

**ANÁLISE DA ENERGIA CINÉTICA DA TURBULÊNCIA
EM CORRENTES DE TURBIDEZ A PARTIR DE
METODOLOGIA FÍSICA E NUMÉRICA**

Lucas de Freitas Pereira

Porto Alegre
Dezembro 2019

LUCAS DE FREITAS PEREIRA

**ANÁLISE DA ENERGIA CINÉTICA DA TURBULÊNCIA
EM CORRENTES DE TURBIDEZ A PARTIR DE
METODOLOGIA FÍSICA E NUMÉRICA**

TRABALHO DE CONCLUSÃO
APRESENTADO AO INSTITUTO DE
PESQUISAS HIDRÁULICAS DA
UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO
GRANDE DO SUL COMO PARTE DOS
REQUISITOS PARA A OBTENÇÃO DO
TÍTULO DE ENGENHEIRO HÍDRICO.

Orientador: Rafael Manica
Coorientadora: Luísa Vieira Lucchese

Porto Alegre

Dezembro 2019

CIP - Catalogação na Publicação

Pereira, Lucas de Freitas
Análise da Energia Cinética da Turbulência em
Correntes De Turbidez a Partir de Metodologia Física e
Numérica / Lucas de Freitas Pereira. -- 2019.
77 f.

Orientador: Rafael Manica.

Coorientadora: Luísa Vieira Lucchese.

Trabalho de conclusão de curso (Graduação) --
Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Instituto
de Pesquisas Hidráulicas, Curso de Engenharia Hídrica,
Porto Alegre, BR-RS, 2019.

1. Corrente de turbidez. 2. Turbulência. 3. Energia
cinética da turbulência. 4. Modelagem física. 5.
Simulação numérica direta. I. Manica, Rafael, orient.
II. Lucchese, Luísa Vieira, coorient. III. Título.

Folha de Aprovação

Lucas de Freitas Pereira

Análise da Energia Cinética da Turbulência em Correntes de Turbidez a Partir de
Metodologia Física e Numérica

Trabalho de Conclusão de Curso em Engenharia Hídrica da Universidade Federal do Rio Grande do Sul defendido e aprovado em dia 11/12/2019 pela Comissão Avaliadora constituída pelos professores:

Banca Examinadora:

.....
MSc. Luísa Vieira Lucchese
Coorientadora

.....
Prof. Dra. Daniela Guzzon Sanagiotto
Departamento de Hidromecânica e Hidrologia

.....
Prof. MSc. Karina Ruschel
Escola Politécnica PUCRS – Engenharia Mecânica

Conceito:.....

RESUMO

Ao ocorrerem em meio subaquoso, seja no leito oceânico ou no fundo de reservatórios, as correntes de turbidez são fluxos carregados de sedimento nos quais a diferença de densidade proporcionada pela mistura de água e partículas sólidas é a força motriz para o movimento. Nestes escoamentos, o principal mecanismo de suporte dos grãos em suspensão é a turbulência do escoamento. Dentro do estudo da turbulência, a energia cinética da turbulência (TKE) representa uma medida direta da intensidade da turbulência no escoamento e, a partir da equação da variação desta propriedade, pode-se avaliar a influência dos diferentes mecanismos de transporte, incorporação e dissipação de TKE. O estudo da turbulência nestes escoamentos foi realizado por diferentes autores a partir de medições de correntes de turbidez simuladas fisicamente ou de simulações numéricas – a partir do cálculo das equações governantes do escoamento. No presente trabalho é apresentada uma abordagem integrada no estudo da TKE em correntes de turbidez. A partir de simulações físicas realizadas no âmbito de um projeto de pesquisa, nas quais diferentes misturas de água e carvão mineral foram injetadas em um canal horizontal, geram-se correntes de turbidez. Nestes experimentos foram medidos perfis de velocidades e concentrações que foram definidos como condições de contorno de entrada em um domínio computacional – no código *Incompact3d* – no qual foram simuladas (através de simulação numérica direta) correntes de turbidez polidispersas semelhantes aos experimentos físicos, para um pequeno trecho do canal no qual foram realizadas as simulações físicas. Os resultados das simulações numéricas foram comparados com resultados das simulações físicas que não foram inseridos no domínio computacional, apresentando semelhanças na intensidade (diferenças <11%) e na distribuição da TKE ao longo das escalas. Com os resultados obtidos das simulações numéricas foram calculados os perfis verticais de TKE e o balanço da variação da TKE ao longo da vertical. Os perfis verticais de TKE apresentaram semelhanças a perfis descritos na literatura. Através do cálculo do balanço da variação da TKE observou-se: a predominância dos mecanismos de produção turbulenta e dissipação viscosa; a relevância do mecanismo de transporte pelas tensões viscosas na manutenção da TKE; uma menor relevância do mecanismo de transporte pelas tensões de Reynolds; pequenos valores de transporte devido às forças de empuxo.

Palavras-chave: Corrente de turbidez; Turbulência; Energia cinética da turbulência; Modelagem física; Simulação numérica direta.

RESUMEN

Al ocurrir en medio sub-acuoso, sea sobre el lecho oceánico o en fondo de reservorio, las corrientes de turbidez son flujos cargados de sedimento en los cuales la diferencia de densidad proporcionada por la mistura del agua con estas partículas sólidas es la fuerza motriz para el movimiento. En estos escurrimientos, el principal mecanismo que mantiene los granos en suspensión es la turbulencia del flujo. En el estudio de la turbulencia, la energía cinética de la turbulencia (TKE) representa una medida directa de la intensidad de la turbulencia del escurrimiento y a partir de la ecuación del balance de la variación de tal propiedad, se puede evaluar la influencia de los diferentes mecanismos de transporte, incorporación y disipación de TKE. El estudio de la turbulencia en estos flujos fue realizado por diferentes autores a partir de mediciones de corrientes de turbidez simuladas físicamente o de simulaciones numéricas – a partir del cálculo de las ecuaciones gobernantes del escurrimiento. En el presente trabajo se presenta un abordaje integrado en el estudio de la TKE en corrientes de turbidez. A partir de simulaciones físicas realizadas en el ámbito de un proyecto de investigación, en las cuales diferentes mezclas de agua y carbón mineral fueron inyectadas en un canal horizontal, generando corrientes de turbidez. En estos experimentos fueron medidos perfiles de velocidades y concentraciones que fueron definidos como condiciones de borde de entrada en un dominio computacional – en el código *Incompact3d* – en lo cual fueron simuladas (a partir de simulación numérica directa) corrientes de turbidez semejantes a los experimentos físicos, para un pequeño tramo del canal en lo cual fueron realizadas las simulaciones físicas. Los resultados de las simulaciones numéricas fueron comparados con resultados de las simulaciones físicas que no fueron inseridos en el dominio computacional, presentando semejanzas en la intensidad (diferencias <11%) y en la distribución de la TKE al largo de las escalas. A partir de los resultados de los resultados de las simulaciones numéricas fueron calculados los perfiles verticales de TKE y el balance de la variación de TKE al largo de la vertical. Los perfiles verticales de TKE presentaron semejanzas a perfiles descritos en la literatura. A través del cálculo del balance de la variación de la TKE se pudo observar: la predominancia de los mecanismos de producción turbulenta y disipación viscosa; la relevancia del mecanismo de transporte por las tensiones viscosas en la manutención de la TKE; una menor relevancia del mecanismo de transporte por las tensiones de Reynolds; pequeños valores de transporte debido a las fuerzas de empuje.

Palabras-clave: Corriente de turbidez; Turbulencia en corrientes de turbidez; Energía cinética de la turbulencia; Modelaje físico; Simulación numérica directa.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 3.1. Classificação das correntes de densidade. (Fonte: MULDER; ALEXANDER, 2001)	22
Figura 3.2. Anatomia das correntes de turbidez. (Fonte: MANICA, 2009).....	23
Figura 3.3. Cabeça e nariz das correntes de turbidez. (Fonte: traduzido de Kneller e Buckee, 2000).....	24
Figura 3.4. Perfis de velocidade e concentração característicos das correntes de turbidez. O mesmo perfil de velocidade é usado em cada caso de referência. (Fonte: KNELLER; BUCKEE, 2000).....	25
Figura 3.5. Relação entre escala e qualidade dos resultados. (Fonte: Adaptado de Peakall et al., 1996)	27
Figura 3.6. Esquema ilustrativo da cascata de energia. K, f e L são o número de onda, frequência e o tamanho do vórtice associado à densidade espectral E(k). (Fonte: Adaptado de Soares e Neto, 2014)	33
Figura 3.7. Balanço de TKE para um escoamento sobre o dossel de árvores. Ps = produção turbulenta. TT = transporte turbulento. Tp = trabalho das forças de empuxo. Dcd = trabalho de deformação contra o dossel das árvores. Dsgs = taxa de transferência às pequenas escalas. (Fonte: Dwyer et al., 1997)	34
Figura 3.8. (A): distribuição vertical da TKE medida em correntes de densidade medida através de LDA (KNELLER; BENNETT; MCCAFFREY, 1999). (B): distribuição vertical de TKE para uma corrente de turbidez de alta (HD) e uma de baixa (LD) densidade (BUCKEE; KNELLER; PEAKALL, 2000).....	35
Figura 3.9. (A): distribuição vertical de TKE para correntes de turbidez modeladas através de modelos de produção e dissipação (EIDSVIK; BRØRS, 1989). (B): distribuição vertical da TKE medida em correntes de turbidez simuladas por LES. Linha tracejada: velocidade de queda igual a 2×10^{-2} . Linha contínua: velocidade de queda nula. (KNELLER et al., 2016).	36
Figura 4.1. Fluxograma das etapas da metodologia. (Fonte: elaborado pelo autor)	37
Figura 4.2. Croqui do canal onde foram realizados os experimentos. O prefixo “EM” designa Estação de Medição. (Reprodução: NECOD).....	38
Figura 4.3. Foto vista superior do canal onde foram realizados os experimentos. (Reprodução: NECOD)	39
Figura 4.4. Curva granulométrica do carvão mineral utilizado. (Fonte: elaborado pelo autor).....	40
Figura 4.5. Posicionamento dos equipamentos em relação ao fundo do canal. (Fonte: MANICA et al., 2017).....	42
Figura 4.6. Perfil teórico de velocidades adotado. (Fonte: adaptado de Altinakar, 1993)	43
Figura 4.7. Arranjo das variáveis na malha computacional. (Fonte: LAIZET; LAMBALLAIS, 2009)	50

Figura 4.8. Estrutura do Incompact3d com decomposição bidimensional do domínio. (Fonte: LAIZET; LUCCHESI; MONTEIRO, 2016)	50
Figura 5.1. Série temporal de velocidade registradas na simulação F1. (Fonte: elaborado pelo autor)	54
Figura 5.2. Séries temporais de velocidade registradas na simulação F2. (Fonte: elaborado pelo autor)	55
Figura 5.3. Séries temporais de concentração registradas na simulação F-1. (Fonte: elaborado pelo autor)	56
Figura 5.4. Séries temporais de concentração registradas na simulação F2. (Fonte: elaborado pelo autor)	56
Figura 5.5. Perfis de velocidade e concentração ajustados para as diferentes simulações físicas. (Fonte: elaborado pelo autor)	58
Figura 5.6. Classes representativas adotadas para representação do sedimento nas simulações numéricas. (Fonte: elaborado pelo autor)	59
Figura 5.7. Região do canal simulada numericamente. (Fonte: próprio autor)	61
Figura 5.8. Desenvolvimento do escoamento para a simulação N1. Visualização da concentração da classe de sedimento C3 (Fonte: próprio autor)	62
Figura 5.9. Desenvolvimento do escoamento para a simulação N2. Visualização da concentração da classe de sedimento C3 (Fonte: próprio autor)	63
Figura 5.10. Registros de velocidade das simulações física e numérica F1 e N1. (Fonte: próprio autor)	65
Figura 5.11. Registros de velocidade das simulações física e numérica F2 e N2. (Fonte: próprio autor)	65
Figura 5.12. Densidade espectral das flutuações de velocidade para as simulações F1 e N1. (Fonte: próprio autor)	66
Figura 5.13. Densidade espectral das flutuações de velocidade para as simulações F2 e N2. (Fonte: próprio autor)	67
Figura 5.14. Perfil de velocidade e de TKE analisados para N1. Linha tracejada horizontal preta: altura de ocorrência da velocidade máxima. (Fonte: próprio autor) ...	68
Figura 5.15. Perfil de velocidade e de TKE analisados para N2. Linha tracejada horizontal preta: altura de ocorrência da velocidade máxima. (Fonte: próprio autor) ...	68
Figura 5.16. Balanço da variação de TKE ao longo da vertical para a simulação N1. Linha tracejada horizontal preta: altura de ocorrência da velocidade máxima. (Fonte: próprio autor)	70
Figura 5.17. Balanço da variação de TKE ao longo da vertical para a simulação N2. Linha tracejada horizontal preta: altura de ocorrência da velocidade máxima. (Fonte: próprio autor)	70

LISTA DE TABELAS

Tabela 4.1. Dados dos ensaios realizados. (Fonte: elaborado pelo autor).....	39
Tabela 4.2. Características do medidor de concentração ultrassônico (UHCM). (Fonte: DELFT HYDRAULICS, 2005).....	41
Tabela 4.3. Características do medidor de velocidade ultrassônico (UVP). (Fonte: MET FLOW SWITZERLAND, 2002)	41
Tabela 4.4. Características do velocímetro acústico por efeito Doppler (ADV). (Fonte: NORTEK-AS, 2009)	41
Tabela 4.5. Erro de truncamento dos esquemas espaciais e temporais. (Fonte: elaborado pelo autor).....	49
Tabela 4.6. Plano de simulações. (Fonte: elaborado pelo autor)	51
Tabela 4.7. Coeficientes das diferenças finitas utilizadas para o cálculo da equação (4.31). (Fonte: elaborado pelo autor).....	53
Tabela 5.1. Valores de referência e número de Reynolds para as simulações F-1 e F2. (Fonte: elaborado pelo autor)	57
Tabela 5.2. Parâmetros ajustados para as equações 4.1, 4.2 e 4.3. (Fonte: elaborado pelo autor).....	57
Tabela 5.3. Características das classes granulométricas selecionadas. (Fonte: elaborado pelo autor).....	59
Tabela 5.4. Velocidades de queda adimensionalizadas para as simulações F-1 e F-2. (Fonte: elaborado pelo autor)	59
Tabela 5.5. Tamanho do domínio computacional simulado. (Fonte: elaborado pelo autor).....	60
Tabela 5.6. Tamanho da malha computacional, espaçamento em cada direção e passo de tempo adotado. (Fonte: elaborado pelo autor)	61
Tabela 5.7. TKE média calculada para o intervalo de tempo registrado. (Fonte: elaborado pelo autor)	64

LISTA DE SIGLAS

- UFRGS** – Universidade Federal do Rio Grande do Sul;
- NECOD** – Núcleo de Estudos de Correntes de Densidade;
- DNS** – Simulação numérica direta;
- LES** – Simulação de grandes turbilhões;
- TKE** – Energia cinética da turbulência;
- NETT** – Núcleo de Estudos de Transição e Turbulência;
- CESUP** – Centro de Supercomputação da UFRGS;
- TP** – Trabalho das forças de empuxo;
- TT** – Transporte pelas tensões turbulentas de Reynolds;
- TV** – Transporte pelas tensões viscosas;
- PT** – Produção turbulenta;
- DV** – Dissipação viscosa;
- ADV** – Velocímetro acústico por efeito Doppler (*Acoustic Doppler Velocimeter*);
- UVP** – Perfilador de velocidades ultrassônico (*Ultrasound Velocity Profiler*);
- UHCM** – Medidor de altas concentrações ultrassônico (*Ultrasonic High Concentration Meter*);

LISTA DE SÍMBOLOS

- ρ – massa específica;
- η, H – variável genérica;
- Δ – variação;
- \mathfrak{Fr} – número de Froude densimétrico;
- u – velocidade;
- g' – aceleração da gravidade descontados os efeitos de empuxo;
- h – altura;
- $x_{i,j}$ – dimensão em notação indicial para $\{i = 1, 2, 3\}$ ou $\{j = 1, 2, 3\}$;
- $u_{i,j}$ – velocidade na direção $x_{i,j}$ escrita em notação indicial para $\{i = 1, 2, 3\}$ ou $\{j = 1, 2, 3\}$;
- p – pressão;
- ν – coeficiente de viscosidade cinemático;
- Re – número de Reynolds;
- l – comprimento característico;
- k – energia cinética da turbulência;
- κ – número de onda;
- E – densidade espectral;
- C, ϕ – concentração volumétrica de sedimento em suspensão;
- h_t – altura total da corrente de turbidez;
- U_m – velocidade máxima do perfil de velocidades médio da corrente de turbidez;
- h_m – altura de ocorrência da velocidade máxima do perfil médio de velocidades;
- x – dimensão do escoamento correspondente a x_1 ;
- y – dimensão do escoamento correspondente a x_2 ;
- z – dimensão do escoamento correspondente a x_3 ;
- t – tempo;
- $\tilde{\eta}$ – variável qualquer dimensional;
- δ_s – densidade do sedimento;
- Ri – número de Richardson;

- w_s – velocidade de queda do sedimento;
- Sc – número de Schmidt;
- d_i – diâmetro do sedimento de classe i ;
- $U_{i,j}$ – velocidade média na direção $x_{i,j}$ escrita em notação indicial para $\{i = 1, 2, 3\}$ ou $\{j = 1, 2, 3\}$;
- $S_{i,j}$ – taxa de deformação média escrita em notação indicial para $\{i = 1, 2, 3\}$ ou $\{j = 1, 2, 3\}$;
- $s_{i,j}$ – taxa de deformação instantânea escrita em notação indicial para $\{i = 1, 2, 3\}$ ou $\{j = 1, 2, 3\}$;
- $\delta_{i,j}$ – delta de Kroneker;

Sumário

1	INTRODUÇÃO	15
2	DIRETRIZES DA PESQUISA	17
2.1	QUESTÃO DE PESQUISA	17
2.2	OBJETIVOS DA PESQUISA	17
2.2.1	Objetivo principal	17
2.2.2	Objetivos secundários	17
2.3	PRESSUPOSTOS	18
2.4	PREMISSA	18
2.5	DELIMITAÇÃO	18
2.6	LIMITAÇÕES	18
2.7	DELINEAMENTO	19
3	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	21
3.1	CARACTERIZAÇÃO DAS CORRENTES DE TURBIDEZ	21
3.1.1	Características do escoamento	23
3.1.2	Perfis de velocidade e concentração	24
3.2	ESTUDO DAS CORRENTES DE TURBIDEZ	26
3.2.1	Modelagem física	26
3.2.2	Simulação numérica	29
3.3	ENERGIA CINÉTICA DA TURBULÊNCIA	31
4	METODOLOGIA	37
4.1	MODELAGEM FÍSICA	38
4.1.1	Tratamento dos dados das simulações físicas	42
4.2	SIMULAÇÃO NUMÉRICA	44
4.2.1	Equações governantes	44
4.2.2	Modelo numérico	47
4.2.3	Equipamento e plano de simulações	51
4.3	CÁLCULO DO BALANÇO DA ENERGIA CINÉTICA DA TURBULÊNCIA	51
5	RESULTADOS E DISCUSSÕES	54
5.1	TRATAMENTO DOS DADOS DAS SIMULAÇÕES FÍSICAS	54

5.1.1	Perfis de velocidade e concentração.....	54
5.1.2	Discretização da curva granulométrica e cálculo da velocidade de queda ..	58
5.2	SIMULAÇÕES NUMÉRICAS	60
5.2.1	Domínio computacional e tempo de cálculo	60
5.2.2	Simulações numéricas	61
5.2.3	Comparações com as simulações físicas	64
5.3	CÁLCULO DO BALANÇO DE TKE	67
6	CONCLUSÕES	72
	REFERÊNCIAS	74

1 INTRODUÇÃO

Correntes de turbidez são fluxos gravitacionais subaquosos carregados de partículas, as quais são majoritária ou totalmente mantidas em suspensão pela turbulência do escoamento (MEIBURG; KNELLER, 2010). Nos ambientes naturais, as correntes de turbidez são importantes por transportarem uma considerável quantidade de sedimento em meios subaquosos como lagos, reservatórios e oceanos, por exemplo, como ocorreu no evento natural de Grand Banks em 1929 (HEEZEN; EWING, 1952).

As correntes de turbidez apresentam como principais características: a concentração de material em suspensão; as propriedades reológicas; o tamanho do material granular (particulado) em suspensão; e o mecanismo de suporte deste material. Enquanto as três primeiras características citadas são propriedades da mistura e do sedimento, no caso das correntes de turbidez, o mecanismo de suporte – a turbulência – é uma propriedade do escoamento e não da mistura.

A turbulência nas correntes de turbidez foi caracterizada por diversos autores (p. ex. (BENJAMIN, 1968; BUCKEE; KNELLER; PEAKALL, 2000; JIMÉNEZ-HÄRTEL; MEIBURG, 1999), porém os dados medidos de que se dispõe são limitados pelos baixos números de Reynolds (geralmente menores a magnitude de 10^4) dos escoamentos reproduzidos em laboratório e pela grande dificuldade em realizar medições destes fenômenos em campo. Na natureza, estes escoamentos geralmente ocorrem com números de Reynolds superiores a 10^5 , podendo chegar a impressionantes 10^{10} (MEIBURG; KNELLER, 2010).

Do ponto de vista da engenharia, o estudo científico das correntes de turbidez vem sendo realizado de através de metodologias físicas e numéricas. Tendo em vista as dificuldades de medições detalhadas de velocidades e concentrações em correntes de turbidez e os grandes avanços da dinâmica de fluidos computacional nas últimas décadas, utilizar recursos numéricos para explorar com mais detalhes a dinâmica das correntes de turbidez é muito atrativo. Por meio de simulação numérica, é possível ter mais flexibilidade na escolha de parâmetros a serem estudados em relação as simulações físicas. Por outro lado, a comparação dos resultados obtidos por meio de simulações

numéricas com os de simulações físicas é imprescindível para que se possa avaliar a validade das suposições adotadas para o cálculo matemático.

Analisar com maior detalhe o comportamento do principal mecanismo de suporte dos grãos nas correntes de turbidez, a turbulência, pode contribuir para melhor compreensão deste fenômeno com relação ao transporte de sedimentos, em especial na interação entre o fluido e suas partículas em suspensão. Neste trabalho se buscou associar as metodologias física e numérica para obter dados com resolução suficiente para fazer o balanço da energia cinética da turbulência em uma corrente de turbidez.

2 DIRETRIZES DA PESQUISA

Nesta seção serão apresentadas as diretrizes para a elaboração deste estudo.

2.1 QUESTÃO DE PESQUISA

O trabalho visa responder a seguinte questão: como se dá o balanço da variação da energia cinética da turbulência ao longo da vertical de uma corrente de turbidez?

2.2 OBJETIVOS DA PESQUISA

Os objetivos da pesquisa se distinguem entre o principal e os secundários, como descritos nos seguintes itens.

2.2.1 Objetivo principal

O objetivo principal consiste em analisar a energia cinética da turbulência (TKE) em correntes de turbidez utilizando abordagens via simulação física e numérica.

2.2.2 Objetivos secundários

Os objetivos secundários do trabalho são:

- a) Implementar as condições de contorno que representem a turbulência do escoamento ao código *Incompact3d* a partir de medições realizadas no modelo físico;
- b) Comparar os resultados das simulações numéricas e físicas;
- c) Analisar os mecanismos influentes na variação da TKE nas correntes simuladas.

2.3 PRESSUPOSTOS

O trabalho tem como pressuposto que a partir do código *Incompact3d* se pode simular correntes de turbidez, semelhantes às simuladas em modelos físicos, com uma exatidão suficiente para calcular a distribuição de energia cinética da turbulência no escoamento.

2.4 PREMISA

Assume-se que a energia cinética da turbulência em correntes de turbidez é um fator importante na dinâmica das correntes de turbidez, influenciando no desenvolvimento do escoamento e transporte de sedimentos.

