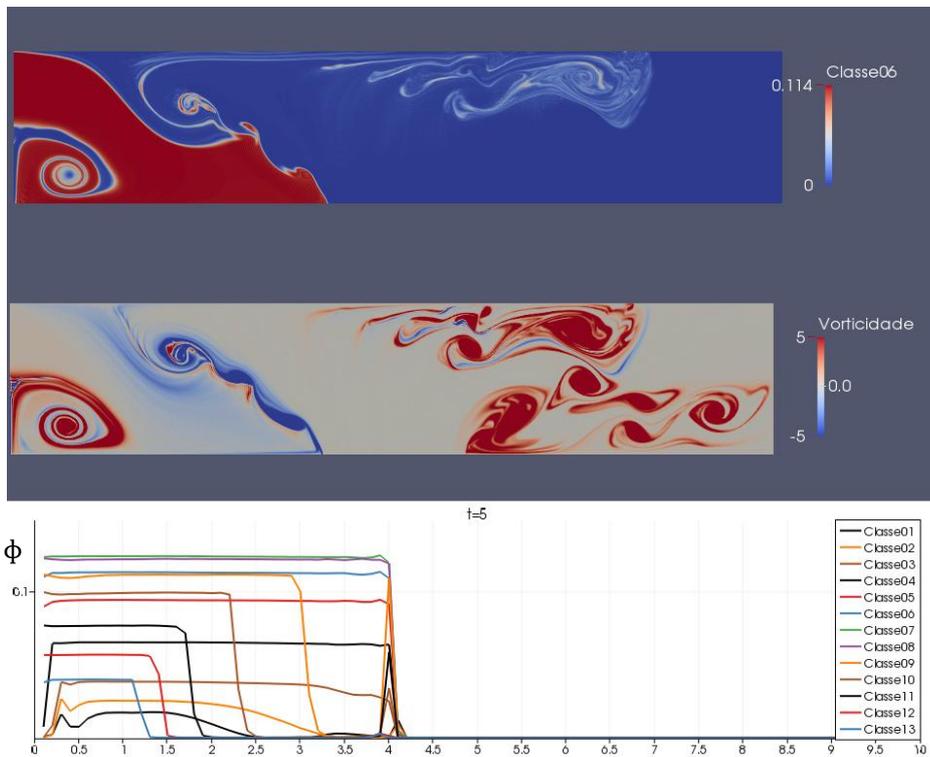
As figuras 46, a 49 referentes à simulação P-IV, mostram o que já foi apresentado de diferença entre os modelos de sedimentação e as escalas turbulentas, chegando a um caso com grande riqueza de escalas turbulentas e formação de uma corrente de densidade turbidítica (não-conservativa). A corrente começa hiperpicnal, e, ao atingir o vórtice gerado no fim do tanque, sobe e torna-se hipopicnal (Figura 49).

Figura 46 – Mapa de concentrações de partículas da Classe 6, mapa de vorticidade e deposição instantânea para a Simulação P-IV no tempo $t = 3$.



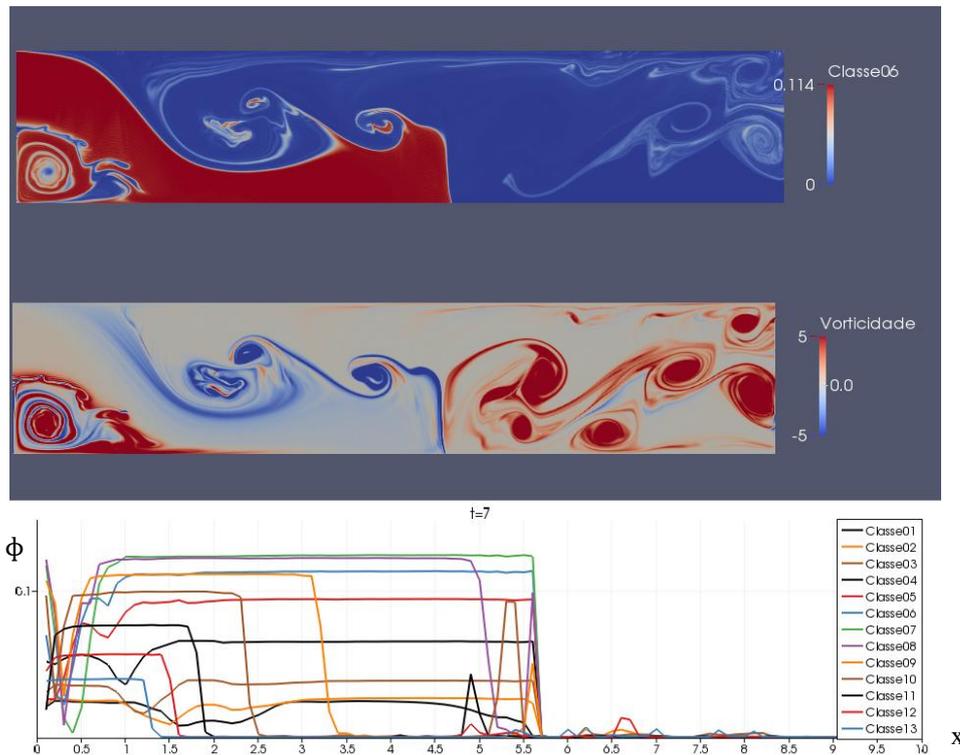
(fonte: elaborado pela autora)

Figura 47 – Mapa de concentrações de partículas da Classe 6, mapa de vorticidade e deposição instantânea para a Simulação P-IV no tempo $t = 5$.



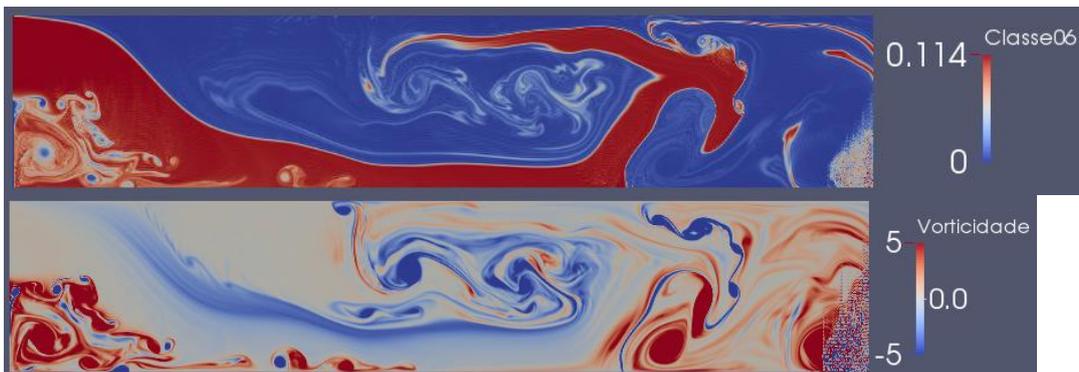
(fonte: elaborado pela autora)

Figura 48 – Mapa de concentrações de partículas da Classe 6, mapa de vorticidade e deposição instantânea para a Simulação P-IV no tempo $t = 7$.



(fonte: elaborado pela autora)

Figura 49 – Mapa de concentrações para a Classe 6 e mapa de vorticidade, para a simulação P-IV, no tempo $t = 12$.



(fonte: elaborado pela autora)

Depreende-se, das figuras apresentadas referentes às Simulações P-I a P-IV, que os fenômenos seriam mais bem observados se o comprimento do tanque fosse aumentado, para ser obtido algo mais próximo da proporção real de um tanque de decantação. Também se pode chegar à conclusão de por que não é viável construir tanques muito curtos: a entrada de

sedimentos no tanque gera turbulência em partes do tanque onde só há água limpa, e pode provocar a emersão dos sedimentos que deveriam depositar-se.

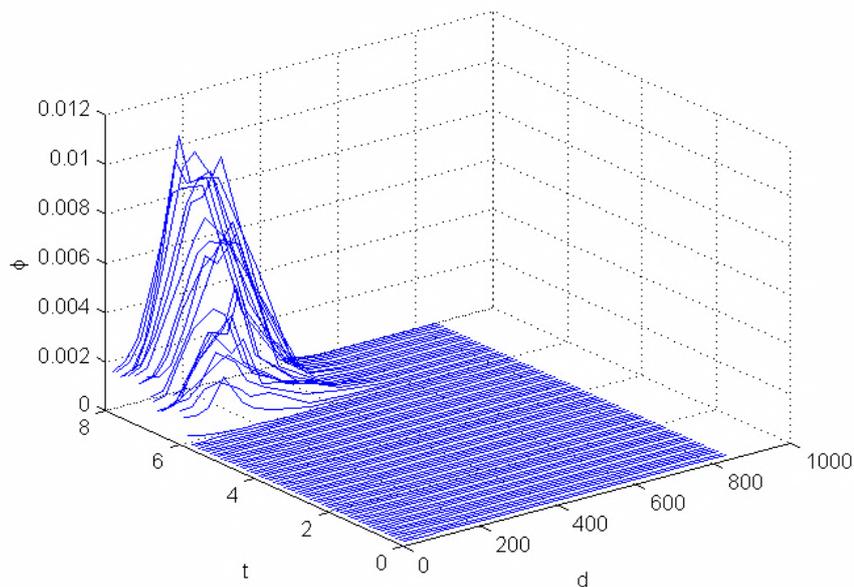
Um aspecto interessante referente aos tanques de decantação simulados é a geração de vórtices coerentes à jusante da região onde a água coagulada está se propagando. Os vórtices surgem próximos ao fundo do tanque, indicando possíveis regiões de ressuspensão. Como os vórtices não se dissipam com a passagem dos tempos, pode-se investigar se tratam-se de regiões de ressuspensão permanentes.

Outra constatação é a formação de uma corrente de turbidez, gerada pela ação da gravidade, próximo à entrada do tanque, nos tempos iniciais. Paulatinamente, essa corrente vai se dissipando por causa da decantação de grande parte das partículas que a compõem. Porém, é de se observar que tanques mais curtos favoreceriam a saída das partículas que compõem essa corrente de turbidez, por isso, tanques mais longos favorecem a sedimentação.

9.3 CURVAS GRANULOMÉTRICAS DE SAÍDA

No presente trabalho, analisaram-se as curvas granulométricas de saída do tanque. Na Figura 50, pode-se ver a evolução das curvas granulométricas médias de saída ao longo do tempo. No tempo adimensional $t = 6$, começam a sair do tanque sedimentos em suspensão. Para graficar os resultados, computou-se, em cada passo de tempo, a soma em y da concentração de saída, e dividiu-se esta soma, em cada passo de tempo, pelo número de nós N_y , para gerar a média. Assim, cada curva granulométrica representa a quantidade de ϕ que deixa o tanque naquele passo de tempo. A representação da Figura 50 preserva o formato real da curva granulométrica, por isso, a partir desta imagem, é possível constatar que as granulometrias que deixam o tanque em maior quantidade estão por volta de $200\mu m$, ou seja, por volta da Classe 6 (Tabela 1).

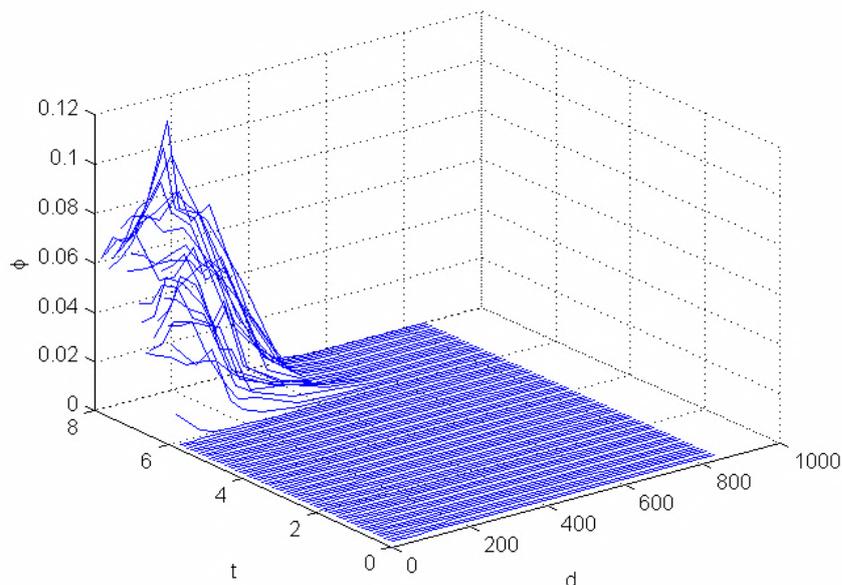
Figura 50 – Curvas granulométricas médias de saída para a Simulação P-I



(fonte: elaborado pela autora)

Porém, outra representação, como a da Figura 51, é melhor para observar outros aspectos da saída de sedimentos. Na Figura 51, a curva granulométrica de saída, em cada passo de tempo, foi dividida pela curva granulométrica de entrada, que é constante e pode ser encontrada na Tabela 2. O resultado são curvas que indicam a razão da concentração que sai pela que entra no tanque, o que pode ser útil para determinar uma taxa de remoção de resíduos. Outra observação a ser feita é que as granulometrias menores, como já era esperado, têm maior permanência no tanque de decantação, com maior dificuldade de sedimentar. Mas, as granulometrias médias são carregadas para fora do tanque pelos vórtices que se formam no mesmo.

Figura 51 – Curvas granulométricas percentuais de saída para a Simulação P-I



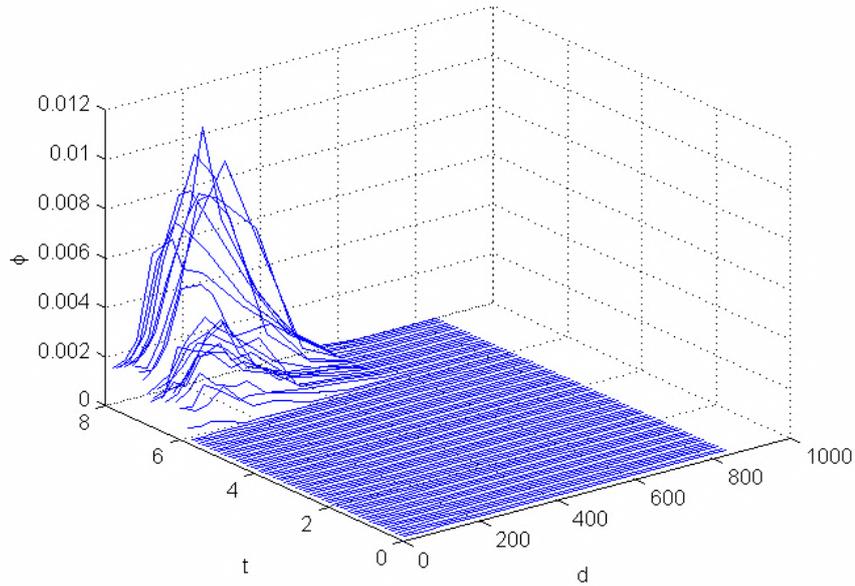
(fonte: elaborado pela autora)

A Figura 52 e a Figura 53 se referem à Simulação P-II, que tem o mesmo Número de Reynolds, e, então, mesma quantidade de escalas turbulentas que a Simulação P-I. Analogamente, não difere muito do comportamento visto na Simulação P-I. Em ambas, a eliminação das partículas maiores que $500 \mu m$ é quase total.

