

UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARANÁ

GUSTAVO PACHECO TOMAS

**MAPEAMENTO 3D DA VARIAÇÃO DA VISCOSIDADE
TURBULENTA EM CÂNIONS SUBMERSOS E SUA APLICAÇÃO NA
MODELAGEM NUMÉRICA**

CURITIBA

Abril 2018

GUSTAVO PACHECO TOMAS

**MAPEAMENTO 3D DA VARIAÇÃO DA VISCOSIDADE
TURBULENTA EM CÂNIONS SUBMERSOS E SUA APLICAÇÃO NA
MODELAGEM NUMÉRICA**

Tese apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Recursos Hídricos e Ambiental, do Setor de Tecnologia, da Universidade Federal do Paraná, como requisito para obtenção do título de Doutor em Engenharia de Recursos Hídricos e Ambiental.

Orientador: Prof. Dr. Tobias Bleninger

CURITIBA

Abril 2018

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELO SISTEMA DE BIBLIOTECAS/UFPR
BIBLIOTECA DE CIÊNCIA E TECNOLOGIA

T655m Tomas, Gustavo Pacheco
Mapeamento 3D da variação da viscosidade turbulenta em cânions submersos e sua aplicação na modelagem numérica / Gustavo Pacheco Tomas. – Curitiba, 2018.
122 f. : il. color. ; 30 cm.

Tese - Universidade Federal do Paraná, Setor de Tecnologia, Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Recursos Hídricos e Ambiental, 2018.

Orientador: Tobias Bleninger.

1. Cânion submersos. 2. Viscosidade cinemática turbulenta. 3. Modelos numéricos.
4. Hidrodinâmicos fluviais. 5. Calibração. I. Universidade Federal do Paraná. II. Bleninger, Tobias. III. Título.

CDD: 532

Bibliotecária: Romilda Santos - CRB-9/1214



MINISTÉRIO DA EDUCAÇÃO
SETOR TECNOLOGIA
UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARANÁ
PRÓ-REITORIA DE PESQUISA E PÓS-GRADUAÇÃO
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO ENGENHARIA DE
RECURSOS HÍDRICOS E AMBIENTAL

TERMO DE APROVAÇÃO

Os membros da Banca Examinadora designada pelo Colegiado do Programa de Pós-Graduação em ENGENHARIA DE RECURSOS HÍDRICOS E AMBIENTAL da Universidade Federal do Paraná foram convocados para realizar a arguição da Tese de Doutorado de **GUSTAVO PACHECO TOMAS**, intitulada: **MAPEAMENTO DA VISCOSIDADE TURBULENTA EM CÂNIONS SUBMERSOSO E SUA APLICAÇÃO NA MODELAGEM NUMÉRICA**, após terem inquirido a aluna e realizado a avaliação do trabalho, são de parecer pela sua

aprovação no rito de defesa.

A outorga do título de Doutor está sujeita à homologação pelo colegiado, ao atendimento de todas as indicações e correções solicitadas pela banca e ao pleno atendimento das demandas regimentais do Programa de Pós-Graduação.

Curitiba, 06 de Abril de 2018.

TOBIAS BERNWARD BLENINGER(UFPR)
(Presidente da Banca Examinadora)

JOSÉ JUNJI OTA(UFPR)

FÁBIO VERÍSSIMO GONÇALVES (UFMS)

CALVIN T. GREECH()

FERNANDO OLIVEIRA ANDRADE(UFPR)

JOSÉ EDUARDO GONÇALVES(UFPR)

*Dedico esse trabalho aos meus pais
Rozana Pacheco e Vilson Notório Tomás e
meu irmão Luis Eduardo Pacheco Tomás, que
sempre me apoiaram e incentivaram para
atingir meus objetivos.*

Agradecimentos

Eu gostaria de expressar meus sinceros agradecimentos a todas as pessoas que contribuíram para a elaboração desta Tese. Devido ao alto grau de dedicação e envolvimento exigidos, tenho certeza que só conseguir alcançar esse objetivo graças ao apoio e a colaboração de familiares, amigos, professores e colegas, que dividiram esse período tão especial.