2.5 DELIMITAÇÃO

As correntes de turbidez serão geradas em laboratório e as simulações numéricas foram feitas através do código aberto *Incompact3d* para apenas um trecho do canal no qual foram realizadas as simulações físicas. As simulações físicas foram realizadas no Núcleo de Estudos de Correntes de Densidade (NECOD) e as simulações numéricas no supercomputador Newton do Centro de Supercomputação da Universidade Federal do Rio Grande do Sul (CESUP-UFRGS).

2.6 LIMITAÇÕES

São limitações do trabalho:

- a) Será utilizado apenas sedimento não coesivo;
- b) Serão estudados apenas escoamentos nos quais a hipótese de incompressibilidade é válida e o fluido é Newtoniano;
- c) As correntes de turbidez simuladas serão apenas de baixa concentração nas quais, para a variação de massa específica, a aproximação de *Boussinesq* é válida.
- d) O depósito das correntes de turbidez não será avaliado;

- e) A simulação numérica será realizada para um canal de fundo fixo;
- f) Serão usadas classes características da distribuição granulométrica do sedimento utilizado.

2.7 DELINEAMENTO

Nos seguintes itens serão apresentadas as etapas para a realização do trabalho:

- a) Revisão bibliográfica;
- b) Análise dos dados obtidos nas simulações físicas;
- c) Implementação das condições de contorno no *Incompact3d*;
- d) Comparação dos resultados das simulações numéricas com as simulações físicas;
- e) Cálculo da energia cinética da turbulência;
- f) Análise dos resultados;
- g) Considerações finais.

Primeiramente será realizada uma **revisão bibliográfica** apresentando os principais conceitos de correntes de turbidez com base nos principais estudos já realizados elucidando a importância da energia cinética da turbulência no fenômeno. Serão apresentadas as equações governantes do escoamento e as características do código *Incompact3d*, justificando sua escolha diante das demais opções para a realização das simulações numéricas.

Para que os resultados numéricos se assemelhem às simulações físicas, será feita uma **análise dos dados obtidos nas simulações físicas** para definir os perfis de velocidades e concentrações que serão inseridos como condição de entrada no trecho do canal simulado.

Depois de obtidos os dados das simulações físicas será feita a **implementação das condições de contorno no *Incompact3d*** e definidas as malhas temporal e espacial iniciais.

Posteriormente, serão **comparados os resultados das simulações numéricas com as simulações físicas.**

Depois de simuladas as correntes de turbidez e obtidos os campos de velocidade necessários será feito o **cálculo do balanço da energia cinética da turbulência** e de suas diferentes componentes.

Após será realizada a **análise dos resultados** e uma comparação entre as diferentes simulações, resultados das simulações físicas e estudos já realizados.

Finalmente, apresentadas a metodologia do trabalho, resultados obtidos e análises realizadas serão descritas as **considerações finais** que o autor considera pertinentes sobre o trabalho.

3 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Neste capítulo serão apresentadas as temáticas abordadas pelo trabalho, visando elucidar a fundamentação teórica a partir de uma revisão da literatura acadêmica disponível. Inicialmente será apresentada uma introdução às correntes de turbidez e as características deste tipo de escoamento e, posteriormente, aborda-se os temas específicos importantes para o presente trabalho.

3.1 CARACTERIZAÇÃO DAS CORRENTES DE TURBIDEZ

Correntes de densidade são definidas como escoamentos horizontais nos quais a força motriz é a diferença de densidade entre o fluido que escoar e o fluido que o circunda. Essa diferença pode ser dada por diferença de temperatura, diferença de salinidade ou pela presença de material particulado em suspensão. A diferença de densidade devido a este último fator ocorre em diferentes ambientes, dando origem a diferentes fenômenos como avalanches, tempestades de areia, entre outros (ver SIMPSON, 1997).

Neste trabalho serão abordadas aquelas correntes nas quais a presença de sedimento em suspensão é a responsável pela diferença de densidade que resulta na força motriz para o movimento. Tais fluxos gravitacionais também são denominados correntes de densidade não conservativas, devido aos intensos processos de sedimentação e erosão que ocorrem durante o escoamento.

Diferente dos dois primeiros fatores citados (diferença de salinidade e temperatura), as correntes de densidade necessitam de um mecanismo de suporte para que o material em suspensão não deposite e o escoamento cesse. Quando o principal mecanismo de suporte dos grãos é a turbulência, se denomina essa corrente de densidade de corrente de turbidez (MIDDLETON; HAMPTON, 1973). Neste tipo de escoamento a concentração volumétrica de sedimento em suspensão é normalmente baixa (0,1 a 7%) na qual as interações entre as partículas de sedimento são desprezíveis, porém a extrema dificuldade em medir as concentrações nestes escoamentos em ambiente natural mantém uma elevada incerteza quanto a esta concentração em eventos de grandes dimensões (MEIBURG; KNELLER, 2010).

A figura 3.1 apresenta outra importante classificação das correntes de densidade, proposta por Mulder e Alexander (2001), classificando-as quanto a sua massa específica em relação ao fluido ambiente, implicando na maneira em como a corrente de densidade se propaga. Caso a densidade do fluido aportado seja igual a do meio se observa a propagação de uma corrente de densidade homopical. Em caso de massas de água estratificadas (em ocorrência de termoclinas, por exemplo), se o fluido aportado possui massa específica maior que a região superior e menor que a região inferior, será gerada uma corrente mesopical. Quando a corrente de densidade tem menor massa específica que o meio, a corrente de densidade gerada se denomina hipopical. O último caso ocorre quando a densidade da corrente é maior que a densidade do meio e se denomina corrente de densidade hiperpical.

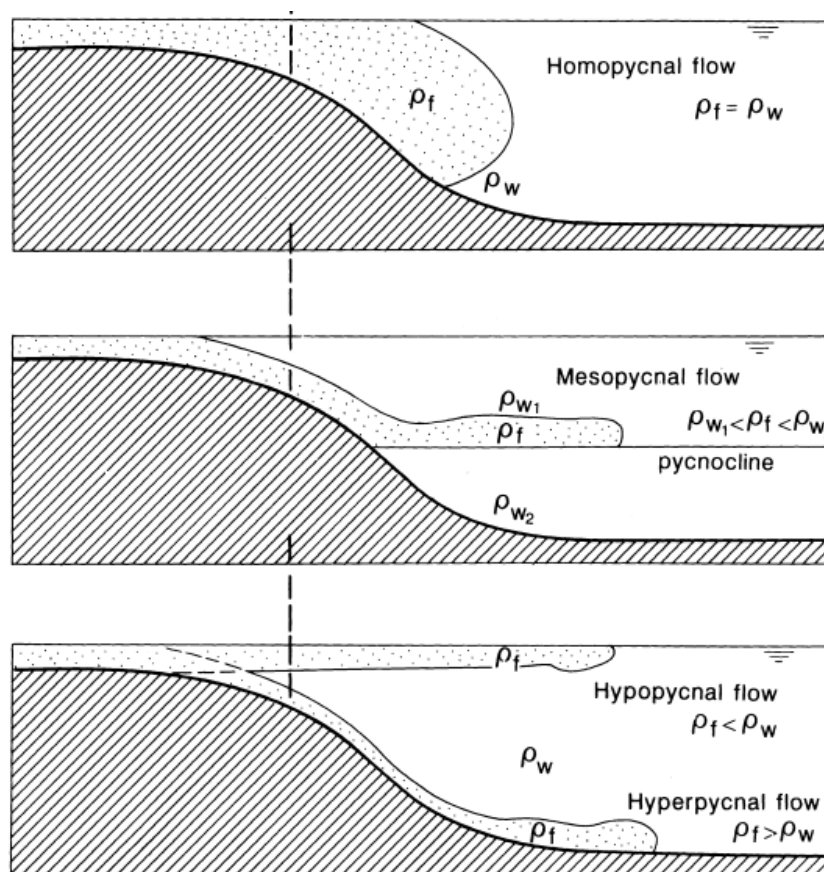


Figura 3.1. Classificação das correntes de densidade de acordo com a diferença de densidade entre esta e o meio, onde ρ_f é a densidade do fluido da corrente e ρ_w a densidade do fluido ambiente. (Fonte: MULDER; ALEXANDER, 2001)

Do ponto de vista da engenharia, as correntes de turbidez subaquáticas tomam importância devido a sua interferência no ciclo do sedimento, seja em lagos e reservatórios ou no fundo do mar, transportando grandes quantidades de sedimento por grandes distâncias. O poder erosivo destas correntes, em um contexto geológico, é

responsável pela formação de cânions submarinos nas plataformas continentais e pelo transporte de silte e areia às profundidades do oceano (BONNECAZE; HUPPERT; LISTER, 1993).

3.1.1 Características do escoamento

As correntes de turbidez podem ser geradas de diferentes maneiras. Normark e Piper (1991) descreveram diferentes processos de formação de correntes de turbidez, como descargas de rios em lagos e reservatórios, falhas sedimentares dependentes de mecanismos de ignição (como abalos sísmicos) e falhas sedimentares em deltas.

Uma vez iniciadas, as correntes de turbidez apresentam uma geometria dividida em três partes distintas: a cabeça, o corpo e – algumas vezes – a cauda. A figura 3.2 apresenta as três partes que compõem as correntes de turbidez. A cabeça da corrente se caracteriza pela presença das estruturas turbulentas de lobos e fendas. Allen (1971) e Middleton (1993) justificam que a cabeça tem sua importância sedimentológica por ser uma região de intensa erosão e elevado carreamento do fluido ambiente.

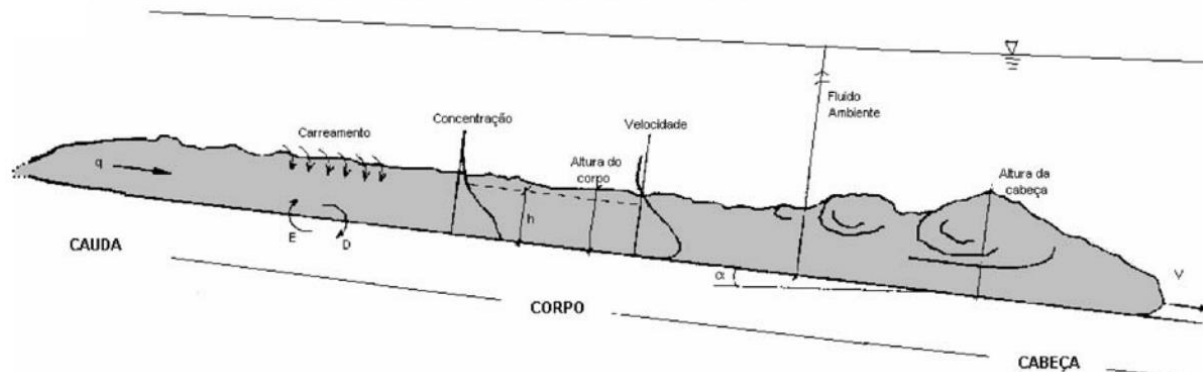


Figura 3.2. Anatomia das correntes de turbidez. (Fonte: MANICA, 2009)

A cabeça apresenta uma elevação frontal característica chamada de nariz da corrente, resultado da fricção entre o fluido e o leito e da resistência por fricção com o fluido ambiente (KNELLER; BUCKEE, 2000). Após sua passagem se identifica na região superior da corrente uma série de vórtices de Kelvin-Helmholtz, responsáveis por uma alta taxa de incorporação de fluido ambiente à corrente (BRITTER; SIMPSON, 1978). Na região inferior da corrente, localizada imediatamente abaixo do nariz, ocorre carreamento de fluido ambiente, porém Simpson e Britter (1979) demonstraram que apenas aproximadamente 1% do volume total de fluido ambiente incorporado pela cabeça da corrente provem deste carreamento. A figura 3.3 ilustra estas estruturas.

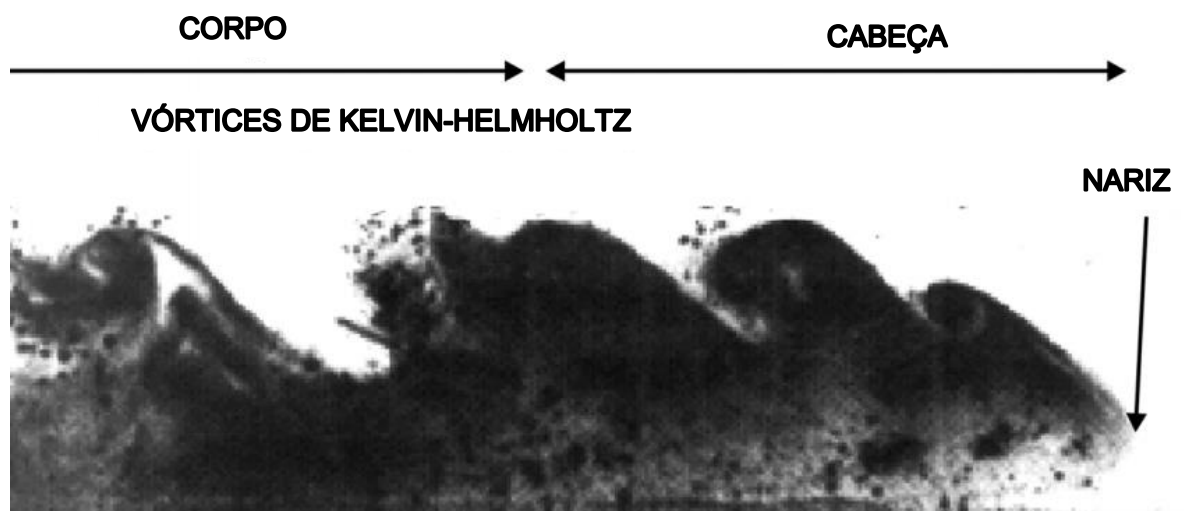


Figura 3.3. Cabeça e nariz das correntes de turbidez. (Fonte: traduzido de Kneller e Buckee, 2000)

Simpson e Britter (1979) definiram a região subsequente à cabeça – o corpo – como composta por duas diferentes partes, sendo uma camada inferior mais densa e uma região superior mais diluída, resultado da mistura provocada pelos efeitos da passagem da cabeça, chamada de camada de mistura.

O corpo se caracteriza por deslocar-se com uma velocidade local maior que a cabeça da corrente. Middleton (1993) atribui isto à formação de vórtices atrás da cabeça da corrente, provocando uma diluição desta região, assim, para manter a taxa constante de avanço, ocorre um aumento da velocidade do corpo, compensando esta região diluída.

A cauda é estágio final do corpo das correntes de turbidez e se caracteriza por baixíssimas velocidades, por diminuir sua espessura ao longo do tempo, diluindo cada vez mais esta zona, resultando na sedimentação do sedimento fino e desaceleração do fluxo.

3.1.2 Perfis de velocidade e concentração

Na literatura, diversos autores apresentam o perfil de velocidades médio característico de uma corrente de turbidez (ELLISON; TURNER, 1959; GARCIA; PARKER, 1993; MANICA, 2009; PARKER et al., 1987). De maneira geral esse perfil apresenta um valor nulo de velocidade nas interfaces inferior e superior. Analisando desde o leito em direção ao topo da corrente, ortogonalmente ao fundo, se observa um aumento gradual da velocidade, semelhante a um perfil de velocidades logarítmico clássico de escoamento a superfície livre (p.ex.: canais), até uma velocidade máxima que ocorre a

uma altura controlada pela razão entre a força de arraste na interface superior e inferior (KNELLER; BUCKEE, 2000). Seguindo em direção ao limite superior a velocidade decresce até seu valor mínimo (podendo ser contra o sentido do escoamento médio) até a interface superior.

Em relação ao perfil de concentração, Kneller e Buckee (2000) compilam quatro diferentes modelos de perfil de concentração obtidos através de medições realizadas em correntes de turbidez e correntes salinas. A figura 3.4 apresenta os quatro tipos de perfis de concentração propostos por estes autores e no quadro 3.1 a descrição dos mesmos.

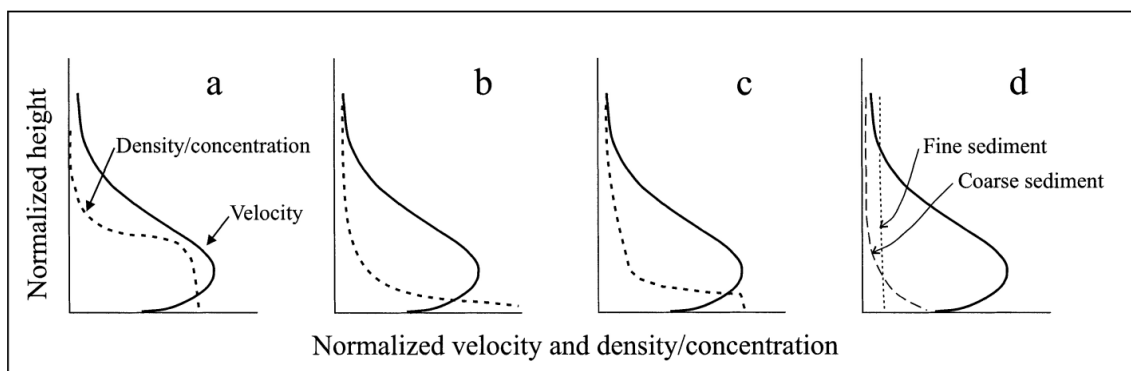


Figura 3.4. Perfis de velocidade e concentração característicos das correntes de turbidez. O mesmo perfil de velocidade é usado em cada caso de referência. (Fonte: KNELLER; BUCKEE, 2000)

Quadro 3.1. Descrição dos perfis de concentração característicos das correntes de turbidez. (Fonte: elaborado pelo autor)

Perfil Característico	Descrição dada por Kneller e Buckee (2000)
a	Modelo bidimensional típico. O fluxo se divide em uma zona inferior, mais densa, e superior, mais diluída, devido ao carreamento do fluido ambiente.
b	Perfil típico de correntes de densidade não conservativas com baixa concentração, as quais são fortemente estratificadas, com o gradiente de densidade maior próximo a base da corrente e decrescendo rapidamente próximo aos níveis de velocidade máxima.
c	Distribuição característica de correntes erosionais ou com alta taxa de carreamento na camada superior.
d	Baseado em experimentos nos quais a distribuição granulométrica foi medida, mostrando que o material fino se distribui mais uniformemente na vertical do que o material mais grosso, o qual tende a se tornar mais concentrado na camada inferior do fluxo.

3.2 ESTUDO DAS CORRENTES DE TURBIDEZ

No âmbito da engenharia, a dinâmica das correntes de turbidez pode ser estudada através de modelagem física e simulação numérica. A partir destas metodologias, se busca compreender melhor as estruturas presentes no escoamento e relacioná-las aos fenômenos que ocorrem em ambiente natural.

3.2.1 Modelagem física

A modelagem física tem como princípio reproduzir o fenômeno a ser estudado em escala real ou reduzida de maneira que se possa observar este fenômeno e entender os processos de interesse para prever o comportamento em um protótipo. Esta metodologia permite a reprodução do fenômeno de forma controlada, possibilitando o conhecimento de variáveis que com resolução suficiente para uma análise detalhada.

A condição ideal para a simulação física é reproduzi-lo em escala 1:1, igualando-o ao fenômeno natural, porém muitos fenômenos ocorrem naturalmente em escalas irreproduzíveis em laboratório, como por exemplo, correntes de turbidez que percorrem dezenas de quilômetros (MANICA, 2009). Sendo assim, se modela as correntes de turbidez através de modelos reduzidos, geralmente por semelhança de número de Froude densimétrico – que relaciona as forças inerciais com as forças gravitacionais – por ser um adimensional de grande importância para este tipo de escoamento. O número de Froude densimétrico é dado por:

$$\mathfrak{Fr} = \frac{u}{\sqrt{g'h}} \quad (3.1)$$

Onde u é uma velocidade característica, h um comprimento característico e g' a aceleração da gravidade descontando os efeitos do empuxo (aceleração da gravidade reduzida), dada por:

$$g' = g \frac{\Delta\rho}{\rho} \quad (3.1)$$

Onde g é a aceleração da gravidade local, $\Delta\rho$ é diferença entre a massa específica da corrente de densidade e o fluido ambiente e ρ é a massa específica do fluido ambiente.

A figura 3.5 apresenta um esquema elaborado por Peakall (1996), que relaciona a resolução espacial e temporal do modelo utilizado com a qualidade do resultado obtido.

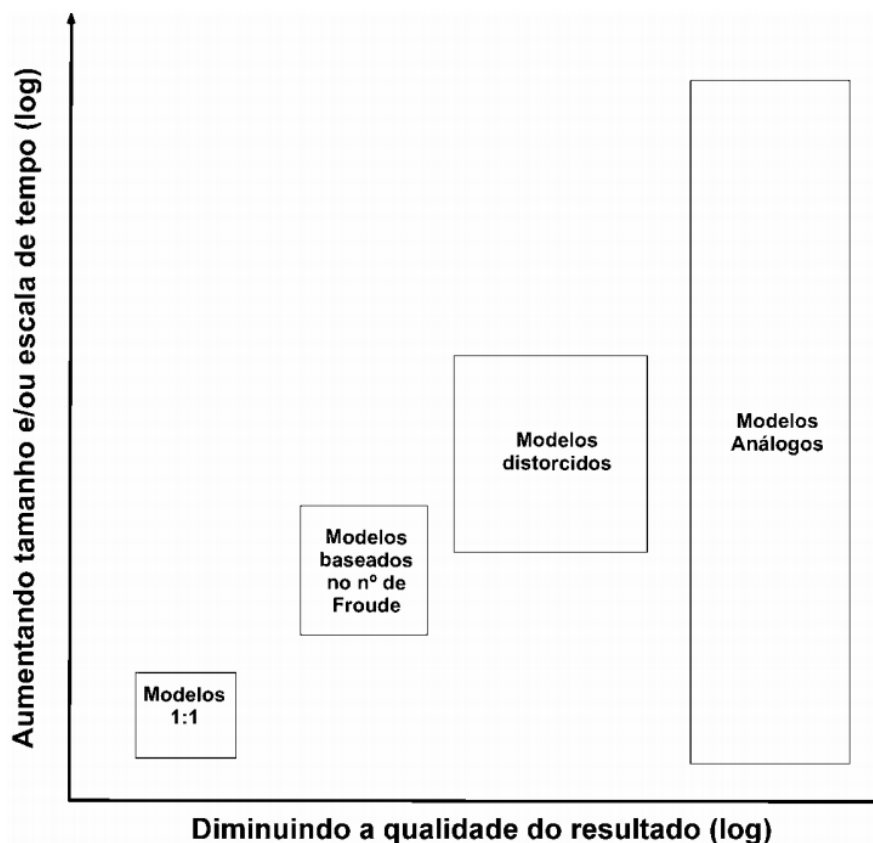


Figura 3.5. Relação entre escala e qualidade dos resultados. (Fonte: Adaptado de PEAKALL, J., ASHWORTH, P., BEST, 1996)

Manica (2009) realizou uma revisão sobre os trabalhos pioneiros na modelagem física de correntes de turbidez, destacando que os primeiros trabalhos, datados das décadas de 1930 a 1950, apresentavam uma abordagem mais especulativa e qualitativa. Na década de 1960 destacam-se os trabalhos realizados por Middleton (1966b, 1966c e 1967) por buscarem uma maior compreensão da dinâmica do escoamento das correntes de turbidez, realizando um enfoque mais quantitativo. Na década de 1970 poucos trabalhos foram publicados sobre correntes de turbidez, as produções de maior destaque foram realizadas no âmbito das correntes salinas por Simpson (1972), Britter e Simpson (1978) e Simpson e Britter (1979), focando principalmente na dinâmica da cabeça das correntes de turbidez. Nas últimas décadas, a modelagem física de correntes de turbidez foi retomada, motivada especialmente pela melhoria dos equipamentos e instrumentos utilizados. O quadro 3.2 apresenta alguns dos principais estudos que foram realizados nas últimas décadas com enfoque na dinâmica das correntes de turbidez e correntes de densidade hiperpicnais conservativas.