Já nas Simulações P-III e P-IV, representadas nas figuras 54, 55, 56 e 57, observa-se que as granulometrias acima de $500 \mu m$ deixam o tanque em menor quantidade, mas não em quantidade nula. As granulometrias que se destacam na curva granulométrica continuam sendo as próximas à Classe 6.

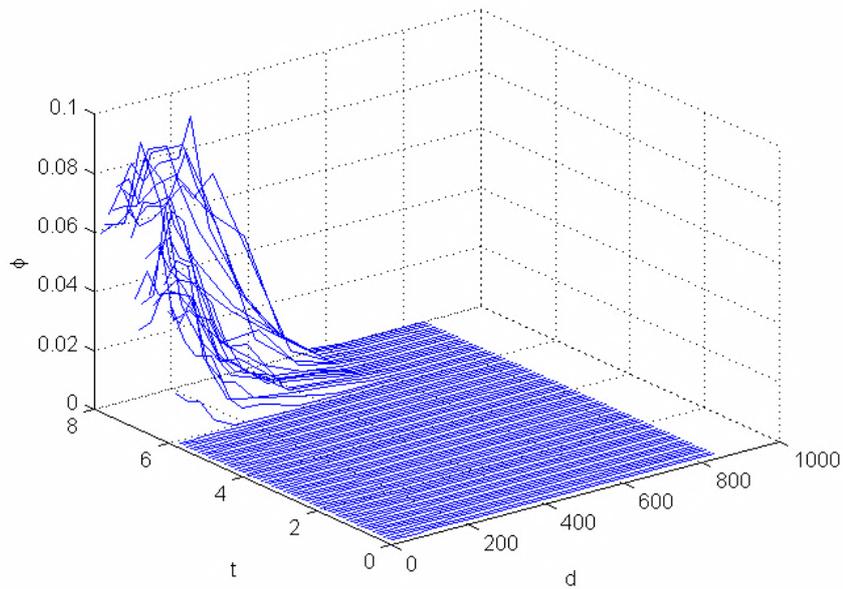
Para as simulações de P-I a P-IV, as taxas de remoção mínimas estão por volta de 90%. Neste caso, o comprimento simulado para os tanques foi de um terço do comprimento mínimo utilizado, em norma, o que pode justificar as taxas de remoção relativamente baixas.

Figura 52 – Curvas granulométricas médias de saída para a Simulação P-II



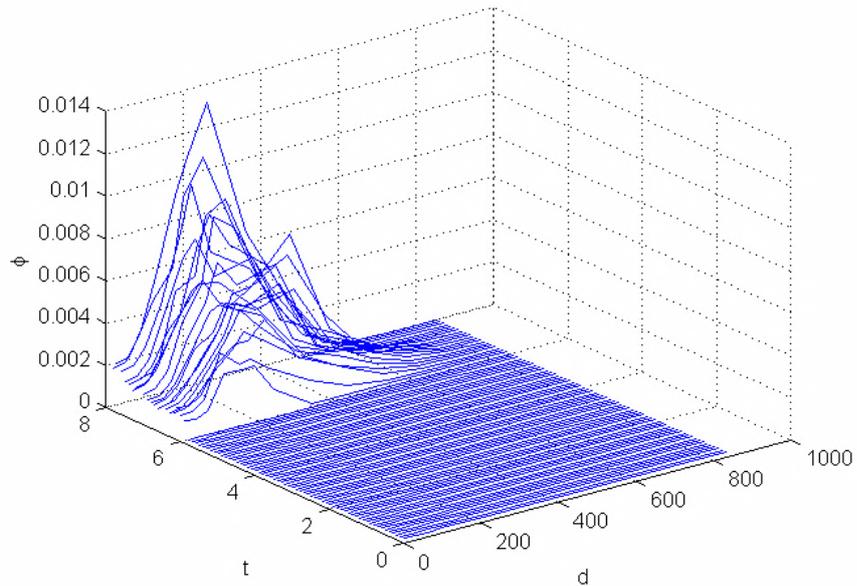
(fonte: elaborado pela autora)

Figura 53– Curvas granulométricas percentuais de saída para a Simulação P-II



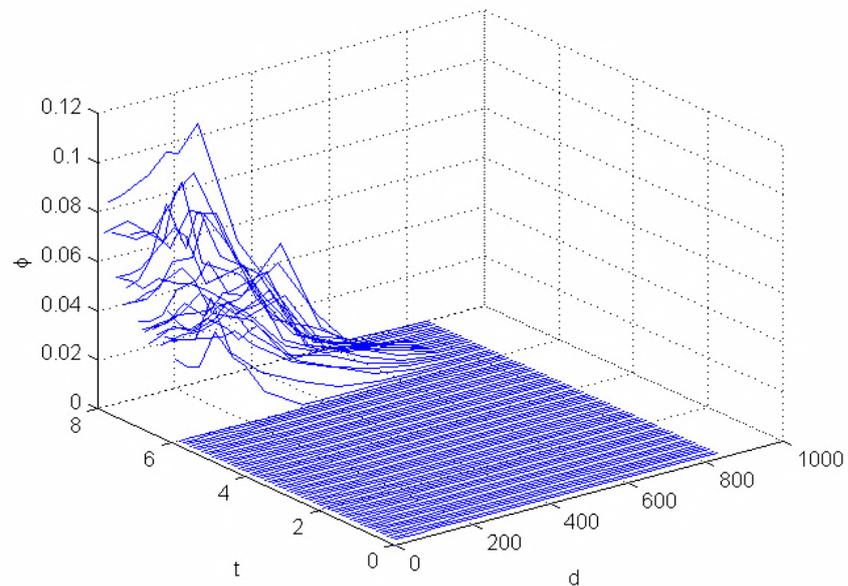
(fonte: elaborado pela autora)

Figura 54 – Curvas granulométricas médias de saída para a Simulação P-III



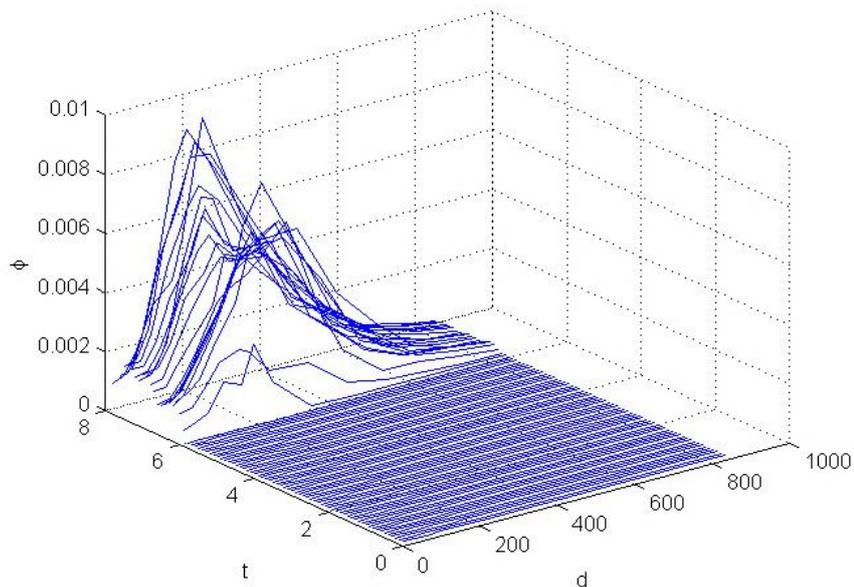
(fonte: elaborado pela autora)

Figura 55 – Curvas granulométricas percentuais de saída para a Simulação P-III



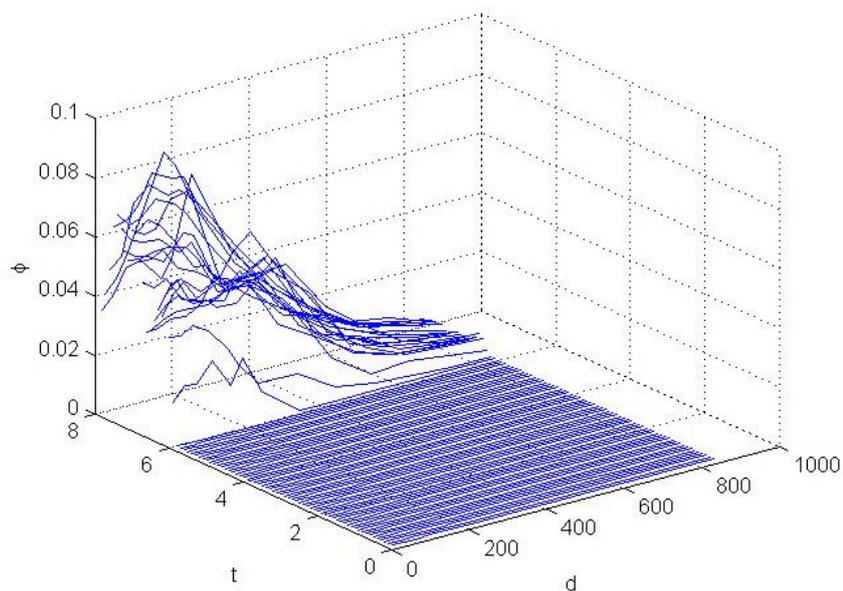
(fonte: elaborado pela autora)

Figura 56 – Curvas granulométricas médias de saída para a Simulação P-IV



(fonte: elaborado pela autora)

Figura 57 – Curvas granulométricas percentuais de saída para a Simulação P-IV



(fonte: elaborado pela autora)

Para a simulação conduzida por Goula et al. (2008), o número de Reynolds seria alto, devido a entrada com velocidade de 8,5cm/s, sendo que, no Brasil, a norma permite valores de 0,5 a 1,0cm/s. No entanto, o tamanho do canal que leva a água coagulada ao tanque é bastante

menor que o utilizado para a maior parte das simulações da presente autora, sendo de 30cm, enquanto o das simulações de P-I a P-IV, é de 2m. Outras diferenças relativas aos tanques simulados são a geometria complexa utilizada por Goula et al. (2008), típica para simulações RANS, mas difícil de implementar em um DNS. No método DNS, há limitações, tanto em números de Reynolds quanto em relação à geometria do tanque. O número de Reynolds para a simulação de Goula et al. (2008) é $Re_{Goula et al.} = 25423,73$. O número de Reynolds para Goula et al. (2008) resultou em um número altamente turbulento, que, na tentativa de implementá-lo, gerou certa instabilidade numérica nas simulações, mesmo as mais refinadas que são aceitas pelos computadores utilizados. Por isso, não foi possível reproduzir a simulação feita por Goula et al. (2008) com o intuito de comparar resultados.

Na Tabela 8 estão as velocidades adimensionalizadas de queda que as partículas de diferentes classes teriam, para a reprodução da simulação de Goula et al. (2008). Pode-se observar que, além de um número de Reynolds alto, as velocidades de sedimentação seriam relativamente baixas, causando, provavelmente, maior chance de ressuspensão, não analisada por Goula et al. (2008).

Tabela 8 – Velocidades de Queda para o caso de Goula et al. (2008)

Classe	Tamanho médio em micrômetros	$u_{s,adim}$ $p/Re=2,5 \cdot 10^4$ Stokes
1	20	8,123E-05
2	50	5,077E-04
3	80	1,300E-03
4	120	2,924E-03
5	170	5,869E-03
6	200	8,123E-03
7	250	1,269E-02
8	350	2,488E-02
9	450	4,112E-02
10	550	6,143E-02
11	650	8,580E-02
12	750	1,142E-01
13	850	1,467E-01

(fonte: elaborado pela autora)

9.4 TANQUES LONGOS POLIDISPERSOS

Considerou-se que um aumento no comprimento horizontal do tanque ajudaria a observar os fenômenos turbulentos que ocorrem nos tanques de decantação com mais clareza. Então, foi aumentado em três vezes o comprimento do tanque. Inicialmente, também a malha foi refinada horizontalmente três vezes, resultando em 3001x201. Porém, devido ao alto custo computacional (duração estimada de quatro semanas para cada simulação) e disponibilidade restrita de computadores para processamento e armazenamento das informações de saída (espaço estimado em 30Gb por simulação), as simulações com esta malha foram canceladas, com exceção da simulação P-VII, que tem esta malha. Então, foram simuladas com a mesma malha de antes, 1001x201, fazendo o elemento de malha ficar com uma proporção alongada de 3:1. Mesmo assim, as simulações P-V, P-VI e P-VIII convergiram e auxiliaram uma análise mais completa dos tanques de decantação. Na Tabela 9 está um resumo destas simulações, com sua devida numeração.

Tabela 9 – Simulações com polidispersão, $L_x = 30$ e $L_y = 2$.