Agradeço a minha família, o bem mais precioso que tenho e fundamental na minha jornada da vida. Obrigado pelo apoio incondicionalmente durante este período, sempre com muito amor e palavras de estímulo. A vitória deste momento pode ser interpretada como individual, mas a conquista é de todos nós.

Ao meu Orientador e amigo, Prof. Dr. Tobias Bleninger, pelas oportunidades, incentivos e lições que nortearam a elaboração desse trabalho. Afirmando que sou uma pessoa privilegiada por ter sido guiado por 6 anos (desde o mestrado) por uma pessoa tão generosa, dedicada, eficiente, objetiva e profissional. A você Professor, meu sincero muito obrigado (“*Danke Lehrer*”).

A realização deste trabalho só foi possível devido às oportunidades e ensinamentos ofertados pelo Prof. Dr. Eduardo Ratton. Manifesto aqui a minha gratidão ao professor e amigo, por ter acreditado no meu potencial como pesquisador e por ter me apoiado ao longo desta jornada. A sua dedicação para com o trabalho, a visão multidisciplinar e a perseverança em pró de pesquisas aplicáveis e com qualidade são exemplos que sempre levarei comigo.

Ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Recursos Hídricos e Ambiental (PPGERHA), que me acolheu como aluno e concebeu todas as condições acadêmicas para a realização deste trabalho.

Ao Instituto Tecnológico de Transportes e Infraestrutura (ITTI), local na qual tenho a honra de participar de importantes pesquisas e de trabalhar ao lado de excelentes profissionais. Obrigado por proporcionarem inúmeras oportunidades de crescimento pessoal e profissional.

Aos meus colegas de vida acadêmica e de trabalho, amigos que levarei para vida toda, obrigado pelos almoços, viagens, ajudas, risadas e debates de ideais. Quero agradecer especialmente aos meus amigos Philipe Ratton, Guilherme Ratton, Cristhyano Cavali, Henrique Guarneri, Renata Correa, Flávia Waydzik, Sabrina Cardoso, Saulo Mendonça, Rodrigo Moro, Julio Werner, Anderson Frigo e Ruy Zibetti.

Por fim, gostaria de agradecer aos meus amigos externos ao mundo acadêmico. Pessoas especiais na qual tenho o prazer de conviver e que me ajudaram ao longo dessa jornada. Meu obrigado especial a toda a família Muller, em especial a Katherine, que ao longo destes anos apoiou minhas conquistas. Aos meus amigos de Curitiba e de Florianópolis, especialmente Willian Borges e Guilherme Rezende, parceiros de conversas e de moradia.

Resumo

A calibração e a validação de modelos numéricos hidrodinâmicos fluviais para condições reais de campo são limitadas pelas restrições temporais e espaciais das tecnologias utilizadas nas medições de campo. Essas limitações aumentam quando se avalia as propriedades do escoamento em formas fluviais complexas, como nos cânions submerso de leito rochoso. A análise do escoamento dentro do cânion, demonstra um comportamento não linear, forte circulação secundária e um alto nível de turbulência. O objetivo deste trabalho é quantificar e mapear a variação espacial da viscosidade cinemática turbulenta em um cânion submerso e avaliar sua aplicação na calibração de modelos hidrodinâmicos. Um estudo de caso avaliou o cânion submerso da região denominada Pedral do Lourenço e localizada no rio Tocantins, Pará. O cânion apresenta 6 km de comprimento e profundidades que podem chegar a 60 m. Utilizando um perfilador acústico de corrente por efeito Doppler (ADP) adaptado a uma embarcação, foram medidos 10.531 perfis de velocidade ao longo da região do cânion. Os dados foram pós-processados sendo decompostos em relação a direção do escoamento e calculada a componente do desvio padrão em função da turbulência. A tensão tangencial turbulenta do escoamento foi calculada pelo método TKE, enquanto a viscosidade cinemática turbulenta foi estimada pela Hipótese de Boussinesq. Os resultados e suas coordenadas foram interpolados espacialmente utilizando o método krigagem simples (*kriging*). O mapeamento da viscosidade cinemática turbulenta ao longo da região foi utilizado como um dos parâmetros de calibração de um modelo numérico hidrodinâmico 3D. Como resultado verificaram-se características irregulares do escoamento na região, com diferenças de velocidades dentro e fora do cânion e com a presença de correntes secundárias que se desenvolvem nas paredes do cânion. As tensões tangenciais resultantes apresentaram valores, de aproximadamente, 250 N/m² dentro do cânion, enquanto nas áreas externas os valores foram de 50 N/m². A distribuição espacial mostrou que ao longo do cânion a viscosidade cinemática turbulenta diverge das áreas restantes, podendo ser até 10 vezes maior. O modelo numérico hidrodinâmico calibrado com o mapeamento da viscosidade cinemática turbulenta conseguiu representar a variação de velocidade existente na região do cânion, assim como tornou mais fidedignos os valores aplicados nos outros parâmetros de calibração. Os resultados do estudo reforçam a importância dos parâmetros de turbulência na calibração de modelos numéricos fluviais e da realização de medições de campo que ajudem a estimar esses parâmetros.