Quadro 3.2. Principais e mais recentes estudos de correntes de turbidez através de modelagem física.
(Fonte: elaborado pelo autor)

Autores	Ano	Foco
Parker et al.	1987	Determinação do comportamento de uma corrente de turbidez sobre um leito erodível.
Kneller et al.	1997	Estrutura da velocidade e turbulência em correntes de densidade.
Kneller et al.	1999	Estrutura da velocidade, turbulência e tensões em correntes de densidade.
Buckee et al.	2000	Estrutura da turbulência em correntes de densidade em regime permanente.
Best et al.	2001	Estrutura do escoamento médio e turbulência em correntes de turbidez.
Choux et al.	2005	Comparação espaço-temporal da dinâmica das correntes de turbidez a diferentes concentrações.
Baas et al.	2005	Acoplamento da distribuição do sedimento em suspensão com a estrutura da turbulência no escoamento.
Gray et al.	2006	Evolução longitudinal do escoamento e estrutura da turbulência em correntes de densidade salinas e de turbidez.
Islam e Imran	2010	Comparação entre a dinâmica das correntes de densidade salinas e de turbidez.
Eggenhuisen e McCaffrey	2012	Análise da estrutura vertical da turbulência em correntes de turbidez ao interagir com obstáculos no leito.
Cossu e Wells	2012	Distribuição da tensão de cisalhamento na camada limite de correntes de densidade e correntes de turbidez.
Fick et al.	2017	Estudo da morfologia de leques submarinos a partir de modelagem física tridimensional de correntes de turbidez.
Buffon	2018	Estudo da aplicabilidade dos conceitos de capacidade e competência de transporte à correntes de turbidez.

A análise da dinâmica das correntes de turbidez vem sendo amplamente estudada através da modelagem física, principalmente depois da popularização dos equipamentos hidroacústicos. Este tipo de equipamento permite a aquisição de dados de velocidade e concentração com alta frequência, possibilitando a análise das estruturas turbulentas responsáveis pelo transporte do sedimento em suspensão.

3.2.2 Simulação numérica

A Simulação Numérica Direta (DNS) e Simulação de Grandes Vórtices (LES) representam as abordagens computacionais de maior exatidão no estudo dos escoamentos turbulentos. Através da primeira, todas as escalas relevantes do movimento – desde as escalas integrais, determinadas pelas condições de contorno, até a escala de Kolmogorov, onde os efeitos viscosos dominam – são calculadas. Através da LES grande parte das escalas turbulentas são simuladas através das equações governantes do escoamento, enquanto as menores escalas são modeladas. No caso das correntes de turbidez, ao adotar uma abordagem Lagrangeana, quando o tamanho do sedimento é menor que a escala de Kolmogorov, o movimento do fluido ao redor do sedimento não é calculado devido ao elevadíssimo custo computacional. Apesar disto, uma lei de arrasto é capaz de capturar com alta exatidão a troca de quantidade de movimento entre as duas fases nas escalas menores que a de Kolmogorov (MEIBURG; RADHAKRISHNAN; NASR-AZADANI, 2015).

Adotando uma abordagem Euleriana, Necker et al. (2002) foram os pioneiros na DNS de alta resolução de correntes de turbidez. Assumindo que as partículas em suspensão possuem um diâmetro máximo muito menor que a menor escala simulada e que a diferença de densidade entre o fluido e o sedimento em suspensão é significativa, se assume que para cada partícula individualmente a principal força do fluxo atuante é o empuxo. O movimento de cada partícula é definido a partir da sua velocidade, assim, utilizando uma lei de arrasto para o cálculo da velocidade de queda da partícula – lei de Stokes, por exemplo – a velocidade de deslocamento de cada partícula será dada pela soma da velocidade do fluxo no ponto que ela se encontra e sua velocidade de queda. Com essa abordagem se simula a fase líquida a partir das equações de Navier-Stokes e a evolução da concentração de sedimentos a partir da equação de transporte e difusão.

Lucchese (2019) reuniu os trabalhos numéricos mais recentes relacionados a correntes de turbidez e descreveu seu foco e metodologia empregada. O quadro 3.3 apresenta os trabalhos realizados em domínio tridimensional e através de DNS descritos pela autora, bem como o trabalho da própria autora e os principais estudos numéricos realizados com enfoque na dinâmica das correntes de turbidez.

Quadro 3.3. Estudos históricos e recentes de correntes de turbidez através de DNS. (Adaptado de: Lucchese, 2019)

Autores	Ano	Foco
Hartel et al.	2000	Análise da cabeça de uma corrente de densidade gerada por <i>lock-exchange</i> .
Necker et al.	2002	Simulação de correntes de turbidez geradas por <i>lock-exchange</i> .
Birman e Meiburg	2006	Análise de diferentes tipos de correntes de densidade geradas por <i>lock-exchange</i> .
Cantero et al.	2007	Análise da influência diferentes condições de contorno iniciais na dinâmica de correntes de densidade.
Cantero et al.	2008	Análise das estruturas turbulentas em correntes de densidade.
Nasr-Azadani e Meiburg	2013	Interação de correntes de turbidez com topografia complexa e comparação com experimentos físicos.
Espath et al.	2014	Simulação a números de Reynolds até 10000 em correntes de turbidez geradas por <i>lock-exchange</i> .
Frantz et al.	2016	DNS de correntes de turbidez geradas por injeção controlada de fluido.
Biegert et al.	2017	Simulações de alta resolução de correntes de turbidez, apresentando o método de simulação de partículas na região mais concentrada da corrente.
Francisco et al.	2018	Influência do número de Reynolds e velocidade de queda no desenvolvimento de uma corrente de turbidez em leque gerada por <i>lock-exchange</i> .
Schuch et al.	2018	Estudo do fenômeno de <i>plunging</i> em correntes de turbidez com entrada constante de sedimento.
Lucchese et al.	2019	Simulação de correntes de turbidez com evolução do relevo de fundo através de sedimentação.

Nas últimas décadas diversos estudos analisando a dinâmica das correntes de turbidez através de DNS e LES, porém poucos exploraram a injeção controlada de fluido como condição de contorno de entrada, o que permite uma análise do escoamento em um estado “quase permanente”, assim como os estágios iniciais do escoamento amplamente estudado através da simulação de escoamentos gerados por *lock-exchange* (FRANTZ; LAIZET; SILVESTRINI, 2016). Frantz et al. (2016) realizaram simulações semelhantes a experimentos físicos realizados por Manica et al.(2017), aproximando as condições de contorno no domínio computacional aos perfis de velocidade e concentração dos experimentos físicos. Tal abordagem permitiu uma visualização

detalhada das estruturas turbulentas no escoamento, porém não foi realizada uma comparação matemática entre a estrutura turbulenta simulada numericamente e a simulada fisicamente.

3.3 ENERGIA CINÉTICA DA TURBULÊNCIA

As equações de Navier-Stokes (Eq. 3.2) (escritas em notação indicial) são conhecidas há mais de 150 anos e evidências, experimentais e numéricas, sugerem que a turbulência é consistente com estas equações. George (2013) define turbulência como “um estado do movimento do fluido caracterizado, aparentemente, por uma aleatória e caótica vorticidade”. Esta definição explicita algumas das principais características da turbulência como a tridimensionalidade, presença de estruturas caóticas e aleatoriedade – vale ressaltar que o adjetivo “*caóticas*” se refere a estruturas com alta sensibilidade às condições de contorno iniciais, porém estatisticamente estáveis (TSINOBER, 2009). Outras características de grande importância da turbulência são sua irregularidade, necessidade de uma interface, difusividade, multiplicidade de escalas, inúmeros graus de liberdade (ver LESIEUR, 2008; POPE, 2000; RODI, 2017; TENNEKES; LUMLEY, 1972).

As equações de Navier-Stokes podem ser escritas da seguinte forma:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} + g_i \quad (3.2)$$

Onde i é um índice livre $\{i = 1, 2, 3\}$, j é um índice mudo $\{j = 1, 2, 3\}$, $u_{i,j}$ denota a velocidade, p a pressão, ν o coeficiente de viscosidade cinemático e g_i a aceleração da gravidade.

No estudo da turbulência um dos parâmetros de maior importância é o número de Reynolds (\Re), que relaciona as forças inerciais com as forças viscosas. Este parâmetro é importante para a determinação do regime do escoamento, se é laminar, transicional ou turbulento. Escoamentos com altos \Re geralmente tendem a ser turbulentos, isto é, os esforços inerciais predominam sobre os viscosos. Este adimensional é definido por:

$$\Re = \frac{ul}{\nu} \quad (3.3)$$

Onde u denota uma velocidade característica, l o comprimento característico e ν o coeficiente de viscosidade cinemático do fluido.

A turbulência promove no escoamento uma grande troca de massa e quantidade de movimento. Essas trocas ocorrem devido às intensas variações instantâneas das velocidades observadas neste tipo de escoamento. A caracterização da turbulência e estudo das suas características no escoamento pode ser feita analisando essas variações instantâneas da velocidade em relação ao comportamento do escoamento médio. Osborne Reynolds propôs em 1883 a decomposição das propriedades do escoamento em um termo médio e uma oscilação em torno desta média, chamado de decomposição de Reynolds:

$$\eta(x_i, t) = H(x_i) + \eta'(x_i, t) \quad (3.4)$$

Onde η denota uma propriedade qualquer, H seu valor médio e η' a flutuação desse valor em torno da média.

Aplicando esta decomposição às equações de Navier-Stokes para escoamento incompressível (Eq. 3.2) surgem termos dependentes apenas das flutuações da velocidade, independentes do valor médio desta propriedade. Estes termos são denominados de tensões turbulentas de Reynolds ($\rho\langle u'_i u'_j \rangle$) e representam a troca de massa e quantidade de movimento devido aos efeitos da turbulência, como comentado anteriormente.

É difícil avaliar detalhadamente os principais fatores que promovem o aumento ou diminuição dessas flutuações de velocidade através das equações de quantidade de movimento, dado que o momento médio das flutuações $\langle u'_i \rangle$ é nulo. Logo, podem-se descrever estes efeitos através da energia das oscilações turbulentas, que não apresenta média nula. A Energia Cinética da Turbulência (TKE) ou energia cinética média por unidade de massa associada aos turbilhões de um escoamento turbulento é dada por:

$$k = \frac{1}{2} \langle u'_i u'_i \rangle \quad (3.5)$$

A TKE representa diretamente a intensidade da turbulência o que permite, em uma avaliação espacial do escoamento, determinar as regiões de maior troca de massa. A TKE pode ser produzida através de efeitos decorrentes de fricção, cisalhamento ou

flutuabilidade do fluido, ou até por forças externas de maior escala. O fluxo de TKE pode ser observado a partir de uma análise dos diferentes tamanhos de vórtices presentes no escoamento e a densidade espectral associada ao tamanho do vórtice ou ao seu número de onda (κ), ou seja, a partir do espectro de potência da velocidade (a integral deste espectro corresponde a TKE total na região analisada). Assim, observa-se que a TKE é transferida dos turbilhões de menor frequência, maior tamanho e mais energéticos, aos de maior frequência, menor tamanho e menos energéticos onde essa energia remanescente será dissipada por efeitos viscosos. Esse processo é denominado de cascata de energia, apresentada na figura 3.6.

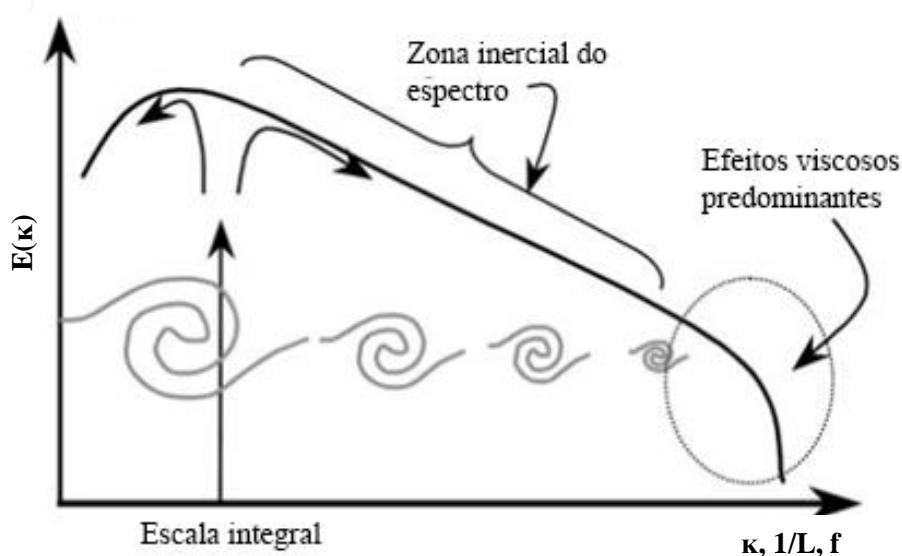


Figura 3.6. Esquema ilustrativo da cascata de energia. K , f e L são o número de onda, frequência e o tamanho do vórtice associado à densidade espectral $E(k)$. (Fonte: Adaptado de Soares e Neto, 2014)

O fluxo de TKE ocorre no sentido dos maiores aos menores turbilhões, porém a variação desta não ocorre apenas através dos trabalhos de produção de dissipação (ver capítulo 4 para a definição destes mecanismos), como também do trabalho das forças de empuxo e dos transportes turbulento e viscoso.

O cálculo do balanço da variação de TKE possibilita a análise dos principais mecanismos responsáveis pela diminuição, aumento e transporte da energia das flutuações turbulentas da velocidade. Dwyer et al. (1997) realizaram o balanço da variação da TKE para um escoamento de ar sobre o dossel de árvores (apresentado na

figura 3.7) LES e relacionaram seus resultados com as estruturas turbulentas observadas neste tipo de escoamento. Observa-se pelo gráfico que o a produção turbulenta próxima a região de cisalhamento tem um papel de grande incorporação TKE. Outro ponto que deve ser destacado é o papel relevante na dissipação da energia do trabalho de deformação.

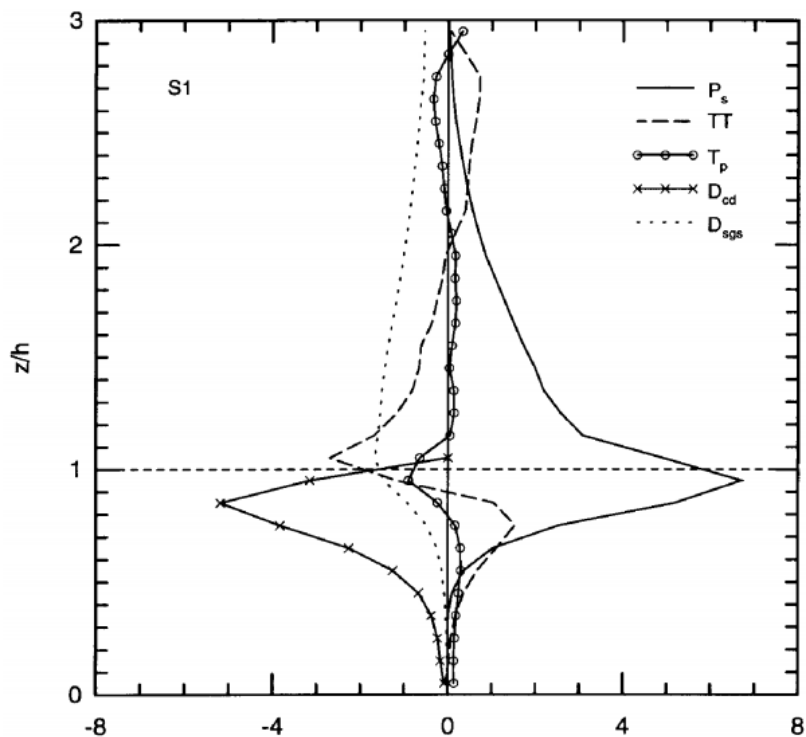


Figura 3.7. Balanço de TKE para um escoamento sobre o dossel de árvores. P_s = produção turbulenta. TT = transporte turbulento. T_p = trabalho das forças de empuxo. D_{cd} = trabalho de deformação contra o dossel das árvores. D_{sgs} = taxa de transferência às pequenas escalas. (Fonte: Dwyer et al., 1997)

Dentro do âmbito das correntes de turbidez não foi identificado, até o presente momento, nenhum trabalho que realizou o cálculo do balanço da TKE para estes tipos de escoamento (BUCKEE; KNELLER; PEAKALL, 2000). Kneller et al. (1999) mediram a distribuição vertical da energia cinética da turbulência em correntes de densidade através de anemometria a laser por efeito Doppler, porém o estudo foi limitado por uma insuficiente discretização vertical para o cálculo dos gradientes de velocidade, não sendo suficiente para o cálculo de todo o balanço de energia. A figura 3.8A apresenta os resultados obtidos pelos autores citados, separando a energia cinética dos vórtices pequenos (de frequência maior a 10 Hz) e grandes (de frequência menor a 10 Hz) evidenciando o caráter mais energético dos grandes vórtices em relação aos

pequenos. Buckee et al. (2000) mediram a TKE para correntes de densidade, sendo uma corrente de alta densidade (HD) e outra de baixa densidade (LD) a fim de comparar os diferentes perfis. O resultado destes autores é apresentado na figura 3.8B, apresentando coerência com os resultados obtidos por Kneller et al. (1999). Os perfis, apresentados de maneira normalizada, demonstram que, para os dois experimentos, as correntes apresentam valores altos de TKE próximo ao leito, porém a corrente de menor densidade é mais influenciada pela camada de mistura, apresentando os máximos valores de TKE nesta região, enquanto na corrente de alta densidade, observa-se apenas um decréscimo da TKE ao longo da vertical.

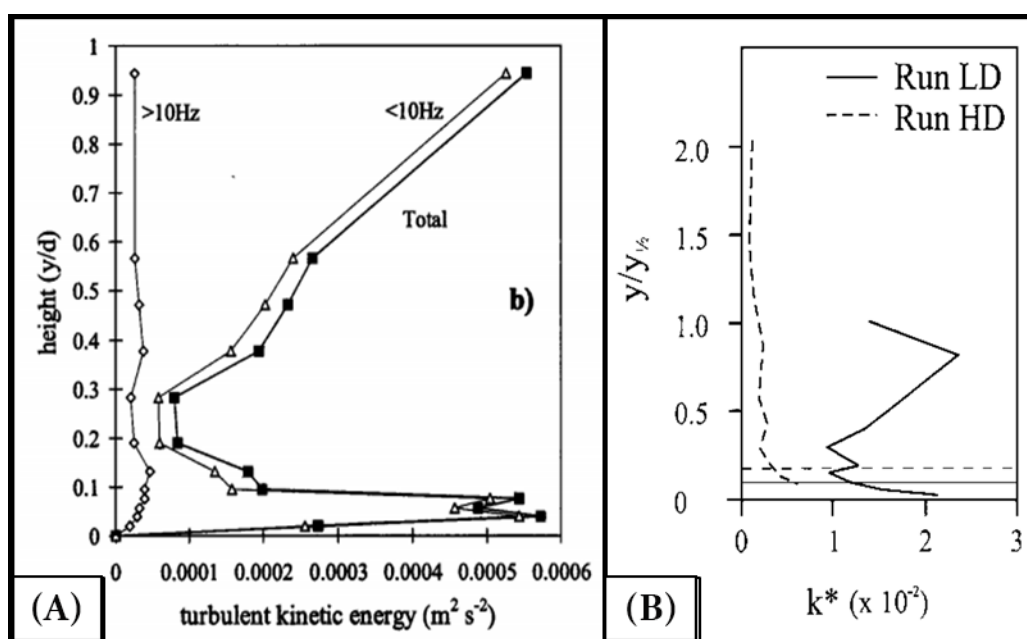


Figura 3.8. (A): distribuição vertical da TKE medida em correntes de densidade medida através de anemometria a laser (KNELLER; BENNETT; MCCAFFREY, 1999). (B): distribuição vertical de TKE para uma corrente de turbidez de alta (HD) e uma de baixa (LD) densidade (BUCKEE; KNELLER; PEAKALL, 2000).

Eidsvik e Brørs (1989) estimaram através de modelos numéricos – baseados em produção e dissipação – a distribuição ao longo da vertical da TKE em correntes de turbidez (figura 3.9B). Anos mais tarde, através do avanço dos equipamentos acústicos de medição de velocidade, verificou-se certa semelhança na forma dos perfis calculados pelos autores e os perfis medidos experimentalmente (figura 3.8). Posteriormente, Kneller et al. (2016) calcularam perfis de TKE de correntes de turbidez geradas por *lock-exchange* através de LES, obtendo os perfis demonstrados na figura 3.9B. Os perfis foram calculados para uma corrente de densidade com partículas com velocidade de queda nula (linha cheia) e para outra com sedimento com velocidade de queda

(adimensional) igual a 2×10^{-2} (linha tracejada). Nota-se que os perfis assemelham-se aos perfis medidos por Kneller e Buckee (figura 3.8B) para uma corrente de turbidez de alta densidade, apresentando um gradiente negativo na região inferior e um aumento da TKE na camada de mistura até valores próximos – ou até superiores – aos valores calculados próximo ao leito.

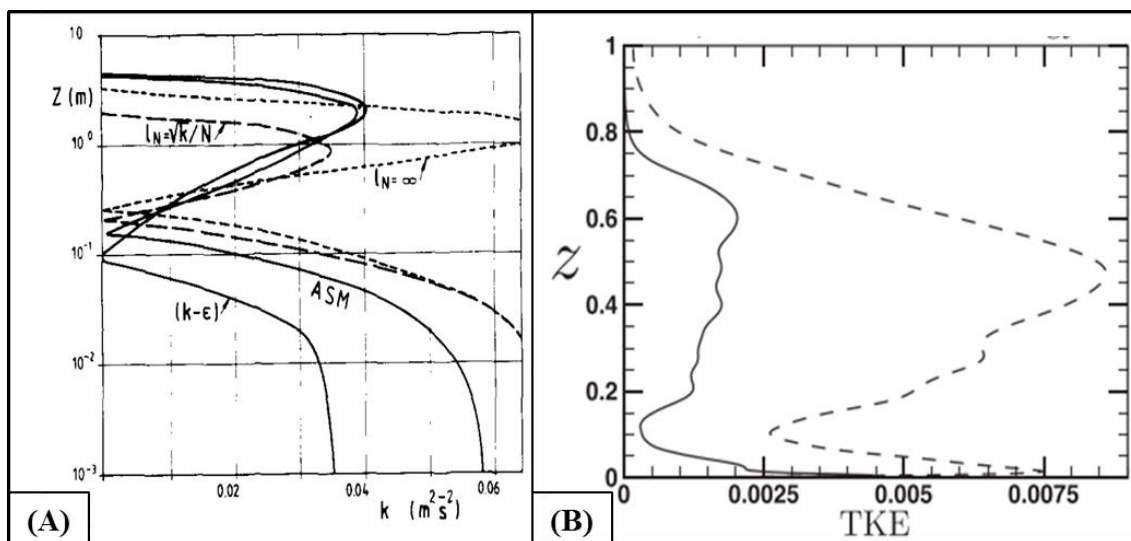


Figura 3.9. (A): distribuição vertical de TKE para correntes de turbidez modeladas através de modelos de produção e dissipação (EIDSVIK; BRØRS, 1989). (B): distribuição vertical da TKE medida em correntes de turbidez simuladas por LES. Linha tracejada: velocidade de queda igual a 2×10^{-2} . Linha contínua: velocidade de queda nula. (KNELLER et al., 2016).

4 METODOLOGIA

Neste capítulo será apresentada a metodologia utilizada para a realização do trabalho. Primeiramente apresentou-se as características das simulações físicas realizadas e posteriormente as equações governantes do escoamento, hipóteses adotadas e modelo matemático utilizado nas simulações numéricas.