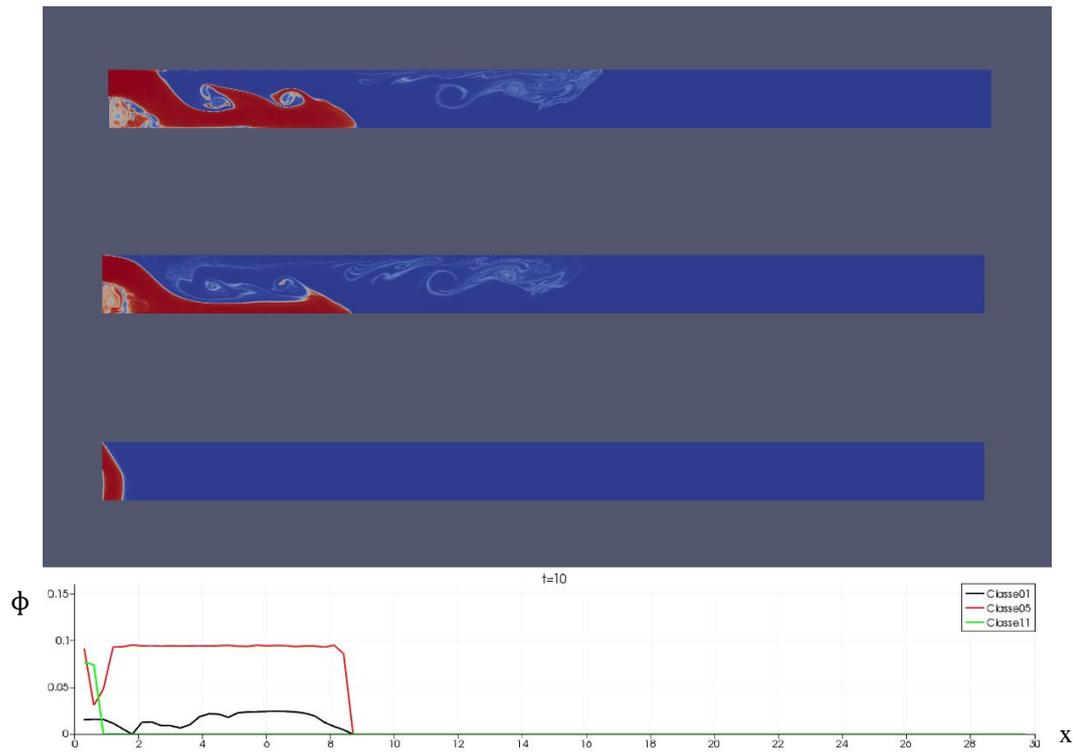
Simulação	Re	Modelo de Sedimentação
P-V	10^4	Stokes
P-VI	10^4	Julien&Winterwerp
P-VII	$2 \cdot 10^4$	Stokes
P-VIII	$2 \cdot 10^4$	Julien&Winterwerp

(fonte: elaborado pela autora)

Nestas simulações, de P-V a P-VIII, o foco será nos tempos mais avançados, pois os tempos iniciais são semelhantes aos dos canais com $L_x = 10$. Nas figuras Figura 58 a Figura 61, observa-se a evolução temporal da Simulação P-V. É formada a corrente de turbidez, com instabilidades de Kelvin-Helmholtz superiores. A remoção das partículas da Classe 11 é total. As partículas Classe 1 passam quase direto e saem em grande quantidade do tanque. As partículas Classe 5 saem do tanque devido a vorticidade que suspende as partículas que haviam na pluma, impedindo que sedimentem.

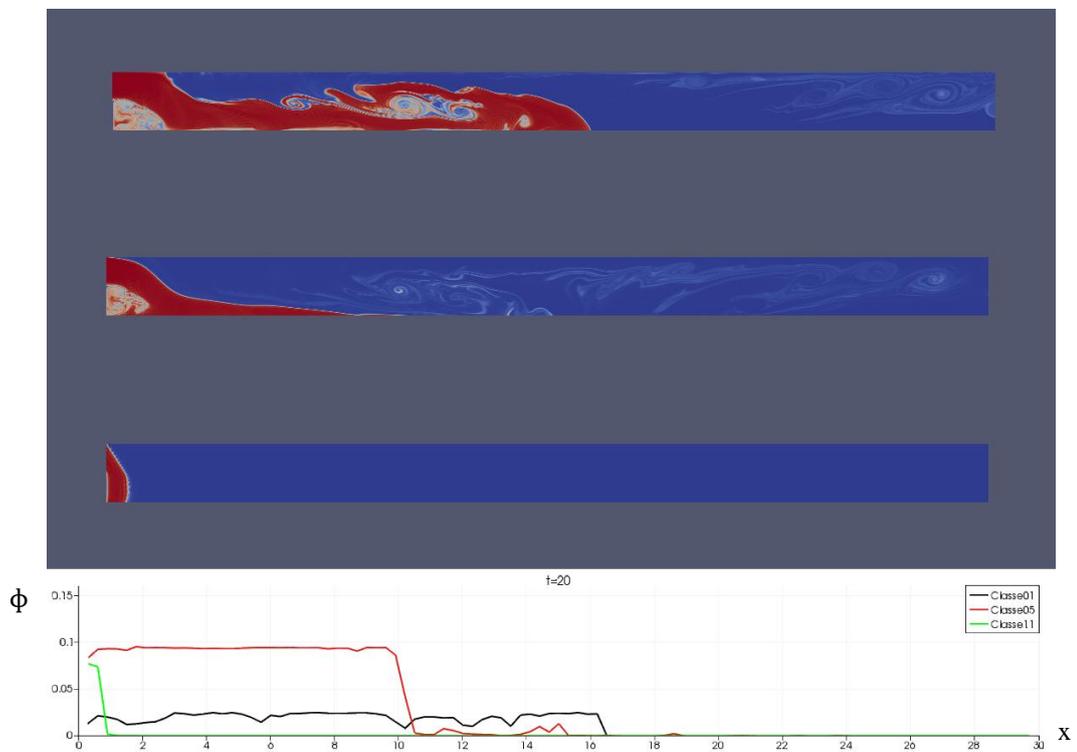
Nas figuras Figura 62 a Figura 66, a evolução temporal da Simulação P-VI, que tem comportamento semelhante, porém a saída de sedimentos é menor para a Classe 1.

Figura 58 – Mapa de concentração das classes 1, 5 e 11 (de cima para baixo), seguido da curva de depósito, para $t=10$, Simulação P-V.



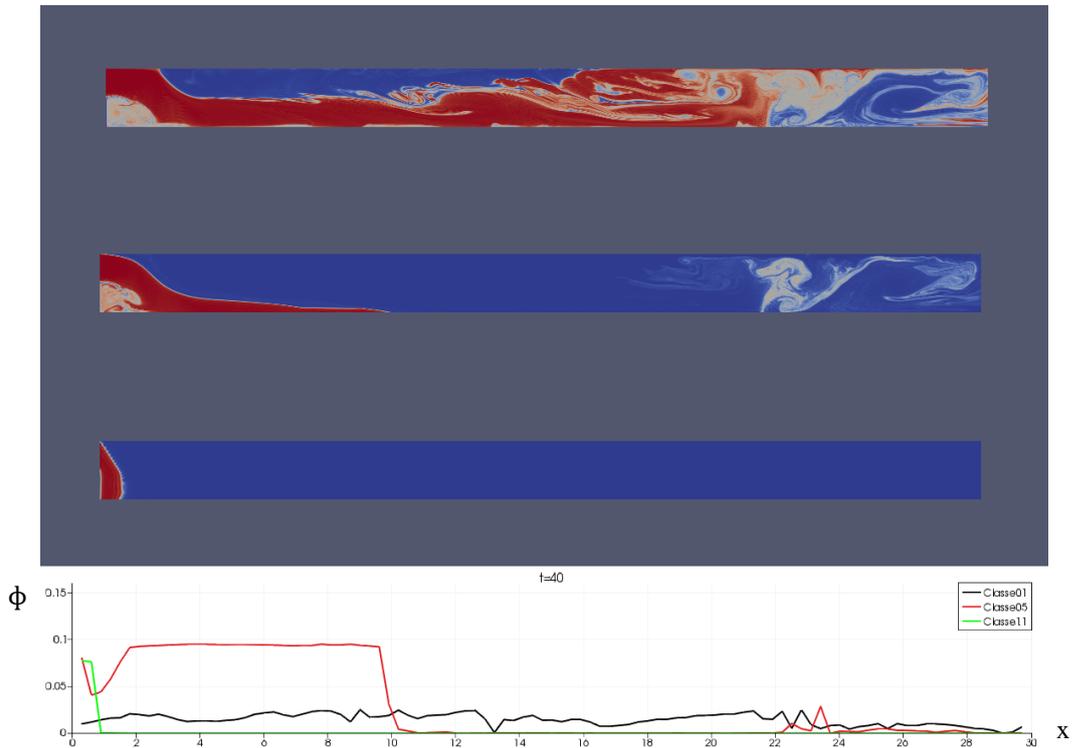
(fonte: elaborado pela autora)

Figura 59 – Mapa de concentração das classes 1, 5 e 11 (de cima para baixo), seguido da curva de depósito, para $t=20$, Simulação P-V.



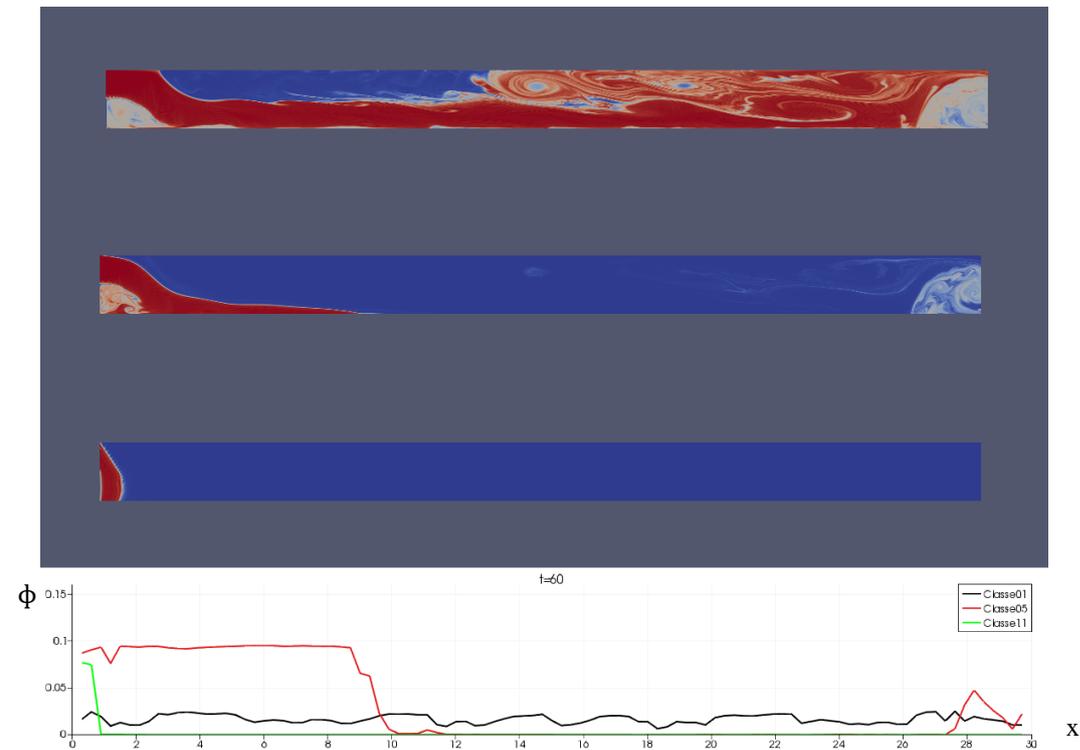
(fonte: elaborado pela autora)

Figura 60 – Mapa de concentração das classes 1, 5 e 11 (de cima para baixo), seguido da curva de depósito, para t=40, Simulação P-V.



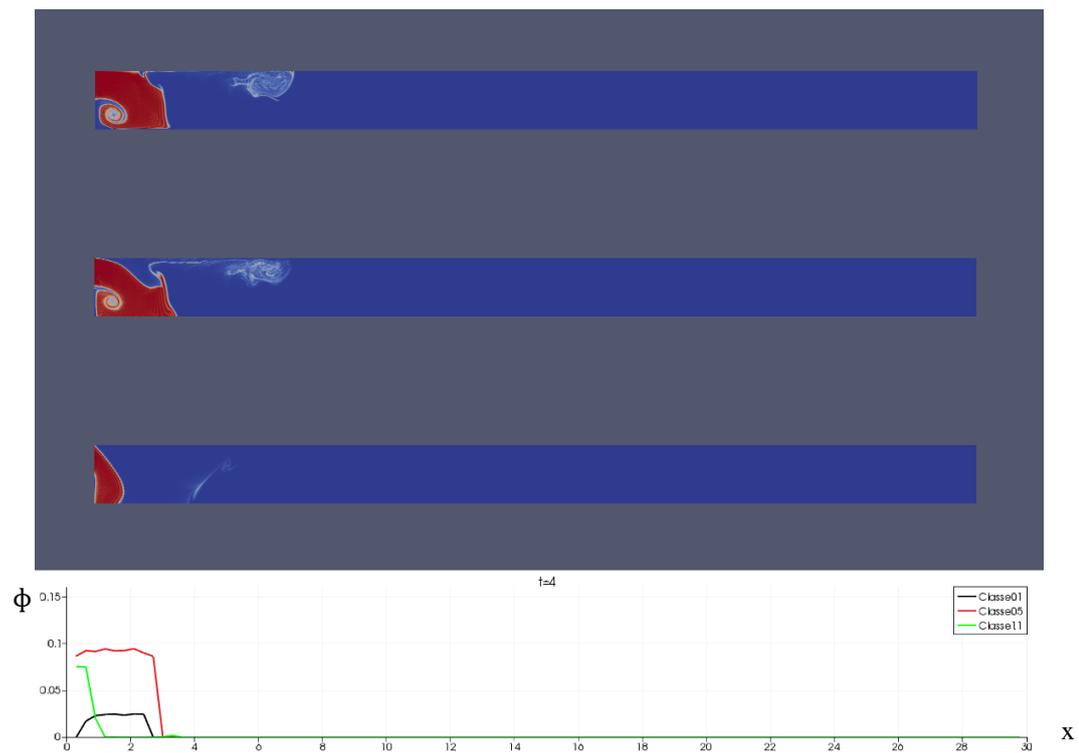
(fonte: elaborado pela autora)

Figura 61 – Mapa de concentração das classes 1, 5 e 11 (de cima para baixo), seguido da curva de depósito, para t=60, Simulação P-V.