Palavras chaves: cânion submersos, viscosidade cinemática turbulenta, ADP, modelos numéricos hidrodinâmicos fluviais, calibração.

Abstract

Calibration and validation of numerical fluvial hydrodynamic models for real field conditions are limited by the temporal and spatial constraints of the technologies used in field measurements. These limitations increase when analyzing hydraulic properties of complex river forms such as submerged bedrock canyons. The analysis of the flow inside the canyon showed nonlinear behavior, strong secondary circulation and a high level of turbulence. The objective of this work is to quantify and map the spatial variation of the turbulent kinematic viscosity in a submerged canyon and to evaluate its application in the calibration of hydrodynamic models. A case of study, in the region called Pedral do Lourenço, located in the Tocantins River, evaluated a 6 km long canyon and with depths around 60 m. Using an acoustic Doppler current profiler (ADP) adapted to a vessel, 10,531 velocity profiles were measured along the canyon region. The data were post-processed being decomposed about the direction of the flow and calculated the component of the standard deviation as a function of the turbulence. The turbulent tangential flow stress was calculated by the TKE method, and the eddy viscosity was estimated by the Boussinesq Hypothesis. The results and their coordinates were spatially interpolated using the simple kriging method (kriging). The eddy viscosity mapped along the region was used as one of the calibration parameters of a 3D hydrodynamic model. As a result, there were irregular characteristics of the flow in the area, with velocity's differences inside and outside the canyon and with the presence of secondary currents developed in the walls of the canyon. The shear stress results presented values of 250 N/m² inside the canyon, while in the outer areas were 50 N/m². The spatial distribution showed that along the canyon the eddy viscosity diverged from the remaining regions, being up to 10 times higher. The numerical hydrodynamic model calibrated with the eddy viscosity mapped was able to represent the velocity variation in the canyon region, as well as to increase the accurate applied to the other parameters. The results of the study reinforce the importance of the turbulence parameters in the calibration of fluvial numerical models and the accomplishment of field measurements that help to estimate these parameters.

Keywords: submerged canyon, eddy viscosity, ADP, fluvial numerical models, calibration.