A sequência lógica do trabalho é apresentada na figura 4.1. Os dados de perfil de velocidade e concentração são obtidos através dos ensaios no modelo físico. Posteriormente estes dados são adimensionalizados e ajustam-se curvas representativas para os perfis obtidos. Assim, foram implementadas as condições de contorno no *Incompact3d* e realizadas as simulações. Após, verificou-se a correta implementação das condições de contorno de cada simulação através de dados obtidos nos experimentos físicos, porém não utilizados na implementação das condições de contorno. Finalmente foi realizado o cálculo do balanço da energia cinética da turbulência (TKE).

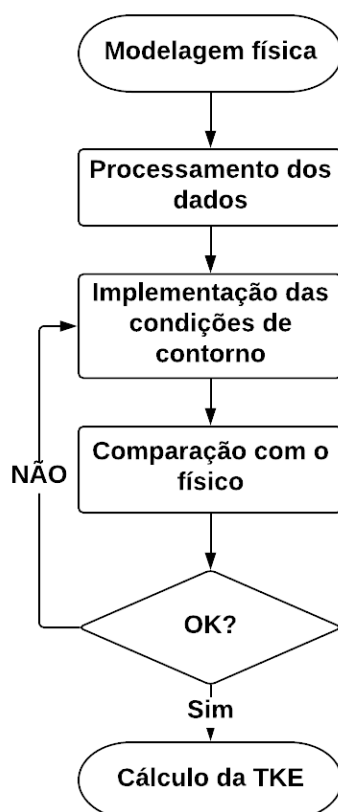


Figura 4.1. Fluxograma das etapas da metodologia. (Fonte: elaborado pelo autor)

As correntes de turbidez abordadas neste trabalho são aquelas que apresentam uma diferença de massa específica suficientemente baixa, para as quais a aproximação de Boussinesq seja válida ($\Delta\rho/\rho \ll 1$). Foi analisada apenas a região do corpo das correntes de turbidez (definida no apartado 3.1.1) por ser a região que apresenta menos efeitos transientes e um grau de estabilidade, na qual se pode analisar as propriedades da turbulência sem viés.

4.1 MODELAGEM FÍSICA

Nesta seção será apresentada a metodologia física implementada. A obtenção dos dados para definir os perfis de velocidade e concentração foi realizada no âmbito do projeto de pesquisa, Processos (MANICA et al., 2017) do NECOD com apoio da empresa Petróleo Brasileiro (PETROBRAS), no qual correntes de turbidez são simuladas nas dependências do NECOD em um canal de vidro, horizontal e unidirecional, apoiado sobre uma estrutura de ferro. O canal possui 15 m de comprimento, 1 m de altura e 0,4 m de largura. A figura 4.1 apresenta um croqui simplificado do canal e a figura 4.2 apresenta uma foto de vista superior do canal.

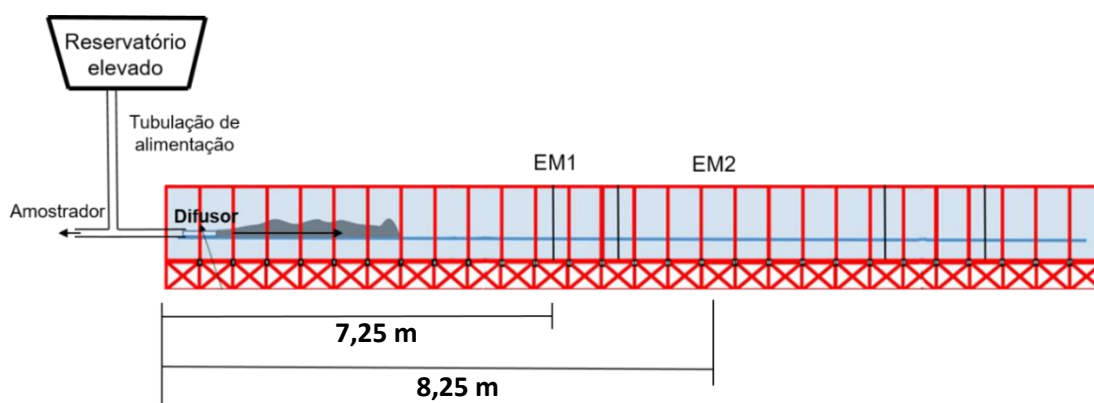


Figura 4.2. Croqui do canal onde foram realizados os experimentos. O prefixo “EM” designa Estação de Medição. (Reprodução: NECOD)

As correntes de turbidez foram geradas a partir de uma injeção contínua, através de um difusor, de uma mistura de água e carvão mineral preparada em um reservatório elevado. As concentrações da mistura injetada no canal foram medidas a partir de amostras obtidas por um amostrador na tubulação de entrada no canal. O carvão mineral possui uma massa específica de 1403 kg/m^3 e sua curva granulométrica, medida através de um granulômetro a laser, é apresentada na figura 4.3. A tabela 4.1 apresenta a concentração volumétrica e vazão das misturas injetadas nos ensaios que foram utilizados para este trabalho.

Tabela 4.1. Dados dos ensaios realizados. (Fonte: elaborado pelo autor)

Ensaio	Concentração volumétrica da mistura injetada [%]	Vazão injetada [l/min]
F1	11,98	50
F2	7,73	50



Figura 4.3. Foto vista superior do canal onde foram realizados os experimentos. (Reprodução: NECOD)

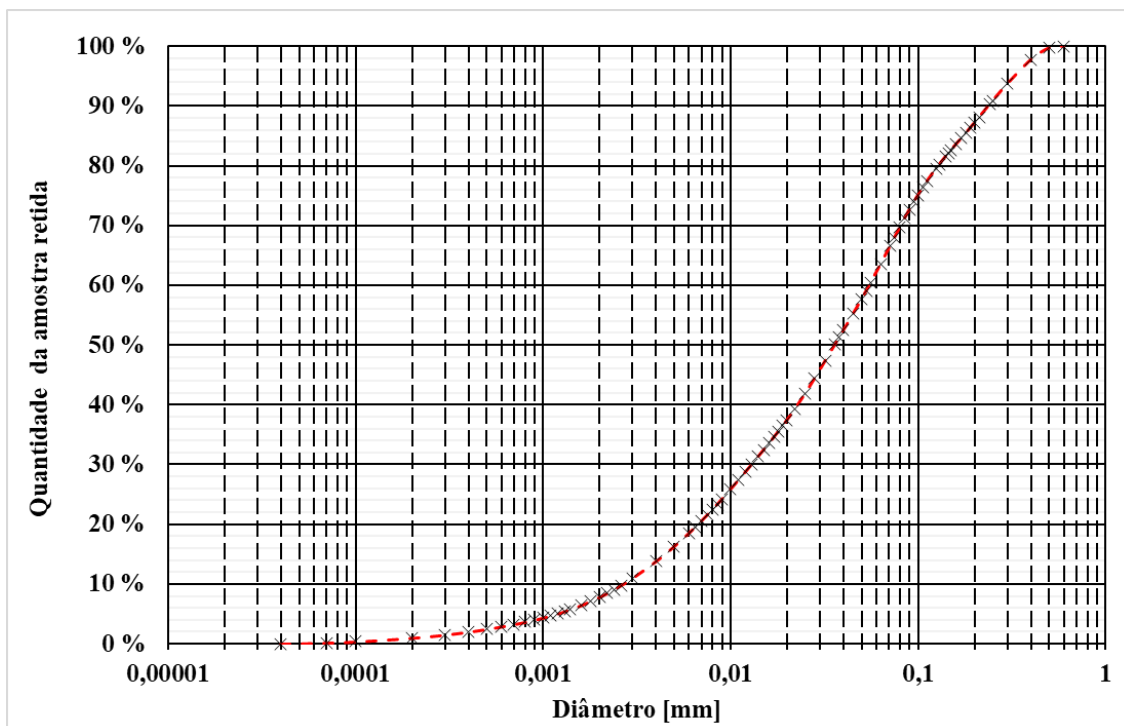


Figura 4.4. Curva granulométrica do carvão mineral utilizado. (Fonte: elaborado pelo autor)

No croqui apresentado na figura 4.1 estão representadas duas estações de medições. A primeira estação de medição (EM1) conta com perfiladores de velocidade por efeito Doppler (UVP), medindo a velocidade de avanço das partículas na direção principal do escoamento médio e medidores de concentração de alta frequência por efeito Doppler (UHCM). As medições dos equipamentos da EM1 resultam em valores pontuais ao longo da vertical. A segunda estação de medição (EM2) conta com um medidor tridimensional de velocidade por efeito Doppler (ADV). Os equipamentos foram posicionados no eixo principal do canal, ou seja, a uma igual distância das paredes laterais. O posicionamento dos equipamentos em relação ao fundo do canal em cada estação é apresentado na figura 4.5. As tabelas 4.2 a 4.4 apresentam as especificações técnicas fornecidas pelos fabricantes dos equipamentos e parâmetros de operação utilizados (frequência de aquisição, faixa, frequência emitida etc.).

Tabela 4.2. Características do medidor de concentração ultrassônico (UHCM). (Fonte: DELFT HYDRAULICS, 2005)

Caraterística	Descrição
Fabricante	WL Delft Hydraulics – Holanda
Dimensões do console	0,39 x 0,30 x 0,17 m (C x L x A)
Frequência emitida	5 MHz
Dimensão do transdutor	0,096 m
Comprimento do caminho	0,11 m
Comprimento da sonda	0,90 m
Faixa dinâmica	±40 dB
Exatidão	0,5 dB
Frequência de aquisição	20 Hz
Temperatura de operação	Não informada

Tabela 4.3. Características do medidor de velocidade ultrassônico (UVP). (Fonte: MET FLOW SWITZERLAND, 2002)

Caraterística	Descrição
Fabricante	Met Flow S. A. – Suíça
Frequência emitida	2 MHz
Resolução espacial	1,48 mm
Número de canais	128
Distância do canal	0,37 mm
Profundidade de medida	1000 mm
Frequência de aquisição	1 Hz
Exatidão	1/256 da velocidade máxima
Faixa	± 30 cm/s
Transdutores	TX-10-13-40
Temperatura de operação	<60 °C

Tabela 4.4. Características do velocímetro acústico por efeito Doppler (ADV). (Fonte: NORTEK-AS, 2009)

Caraterística	Descrição
Fabricante	Nortek AS – Noruega
Frequência emitida	10 MHz
Faixa	± 30 cm/s
Exatidão	± 0,25 cm/s
Volume de controle	85 mm ³
Temperatura de operação	-5 até 45 °C

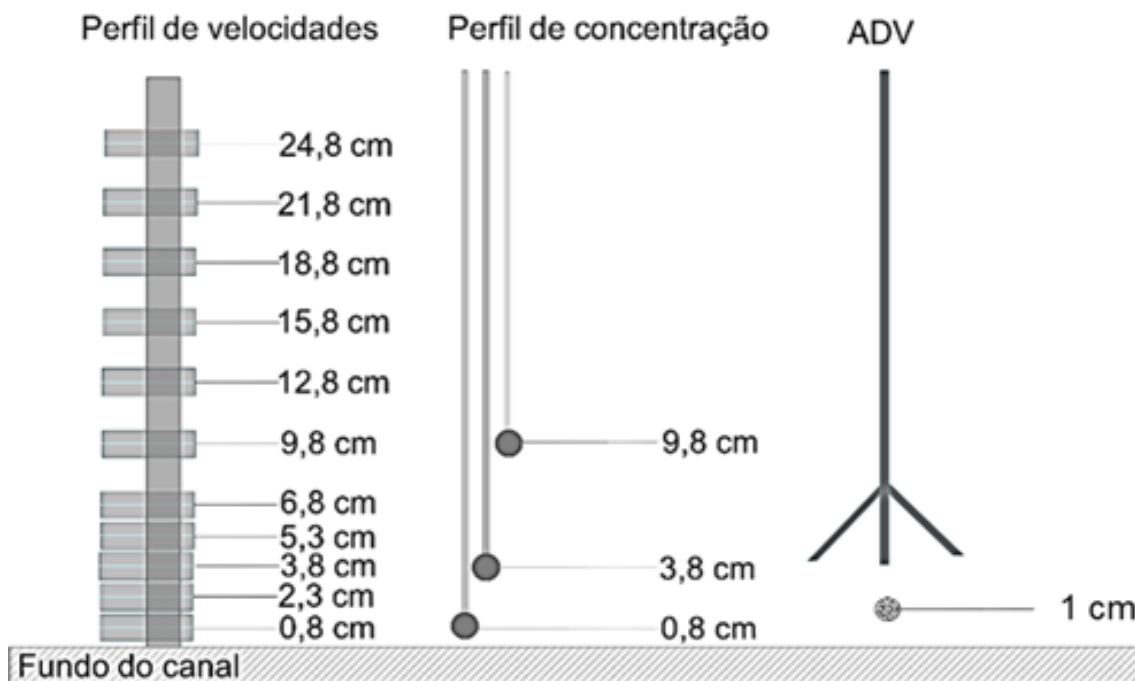


Figura 4.5. Posicionamento dos equipamentos em relação ao fundo do canal. (Fonte: MANICA et al., 2017)

4.1.1 Tratamento dos dados das simulações físicas

Os dados coletados durante os ensaios foram convertidos a arquivos de texto simples (ASCII). Todos os dados foram tratados através da ferramenta computacional matemática MATLAB[®]. Para o tratamento dos dados foram selecionados 20 segundos de leitura dos equipamentos da região do corpo da corrente para cada ensaio realizado. Esta seleção foi realizada na tentativa de obter dados de um estado “quase permanente” do escoamento, no qual não tenha ocorrido grandes variações nas velocidades, concentrações e espessuras médias da corrente de turbidez.

Para a série temporal de cada transdutor UVP foi feita a sua média aritmética. Com a velocidade média calculada correspondente à altura de cada transdutor foi interpolado um perfil de velocidades através da metodologia proposta por Altinakar (1993). Se separa o perfil de velocidades em duas regiões, uma região próxima a parede – entre o leito ponto de velocidade máxima – definida pela equação 4.1 e uma região externa – do ponto de velocidade máxima até a altura máxima da corrente – definida pela equação 4.2. A figura 4.6 apresenta o perfil teórico adotado.

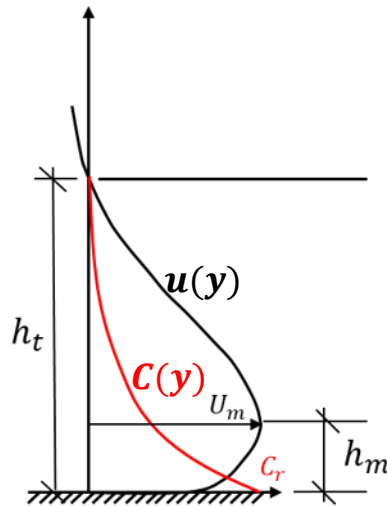


Figura 4.6. Perfil teórico de velocidades adotado. (Fonte: adaptado de Altinakar, 1993)

As equações para o perfil de velocidades proposto são:

$$\frac{u(y)}{U_m} = \left(\frac{y}{h_m}\right)^{1/n} \quad (4.1)$$

$$\frac{u(y)}{U_m} = e\left[-\alpha\left(\frac{y-h_m}{h_t-h_m}\right)^m\right] \quad (4.2)$$

Onde y é a distância ortogonal ao fundo, $u(y)$ é a velocidade em y , U_m a velocidade média máxima, h_m a distância entre o fundo e o ponto de ocorrência de U_m , h_t a altura total da corrente e n , m e α parâmetros de ajuste.

Para a série temporal de cada sonda UHCM foi realizado um procedimento análogo ao realizado para os dados do UVP. Todo o perfil foi ajustado apenas com a equação 4.3, devido ao caráter exponencial que pode ser observado nos perfis clássicos de concentração (figura 3.4b). A equação utilizada foi da forma:

$$\frac{C(y)}{C_r} = e\left(\frac{B y}{h_t}\right) \quad (4.3)$$

Onde $C(y)$ é a concentração volumétrica na altura y , C_r uma concentração de referência – adotada como a máxima no perfil – e B o parâmetro de ajuste.

Além da determinação dos perfis de velocidade e concentração médios, foi calculada a flutuação média da velocidade em cada altura para ser inserida como dispositivo de

ignição do mecanismo tridimensional do escoamento, ou seja, foi somado ao valor de velocidade de entrada em cada altura da corrente de turbidez um ruído da ordem das flutuações médias registradas pelo UVP.

4.2 SIMULAÇÃO NUMÉRICA

Nesta seção serão apresentadas as equações governantes do escoamento, condições de contorno, esquema de resolução das equações e funcionamento do código *Incompact3d*.

4.2.1 Equações governantes

As equações governantes são definidas para um escoamento incompressível no qual a aproximação de Boussinesq é válida ($\Delta\rho/\rho \ll 1$), considerando que o sedimento está uniformemente disperso dentro de cada elemento de malha. Estas são apresentadas em sistema de coordenadas cartesiano, sendo o mesmo tipo de sistema utilizado na malha de cálculo.

As equações apresentadas foram adimensionalizadas através das relações dadas pelas equações 4.4 a 4.7, onde as grandezas sinalizadas com o til (por exemplo \tilde{u}) representam grandezas dimensionais. As grandezas utilizadas para a adimensionalização das equações foram a velocidade máxima do escoamento (U_m), a altura total da corrente (h_t) e as massas específicas máxima ($\tilde{\rho}_{max}$) e mínima ($\tilde{\rho}_{min}$) do fluido.

$$u_i = \frac{\tilde{u}_i}{U_m} \quad (4.4)$$

$$x_i = \frac{\tilde{x}_i}{h_t} \quad (4.5)$$

$$t = \frac{\tilde{t} U_m}{h_t} \quad (4.6)$$

$$\phi = \frac{\tilde{\rho}_f - \tilde{\rho}_{min}}{\tilde{\rho}_{max} - \tilde{\rho}_{min}} \quad (4.7)$$

A massa específica mínima adotada foi a da água ($\tilde{\rho}_{min} = \rho_a = 1000 \text{ kg/m}^3$). Já a massa específica máxima foi adotada a massa específica máxima do perfil de entrada, dada por:

$$\tilde{\rho}_{max} = \rho_a [1 + C_r(\delta_s - 1)] \quad (4.8)$$

Onde δ_s é a densidade do carvão mineral ($\rho_s/\rho_a = 1,4$), C_r a concentração máxima de entrada e ρ_a a massa específica da água.

Estas equações são resultado da aplicação do Teorema de Transporte de Reynolds (TTR) às propriedades de interesse dentro de um volume de controle. O teorema aplicado ao produto entre massa específica e a velocidade dá origem à equação da conservação de massa (ou Continuidade):

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (4.9)$$

O TTR aplicado à quantidade de movimento do escoamento em cada direção ($\rho u_j u_i$) dá origem às equações de conservação de quantidade de movimento (ou Navier-Stokes):

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{\Re e} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_i \partial x_i} + Ri \phi e_i^g \quad (4.10)$$

O primeiro termo do lado esquerdo da equação corresponde a aceleração local. O segundo termo corresponde à aceleração convectiva. O primeiro termo do lado direito da equação é o termo relativo ao gradiente de pressões. O segundo termo do lado direito da equação é relativo aos efeitos viscosos. O último termo do lado direito da equação é o termo gravitacional, onde e_i^g denota o versor na direção da aceleração da gravidade $(0, -1, 0)$.

Aplicando TTR à quantidade de movimento da fase sólida dá origem à equação de transporte e difusão:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + u_j \frac{\partial \phi}{\partial x_j} + w_s e_j^g \frac{\partial \phi}{\partial x_j} = \frac{1}{\Re s c} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x_j \partial x_j} \quad (4.11)$$

O primeiro termo do lado esquerdo da equação corresponde à variação temporal da massa específica. O segundo termo do lado esquerdo da equação é o termo advectivo. O terceiro termo é o termo de deposição. O termo do lado direito da equação é o termo difusivo.

A adimensionalização das equações de Navier-Stokes e de transporte e difusão levam à aparição de três parâmetros adimensionais, o número de Reynolds (\mathfrak{Re}), o número de Schmidt (Sc) e o número de Richardson (Ri). A definição do número de Reynolds no presente trabalho é dada por:

$$\mathfrak{Re} = \frac{U_m h_t}{\tilde{\nu}} \quad (4.12)$$

O número de Richardson global é igual ao inverso do quadrado do Froude densimétrico (Eq. 3.1), portanto, é um adimensional de grande importância para o desenvolvimento das correntes de turbidez. O número de Richardson é dado por:

$$Ri = \frac{U_m h_t}{\tilde{\nu}} \quad (4.13)$$

O número de Schmidt é a relação entre as taxas de difusão viscosa e molecular, adotado com o valor 1 para todas as simulações, dado por:

$$Sc = \frac{\tilde{\nu}}{K} \quad (4.14)$$

A curva granulométrica (figura 4.3) é discretizada para sua inserção no código. São inseridos n_ϕ tamanhos característicos do sedimento e sua concentração em relação a máxima concentração no domínio. Em decorrência disto a concentração (ϕ), para cada posição do domínio possui n_ϕ componentes, ou seja, $\phi = \sum_{i=1}^{n_\phi} \phi_i$.

A velocidade de queda (w_s) para cada diâmetro de partícula especificado foi calculada pela fórmula de Rubey (1933) que considera o peso da partícula, resistência das forças viscosas e impacto do fluido, dada por:

$$w_{s_i} = f\sqrt{gd_i(\delta_s - 1)} \quad (4.15)$$

Onde w_{s_i} é a velocidade de queda, g é a aceleração da gravidade, d_i é o diâmetro característico da classe i (neste trabalho adotado como a média aritmética dos valores componentes da classe), δ_s a densidade do carvão mineral (1,403) e f um fator calculado por:

$$f = \sqrt{\frac{2}{3} + \frac{36v^2}{gd_i^3(\delta_s - 1)}} - \sqrt{\frac{36v^2}{gd_i^3(\delta_s - 1)}} \quad (4.16)$$

A condição de contorno de entrada será dada pelos perfis ajustados para os resultados das simulações físicas, sendo, portanto, a condição imposta de velocidade. Esta determinação de valores em uma fronteira do domínio é conhecida como condição de contorno de Dirichlet. A condição de contorno no leito é de não deslizamento, ou seja, as três componentes do vetor velocidade são nulas. Na parte superior, assim como nas laterais do domínio, a condição de contorno é de livre deslizamento, ou seja, a componente da velocidade perpendicular à superfície com esta condição de contorno é nula ($u_{\perp} = 0$) e as derivadas das demais componentes são nulas. Para a condição de contorno de saída foi definida uma saída convectiva dada por:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial x_1} = 0 \quad (4.17)$$

Onde ψ representa as componentes da velocidade u_i e a concentração ϕ .