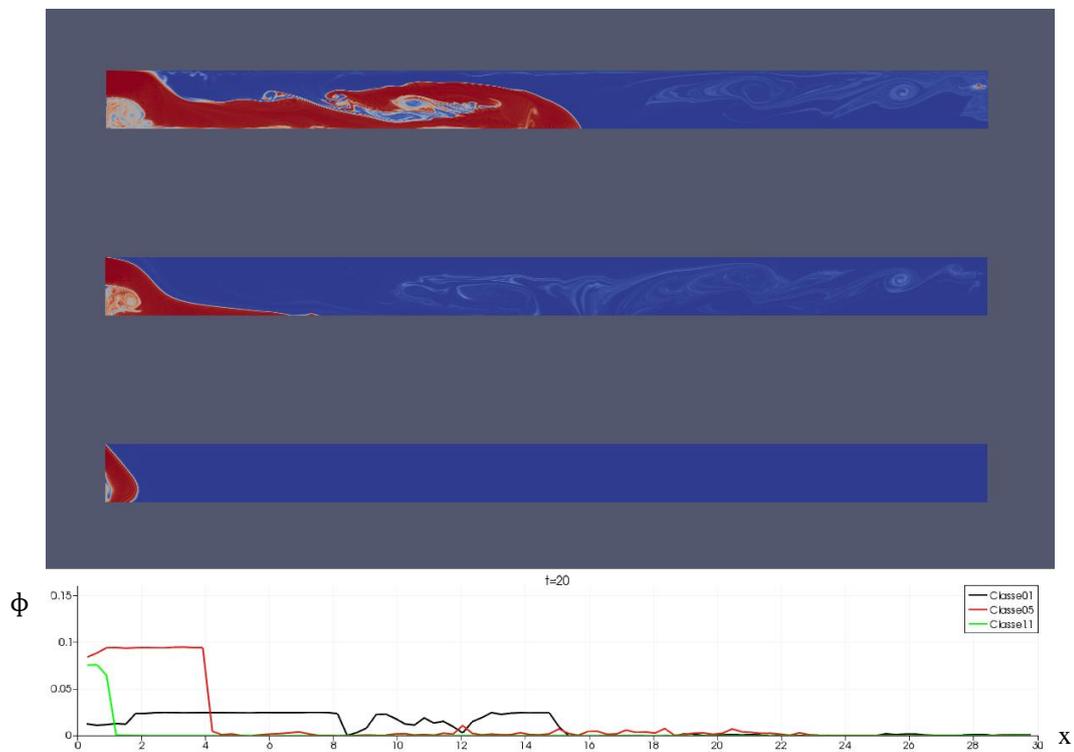
(fonte: elaborado pela autora)

Figura 62 – Mapa de concentração das classes 1, 5 e 11 (de cima para baixo), seguido da curva de depósito, para $t=4$, Simulação P-VI.



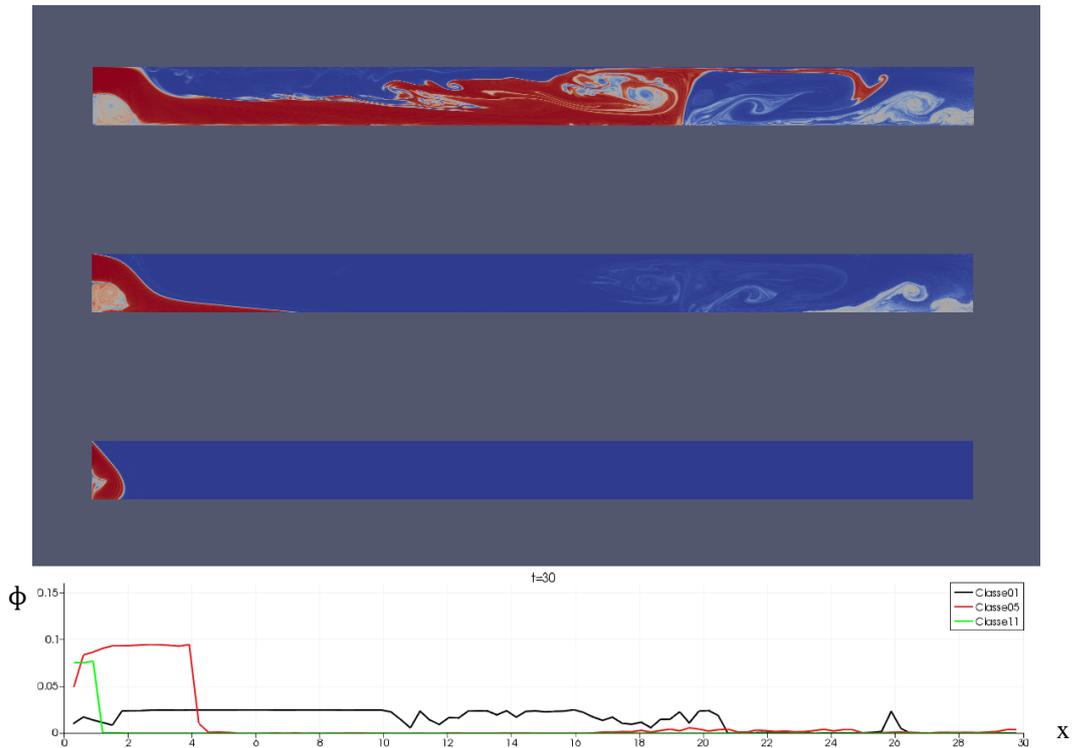
(fonte: elaborado pela autora)

Figura 63 – Mapa de concentração das classes 1, 5 e 11 (de cima para baixo), seguido da curva de depósito, para $t=20$, Simulação P-VI.



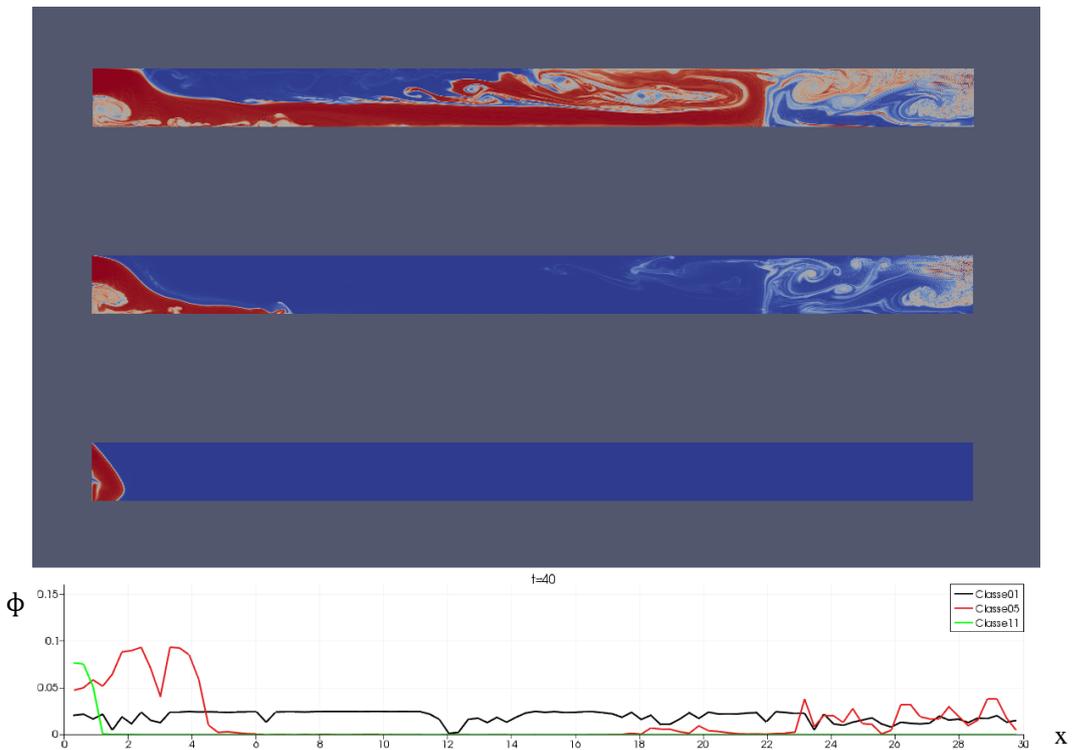
(fonte: elaborado pela autora)

Figura 64 – Mapa de concentração das classes 1, 5 e 11 (de cima para baixo), seguido da curva de depósito, para $t=30$, Simulação P-VI.



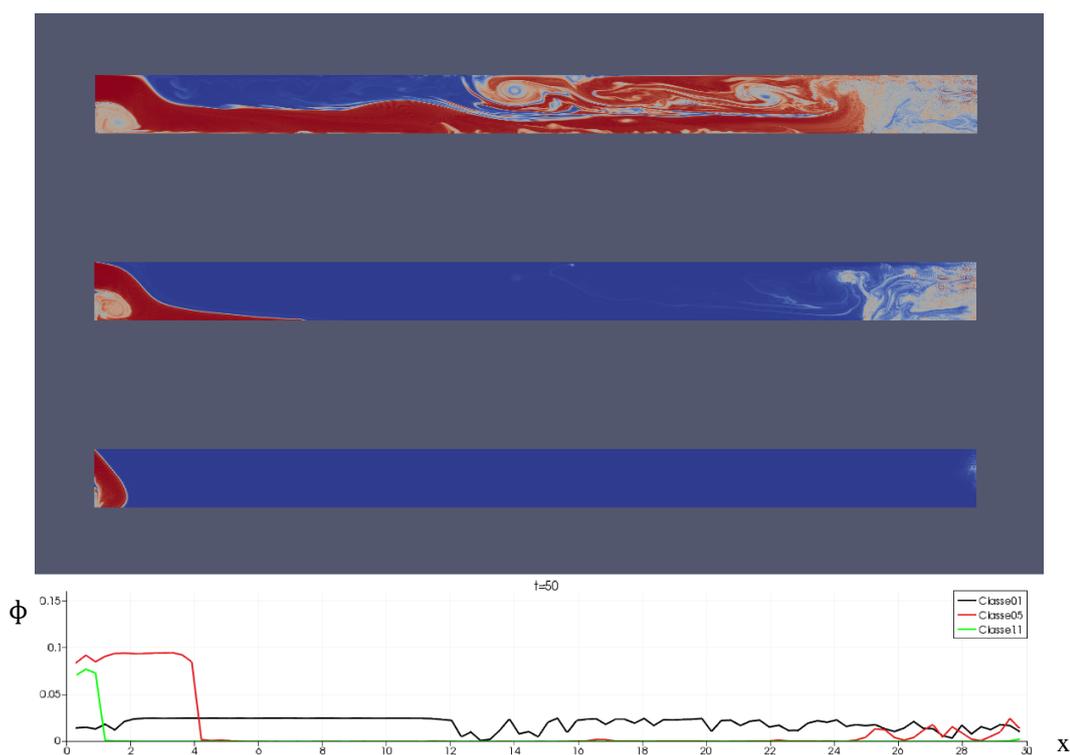
(fonte: elaborado pela autora)

Figura 65 – Mapa de concentração das classes 1, 5 e 11 (de cima para baixo), seguido da curva de depósito, para $t=40$, Simulação P-VI.



(fonte: elaborado pela autora)

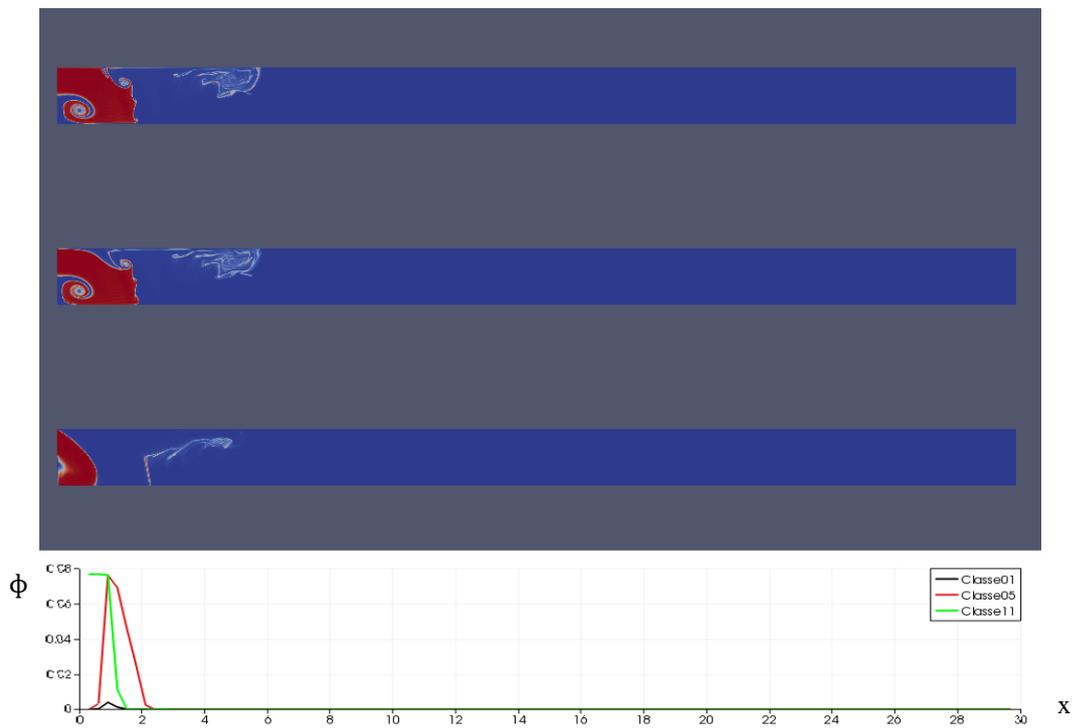
Figura 66 – Mapa de concentração das classes 1, 5 e 11 (de cima para baixo), seguido da curva de depósito, para $t=50$, Simulação P-VI.