ÍNDICE DE FIGURAS

Figura 1.1 – a) Localização do Pedral do Lourenço; b) Batimetria da área de estudo em função do nível do mar.	17
Figura 2.1 – Parâmetros de interesse do estudo, vista em corte longitudinal, para um instante ‘t’.	20
Figura 2.2 – Parâmetros de interesse do estudo, vista em corte transversal, para um instante ‘t’.	20
Figura 2.3 – Parâmetros de interesse do estudo, vista em planta, para instantes ‘t’.	21
Figura 2.4 – Croqui de uma seção transversal de um rio, de leito rochoso, na região de um cânion submerso no rio Tocantins.	22
Figura 2.5 – Exemplos de distribuição da velocidade na seção transversal de canais naturais e artificiais.	22
Figura 2.6 – Croqui da zona de turbulência intensificada na região do cânion (vista em planta).	23
Figura 2.7 – Croqui das possíveis alterações do perfil de velocidades na região do cânion.	23
Figura 2.8 – Perfil de velocidades médias, medido em campo, na região do Pedral do Lourenço.	24
Figura 2.9 – Cascata de energia.	27
Figura 2.10 – Espectro de energia.	28
Figura 2.11 – Faixa de equilíbrio do espectro de energia.	30
Figura 2.12 – Espectro de energia do escoamento para sistemas fluviais.	31
Figura 2.13 – Comparação entre os métodos de modelagem da turbulência.	35
Figura 2.14 – Croqui da decomposição da velocidade no eixo x.	36
Figura 2.15 – Campos de escoamentos isotrópicos e anisotrópicos.	37
Figura 2.16 – Perfil vertical construído pelo ADP.	42
Figura 2.17 – Princípio de funcionamento do ADP (configuração <i>Janus</i>). a) Disposição do feixe; b) Perfil de velocidade medido; c) Variações do posicionamento do eixo vertical em função da movimentação da embarcação.	43
Figura 2.18 – Resultados da estimativa do perfil vertical do Tensor de Reynolds dos ADP e do ADV.	49
Figura 2.19 – Análise do escoamento em Iron Canyon. a) Velocidade longitudinal e localização dos perfis transversais; b) Perfis transversais de velocidades na entrada do cânion; c) Tensão de cisalhamento no leito calculada com os dados de cada perfil.	50
Figura 2.20 – Resultados das velocidades horizontais e verticais nas seções transversais do Black Canyon.	51
Figura 2.21 – Batimetria e localização das seções de ADP medidas ao longo da região de Mohawk.	52
Figura 2.22 – Análise longitudinal do nível de água e velocidade média resultante para diferentes v_t	52
Figura 2.23 – Análise da velocidade média resultante, nas seções transversais, para diferentes v_t	53
Figura 2.24 – Perfil de velocidades medido dentro do cânion do Pedral do Lourenço, que ilustra a hipótese de que parte inferior do perfil vertical pelo ADP segue o perfil logarítmico.	54
Figura 3.1 – Regime fluviométrico na estação fluviométrica Itupiranga (29200000), médias mensais de longo termo.	56
Figura 3.2 – Visão geral da região crítica a navegação no rio Tocantins.	57
Figura 3.3 – Localização do Pedral do Lourenço.	58
Figura 3.4 – Traçado do talvegue da região do Pedral do Lourenço.	58
Figura 3.5 – Mapa geológico da região do Pedral do Lourenço.	59
Figura 3.6 – Diferença dos níveis de água em uma seção transversal na Região do Pedral do Lourenço.	60