4.2.2 Modelo numérico

O esquema de resolução espacial utilizado pelo *Incompact3d* é o esquema centrado de diferenças finitas compactas com resolução quase espectral de Lele (1992). O código utiliza o esquema de sexta ordem – dado pela equação 4.18, onde f'_i denota a derivada da função no ponto i do domínio, f_i o valor da função no ponto i do domínio e h o passo de cálculo (espaçamento da malha).

$$\frac{1}{3}f'_{i-1} + f'_i + \frac{1}{3}f'_{i+1} = \frac{14}{9}\frac{f_{i+1} - f_{i-1}}{2h} + \frac{1}{9}\frac{f_{i+2} - f_{i-2}}{4h} \quad (4.18)$$

Dado que nas fronteiras do domínio não se pode utilizar esquemas centrados na resolução das derivadas, o código utiliza aproximações deslocadas de terceira ordem no primeiro e no último nó – equações 4.19 e 4.20 respectivamente – e de quarta ordem no segundo e penúltimo nó – equações 4.21 e 4.22 respectivamente:

$$f'_1 + 2f'_2 = \frac{1}{h} \left[-\frac{5}{2}f_1 + 2f_2 + \frac{1}{2}f_3 \right] \quad (4.19)$$

$$f'_i + 2f'_{i-1} = \frac{1}{h} \left[\frac{5}{2}f_i - 2f_{i-1} - \frac{1}{2}f_{i-2} \right] \quad (4.20)$$

$$\frac{1}{4}f'_1 + f'_2 + f'_3 = \frac{3}{2} \frac{f_3 - f_1}{2h} \quad (4.21)$$

$$\frac{1}{4}f'_{i-2} + f'_{i-1} + f'_i = \frac{3}{2} \frac{f_i - f_{i-2}}{2h} \quad (4.22)$$

A resolução temporal do domínio é feita a partir do método de passo múltiplo de Adams-Bashforth de terceira ordem – equação (4.23). Analogamente ao esquema de resolução espacial, o esquema temporal requer esquemas de menor ordem para os dois primeiros passos de tempo, sendo utilizado para o primeiro passo de tempo o esquema de Euler explícito – dado pela equação (4.24) – e para o segundo passo de tempo o esquema de Adams-Bashforth de segunda ordem – dado pela equação (4.25):

$$u^{(n+1)} = u^n + \frac{\Delta t}{12} \left[23F_i(u^n, t^n) - 16F_i(u^{(n-1)}, t^{(n-1)}) + 5F_i(u^{(n-2)}, t^{(n-2)}) \right] \quad (4.23)$$

$$u^{(n+1)} = u^n + \Delta t F_i(u^n, t^n) \quad (4.24)$$

$$u^{(n+1)} = u^n + \frac{\Delta t}{2} \left[3F_i(u^n, t^n) - F_i(u^{(n-1)}, t^{(n-1)}) \right] \quad (4.25)$$

Onde n denota o instante de tempo, Δt o passo temporal e $F_i(u, t)$ a transformação realizada nas equações de Navier-Stokes comentada na sequência – dada pela equação 4.26. A tabela 4.5 apresenta o erro de truncamento de cada um dos esquemas espaciais e temporais utilizados.

Tabela 4.5. Erro de truncamento dos esquemas espaciais e temporais. (Fonte: elaborado pelo autor)

Equação	Ordem do erro de truncamento
(4.13)	$4/7! h^6 f^{vii}$
(4.14) e (4.15)	$40/5! h^4 f^v$
(4.16) e (4.17)	$4/5! 1/10 h^4 f^v$
(4.18)	Δt^4
(4.19)	Δt^2
(4.20)	Δt^3

A malha computacional do domínio numérico é cartesiana, estruturada e com espaçamento constante. Nesta malha as velocidades e concentrações são avaliadas nos nós e a pressão no centro de cada célula, conforme ilustrado na figura 4.7. Para o cálculo da pressão se utiliza o método da projeção aproximada (ALMGREN; BELL; SZYMCZAK, 1996), o qual permite produzir um passo de tempo intermediário entre dois passos de tempo já calculados e se corrige a velocidade em relação a pressão. Assim, a transformação $F_i(u, t)$ apresentada nos esquemas temporais é dada pela equação (4.26). Este método calcula o avanço temporal em dois passos. Primeiramente se calcula o termo $F_i(u, t)$, logo se calcula o avanço temporal e se corrige a velocidade pela equação (4.27). Este método evita problemas comuns na implementação da condição de incompressibilidade, resolvendo o termo de pressão das equações adimensionalizadas de Navier-Stokes a partir da equação de Poisson (4.28) – resolvida completamente no espaço espectral – através de transformada rápida de Fourier (FFT) – devido ao seu baixo custo computacional (ver Laizet e Lamballais, 2009). A figura 4.8 apresenta o fluxograma de cálculo do *Incompact3d*.

$$F_i(u, t) = -u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{1}{\Re} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_i \partial x_i} + \phi e_i^g \quad (4.26)$$

$$-\frac{\partial p}{\partial x_i} = \frac{u^{n+1} - u^n}{\Delta t} \quad (4.27)$$

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x_i \partial x_j} = \frac{1}{\Delta t} \frac{\partial u^n}{\partial x_j} \quad (4.28)$$

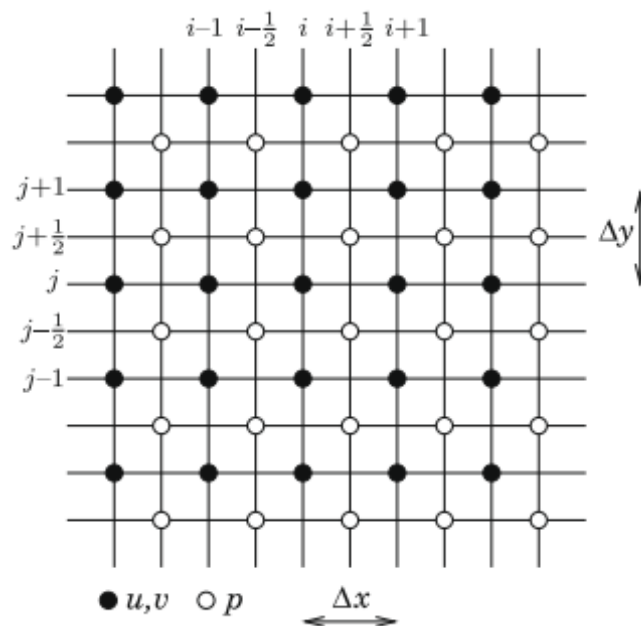


Figura 4.7. Arranjo das variáveis na malha computacional. (Fonte: LAIZET; LAMBALLAIS, 2009)



Figura 4.8. Estrutura do Incompact3d com decomposição bidimensional do domínio. (Fonte: LAIZET; LUCCHESI; MONTEIRO, 2016)

4.2.3 Equipamento e plano de simulações

Para cada simulação física foram realizadas uma simulação com o número de Reynolds, Richardson e perfis de velocidade e concentração iguais aos calculados com os dados dos experimentos físicos. A tabela 4.6 apresenta o plano de simulações.

Tabela 4.6. Plano de simulações. (Fonte: elaborado pelo autor)

Simulação	Características
N1	Semelhante ao ensaio F1 (tabela 4.1)
N2	Semelhante ao ensaio F2 (tabela 4.1)

As simulações de teste foram realizadas no NECOD com auxílio do Núcleo de Estudos de Transição e Turbulência (NETT). Para realizar estas simulações foi utilizado um computador com processador de oito núcleos com uma frequência de 3,6 MHz e memória RAM de 32 GB. Para as simulações finais foi utilizado o supercomputador Newton do Centro de Supercomputação da UFRGS (CESUP) que conta com 6 unidades de processamento com 128 GB de memória RAM cada e 32 núcleos com uma frequência de 2,3 GHz. Para cada simulação foi utilizado um total de 12 núcleos no mesmo nó de processamento, totalizando um custo computacional de aproximadamente uma semana por simulação.

Para a comparação entre as simulações numéricas e físicas, a fim de verificar a correta implementação das condições de contorno, será realizada uma análise espectral dos dados de velocidade instantânea coletados a uma frequência de 200 Hz pelo ADV, comparando-os ao espectro da série temporal de velocidades aproximadamente no mesmo ponto no domínio numérico simulado.

4.3 CÁLCULO DO BALANÇO DA ENERGIA CINÉTICA DA TURBULÊNCIA

Aplicando a decomposição de Reynolds às equações de Navier-Stokes (Eq. 3.2), multiplicando por $\frac{1}{2}U_i$ e fazendo a média temporal obtém-se a equação da variação da energia cinética por unidade de massa do escoamento médio, dada por:

$$U_j \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{1}{2} U_i U_i \right) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(-\frac{p}{\rho} U_j + 2\nu U_i S_{ij} - \langle u'_i u'_j \rangle U_i \right) - 2\nu S_{ij} S_{ij} + \langle u'_i u'_j \rangle S_{ij} \quad (4.29)$$

Onde $S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)$ é o tensor de taxa de deformação média. O primeiro termo do lado esquerdo da equação é a variação da energia cinética do escoamento médio. O primeiro termo do lado direito da equação é o trabalho das forças de empuxo, o segundo termo é o transporte pelas tensões viscosas, o terceiro é o transporte pelas tensões de Reynolds, o quarto termo é a dissipação viscosa e o último termo a produção turbulenta.

A equação da energia cinética da turbulência é obtida através de um procedimento parecido ao da obtenção da energia cinética do escoamento médio. Multiplicando as equações de Navier-Stokes (Eq. 3.2) por $\frac{1}{2} u'_i$, aplicando a decomposição de Reynolds (Eq. 3.2) e subtraindo a equação da variação da energia cinética do escoamento médio (Eq. 4.29) obtém-se a equação da variação da TKE por unidade de massa:

$$U_j \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{1}{2} \langle u'_i u'_i \rangle \right) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(-\frac{1}{\rho} \langle p u'_j \rangle \delta_{ij} + \langle u'_i u'_i u'_j \rangle - 2\nu \langle u'_i s_{ij} \rangle \right) - \langle u'_i u'_j \rangle S_{ij} - 2\nu \langle s_{ij} s_{ij} \rangle \quad (4.30)$$

Onde $s_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)$ é o tensor de taxa de deformação devido às flutuações da velocidade. O primeiro termo do lado esquerdo da equação é a variação da TKE média. O primeiro termo do lado direito da equação é o trabalho das forças de empuxo (TP), o segundo termo é o transporte pelas tensões turbulentas (TT), o terceiro é o transporte pelas tensões viscosas (TV), o quarto termo é produção turbulenta (PT) e o último termo é a dissipação viscosa (DV).

Nota-se que o termo de produção turbulenta aparece de igual forma nas equações 4.29 e 4.30 com sinais opostos, evidenciando a troca de energia entre o escoamento médio – caracterizado pelos grandes vórtices – e a turbulência. Geralmente essa troca gera perda de energia do escoamento médio e ganho de TKE. Este processo é associado a cascata de energia, comentada na seção 3.3.

Outro termo de grande interesse é a dissipação viscosa, apresentada por diferentes termos em cada equação. Nas duas equações este termo é quadrático e apresenta sinal negativo, ou seja, representa uma perda de energia cinética, porém na equação 4.29 essa

dissipação geralmente é muito menor que na equação 4.30 ($-2\nu S_{ij}S_{ij} \ll -2\nu \langle s_{ij}s_{ij} \rangle$), devido à predominância dos efeitos viscosos nas menores escalas do escoamento. Este é outro processo associado à cascata de energia.

Para realizar o cálculo, os dados de velocidade e concentração foram obtidos através das simulações numéricas realizadas. Para cada simulação foi selecionada uma vertical no centro geométrico do canal, a fim de minimizar os efeitos de montante e jusante, para a qual foram exportados os dados de velocidade e concentração calculados.

Uma vez selecionados os dados, foi feita uma aproximação de diferenças finitas central de sexta ordem para o cálculo das derivadas espaciais presentes na equação 4.30. O esquema de diferenças finitas adotado é dado por:

$$\eta'_k = \frac{1}{60h} \sum_{i=0}^6 a_i \eta_i \quad (4.31)$$

Onde η é a variável a ser derivada, h o diferencial de distância entre os pontos na direção do cálculo e a_i o coeficiente das diferenças finitas para cada ponto. Para a maior parte das derivadas calculadas foi escolhido um esquema central, ou seja, com $k = 3$. Como a vertical selecionada se encontra no centro do canal, as derivadas espaciais nas direções x_1 e x_3 foram calculadas apenas com derivadas centrais, porém na direção x_2 se chega aos limites do domínio, fazendo-se necessário o uso de derivadas deslocadas. Os coeficientes a_i para os diferentes valores de k são apresentados na tabela 4.7.

Os cálculos foram realizados através da ferramenta de cálculo MATLAB[®] através de rotinas elaboradas pelo autor. Para cada termo calculado foram plotados os perfis verticais para analisar a importância de cada um ao longo da vertical.

Tabela 4.7. Coeficientes das diferenças finitas utilizadas para o cálculo da equação (4.31). (Fonte: elaborado pelo autor)

k	a_0	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5	a_6
0	-147	360	-450	400	-225	72	-10
1	-10	-77	150	-100	50	-15	2
2	2	-24	-35	80	-30	8	-1
3	-1	9	-45	0	45	-9	1
4	1	-8	30	-80	35	24	-2
5	-2	15	-50	100	-150	77	10
6	10	-72	225	-400	450	-360	147

5 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Neste capítulo são apresentados os perfis de velocidade e concentração medidos nos ensaios, os perfis interpolados e os valores de velocidade, comprimento e concentração utilizados na adimensionalização dos perfis e cálculo dos números adimensionais. Posteriormente são apresentados os parâmetros e características das simulações numéricas realizadas, bem como a comparação entre estas e os resultados experimentais. A seguir, são apresentados os perfis e balanço de TKE para as diferentes simulações realizadas.

5.1 TRATAMENTO DOS DADOS DAS SIMULAÇÕES FÍSICAS

5.1.1 Perfis de velocidade e concentração

A partir dos dados do UVP e UHCM foram analisadas as séries temporais de cada transdutor e foi selecionado um intervalo de 20 segundos onde o escoamento apresentou uma característica de escoamento permanente, isto é, com uma mínima variação do escoamento médio ao longo do tempo. As figuras 5.1 a 5.4 apresentam as séries temporais de velocidades e concentrações registradas e as janelas para as quais foram feitas as médias e definidos os perfis de velocidade e concentração.

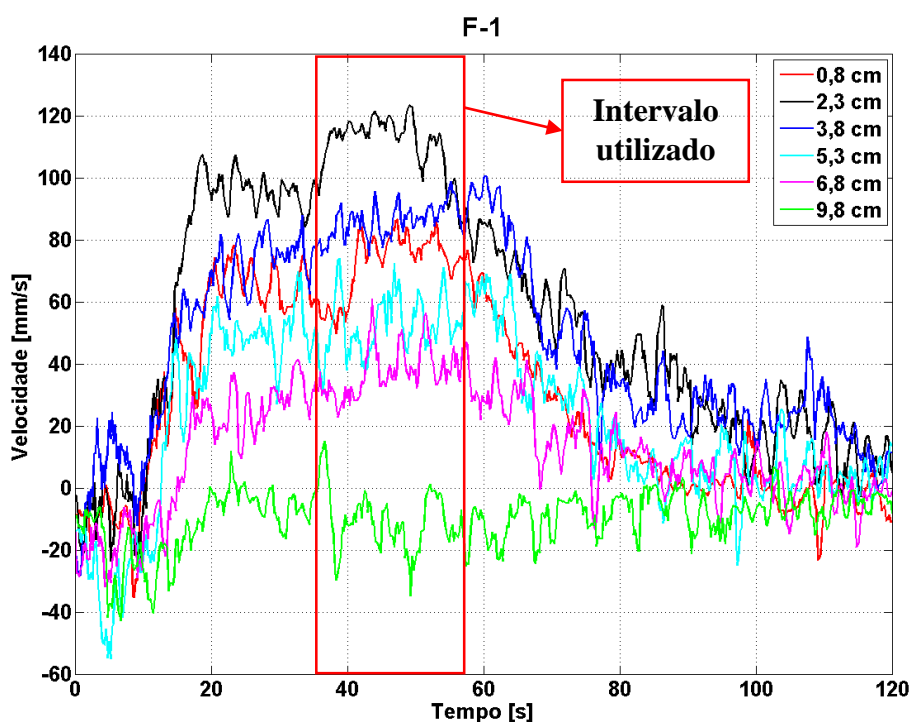


Figura 5.1. Série temporal de velocidade registradas na simulação F1. (Fonte: elaborado pelo autor)

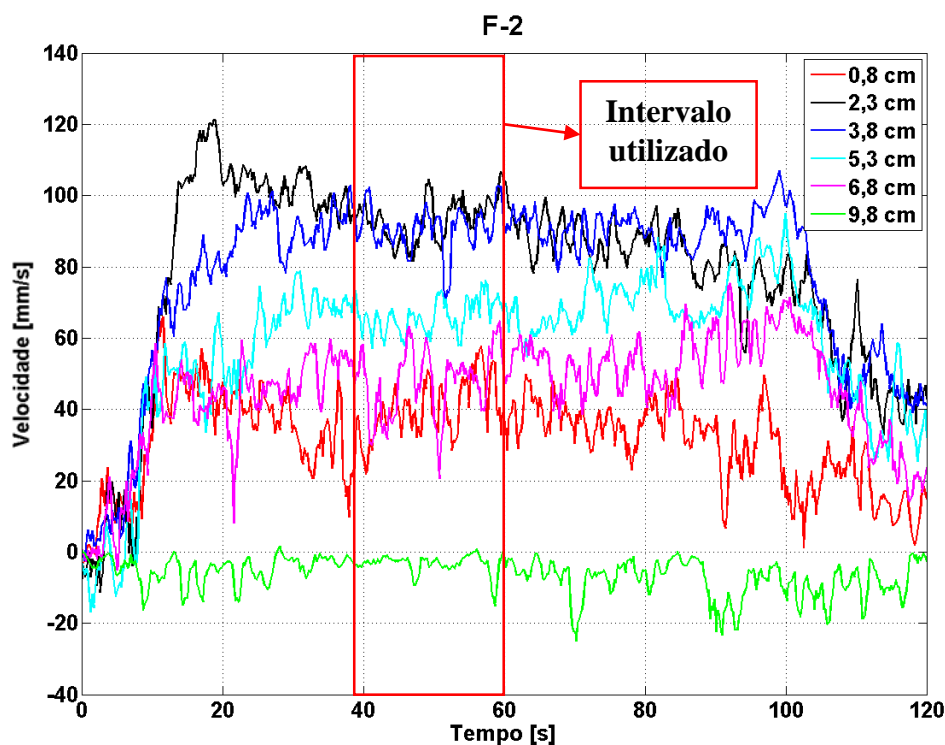


Figura 5.2. Séries temporais de velocidade registradas na simulação F2. (Fonte: elaborado pelo autor)

A partir dos intervalos selecionados foram calculadas as médias de velocidade e concentração para cada uma das alturas medidas. A partir destes resultados foram definidos a velocidade máxima do perfil (U_m), altura total da corrente (h_t) – definida como a altura de ocorrência das primeiras velocidades médias negativas no perfil –, altura de ocorrência da velocidade máxima (h_m), concentração máxima do perfil (C_r) e tempo característico (h_t/U_m), tempo utilizado para adimensionalização das equações governantes, ou seja, cada unidade de tempo adimensional calculada nas simulações corresponde dimensionalmente a h_t/U_m . A tabela 5.1 apresenta os resultados obtidos.

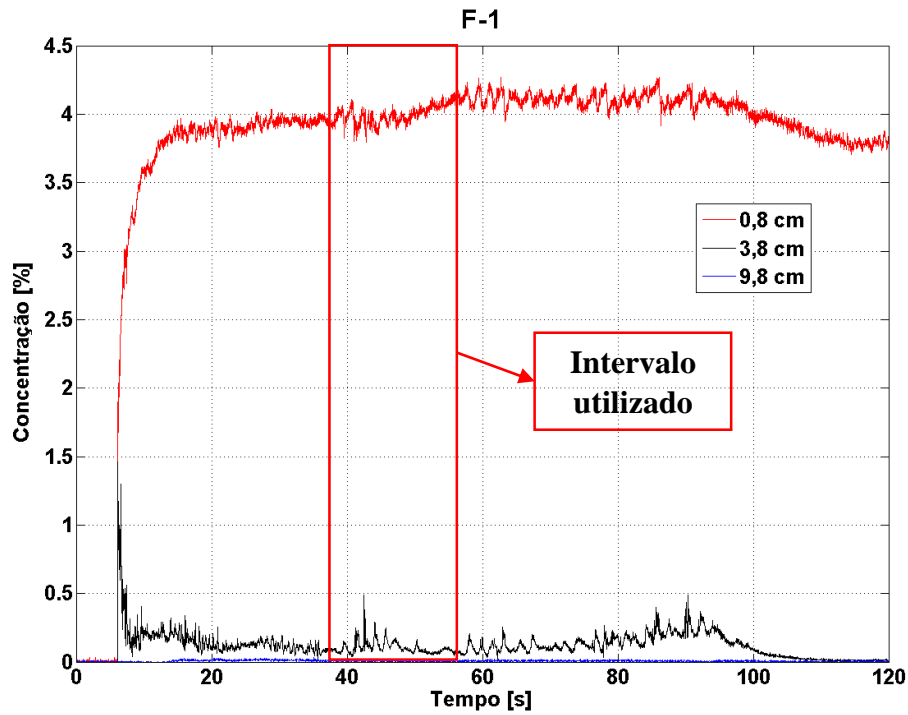


Figura 5.3. Séries temporais de concentração registradas na simulação F-1. (Fonte: elaborado pelo autor)

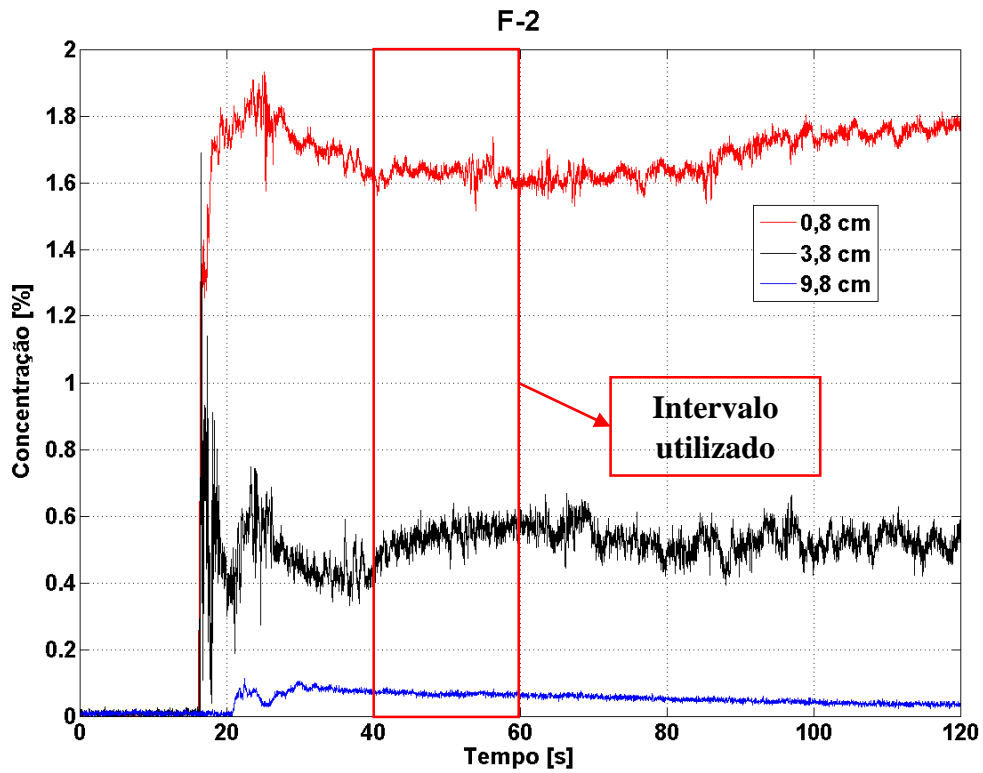


Figura 5.4. Séries temporais de concentração registradas na simulação F2. (Fonte: elaborado pelo autor)

Tabela 5.1. Valores de referência e número de Reynolds para as simulações F-1 e F2. (Fonte: elaborado pelo autor)

Parâmetro	F1	F2
U_m [cm/s]	10,77	8,43
h_t [cm]	9,8	9,8
h_m [cm]	2,3	2,3
C_r [-]	0,0467	0,0238
h_t/U_m [s]	0,91	1,16
\Re [-]	10558	8257
\mathfrak{Ri} [-]	1,56	1,30

Posteriormente foram ajustadas as equações 4.1, 4.2 e 4.3 para a inserção dos perfis como condição de contorno de entrada no domínio computacional. A figura 5.5 apresenta os perfis de velocidade e concentração obtidos e a tabela 5.2 apresenta os parâmetros de ajuste para cada equação. Nota-se que os perfis de velocidade e concentração apresentam diferentes formas. Os perfis de F2 apresentam uma distribuição mais uniforme das velocidades e concentração – evidenciado pelos parâmetros n , α e B de ajuste, já que estes representam o gradiente dos perfis de velocidade e concentração – devido ao seu caráter mais diluído.