(fonte: elaborado pela autora)

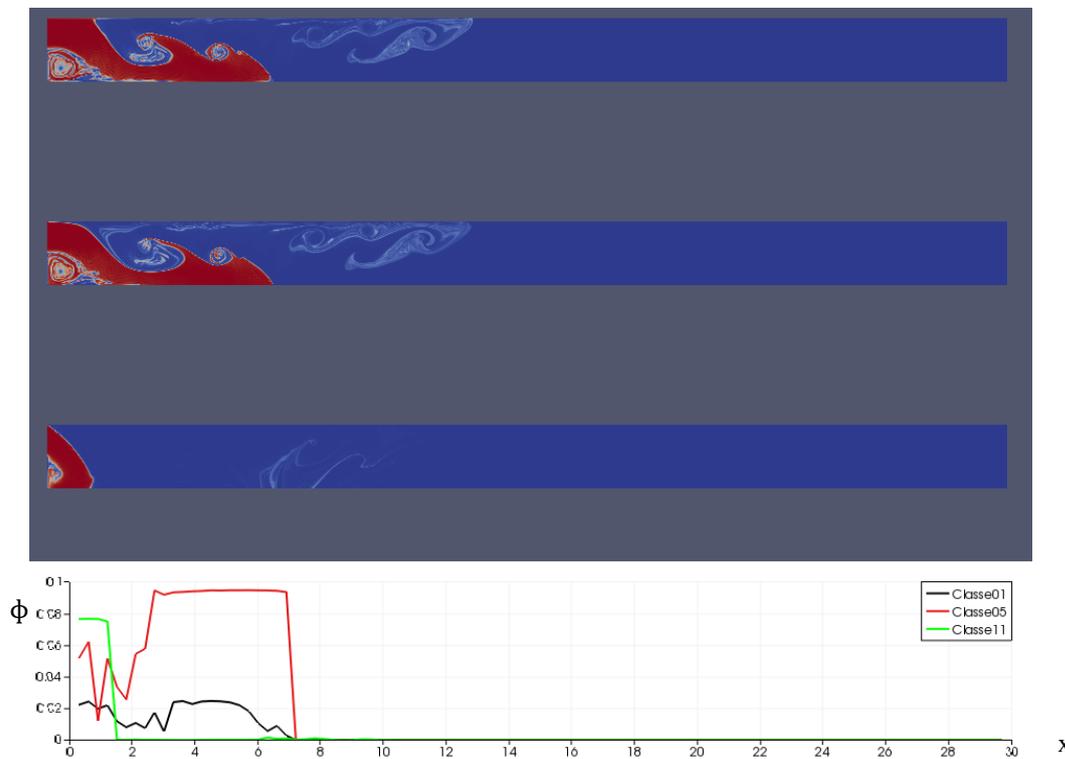
Nas figuras 67 a 71 está mostrada a evolução temporal da simulação P-VII. Ela se comporta similarmente à simulação P-VIII, com a instabilidade de Rayleigh-Taylor visível para o tempo $t = 4$, e a formação da corrente de turbidez, visível no tempo $t = 8$. Para a simulação P-VII, no tempo $t = 20$ a propagação dos sedimentos ainda se comporta como uma corrente de densidade. Há de se notar que a deposição das partículas Classe 5 é superior à das partículas Classe 1, mas isto pode ser em decorrência da maior entrada das partículas Classe 5 em termos de curva granulométrica. No tempo $t = 30$, pode-se observar as partículas de menor diâmetro subindo em direção à superfície, o que pode ter sido causado pela deposição quase completa das partículas de diâmetro médio ou grande, deixando as partículas restantes na corrente de densidade muito vulneráveis às ações da turbulência no tanque.

Figura 67 – Mapa de concentração das classes 1, 5 e 11 (de cima para baixo), seguido da curva de depósito, para t=4, Simulação P-VII.



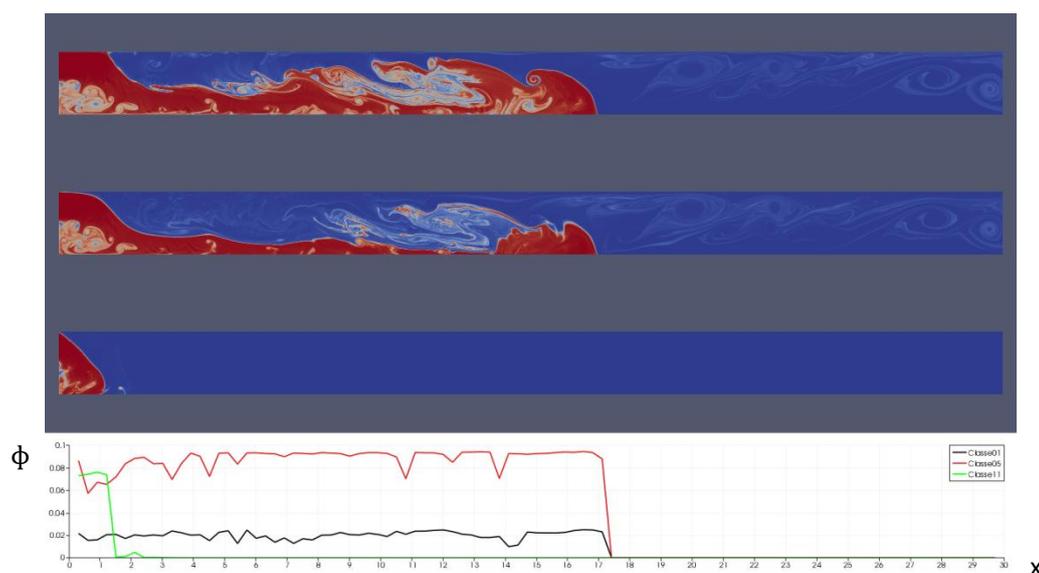
(fonte: elaborado pela autora)

Figura 68 – Mapa de concentração das classes 1, 5 e 11 (de cima para baixo), seguido da curva de depósito, para t=8, Simulação P-VII.



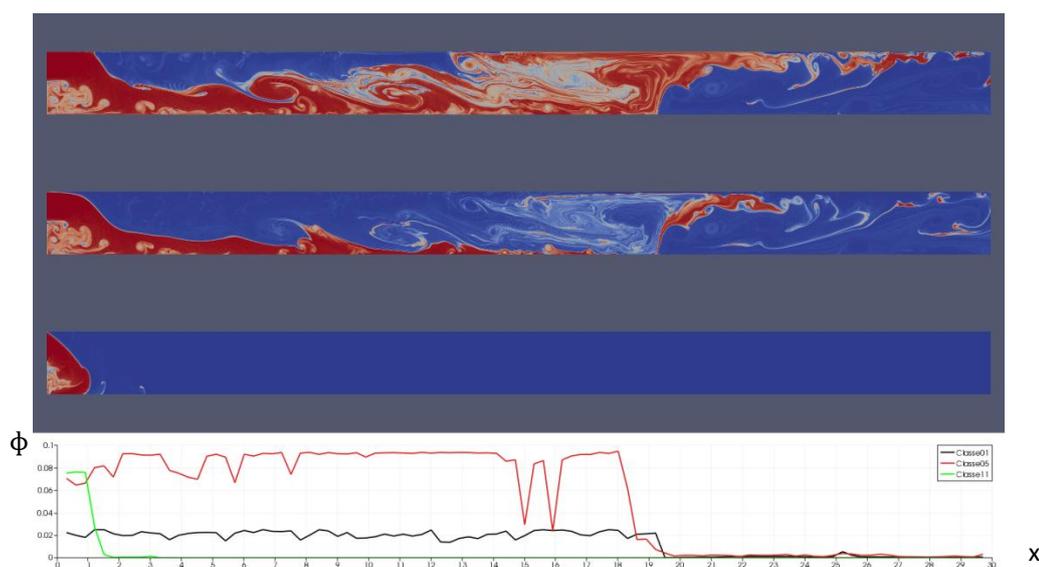
(fonte: elaborado pela autora)

Figura 69 – Mapa de concentração das classes 1, 5 e 11 (de cima para baixo), seguido da curva de depósito, para $t=20$, Simulação P-VII.



(fonte: elaborado pela autora)

Figura 70 – Mapa de concentração das classes 1, 5 e 11 (de cima para baixo), seguido da curva de depósito, para $t=30$, Simulação P-VII.

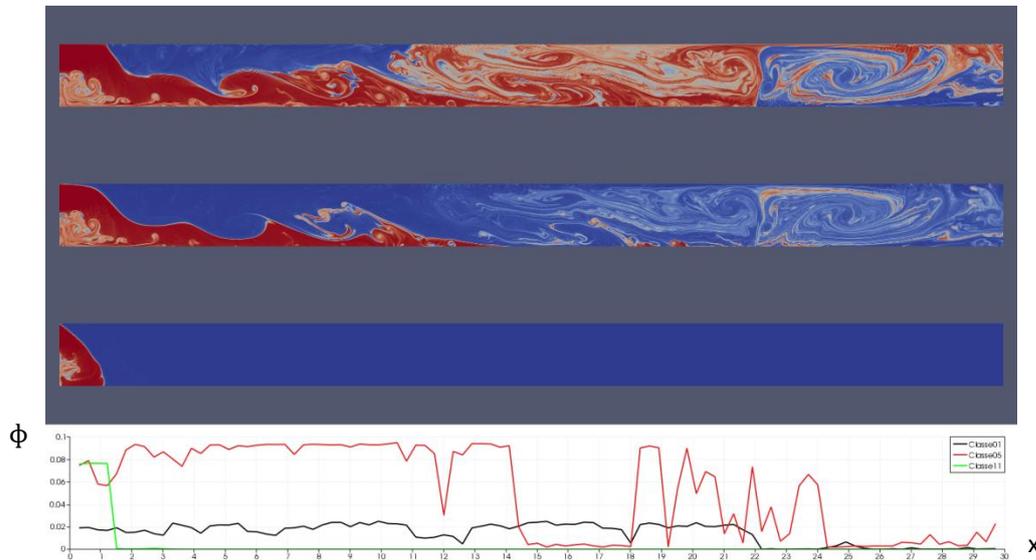


(fonte: elaborado pela autora)

O que é observado no tempo $t = 40$ é um vórtice no final do tanque. Porém, este vórtice pode ser explicado pela chegada de uma grande quantidade de partículas no final do domínio, sendo que a condição de contorno implementada não pode permitir a entrada de fluido de nenhuma espécie no tanque. Isso causa um aprisionamento do vórtice gerado pela chegada desse fluido com velocidade, pois um vórtice que estaria no final do domínio teria uma parte com fluido saindo do tanque e uma parte com fluido entrando no tanque. Nos tempos subsequentes (foi simulado até $t = 75$), este vórtice gerado pela condição de contorno

continua existindo e aprisiona-se no canto inferior esquerdo do domínio. As partículas de Classe 1 formam uma névoa que ocupa toda a segunda metade do tanque, enquanto a remoção das partículas de classe 5 ou superior é quase completa.

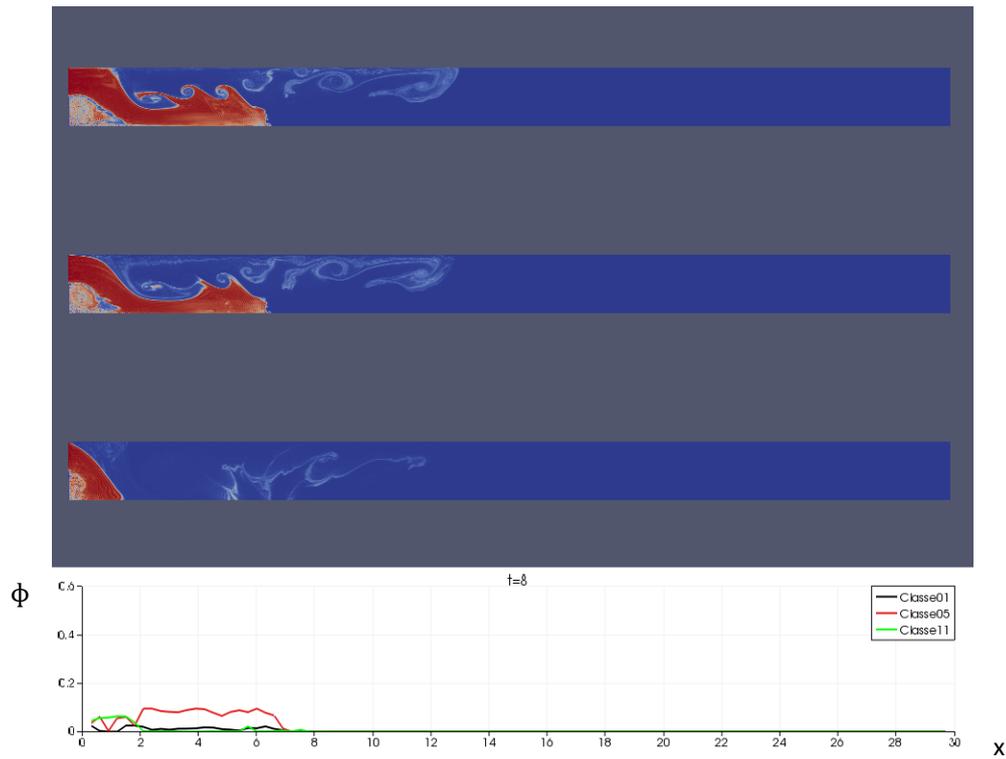
Figura 71 – Mapa de concentração das classes 1, 5 e 11 (de cima para baixo), seguido da curva de depósito, para $t=40$, Simulação P-VII.



(fonte: elaborado pela autora)

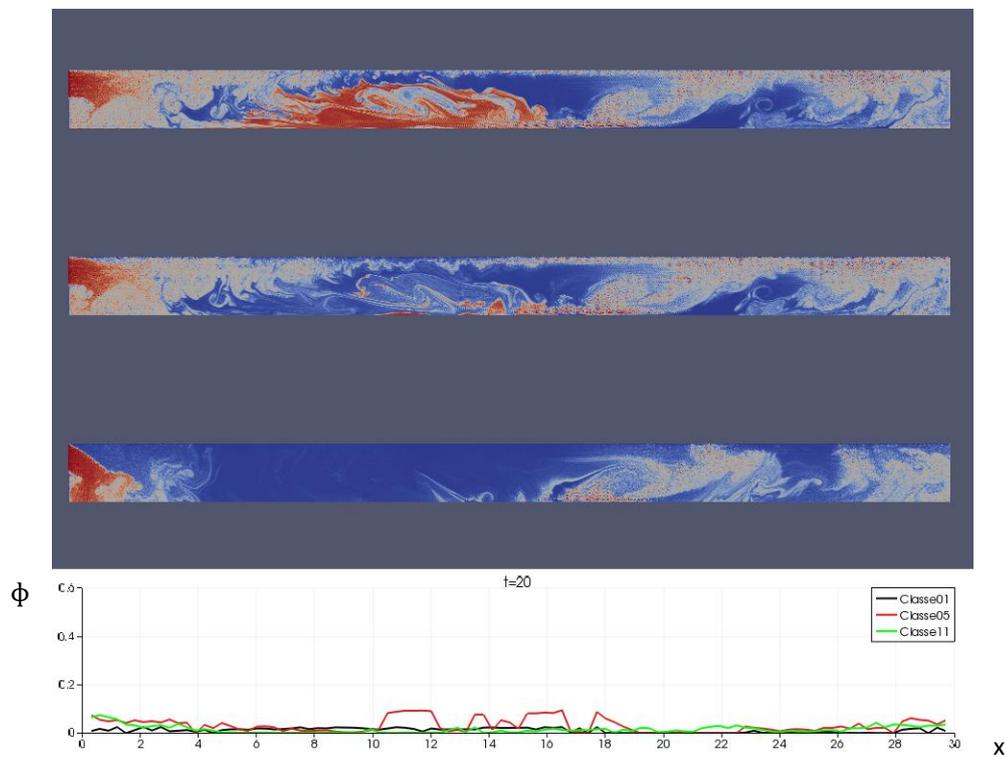
Nas figuras 72 a 75, a Simulação P-VIII evolui temporalmente. A alta turbulência forma uma névoa que mistura fluido com sedimentos e fluido sem sedimentos, fazendo com que essa mistura saia do tanque, no caso da Classe 1. Ao contrário das Simulações P-V e P-VI, para a Simulação P-VIII a remoção de partículas Classe 11 não é completa, algumas são carreadas pela forte torrente turbulenta e deixam o tanque. Diferentemente do que ocorre na simulação P-VII, não se pode afirmar a existência de uma corrente de densidade bem-definida no tempo $t=20$. Outra diferença é que, devido à saída das partículas de forma quase uniforme no eixo y , não é clara a formação de um vórtice no final do domínio.