Tabela 5.2. Parâmetros ajustados para as equações 4.1, 4.2 e 4.3. (Fonte: elaborado pelo autor)

Parâmetro	F1	F2
n	2,68	1,88
m	1,85	2,86
α	5,06	4,80
B	-5,30	-3,81

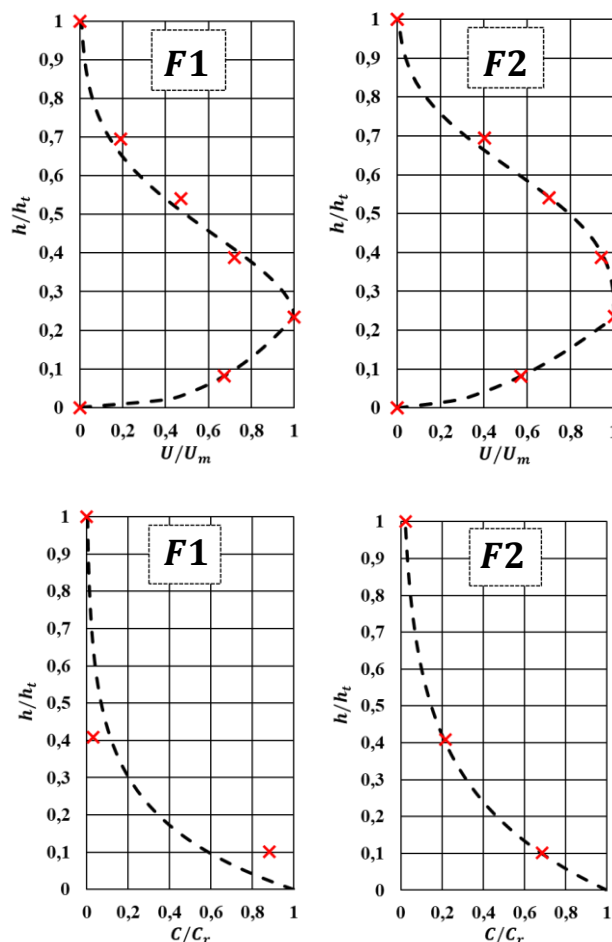


Figura 5.5. Perfis de velocidade e concentração ajustados para as diferentes simulações físicas. (Fonte: elaborado pelo autor)

5.1.2 Discretização da curva granulométrica e cálculo da velocidade de queda

Após o cálculo dos perfis e parâmetros de adimensionalização, a partir da curva granulométrica do carvão mineral (figura 4.3), dividiu-se a distribuição dos tamanhos de grão de sedimento em 5 classes para inserção no modelo numérico. Cada classe representa uma determinada faixa de diâmetros correspondentes. A figura 5.6 apresenta as classes definidas dentro da granulometria do carvão mineral e a tabela 5.2 os diâmetros máximos (d_{max}) e mínimos (d_{min}) representados por cada classe, diâmetro adotado como representativo para a classe (d_i), porcentagem representada por este diâmetro (Φ_i) e a velocidade de queda calculada para o diâmetro representativo (w_s) calculada pela equação (4.12). O diâmetro representativo adotado foi o diâmetro geométrico, ou seja, foi calculado através de uma média ponderada dos diâmetros representativos de cada classe.

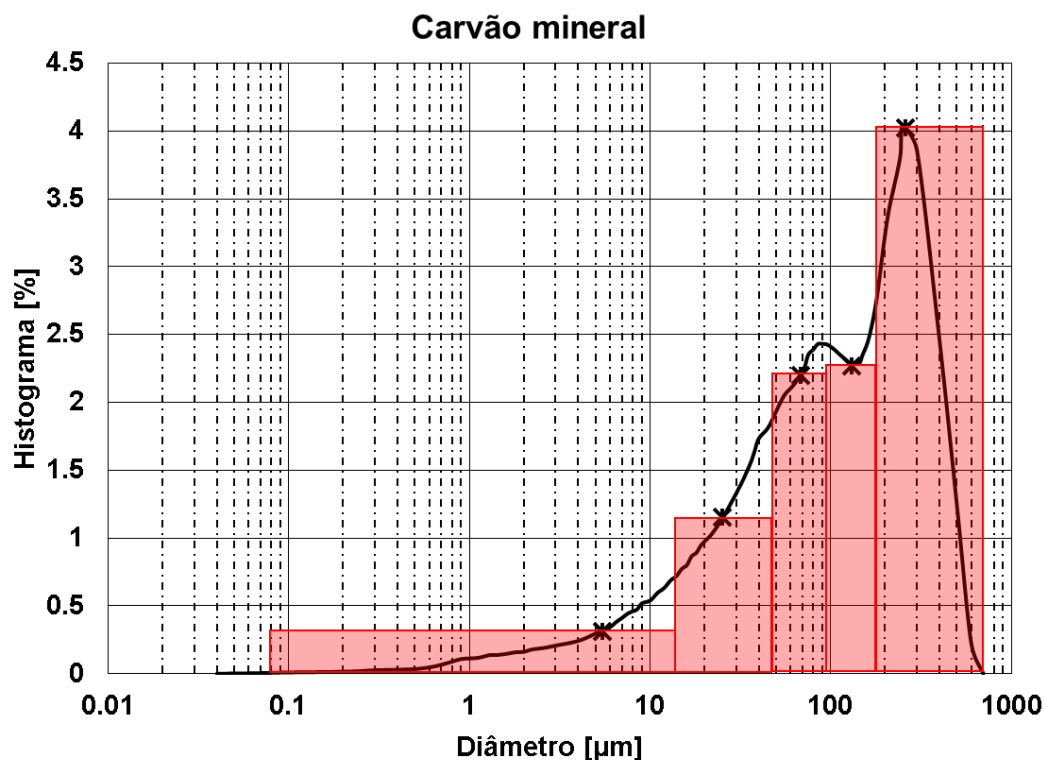


Figura 5.6. Classes representativas adotadas para representação do sedimento nas simulações numéricas. (Fonte: elaborado pelo autor)

Tabela 5.3. Características das classes granulométricas selecionadas. (Fonte: elaborado pelo autor)

Classe	d_{min} [μm]	d_{max} [μm]	d_i [μm]	Φ_i [%]	w_s [m/s]
C1	0,07	11	0,91	6,4	$6,46 \times 10^{-6}$
C2	11	40	6,83	17,6	$1,38 \times 10^{-4}$
C3	40	90	17,90	21,8	$1,01 \times 10^{-3}$
C4	90	180	38,43	26,1	$3,57 \times 10^{-3}$
C5	180	600	69,00	28,1	$1,17 \times 10^{-2}$

Os valores de velocidade de queda para cada classe de partículas foram adimensionalizados – a partir da divisão pela velocidade máxima de entrada (U_m) – para a inserção no modelo numérico. A tabela 5.4 apresenta os valores de velocidade de queda adimensionalizados para as simulações F-1 e F-2.

Tabela 5.4. Velocidades de queda adimensionalizadas para as simulações F-1 e F-2. (Fonte: elaborado pelo autor)

Classe	F1	F2
	w_s	
C1	$5,99 \times 10^{-5}$	$7,66 \times 10^{-5}$
C2	$1,28 \times 10^{-3}$	$1,64 \times 10^{-3}$
C3	$9,35 \times 10^{-3}$	$1,19 \times 10^{-2}$
C4	$3,31 \times 10^{-2}$	$4,23 \times 10^{-2}$
C5	$1,08 \times 10^{-1}$	$1,38 \times 10^{-1}$

5.2 SIMULAÇÕES NUMÉRICAS

5.2.1 Domínio computacional e tempo de cálculo

O trecho do canal simulado pode ser observado na figura 5.7, sendo a montante (condição de entrada) a estação de medição EM1 (da qual foram definidos os perfis de velocidade e concentração de entrada). A região de jusante do domínio foi escolhida como sendo uma distância posterior à localização da segunda estação de medição, com a finalidade de comparar o registro de velocidades dos ADVs com o registro de velocidade das simulações numéricas no “mesmo ponto”. A fim de não incrementar muito o custo computacional das simulações (i.e. tempo dispendido), decidiu-se por simular a distância entre as estações de medição mais 10%, ou seja 1,1 m. Os eixos cartesianos foram definidos como x no sentido principal do escoamento, y na vertical e z ao longo da largura do canal. Sendo assim, as dimensões do trecho simulado são $\tilde{L}_x \times \tilde{L}_y \times \tilde{L}_z = 1,1 \text{ m} \times 2h_t \times 2h_t$. A tabela 5.5 apresenta o tamanho dimensional ($\tilde{L}_x \times \tilde{L}_y \times \tilde{L}_z$) e o tamanho adimensional ($L_x \times L_y \times L_z$) do domínio de cada simulação – obtido através da equação 4.5.

Tabela 5.5. Tamanho do domínio computacional simulado. (Fonte: elaborado pelo autor)

Simulação	$\tilde{L}_x \times \tilde{L}_y \times \tilde{L}_z$ [m]	$L_x \times L_y \times L_z$ [-]
N1	$1,1 \times 0,196 \times 0,196$	$11,22 \times 2 \times 2$
N2	$1,1 \times 0,196 \times 0,196$	$11,22 \times 2 \times 2$

O tamanho da malha computacional temporal e espacial foi escolhido em base a trabalhos prévios de Frantz et al. (2016) e Lucchese et al. (2019) que realizaram DNS de correntes de turbidez – com Reynolds semelhantes aos deste trabalho – utilizando o *Incompact3d*. Assim, através dos tamanhos definidos na tabela 5.5 e dos espaçamentos foi definido o número de pontos da malha para cada simulação, apresentado na tabela 5.6. A tabela também apresenta o espaçamento adotado em cada direção e o passo de tempo adotado.

Tabela 5.6. Tamanho da malha computacional, espaçamento em cada direção e passo de tempo adotado. (Fonte: elaborado pelo autor)

Simulação	$n_x \times n_y \times n_z$	$\Delta x_x \times \Delta x_y \times \Delta x_z$	Δt
N1	$1105 \times 139 \times 139$	$0,01 \times 0,014 \times 0,014$	10^{-3}
N2	$1105 \times 139 \times 139$	$0,01 \times 0,014 \times 0,014$	10^{-3}

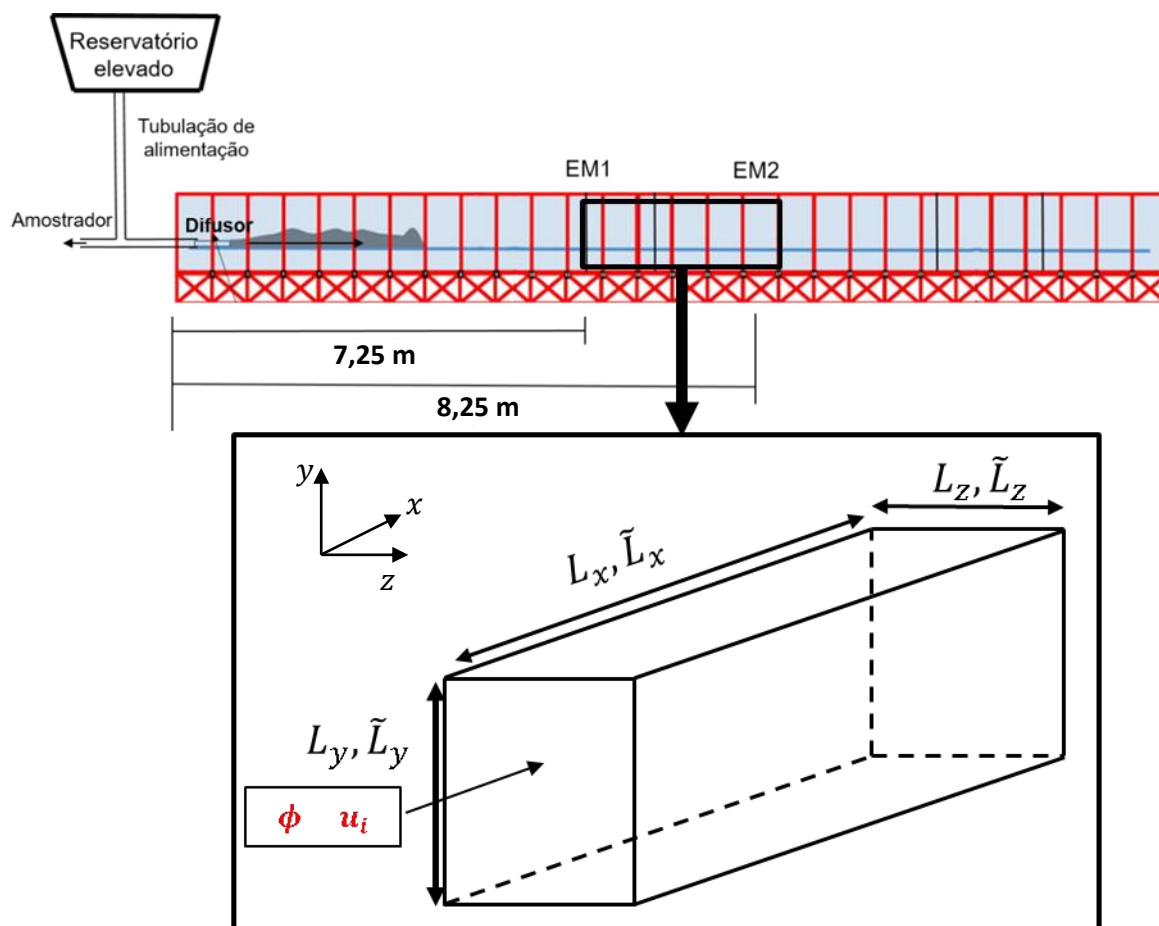


Figura 5.7. Região do canal simulada numericamente. (Fonte: próprio autor)

5.2.2 Simulações numéricas

As figuras 5.8 e 5.9 apresentam a evolução do escoamento das simulações N1 e N2 observada através da concentração de sedimentos correspondentes à classe C3 definida anteriormente. Esta classe foi selecionada por ser intermediária, possibilitando uma melhor visualização do desenvolvimento dinâmico do escoamento médio. As classes de menor diâmetro apresentam uma distribuição quase uniforme ao longo da vertical. Já a classe mais grossa apresenta concentrações significativas apenas na região inferior da corrente de turbidez, ocorrendo grande deposição no início do trecho simulado.

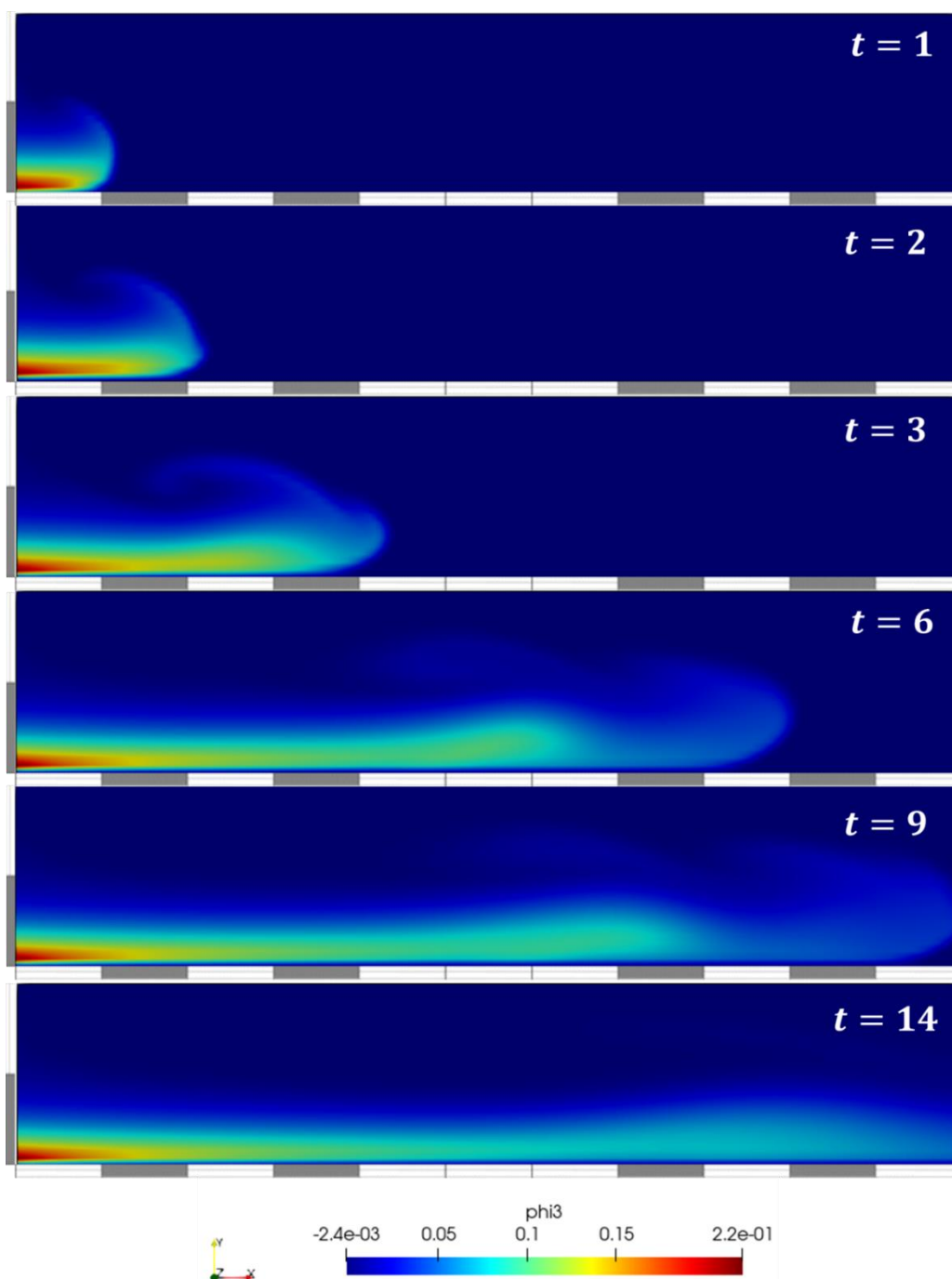


Figura 5.8. Desenvolvimento do escoamento para a simulação N1. Visualização da concentração da classe de sedimento C3 (Fonte: próprio autor)

Pode-se avaliar que a concentração decai com o avanço da corrente devido à deposição de parte das partículas na região inicial do trecho simulado. O desenvolvimento da cabeça da corrente é gerado e ocorre um alto carregamento de fluido ambiente, gerando uma região de concentração mais baixa atrás da cabeça da corrente. A partir do tempo $t=2$ já é possível observar a formação de um primeiro vórtice de Kelvin-Helmholtz em ambos os casos. O avanço da cabeça da corrente se dá seguido por uma região de baixa

concentração devido à mistura de fluido ambiente nesta região do escoamento. Para a simulação N1, observa-se ao redor do tempo $t=9$ a chegada da cabeça da corrente na região de saída do domínio. Devido a menor velocidade do escoamento em N2, observa-se que a corrente atinge o limite do domínio por volta do tempo $t=9,5$.

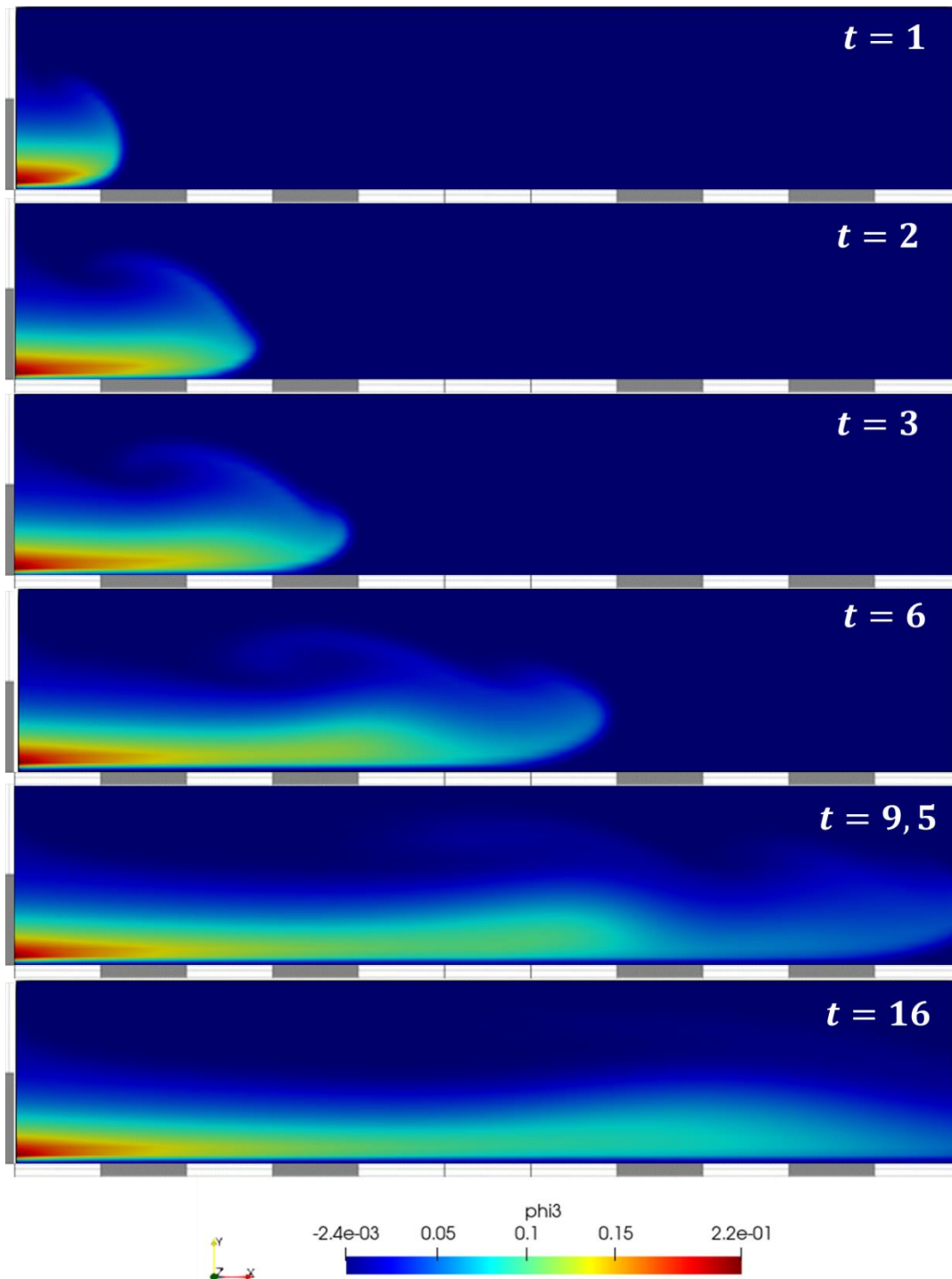


Figura 5.9. Desenvolvimento do escoamento para a simulação N2. Visualização da concentração da classe de sedimento C3 (Fonte: próprio autor)

Para a simulação N1, o escoamento estabilizou-se a partir de um tempo $t=14$. Para a simulação a estabilização começou a partir de um tempo $t=16$. A partir destes tempos continuou-se as simulações durante mais 5 unidades de tempo para realizar o registro de velocidades para a realização da comparação com os experimentos físicos e para a realização do cálculo do balanço da TKE.

5.2.3 Comparações com as simulações físicas

A partir do registro de velocidades das simulações físicas comparou-se a magnitude das três componentes da velocidade normalizadas. As figuras 5.10 e 5.11 apresentam a comparação entre o registro de velocidade coletado da modelagem física – normalizada através de U_m e a escala temporal através de h/U_m – e da simulação numérica. Comparando os registros de velocidade demonstram que as velocidades nas direções y e z apresentam valores próximos a zero tanto para os experimentos físicos como para as simulações numéricas. Os registros de velocidade na direção x apresentam valores semelhantes, porém apresentam oscilações de maior período não detectadas no registro das simulações numéricas. Estas diferenças podem ser atribuídas à forte não permanência do escoamento experimentado nas simulações físicas que não é representada no domínio computacional, uma vez que as condições de contorno de entrada não variam ao longo do tempo, exceto pelo ruído randômico da ordem das flutuações de velocidade. A tabela 5.7 apresenta o cálculo da TKE média para cada um dos registros, evidenciando que a magnitude da TKE foi corretamente representada.

Tabela 5.7. TKE média calculada para o intervalo de tempo registrado. (Fonte: elaborado pelo autor)

Simulação	F1	N1	Diferença [%]
TKE	$4,2 \times 10^{-5}$	$3,8 \times 10^{-5}$	-10,5
Simulação	F2	N2	Diferença [%]
TKE	$4,5 \times 10^{-5}$	$4,9 \times 10^{-5}$	8,8

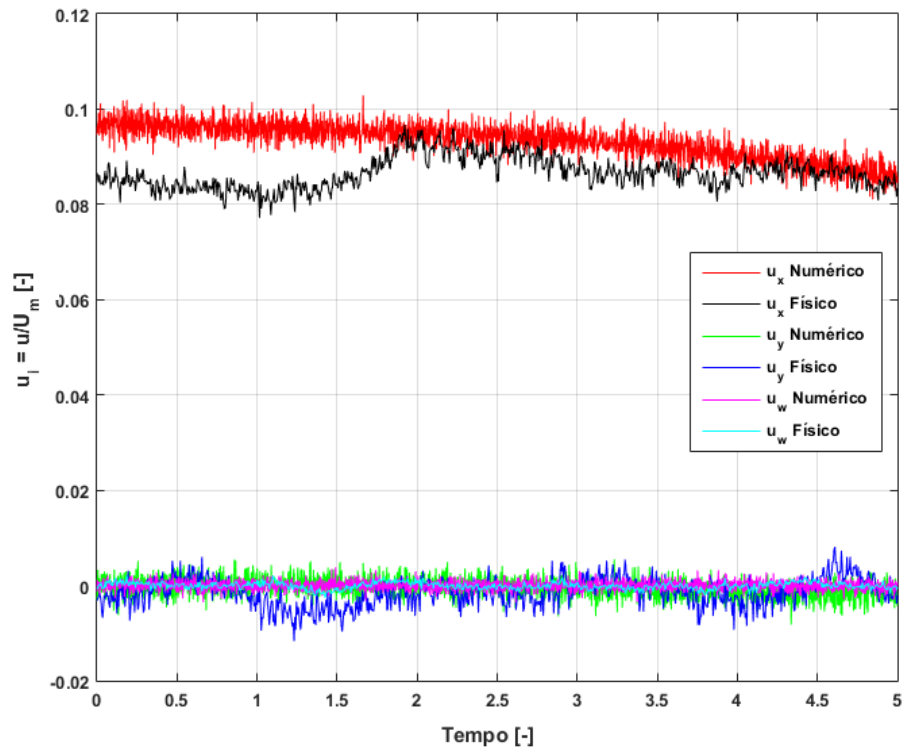


Figura 5.10. Registros de velocidade das simulações física e numérica F1 e N1. (Fonte: próprio autor)

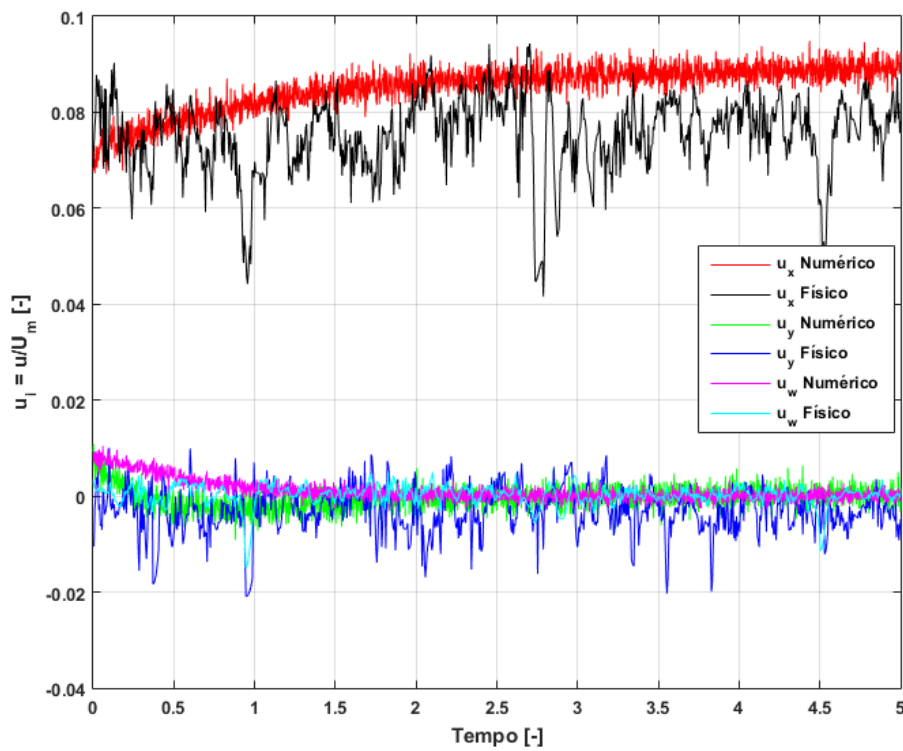


Figura 5.11. Registros de velocidade das simulações física e numérica F2 e N2. (Fonte: próprio autor)

Apesar de neste ponto a magnitude da TKE ser coerente com os resultados físicos, não é o suficiente para afirmar que a estrutura da turbulência foi corretamente representada. A fim de comparar a estrutura da turbulência registrada nos experimentos físicos com a simulada numericamente, foi comparada a densidade espectral, calculada através de transformada de Welch, para as diferentes frequências registradas (maiores que 2 Hz). As comparações entre a densidade espectral do registro de velocidades das simulações físicas e numéricas são expostas nas figuras 5.12 e 5.13. Observa-se que, em ambos os casos, o decrescimento da energia nas simulações numéricas acompanha o decrescimento registrado nas simulações físicas, demonstrando que a energia se distribui – nas diferentes escalas simuladas – de maneira semelhante nas simulações físicas e numéricas.

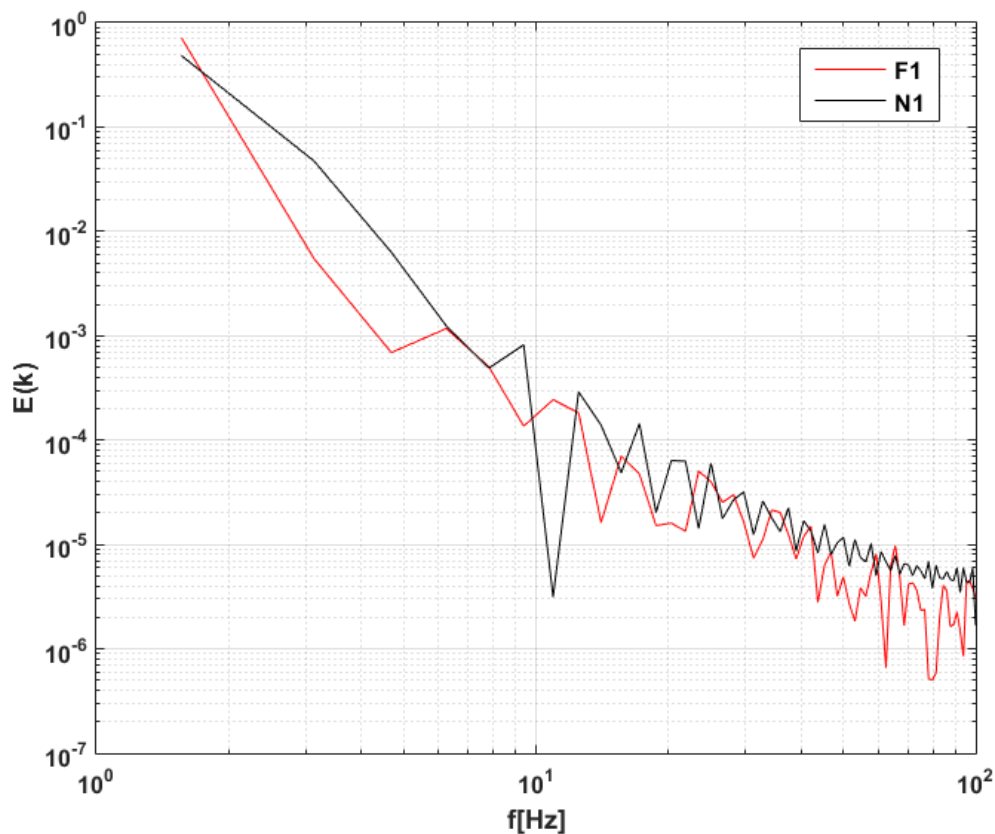


Figura 5.12. Densidade espectral das flutuações de velocidade para as simulações F1 e N1. (Fonte: próprio autor)

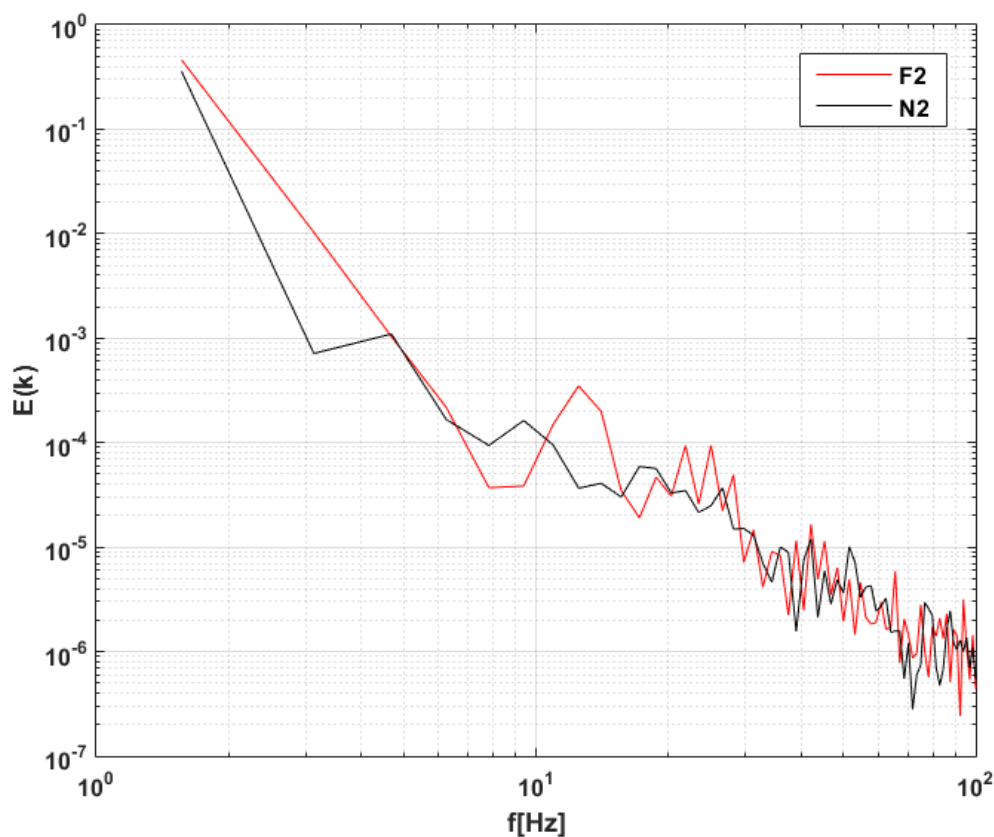


Figura 5.13. Densidade espectral das flutuações de velocidade para as simulações F2 e N2. (Fonte: próprio autor)

5.3 CÁLCULO DO BALANÇO DE TKE

Para uma vertical que passa pelo mesmo ponto que foi realizada a comparação entre as simulações físicas e numéricas, foi calculada a distribuição vertical de TKE e os termos da equação 4.29, do balanço de TKE.

As figuras 5.14 e 5.15 apresentam distribuição vertical TKE ao longo da vertical das correntes de turbidez simuladas comparadas com o perfil de velocidades médio. Analisando – desde o leito – o perfil vertical de TKE da simulação N1, observa-se um aumento no seu valor até um máximo local, abaixo do ponto de velocidade máxima. Posteriormente ocorre um decréscimo suave até a altura de ocorrência da velocidade máxima seguido de um acréscimo até seu valor máximo. Posteriormente a TKE decresce e aumenta oscilando em valores próximos ao máximo atingido.

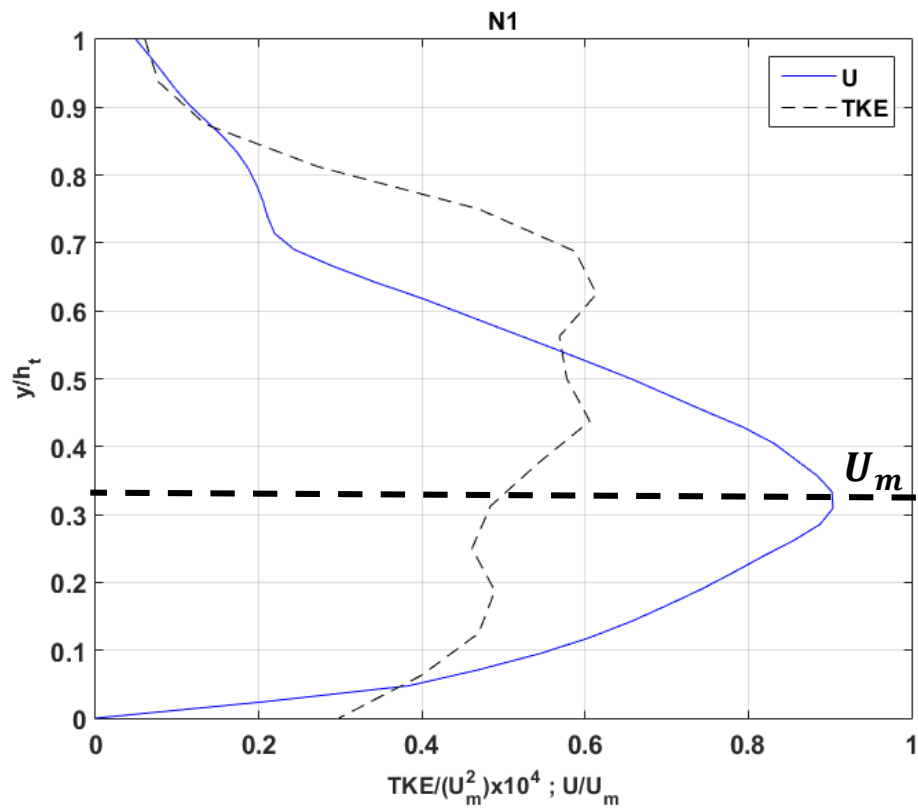


Figura 5.14. Perfil de velocidade e de TKE analisados para N1. Linha tracejada horizontal preta: altura de ocorrência da velocidade máxima. (Fonte: próprio autor)

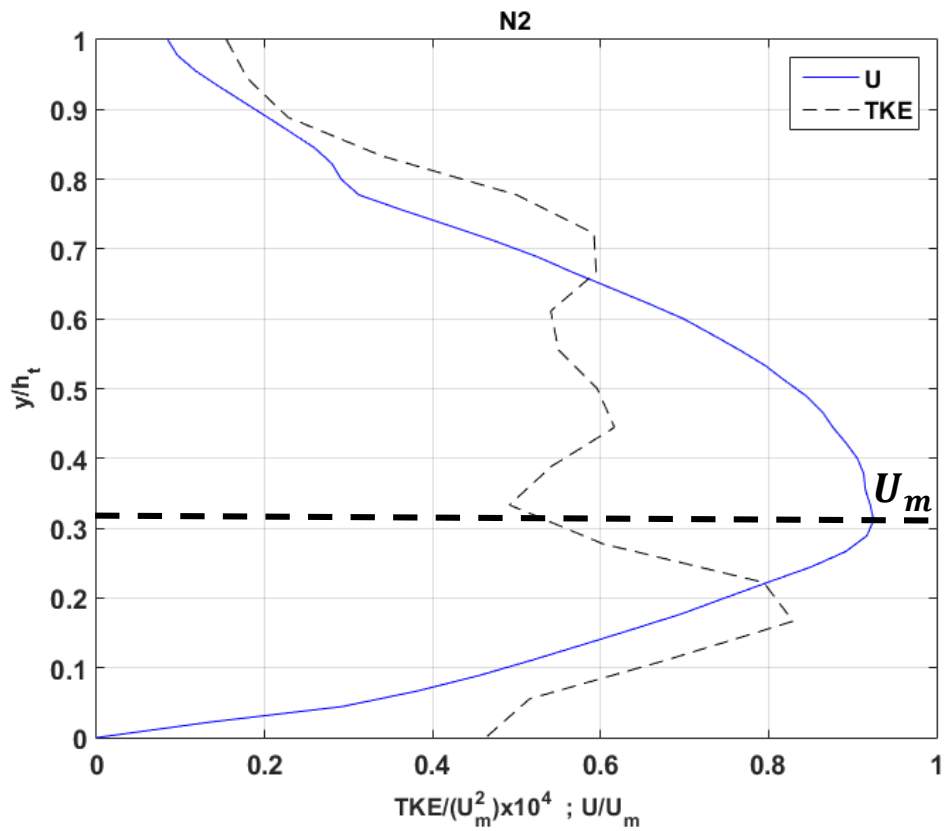


Figura 5.15. Perfil de velocidade e de TKE analisados para N2. Linha tracejada horizontal preta: altura de ocorrência da velocidade máxima. (Fonte: próprio autor)

Para a simulação N2, analisando o perfil de TKE desde o leito, observa-se um aumento no seu valor absoluto até o seu valor máximo, abaixo do ponto de velocidade máxima. Posteriormente ocorre um decréscimo até um valor mínimo local próximo à altura de ocorrência da velocidade máxima da corrente. Próximo à região da camada de mistura a TKE oscila levemente até a altura do ponto de mudança de inclinação do perfil de velocidades ($y/h_t \cong 0,8$) até decrescer ao seu valor mínimo. Assim como para a simulação N1, próximo ao ponto de mudança da inclinação do perfil de velocidades a TKE decresce até seu valor mínimo.

Apesar de não seguirem fielmente aos perfis medidos e calculados expostos na literatura e apresentados na seção 3.3, os formatos dos perfis verticais obtidos (figuras 5.14 e 5.15) apresentam características semelhantes a alguns destes. Por exemplo, o acréscimo da TKE na região inferior da corrente de turbidez seguido de um decréscimo próximo ao ponto de máxima velocidade condiz com os resultados medidos por Kneller et al. (1997) – figura 3.8A. A parte superior dos perfis de TKE assemelha-se ao perfil calculado por Kneller et al. (2016) – figura 3.8B através de LES para correntes de turbidez nas quais a TKE não sofre grandes influências da inércia das partículas, por apresentarem velocidades de queda muito inferiores à velocidade do escoamento médio. Tal fenômeno pode explicar-se devido à deposição de partículas no início do domínio, diminuindo a concentração de partículas a jusante (figuras 5.8 e 5.9), fazendo com que a influência destas na TKE seja menor.

Uma vez calculados os perfis de verticais TKE, foram calculados os termos restantes da equação 4.29. Tais termos são mecanismos responsáveis pela incorporação – no caso da produção turbulenta (PT) –, pela dissipação – no caso da dissipação viscosa (DV) – ou pelo transporte (ou transferência) – no caso do trabalho das forças de empuxo (TP), transporte pelas tensões viscosas (TV) e transporte pelas tensões de Reynolds – da TKE ao longo do escoamento. As figuras 5.16 e 5.17 apresentam o balanço da variação de TKE ao longo da vertical das simulações N1 e N2 respectivamente.

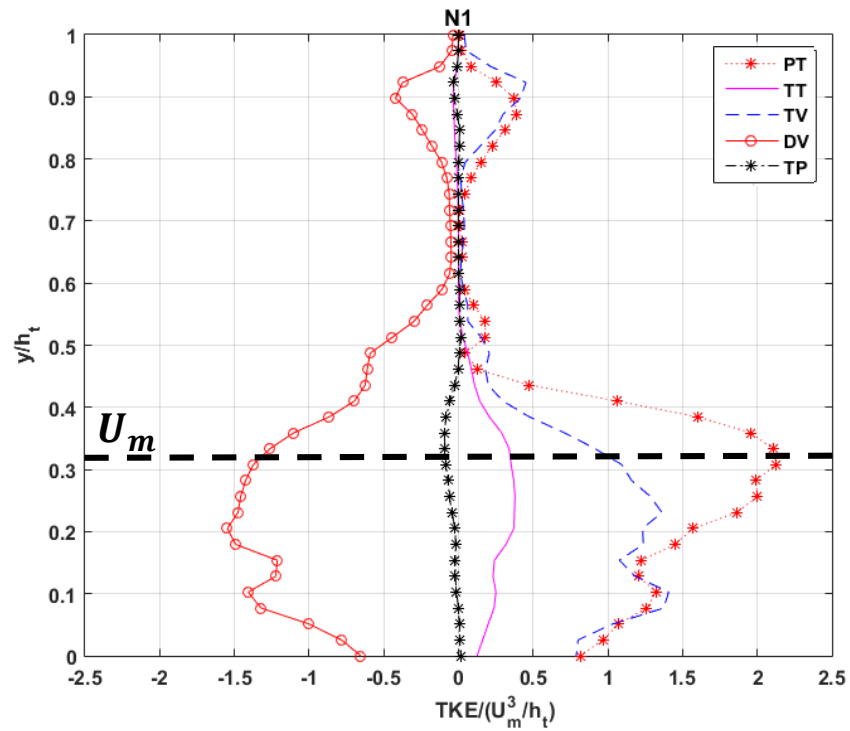


Figura 5.16. Balanço da variação de TKE ao longo da vertical para a simulação N1. Linha tracejada horizontal preta: altura de ocorrência da velocidade máxima. (Fonte: próprio autor)

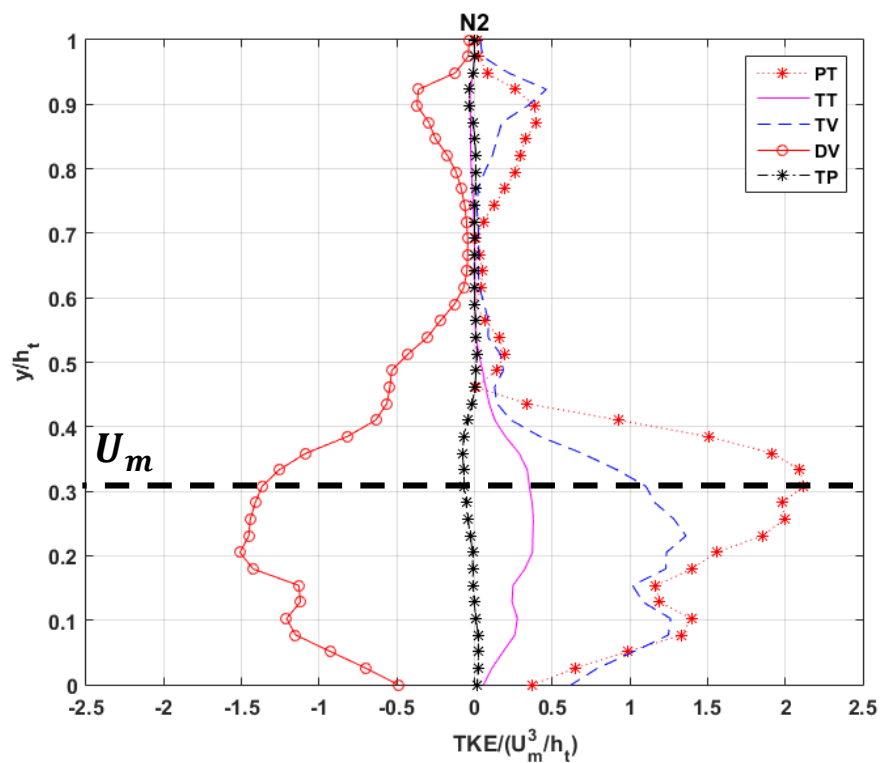


Figura 5.17. Balanço da variação de TKE ao longo da vertical para a simulação N2. Linha tracejada horizontal preta: altura de ocorrência da velocidade máxima. (Fonte: próprio autor)

Analisando os diferentes perfis apresentados, nota-se que os termos se comportam de maneira muito semelhante. De maneira geral, todos os perfis apresentam seus valores máximos próximos à região da altura de ocorrência da velocidade máxima, uma região de estagnação (sem variações) entre as alturas 0,6 e 0,8 e uma região final de pequenas variações no limite superior da camada de mistura.