Figura 72 – Mapa de concentração das classes 1, 5 e 11 (de cima para baixo), seguido da curva de depósito, para $t=8$, Simulação P-VIII.



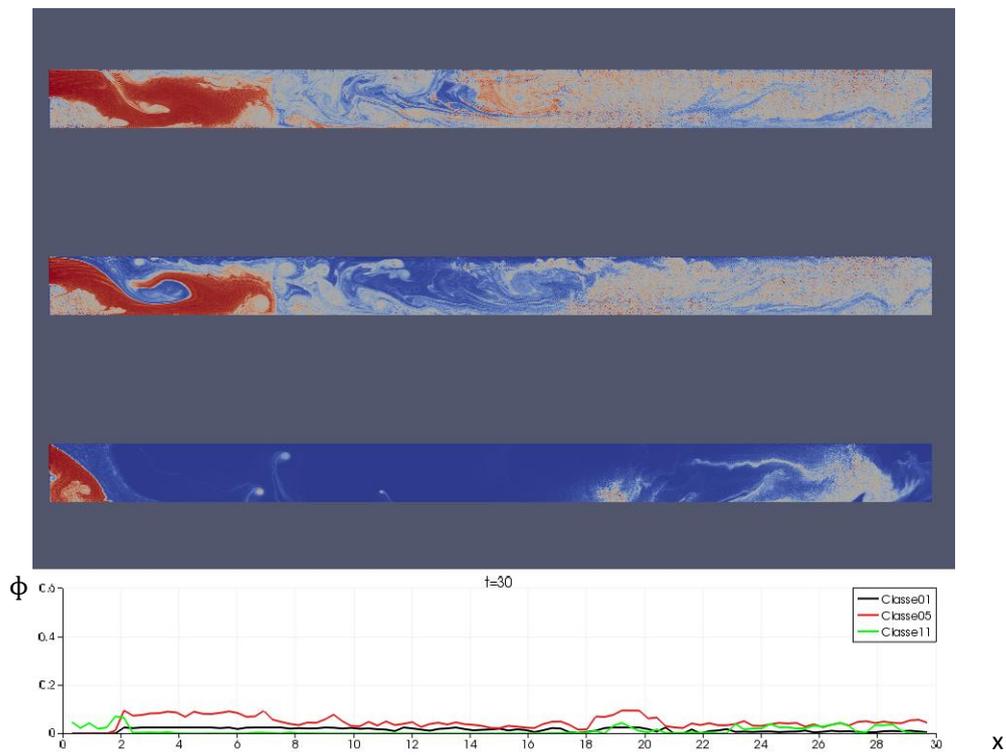
(fonte: elaborado pela autora)

Figura 73 – Mapa de concentração das classes 1, 5 e 11 (de cima para baixo), seguido da curva de depósito, para $t=20$, Simulação P-VIII.



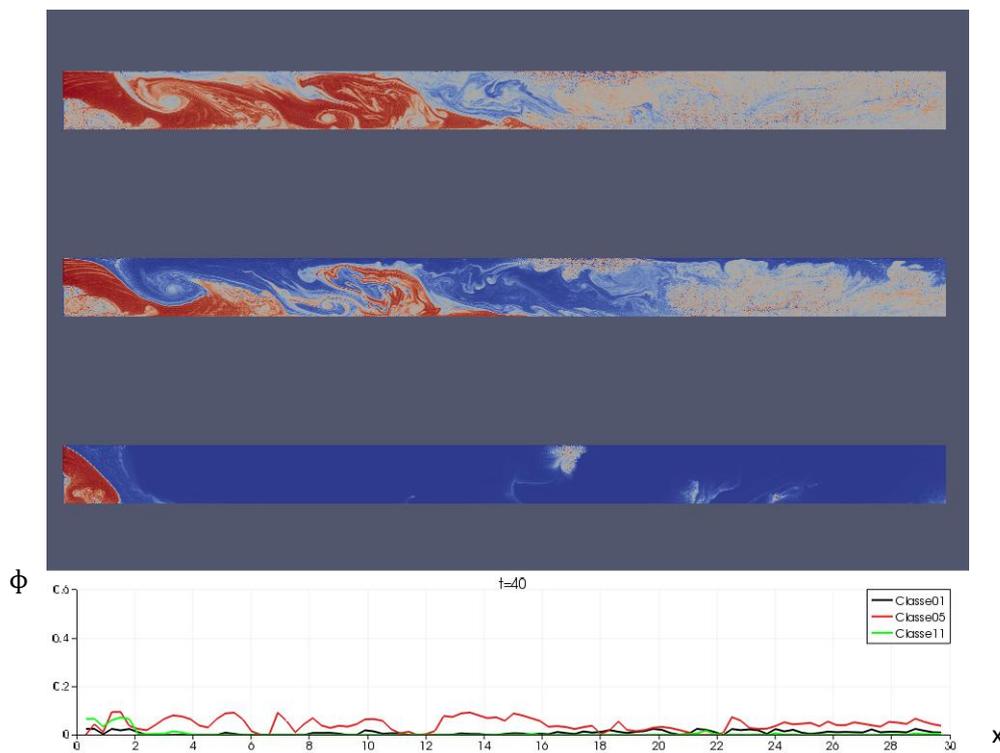
(fonte: elaborado pela autora)

Figura 74 – Mapa de concentração das classes 1, 5 e 11 (de cima para baixo), seguido da curva de depósito, para $t=30$, Simulação P-VIII.



(fonte: elaborado pela autora)

Figura 75 – Mapa de concentração das classes 1, 5 e 11 (de cima para baixo), seguido da curva de depósito, para $t=40$, Simulação P-VIII.



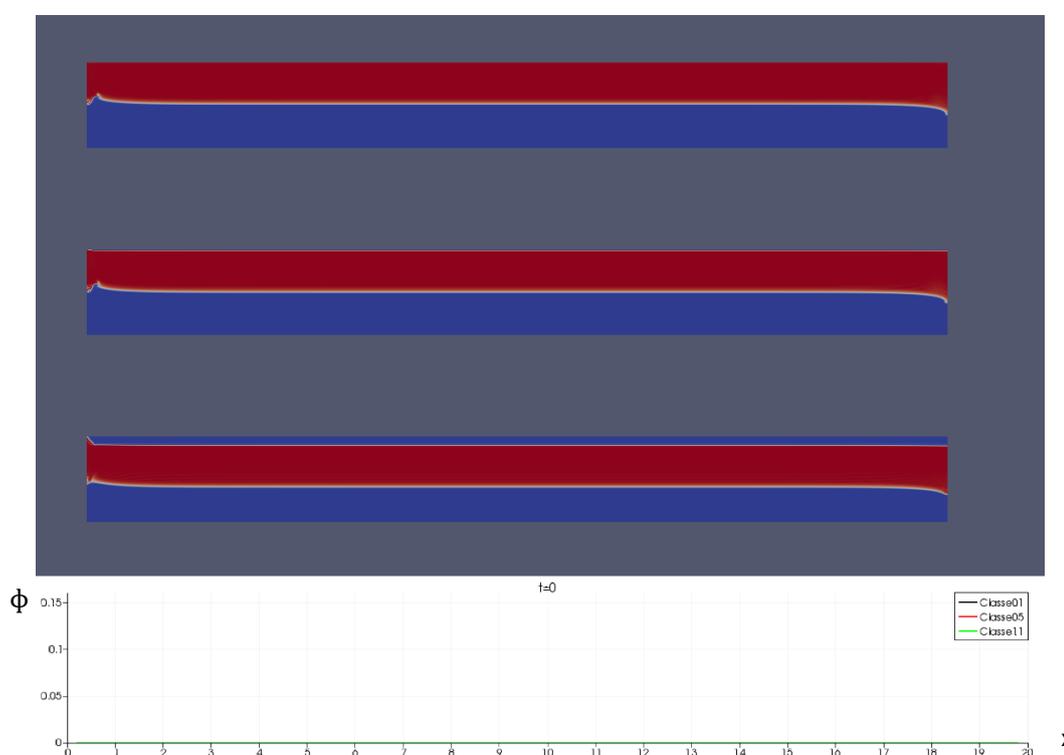
(fonte: elaborado pela autora)

9.5 CONDIÇÃO INICIAL: METADE SUPERIOR PREENCHIDA

Com vistas a observar mais fenômenos e instabilidades turbulentas, uma mudança na condição inicial foi implementada. A parte superior do tanque foi completamente preenchida com fluido com sedimentos. Esta simulação foi denominada Simulação P-IX, conforme a ordem seguida. Seus parâmetros são: $L_x = 20$, $L_y = 2$, $N_x = 1001$, $N_y = 201$, $Re = 9970 \cong 10^4$, $\Delta t = 2 \cdot 10^{-5}$. O modelo de sedimentação utilizado foi o de Julien e Winterwerp, e a simulação é polidispersa com as 13 classes propostas por Goula et al. (2008).

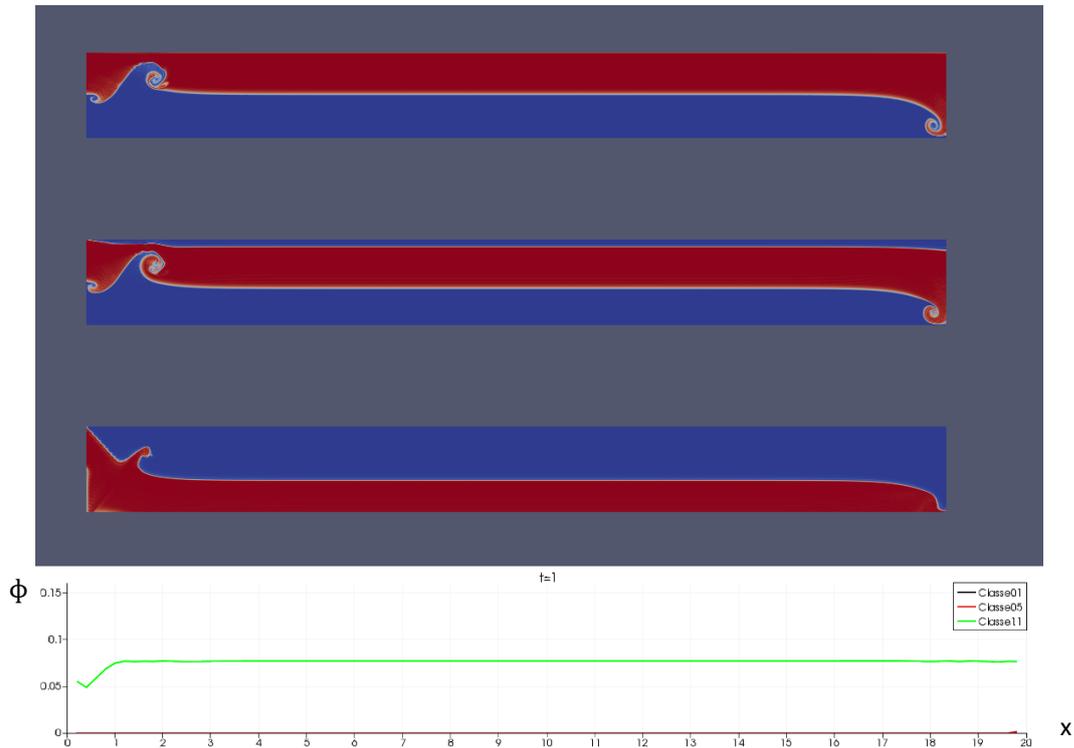
Nos tempos iniciais, como na Figura 76, os sedimentos caem com velocidade aproximadamente constante em x. Na Figura 77, observa-se a deposição da Classe 11 (e das classes de partículas maiores, por conseguinte). Começa a se formar uma instabilidade, à montante, que gerará a instabilidade de Rayleigh-Taylor. À jusante, por causa da condição de fronteira implementada, um vórtice de sentido horário (negativo) é gerado. Este vórtice provavelmente ocorre em um caso real também.

Figura 76 – Mapas de concentração das classes 1, 5 e 11 (de cima para baixo), seguidos da curva de depósito, para o início da Simulação P-IX.