A DV é um mecanismo naturalmente dissipativo que, em escoamentos turbulentos completamente desenvolvidos, não altera sua intensidade independente do seu número de Reynolds. A energia que não é dissipada é transportada pela turbulência, tensões viscosas ou pelas forças de empuxo. A PT é outro termo de grande importância, pois representa os mecanismos de incorporação de TKE ao escoamento que se somam à TKE transportada de outras regiões pelos mecanismos de TV, TT e TP.

Observa-se que a PT tem um papel fundamental na incorporação de TKE, enquanto o TV representa um mecanismo de grande aporte de outras regiões do escoamento, ou seja, as tensões viscosas cumprem um papel fundamental no transporte da TKE, sendo maior que o triplo do papel das tensões turbulentas (representadas pelo termo de TT). O termo de pressão (TP) apresenta um papel ínfimo em toda vertical, em relação aos outros termos, apresentando valores negativos entre as alturas 0,3 e 0,4, representando uma perda de TKE transferida por diferencial de pressão.

Os mecanismos de transporte devido às tensões de Reynolds e às tensões viscosas demonstram um papel de grande importância na manutenção da TKE no escoamento, dado que a dissipação e a produção atingem valores muito semelhantes às mesmas alturas.

6 CONCLUSÕES

Após a realização deste trabalho, conclui-se que os objetivos do trabalho foram atingidos através de uma análise da TKE ao longo de uma corrente de turbidez. Através de dados coletados em simulações físicas, foram implementadas as condições de entrada de velocidade e concentração em um domínio computacional no código *Incompact3d*, correspondente a um trecho de 1,1 m do canal no qual foram realizadas as simulações físicas. Para este trecho simulado foram comparados os registros de velocidade calculados numericamente com registros de velocidades não inseridos no domínio computacional – medidos através de um ADV. Os registros apresentaram coerência quanto à ordem de magnitude da velocidade, da magnitude da TKE e a distribuição da TKE ao longo das diferentes escalas, ou seja, as simulações numéricas foram capazes de reproduzir corretamente a TKE registrada nas simulações físicas.

A união das metodologias física e numérica mostrou-se uma poderosa ferramenta para a realização de cálculos que exijam um detalhamento superior àquele disponível nos dados físicos, possibilitando o cálculo de perfis verticais de TKE e o balanço da variação de TKE ao longo da vertical. As distribuições verticais de TKE das correntes de turbidez apresentaram elementos identificados por outros autores que realizaram simulações numéricas e físicas. O balanço de variação da TKE demonstrou que além da grande influência da produção turbulenta (PT) e dissipação viscosa (DV), o transporte por tensões viscosas (TV) é um importante mecanismo de aporte de TKE à diferentes regiões do escoamento. O transporte devido às tensões de Reynolds (TT) apresentou valores menos significativos que o TV, porém consideráveis. Este transporte pode vir a ser mais influente em escoamentos com maiores números de Reynolds, nos quais a ordem de grandeza das flutuações turbulentas seja superior à dos números de Reynolds simulados neste trabalho.

Os resultados obtidos possibilitam concluir que as correntes N1 e F1 – de maior concentração, maior número de Reynolds e maior número de Richardson – apresentam uma maior TKE na região superior à altura de ocorrência da velocidade máxima do perfil vertical de velocidades do escoamento (próximo à camada de mistura). As correntes N2 e F2 apresentam uma maior TKE na região inferior (mais próxima ao leito). Para as duas correntes simuladas foram encontrados mínimos locais na região de ocorrência da máxima velocidade.

Recomenda-se para futuros trabalhos:

- Analisar a influência do número de Reynolds na distribuição da TKE, avaliando as mudanças que podem ocorrer com um aumento no transporte por tensões turbulentas de Reynolds;
- Avaliar a influência do número de Richardson global e local na distribuição de TKE;
- Analisar a influência da concentração de sedimentos na variação da TKE;
- Avaliar o transporte de sedimentos ao longo da vertical das correntes de turbidez, comparando-o com a distribuição vertical de TKE.

REFERÊNCIAS

- ALMGREN, Ann S.; BELL, John B.; SZYMCZAK, William G. A Numerical Method for the Incompressible Navier-Stokes Equations Based on an Approximate Projection. **SIAM Journal on Scientific Computing**, [s. l.], v. 17, n. 2, p. 358–369, 1996. Disponível em: <<http://epubs.siam.org/doi/10.1137/S1064827593244213>>. Acesso em: 5 abr. 2019.
- ALTINAKAR, Mustafa Siddik. **Weakly Depositing Turbidity Currents on Small Slopes** Lausanne ECOLE POLYTECHNIQUE FEDERALE DE LAUSANNE, , 1993.
- BAAS, Jaco H. et al. Coupling between suspended sediment distribution and turbulence structure in a laboratory turbidity current. **Journal of Geophysical Research**, [s. l.], v. 110, n. C11, p. C11015, 2005. Disponível em: <<http://doi.wiley.com/10.1029/2004JC002668>>. Acesso em: 5 abr. 2019.
- BENJAMIN, T. Brooke. Gravity currents and related phenomena. **Journal of Fluid Mechanics**, [s. l.], v. 31, n. 2, p. 209–248, 1968. Disponível em: <https://www.cambridge.org/core/product/identifiier/S0022112068000133/type/journal_article>. Acesso em: 5 abr. 2019.
- BEST, J. L.; KIRKBRIDE, A. D.; PEAKALL, J. Mean Flow and Turbulence Structure of Sediment-Laden Gravity Currents: New Insights using Ultrasonic Doppler Velocity Profiling. In: **Particulate Gravity Currents**. Oxford, UK: Blackwell Publishing Ltd., 2001. p. 157–172.
- BIEGERT, Edward et al. High-resolution simulations of turbidity currents. **Progress in Earth and Planetary Science**, [s. l.], v. 4, n. 1, p. 33, 2017. Disponível em: <<https://progearthplanetsci.springeropen.com/articles/10.1186/s40645-017-0147-4>>. Acesso em: 5 abr. 2019.
- BIRMAN, V. K.; MEIBURG, E. High-resolution simulations of gravity currents. **Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering**, [s. l.], v. 28, n. 2, p. 169–173, 2006. Disponível em: <http://www.scielo.br/scielo.php?script=sci_arttext&pid=S1678-58782006000200006&lng=en&nrm=iso&tlng=en>. Acesso em: 5 abr. 2019.
- BONNECAZE, Roger T.; HUPPERT, Herbert E.; LISTER, John R. Particle-driven gravity currents. **Journal of Fluid Mechanics**, [s. l.], v. 250, n. 1, p. 339, 1993. Disponível em: <http://www.journals.cambridge.org/abstract_S002211209300148X>. Acesso em: 5 abr. 2019.
- BRITTER, R. E.; SIMPSON, J. E. Experiments on the dynamics of a gravity current head. **Journal of Fluid Mechanics**, [s. l.], v. 88, n. 02, p. 223, 1978. Disponível em: <http://www.journals.cambridge.org/abstract_S0022112078002074>. Acesso em: 5 abr. 2019.
- BUCKEE, C.; KNELLER, B.; PEAKALL, J. Turbulence Structure in Steady, Solute-Driven Gravity Currents. In: **Particulate Gravity Currents**. Oxford, UK: Blackwell Publishing Ltd., 2000. p. 173–187.
- BUFFON, Patricia. Aplicabilidade dos conceitos de competência do escoamento e de capacidade de transporte às correntes de turbidez. [s. l.], 2018. Disponível em: <<https://lume.ufrgs.br/handle/10183/180694>>. Acesso em: 15 jun. 2019.
- CANTERO, Mariano I. et al. Turbulent structures in planar gravity currents and their influence on the flow dynamics. **Journal of Geophysical Research**, [s. l.], v. 113, n. C8, p. C08018, 2008. Disponível em: <<http://doi.wiley.com/10.1029/2007JC004645>>. Acesso em: 5 abr. 2019.
- CANTERO, MARIANO I. et al. On the front velocity of gravity currents. **Journal of Fluid Mechanics**, [s. l.], v. 586, p. 1, 2007. Disponível em: <http://www.journals.cambridge.org/abstract_S0022112007005769>. Acesso em: 5 abr. 2019.
- CHOUX, C. M. A. et al. Comparison of spatio-temporal evolution of experimental particulate gravity flows at two different initial concentrations, based on velocity, grain size and density data. **Sedimentary Geology**, [s. l.], v. 179, n. 1–2, p. 49–69, 2005. Disponível em: <<https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0037073805001983>>. Acesso em: 5 abr. 2019.

COSSU, Remo; WELLS, Mathew G. A comparison of the shear stress distribution in the bottom boundary layer of experimental density and turbidity currents. **European Journal of Mechanics - B/Fluids**, [s. l.], v. 32, p. 70–79, 2012. Disponível em:

<<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0997754611000926>>. Acesso em: 16 jun. 2019.

DWYER, Michael J.; PATTON, Edward G.; SHAW, Roger H. Turbulent kinetic energy budgets from a large-eddy simulation of airflow above and within a forest canopy. **Boundary-Layer Meteorology**, [s. l.], v. 84, n. 1, p. 23–43, 1997. Disponível em: <<http://link.springer.com/10.1023/A:1000301303543>>. Acesso em: 5 abr. 2019.

EGGENHUISEN, JORIS T.; MCCAFFREY, WILLIAM D. The vertical turbulence structure of experimental turbidity currents encountering basal obstructions: implications for vertical suspended sediment distribution in non-equilibrium currents. **Sedimentology**, [s. l.], v. 59, n. 3, p. 1101–1120, 2012.

Disponível em: <<http://doi.wiley.com/10.1111/j.1365-3091.2011.01297.x>>. Acesso em: 16 jun. 2019.

EIDSVIK, Karl J.; BRØRS, Bård. Self-accelerated turbidity current prediction based upon $(k-\epsilon)$ turbulence. **Continental Shelf Research**, [s. l.], v. 9, n. 7, p. 617–627, 1989. Disponível em:

<<https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0278434389900332>>. Acesso em: 5 abr. 2019.

ELLISON, T. H.; TURNER, J. S. Turbulent entrainment in stratified flows. **Journal of Fluid Mechanics**, [s. l.], v. 6, n. 03, p. 423, 1959. Disponível em:

<http://www.journals.cambridge.org/abstract_S0022112059000738>. Acesso em: 5 abr. 2019.

ESPATH, L. F. R. et al. Two- and three-dimensional Direct Numerical Simulation of particle-laden gravity currents. **Computers & Geosciences**, [s. l.], v. 63, p. 9–16, 2014. Disponível em:

<<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0098300413002707>>. Acesso em: 5 abr. 2019.

FICK, Cristiano; MANICA, Rafael; TOLDO JUNIOR, Elírio Ernestino. Autogenic influence on the morphology of submarine fans: an approach from 3D physical modelling of turbidity currents. **Brazilian Journal of Geology**, [s. l.], v. 47, n. 3, p. 345–368, 2017. Disponível em:

<http://www.scielo.br/scielo.php?script=sci_arttext&pid=S2317-48892017000300345&lng=en&tlng=en>. Acesso em: 15 jun. 2019.

FRANCISCO, E. P. et al. Reynolds number and settling velocity influence for finite-release particle-laden gravity currents in a basin. **Computers & Geosciences**, [s. l.], v. 110, p. 1–9, 2018. Disponível em:

<<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0098300417301371>>. Acesso em: 5 abr. 2019.

FRANTZ, Ricardo; LAIZET, Sylvain; SILVESTRINI, Jorge Hugo. Direct Numerical Simulations of Hyperpycnal Flows in Open-Channel Configuration. **10th ABCM Spring School on Transition and Turbulence**, [s. l.], 2016.

GARCIA, Marcelo; PARKER, Gary. Experiments on the entrainment of sediment into suspension by a dense bottom current. **Journal of Geophysical Research: Oceans**, [s. l.], v. 98, n. C3, p. 4793–4807, 1993. Disponível em: <<http://doi.wiley.com/10.1029/92JC02404>>. Acesso em: 5 abr. 2019.

GRAY, T. E.; ALEXANDER, Jan; LEEDER, Mike R. Longitudinal flow evolution and turbulence structure of dynamically similar, sustained, saline density and turbidity currents. **Journal of Geophysical Research**, [s. l.], v. 111, n. C8, p. C08015, 2006. Disponível em: <<http://doi.wiley.com/10.1029/2005JC003089>>. Acesso em: 5 abr. 2019.

HÄRTEL, CARLOS; MEIBURG, ECKART; NECKER, FRIEDER. Analysis and direct numerical simulation of the flow at a gravity-current head. Part 1. Flow topology and front speed for slip and no-slip boundaries. **Journal of Fluid Mechanics**, [s. l.], v. 418, p. S0022112000001221, 2000. Disponível em:

<http://www.journals.cambridge.org/abstract_S0022112000001221>. Acesso em: 5 abr. 2019.

HEEZEN, B. C.; EWING, W. M. Turbidity currents and submarine slumps, and the 1929 Grand Banks [Newfoundland] earthquake. **American Journal of Science**, [s. l.], v. 250, n. 12, p. 849–873, 1952.

Disponível em: <<http://www.ajsonline.org/cgi/doi/10.2475/ajs.250.12.849>>. Acesso em: 5 abr. 2019.

ISLAM, M. Ashraful; IMRAN, Jasim. Vertical structure of continuous release saline and turbidity currents. **Journal of Geophysical Research**, [s. l.], v. 115, n. C8, p. C08025, 2010. Disponível em:

<<http://doi.wiley.com/10.1029/2009JC005365>>. Acesso em: 5 abr. 2019.

J. R. L. ALLEN, J. R. L. Mixing at Turbidity Current Heads, and Its Geological Implications. **SEPM Journal of Sedimentary Research**, [s. l.], v. Vol. 41, n. 1, p. 97–113, 1971. Disponível em: <<https://pubs.geoscienceworld.org/jsedres/article/41/1/97-113/113346>>. Acesso em: 11 maio. 2019.

JIMÉNEZ-HÄRTEL, Carlos J.; MEIBURG, Eckart. Gravity currents and their analysis by direct numerical simulation. **Fortschritt-Berichte VDI. Reihe 7, Strömungstechnik**, [s. l.], v. 366, 1999. Disponível em: <<https://www.research-collection.ethz.ch/handle/20.500.11850/92541>>. Acesso em: 5 abr. 2019.

KNELLER, B. C.; BENNETT, S. J.; MCCAFFREY, W. D. Velocity and turbulence structure of density currents and internal solitary waves: potential sediment transport and the formation of wave ripples in deep water. **Sedimentary Geology**, [s. l.], v. 112, n. 3–4, p. 235–250, 1997. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0037073897000316>>. Acesso em: 11 maio. 2019.

KNELLER, Ben; BUCKEE, Clare. The structure and fluid mechanics of turbidity currents: a review of some recent studies and their geological implications. **Sedimentology**, [s. l.], v. 47, p. 62–94, 2000. Disponível em: <<http://doi.wiley.com/10.1046/j.1365-3091.2000.047s1062.x>>. Acesso em: 5 abr. 2019.

KNELLER, Benjamin et al. Long-range sediment transport in the world's oceans by stably stratified turbidity currents. **Journal of Geophysical Research: Oceans**, [s. l.], v. 121, n. 12, p. 8608–8620, 2016. Disponível em: <<http://doi.wiley.com/10.1002/2016JC011978>>. Acesso em: 18 nov. 2019.

KNELLER, Benjamin C.; BENNETT, Sean J.; MCCAFFREY, William D. Velocity structure, turbulence and fluid stresses in experimental gravity currents. **Journal of Geophysical Research: Oceans**, [s. l.], v. 104, n. C3, p. 5381–5391, 1999. Disponível em: <<http://doi.wiley.com/10.1029/1998JC900077>>. Acesso em: 5 abr. 2019.

LAIZET, Sylvain; LAMBALLAIS, Eric. High-order compact schemes for incompressible flows: A simple and efficient method with quasi-spectral accuracy. **Journal of Computational Physics**, [s. l.], v. 228, n. 16, p. 5989–6015, 2009. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0021999109002587>>. Acesso em: 5 abr. 2019.

LAIZET, Sylvain; LUCCHESI, Luisa; MONTEIRO, Leonardo. **INCOMPACT3D USER GUIDE version 2.0**. [s.l.: s.n.].

LESIEUR, Marcel. **Turbulence in fluids**. [s.l.] : Springer, 2008.

LUCCHESI, Luisa Vieira. **Estudo numérico da sedimentação em correntes de turbidez com evolução do relevo de fundo**. 2018. [s. l.], 2018. Disponível em: <<https://lume.ufrgs.br/handle/10183/175016>>. Acesso em: 5 abr. 2019.

LUCCHESI, Luísa Vieira et al. Direct Numerical Simulations of turbidity currents with Evolutive Deposit Method, considering topography updates during the simulation. **Computers & Geosciences**, [s. l.], v. 133, p. 104306, 2019. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0098300418309312>>. Acesso em: 15 set. 2019.

MANICA, Rafael. **Geração de correntes de turbidez de alta densidade : condicionantes hidráulicos e deposicionais**. 2009. [s. l.], 2009. Disponível em: <<https://lume.ufrgs.br/handle/10183/19123>>. Acesso em: 5 abr. 2019.

MANICA, Rafael et al. **CARACTERIZAÇÃO DAS CORRENTES DE TURBIDEZ FORMADAS POR DIFERENTES MATERIAIS SEDIMENTARES : CORRELAÇÃO ENTRE AS PROPRIEDADES REOLÓGICAS DAS MISTURAS E PROCESSOS**. [s.l.: s.n.].

MEIBURG, Eckart; KNELLER, Ben. Turbidity Currents and Their Deposits. **Annual Review of Fluid Mechanics**, [s. l.], v. 42, n. 1, p. 135–156, 2010. Disponível em: <<http://www.annualreviews.org/doi/10.1146/annurev-fluid-121108-145618>>. Acesso em: 5 abr. 2019.

MEIBURG, Eckart; RADHAKRISHNAN, Senthil; NASR-AZADANI, Mohamad. Modeling Gravity and Turbidity Currents: Computational Approaches and Challenges. **Applied Mechanics Reviews**, [s. l.], v. 67, n. 4, p. 040802, 2015. Disponível em:

<<http://appliedmechanicsreviews.asmedigitalcollection.asme.org/article.aspx?doi=10.1115/1.4031040>>
 . Acesso em: 5 abr. 2019.

MIDDLETON, Gerard V.; HAMPTON, Monty A. Part I. Sediment Gravity Flows: Mechanics of Flow and Deposition. **SEPM Journal of Sedimentary Research**, [s. l.], p. 197–218, 1973. Disponível em:
 <http://archives.datapages.com/data/pac_sep/015/015001/pdfs/1.htm>. Acesso em: 5 abr. 2019.

MIDDLETON, G. V. Sediment Deposition from Turbidity Currents. **Annual Review of Earth and Planetary Sciences**, [s. l.], v. 21, n. 1, p. 89–114, 1993. Disponível em:
 <<http://www.annualreviews.org/doi/10.1146/annurev.earth.21.050193.000513>>. Acesso em: 11 maio. 2019.

MULDER, Thierry; ALEXANDER, Jan. The physical character of subaqueous sedimentary density flows and their deposits. **Sedimentology**, [s. l.], v. 48, n. 2, p. 269–299, 2001. Disponível em:
 <<http://doi.wiley.com/10.1046/j.1365-3091.2001.00360.x>>. Acesso em: 5 abr. 2019.

NASR-AZADANI, M. M.; HALL, B.; MEIBURG, E. Polydisperse turbidity currents propagating over complex topography: Comparison of experimental and depth-resolved simulation results. **Computers & Geosciences**, [s. l.], v. 53, p. 141–153, 2013. Disponível em:
 <<https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0098300411002986>>. Acesso em: 5 abr. 2019.

NECKER, F. et al. High-resolution simulations of particle-driven gravity currents. **International Journal of Multiphase Flow**, [s. l.], v. 28, n. 2, p. 279–300, 2002. Disponível em:
 <<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0301932201000659>>. Acesso em: 5 abr. 2019.

NORMARK, William R.; PIPER, David J. W. Initiation Processes and Flow Evolution of Turbidity Currents: Implications for the Depositional Record. **SEPM Journal of Sedimentary Research**, [s. l.], 1991. Disponível em:
 <http://archives.datapages.com/data/sepm_sp/SP46/Initiation_Processes_and_Flow.html>. Acesso em: 5 abr. 2019.

PARKER, G. et al. Experiments on turbidity currents over an erodible bed. **Journal of Hydraulic Research**, [s. l.], v. 25, n. 1, p. 123–147, 1987. Disponível em:
 <<http://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/00221688709499292>>. Acesso em: 5 abr. 2019.

PEAKALL, J., ASHWORTH, P., BEST, J. Physical Modelling in Fluvial Geomorphology: Principles, Applications and Unresolved Issues. In: **The Scientific Nature of Geomorphology**. Proceeding ed. [s.l.: s.n.]. p. 221–253.

POPE, Stephen B. **Turbulent Flows**. Cambridge: Cambridge University Press, 2000. Disponível em:
 <<http://ebooks.cambridge.org/ref/id/CBO9780511840531>>. Acesso em: 5 abr. 2019.

RODI, Wolfgang. Turbulence Modeling and Simulation in Hydraulics: A Historical Review. **Journal of Hydraulic Engineering**, [s. l.], v. 143, n. 5, p. 03117001, 2017. Disponível em:
 <<http://ascelibrary.org/doi/10.1061/%28ASCE%29HY.1943-7900.0001288>>. Acesso em: 5 abr. 2019.

RUBEY, W. W. Settling velocity of gravel, sand, and silt particles. **American Journal of Science**, [s. l.], v. s5-25, n. 148, p. 325–338, 1933. Disponível em: <<http://www.ajsonline.org/cgi/doi/10.2475/ajs.s5-25.148.325>>. Acesso em: 15 jun. 2019.

SCHUCH, F. N. et al. Three-Dimensional Turbulence-Resolving Simulations of the Plunge Phenomenon in a Tilted Channel. **Journal of Geophysical Research: Oceans**, [s. l.], v. 123, n. 7, p. 4820–4832, 2018. Disponível em: <<http://doi.wiley.com/10.1029/2018JC014027>>. Acesso em: 5 abr. 2019.

SIMPSON, J. E.; BRITTER, R. E. The dynamics of the head of a gravity current advancing over a horizontal surface. **Journal of Fluid Mechanics**, [s. l.], v. 94, n. 03, p. 477, 1979. Disponível em:
 <http://www.journals.cambridge.org/abstract_S0022112079001142>. Acesso em: 5 abr. 2019.

SIMPSON, John E. **Gravity currents in the environment and the laboratory**. [s.l.] : Cambridge University Press, 1997.

TENNEKES, H. (Hendrik); LUMLEY, John L. (John Leask). **A first course in turbulence**. [s.l.] : MIT Press,

1972.

TSINOBER, A. (Arkady). **An informal conceptual introduction to turbulence.** [s.l.] : Springer, 2009.