(fonte: elaborado pela autora)

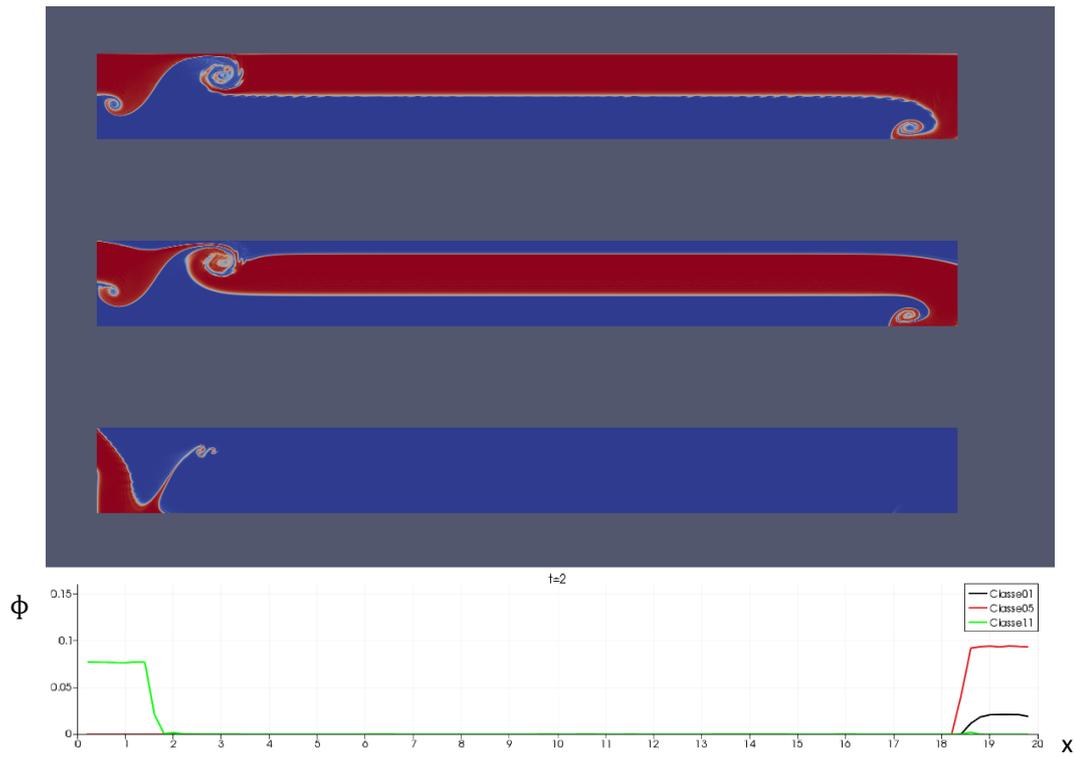
Figura 77 – Mapas de concentração das classes 1, 5 e 11 (de cima para baixo), seguidos da curva de depósito, para o tempo $t=1$, Simulação P-IX.



(fonte: elaborado pela autora)

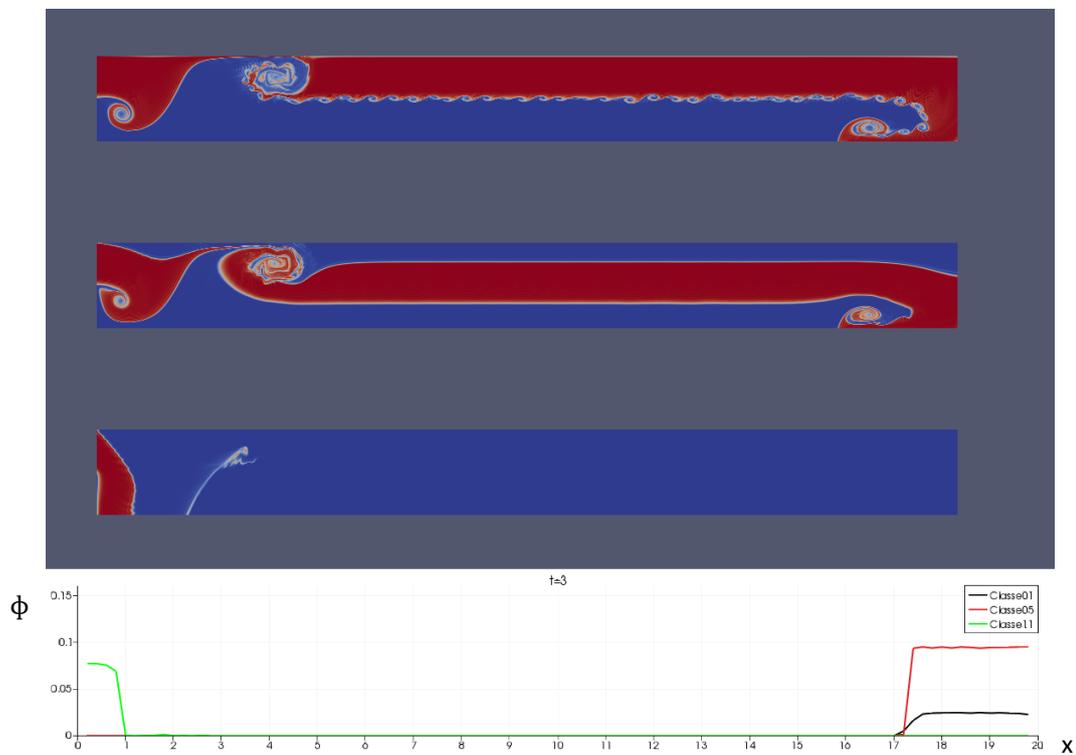
Na Figura 78, a instabilidade de Rayleigh-Taylor começa a tomar forma, e as partículas Classe 11 atingem o mesmo estado estável que atingiriam em uma simulação com a condição inicial de tanque sem sedimentos (Figura 40, Figura 41 e Figura 42). O vórtice de jusante começa a configurar uma deposição de partículas no final do tanque. Na Figura 79, o vórtice gerado começa a trazer para montante fluido com sedimentos, aumentando a área em que se depositam. Formam-se, incipientemente, instabilidades de Kelvin-Helmholtz na camada cisalhante. Na Figura 80, as instabilidades de Kelvin-Helmholtz estão melhor formadas, e as partículas de Classe 5 começam a se depositar como um lençol.

Figura 78 – Mapas de concentração das classes 1, 5 e 11 (de cima para baixo), seguidos da curva de depósito, para o tempo $t=2$, Simulação P-IX.



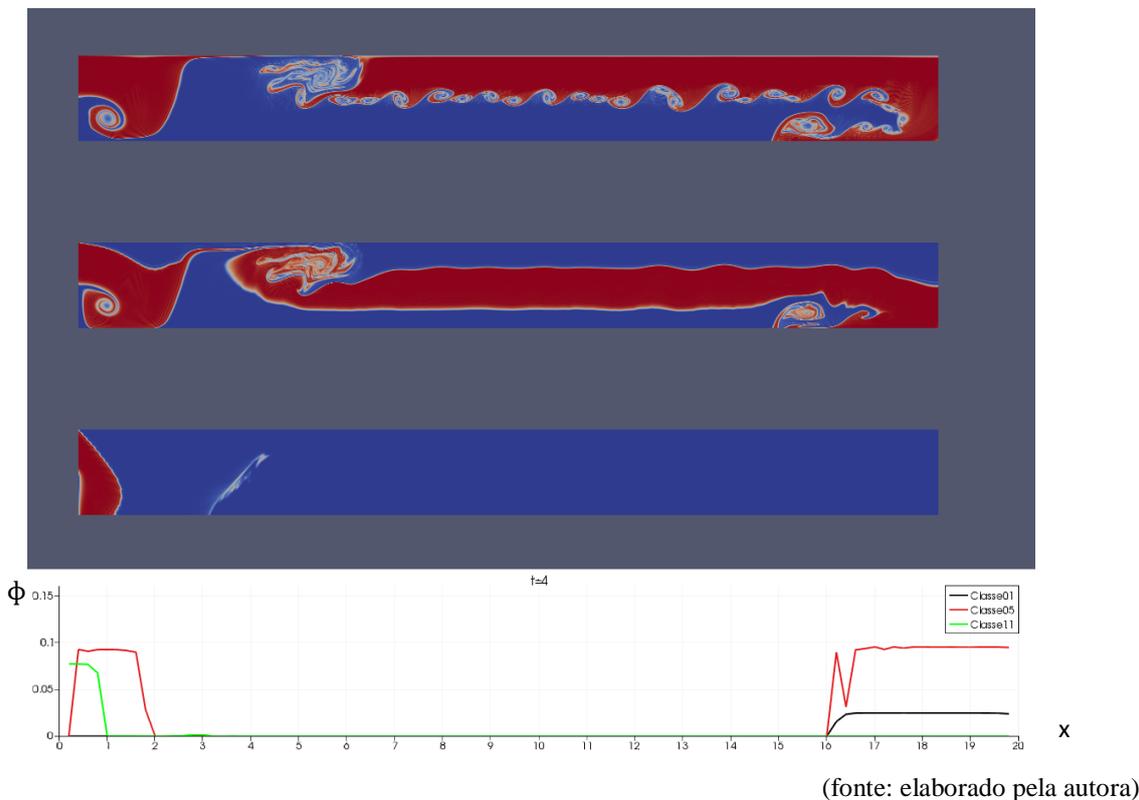
(fonte: elaborado pela autora)

Figura 79 – Mapas de concentração das classes 1, 5 e 11 (de cima para baixo), seguidos da curva de depósito, para o tempo $t=3$, Simulação P-IX.



(fonte: elaborado pela autora)

Figura 80 – Mapas de concentração das classes 1, 5 e 11 (de cima para baixo), seguidos da curva de depósito, para o tempo $t=4$, Simulação P-IX.



9.6 CURVAS DE DEPÓSITO E VAZÕES MÁSSICAS

As simulações P-X e P-XI, resumidas na Tabela 10, tem $N_x = 1001$ e $N_y = 201$, resultando em tamanhos de malha de $\Delta x = 0,02$ e $\Delta y = 0,01$. A discretização temporal $\Delta t = 2 \cdot 10^{-5}$.

Tabela 10 – Simulações com polidispersão, $L_x = 20$ e $L_y = 2$.

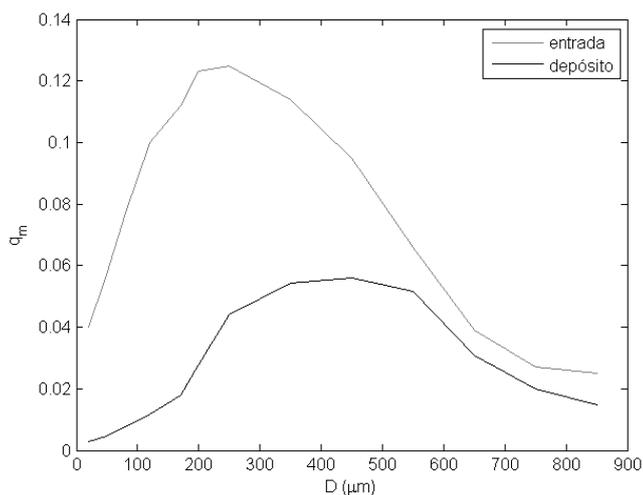
Simulação	Re	Modelo de Sedimentação
P-X	10^4	Julien&Winterwerp
P-XI	$2 \cdot 10^4$	Julien&Winterwerp

(fonte: elaborado pela autora)

Para a Simulação P-X, foi calculada a vazão mássica média de depósito, para cada diâmetro de partículas, seguindo a dedução feita por Francisco (2014). A vazão mássica média de depósito é, portanto, a multiplicação da velocidade média em y pela concentração média de partículas de cada classe. A vazão mássica média de entrada é igual à curva granulométrica de entrada, já que a velocidade adimensional de entrada é sempre 1 (é a velocidade longitudinal de entrada dividida por si mesma).

Na Figura 81, ambas as vazões mássicas estão graficadas, para a Simulação P-X. A curva granulométrica de depósito é bastante menor que a de entrada, e desloca-se para o lado das classes de número mais alto, que tem os maiores diâmetros. Provavelmente, isso indica que, como nos casos monodispersos, e como sugere a Lei de Stokes, maiores granulometrias sedimentam mais facilmente e são menos afetadas por estruturas turbulentas.

Figura 81 – Vazão mássica média de entrada e de depósito, para cada diâmetro de partículas. Simulação P-X.

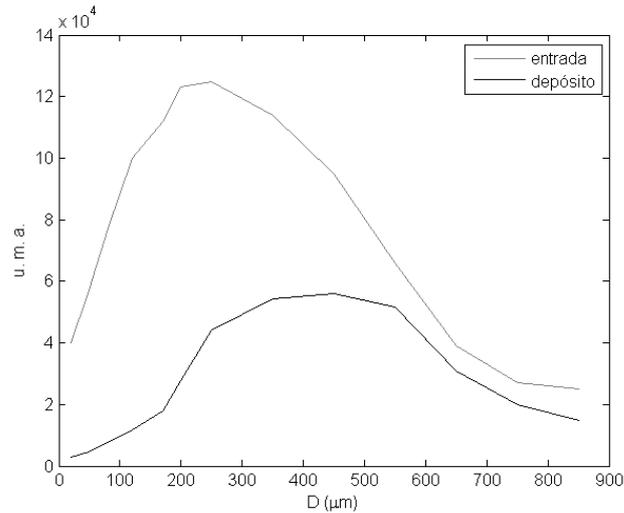


(fonte: elaborado pela autora)

Também, com base no tempo $t = 20$ há a Figura 82. Ela demonstra as unidades de massa adimensionais acumuladas até então, no fundo do tanque. A Figura 83 é a diferença entre entrada e depósito da Figura 82 e representa a granulometria das partículas que deixaram o tanque ou que estão em suspensão. Na simulação P-X, houve predominância da saída dos mais finos, tendo uma queda quase linear de saída e suspensão entre as classes 5 ($200 \mu m$) e 10 ($550 \mu m$).

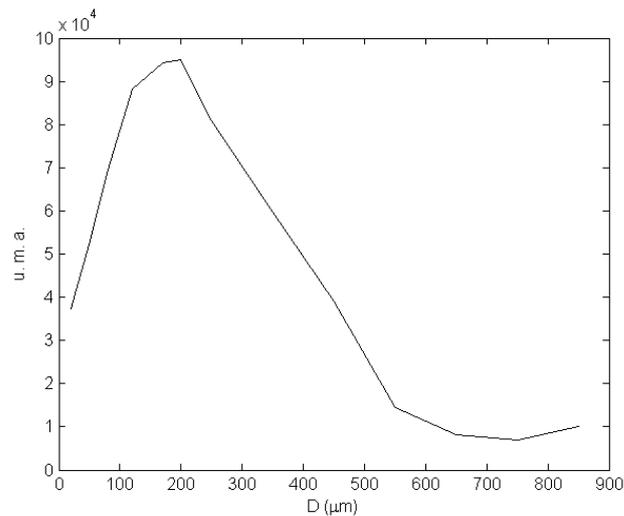
As figuras citadas apresentam os resultados em unidades de massa adimensional. Uma particularização para o problema analisado é possível com a suposição de que a água coagulada entra no tanque com a massa específica do floco de alumínio baixa densidade ($1,03 g/cm^3$) (BARROSO, 2007). Neste caso, uma unidade de concentração adimensional na malha adotada equivale a $0,0254 kg$ de impurezas. Então, por causa da discretização temporal, uma u.m.a. (apresentada nas curvas granulométricas) é equivalente a $5,09 \cdot 10^{-7}$. Para a Simulação P-X, isto significa que, em 2h13min, acumularam-se $25,4g$ de partículas com diâmetro $400 \mu m$. Esta estimativa pode ser feita com todos os diâmetros de partículas.

Figura 82 – Unidades de massa adimensionais acumuladas até o tempo $t = 20$, para cada diâmetro de partículas. Simulação P-X.



(fonte: elaborado pela autora)

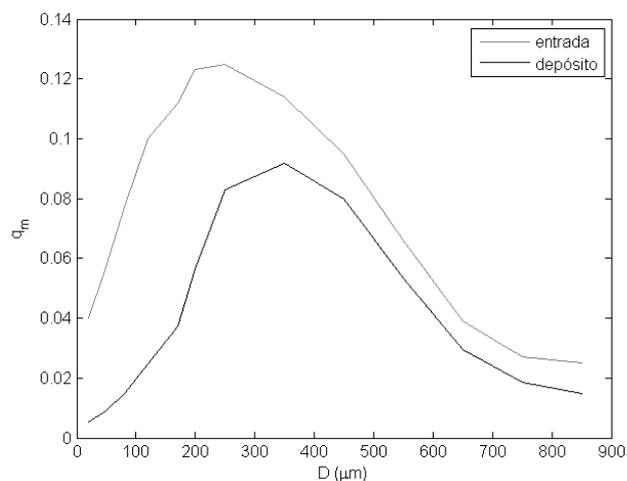
Figura 83 – Sedimentos, em unidades de massa, que saíram do tanque, ou ainda estão no sistema, para o tempo $t = 20$. Simulação P-X.



(fonte: elaborado pela autora)

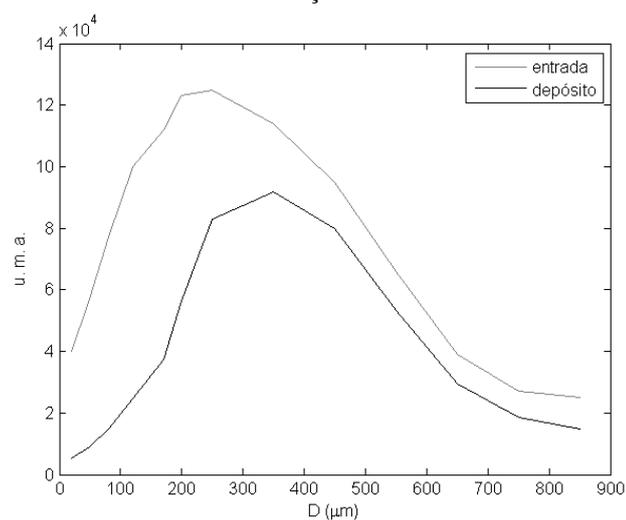
Ao contrário do esperado, a simulação P-XI resultou em maior deposição frente à entrada de sedimentos, apesar da maior intensidade turbulenta. Na Figura 84 pode-se observar a curva granulométrica de depósito, que é, como para a simulação P-X, deslocada para a direita, em direção às classes mais altas. A massa de depósito acumulada (Figura 85) é bem superior a da simulação P-X, e a massa de partículas que deixaram o tanque ou ainda estão em suspensão (Figura 86) é inferior. Isto mostra que a relação entre sedimentação e turbulência é complexa, e nem sempre maior turbulência resulta claramente em menor sedimentação.

Figura 84 – Vazão mássica média de entrada e de depósito, para cada diâmetro de partículas. Simulação P-XI.



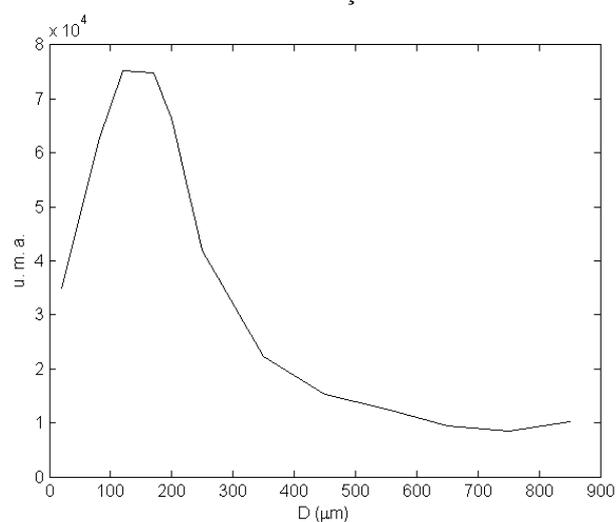
(fonte: elaborado pela autora)

Figura 85 – Unidades de massa adimensionais acumuladas até o tempo $t = 20$, para cada diâmetro de partículas. Simulação P-XI.



(fonte: elaborado pela autora)

Figura 86 – Sedimentos, em unidades de massa, que saíram do tanque, ou ainda estão no sistema, para o tempo $t = 20$. Simulação P-XI.



(fonte: elaborado pela autora)

CONCLUSÕES

Pode-se depreender do presente trabalho que tanques mais alongados favorecem mais a sedimentação de partículas, uma vez que tanques mais curtos favorecem a geração de vórtices nos tempos iniciais.

Outra conclusão é que maiores velocidades longitudinais, ou seja, maiores números de Reynolds, permitem a saída de partículas mais grossas no efluente. Entre os números de Reynolds analisados, o aumento do número de Reynolds faz com que se deposite maior massa de partículas, porém, com distribuição espacial mais difusa.

As partículas médias, apesar de serem, em teoria, mais facilmente depositáveis que as finas, devido a sua maior velocidade de queda, são carregadas para fora do tanque pelos vórtices turbulentos, induzidos por estas partículas juntamente com outras de menor diâmetro.

Para se dar seguimento a esta pesquisa, pode-se elaborar um tanque semelhante tridimensional, aplicar um método de superfície livre, e modelar a flocculação pericínética e ortocinética.

REFERÊNCIAS

AL-SAMMARRAEE, M.; CHAN, A.; SALIM, S. M.; MAHABALESWAR, U. S. Large-eddy simulations of particle sedimentation in a longitudinal sedimentation basin of a water treatment plant. Part I: particle settling performance. **Chemical Engineering Journal**, [S. l.], v.152, [n. 2-3], p. 307-314, Apr. 2009.

AMERICAN SOCIETY OF CIVIL ENGINEERS. **Water Treatment Plant Design**. New York: American Water Works Association, 1969.

ARMITAGE, P. **Accretion disk turbulence**: simulations of the magnetorotational instability. 2011. 1 p. University of Colorado, Boulder, 2011. Disponível em: <http://jila.colorado.edu/~pja/MRI_movies.html>. Acesso em: 21 out. 2015.

ASSOCIAÇÃO BRASILEIRA DE NORMAS TÉCNICAS. **NBR 12216**: projeto de estação de tratamento de água para abastecimento público. Rio de Janeiro, 1992 (impressão 1995).

BARROSO, M. M. **Influência das micro e macropropriedades dos lodos de estações de tratamento de águas no desaguamento por leito de drenagem**. 2007. 249 p. Tese (Doutorado em Hidráulica e Saneamento) – Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2007.

BARUTH, E. E. (Ed.) **Water Treatment Plant Design**. 4th. ed. New York: McGraw-Hill, c2005.

BATES, C. **Desert storm**: huge cloud of sand descends on Chinese village. Daily Mail, UK. 2010. Disponível em: <<http://www.dailymail.co.uk/sciencetech/article-1282835/Desert-storm-Huge-cloud-sand-descends-Chinese-village.html>>. Acesso em: 21 out. 2015.

BRITTER, R. E.; SIMPSON, J. E. Experiments on the dynamics of a gravity current head **Journal of Fluid Mechanics**, Great Britain, v. 88, n. 2, p. 223-240, 1978.

CHO, S. H.; COLIN, F.; SARDIN, M.; PROST, C. Settling velocity model of activated sludge. **Water Research**, [S. l.], v. 27, n. 7, p. 1237-1242, 1993.

CRITTENDEN, J. C.; TRUSSEL, R. R.; HAND, D. W.; HOWE, K. J.; TCHOBANOGLIOUS, G. **Water Treatment Principles and Design**. 3rd. ed. Hoboken: MWH, 2012.

CUNHA, M. V. P. de O. **Importância da frequência de descarte de lodo na eficiência dos decantadores de estações de tratamento de água em ciclo completo**. 2004. 263 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Civil) – Programa de Pós-Graduação em Engenharia Civil, Universidade Federal do Pará, Belém, 2004.

DECARBONISE: Solutions to Climate Change. **Improved discretisation and dynamic modelling of CO2 solubility during injection and subsequent convective dispersion**. 2014. Disponível em: <<http://decarboni.se/publications/improved-discretisation-and-dynamic-modelling-co2-solubility-during-injection-and-subsequent-convective-dispersion>>. Acesso em: 21 out. 2015.

EDZWALD, J. K. (Ed.) **Water Quality and Treatment**: a handbook on drinking water. 6th. ed. Denver: McGraw Hill, 2011.

ENSEEIH. **Kelvin-Helmholtz instability**. 2000. 8 p. Disponível em: <
http://hmf.enseeih.fr/travaux/CD0001/travaux/optmfn/hi/01pa/hyb72/kh/kh_theo.htm>.
Acesso em: 21 out. 2015.

FERREIRA, D. E. T. I. **Análise numérica de uma camada de mistura estavelmente estratificada com efeitos de declividade**. 2014. 153 f. Tese (Doutorado em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental) — Programa de Pós-Graduação em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre.

FRANCISCO, E. P. **Modelagem matemática e simulação numérica direta de correntes de gravidade poli-dispersas**. 2014. 92 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia e Tecnologia de Materiais) – Programa de Pós-Graduação em Engenharia e Tecnologia de Materiais, Pontifícia Universidade Católica do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 2014.

GLADSTONE, C.; PHILLIPS, J. C.; SPARKS, R. S. J. Experiments on bidisperse, constant-volume gravity currents: propagation and sediment deposition. **Sedimentology**, [S. l.], v. 45, [n. 5], p. 833-843, 1998.

GOULA, A. M.; KOSTOGLU, M.; KARAPANTSIOS, T. D.; ZOUBOULIS, A. I. CFD methodology for the design of sedimentation tanks in potable water treatment case study: the influence of a feed flow control baffle. **Chemical Engineering Journal**, [S. l.], v. 140, [n. 1-3], p. 110-121, 2008.

HERRERO, M. A.; RODRIGO, M. A note on Smoluchowski's equations with diffusion. **Applied Mathematics Letters**, [S. l.], v. 18, n. 9, p. 969-975, Sept. 2005. Disponível em: <
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0893965905000170>>

JULIEN, P. Y. **Erosion and Sedimentation**. 2nd. ed. Cambridge: Cambridge University Press, 2010.

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

LAIZET, S.; LI, N. Incompact3d: A powerful tool to tackle turbulence problems with up to hundreds of thousands computational cores. **International Journal for Numerical Methods in Fluids**, v.67, n.11, p.1735-1757, 2011.

LELE, S. Compact finite difference schemes with spectral-like resolution. **Journal of Computational Physics**, v.103, p.16-42, 1992.

LEPORE, S. **Mathematics can explain the end of Pompeii**. Science on the net: the Italian research in the world. 2012. Disponível em: <
<http://www.scienceonthenet.eu/content/article/mathematics-can-explain-end-pompeii>>.
Acesso em: 21 out. 2015.

MALIBORSKI, M.; ROSTWOROWSKI, A. Turbulent instability of anti-de sitter space time. **International Journal of Modern Physics A**, [S. l.], v. 28, n. 22-23, 12 p., 2013.

- NEUFELD, J. **Lobe-Cleft Patterns in the Leading Edge of a Gravity Current**. 2002. 56 f. Dissertação (Mestrado em ciências) – Department of Physics, University of Toronto, Toronto, 2002.
- PHIL HOPKINS RESEARCH GROUP. **Gizmo**: get off the grid. c2015. 9 p. Disponível em: <<http://www.tapir.caltech.edu/~phopkins/Site/GIZMO.html>>. Acesso em: 21 out. 2015.
- RAYLEIGH, L. Investigation of the character of the equilibrium of an incompressible heavy fluid of variable density. In: Proceedings of the London mathematical society, n. 14, 1883. **Proceedings...** London: 1883. p. 170-177.
- RICHTER, C. A.; NETTO, J. M. A. **Tratamento de água**: tecnologia atualizada. São Paulo: Blucher, 1991 (impressão 2007).
- SHENGTAI, L.; LI, H. **Parallel AMR code for compressible MHD or HD equations**. Los Alamos National Laboratory, 2006. Disponível em: <<http://math.lanl.gov/Research/Highlights/PDF/amrmhd.pdf>>. Acesso em: 12 out. 2015.
- SIMPSON, J. **Gravity currents**: In the environment and the laboratory. Cambridge University Press. 2nd Ed. 1997.
- SOUZA, J. F. A.; OLIVEIRA, L. R.; AZEVEDO, J. L. L.; SOARES, I. D.; MATA, M. M. Uma revisão sobre a turbulência e sua modelagem. **Revista Brasileira de Geofísica**, Rio de Janeiro, v. 29, n. 1, p. 21-41, mar. 2011. Disponível em: <http://www.scielo.br/scielo.php?script=sci_arttext&pid=S0102-261X2011000100002&lng=en&nrm=iso>. Acesso em: 3 jun. 2015.
- TENNEKES, H.; LUMLEY, J. L. **Turbulência em fluidos**. Lisboa: Fundação Calouste Gulbenkian, c1972.
- VALENCIA, J. A. **Teoría y práctica de la purificación del agua**. [Bogotá]: Acodal, 1992.
- VANDERHASSELT, A.; VANROLLEGHEM, P. A. Estimation of sludge sedimentation parameters from single batch settling curves. **Water Research**, [S. l.], v. 34, n. 2, p. 395-406, 2000.
- WINTERWERP, J. C. **On the dynamics of high-concentrated mud suspensions**. Delft: Delft University of Technology, 1999. Communications on Hydraulic and Geotechnical Engineering n. 99-3.
- ZHANG, D. **Optimize sedimentation tank and lab flocculation unit by CFD**. 2014. 105f. Dissertação (Mestrado em ciências matemáticas e tecnologia). Department of mathematical science and technology, Norwegian University of Life Sciences, Ås, 2014.