Figura 3.7 – Batimetria da área de estudo dos estudos de derrocamento.	62
Figura 3.8 – Batimetria utilizada no estudo para a região do Pedral do Lourenço.	63
Figura 3.9 – Localização das medições de níveis de água em abril de 2015.	65
Figura 3.10 – Perfil do nível de água instantâneo para a vazão de 18.250 m ³ /s.	65
Figura 3.11 – Localização das medições de níveis de água em outubro de 2015.	66
Figura 3.12 – Perfil do nível de água instantâneo para a vazão de 2.165 m ³ /s.	67
Figura 3.13 – Localização das seções medidas com ADP, em Abril de 2015.	69
Figura 3.14 – Localização das seções de detalhamento no Pedral do Lourenço, em abril de 2015.	70
Figura 3.15 – a) Localização das seções medidas na região do Pedral do Lourenço, em outubro de 2015; b) Localização das seções de detalhamento.	71
Figura 4.1 – Ângulo θ definido para direção x do escoamento.	73
Figura 4.2 – a) Grade formada pela medição de ADP; b) Nova grade implementado sem variação vertical.	74
Figura 4.3 – Sequência de cálculo utilizada na análise de cada vertical (<i>ensemble</i>) ao longo da seção transversal medida com ADP; a) Seleção da variável medida pelo ADP para cada célula (variância da velocidade); b) Cálculo da energia cinética turbulenta (k) em cada célula; c) Interpolação dos valores de k para nova grade (sem <i>blanks</i>); d) Utilização da propriedade da soma da variância para representação vertical de k ; e) Cálculo da representação vertical da tensão tangencial turbulenta ($\tau'ensem$) utilizando o método TKE; f) Magnitude da vorticidade média na vertical; g) Determinação da viscosidade cinemática turbulenta da vertical (ν_{tensem}), utilizando a Hipótese de Boussinesq.	76
Figura 5.1 – Localização e magnitude das velocidades tridimensionais ao longo da seção transversal medida. ...	79
Figura 5.2 – a) Localização dos perfis de velocidades ao longo da seção transversal; b-g) Perfis de velocidades (magnitude 3D) medidos pelo ADP, com o eixo vertical representando a profundidade medida.	80
Figura 5.3 – a-c) Componentes da velocidade média u, v, w ; d-f) Flutuação da velocidade, medida pelo ADP, em função da turbulência; g) Energia cinemática turbulenta (k) dos dados medidos; h) Interpolação de k com a nova grade vertical; i) Tensão tangencial turbulenta de cada célula.	81
Figura 5.4 – Resultados da integração da tensão tangencial turbulenta ao longo da seção transversal medida. ...	81
Figura 5.5 – a) Direção dos vetores de velocidades νw e identificação de correntes secundárias dentro do cânion; b) Direção dos vetores de velocidade e vorticidade tridimensionais.	82
Figura 5.6 – Resultados da viscosidade cinemática turbulenta ao longo da seção transversal.	83
Figura 5.7 – Resultado da interpolação espacial da velocidade média e sua direção.	84
Figura 5.8 – Resultado da interpolação espacial da tensão tangencial turbulenta integrada na vertical.	85
Figura 5.9 – Resultado da interpolação espacial da viscosidade cinemática turbulenta integrada na vertical.	86
Figura 5.10 – Perfil da lâmina de água utilizado para calibração até a cota do nível de água de montante (RN1=75,51 m).	87
Figura 5.11 – Diferença das direções dos vetores de velocidade nos perfis horizontais calculados nos cenários PedralA e PedralB (números de vetores reduzidos).	88
Figura 5.12 – Perfil horizontal de velocidades (média vertical) medido pelo ADP (Abril de 2015).	88
Figura 5.13 – Perfil horizontal de velocidades (média vertical) calculado pelo modelo Delft3D (PedralB).	88
Figura 5.14 – Variação da magnitude do perfil horizontal de velocidades (média vertical) medido em campo (ADP) e do calculado no cenário PedralB.	89

Figura 5.15 – Resultados do nível de água. a) Cota do nível de água do cenário PedralB; b) Diferença do nível de água resultante entre os dois cenários (PedralB-PedralA).....	90
Figura 5.16 – Análise das velocidades resultantes. a) Distribuição espacial da velocidade média na coluna de água para o cenário PedralB; b) Diferença das velocidades média na vertical entre os modelos (PedralB-PedralA).	90
Figura 5.17 – Variação da viscosidade cinemática turbulenta (integrada na vertical) resultante do cenário PedralA.	91

ÍNDICE DE TABELAS

Tabela 2.1 – Características do escoamento turbulento.....	26
Tabela 2.2 – Classificação dos modelos de viscosidade turbulenta.....	39
Tabela 3.1 – Coordenadas e altimetria dos marcos de amarração para leitura de nível de água (cheia).	64
Tabela 3.2 – Coordenadas e altimetria dos marcos de amarração para leitura de nível de água (estiagem).....	66
Tabela 3.3 – Especificações técnicas do ADP M9.	67
Tabela 3.4 – Limite de profundidade e velocidade para os feixes no modo <i>narrowband</i> do ADP M9.	68
Tabela 3.5 – Resultados das medições com ADP para condição de cheia.	68
Tabela 3.6 – Resultados das medições com ADP para condição de estiagem.....	70
Tabela 4.1 – Resumo dos cenários aplicados no modelo numérico.....	78

ÍNDICE DE SIMBOLOS

Símbolo	Descrição	Dimensão
—	barra superior denota média temporal	[adm]
'	linha denota flutuação/turbulência	[adm]
x, y, z	sistema de coordenadas cartesianas	[adm]
t	tempo	[T]
Q	vazão volumétrica	[L ³ T ⁻¹]
S	declividade longitudinal do fundo do rio	[LL ⁻¹]
U	velocidade	[LT ⁻¹]
\bar{u}	velocidade média	[LT ⁻¹]
τ	tensão tangencial	[ML ⁻¹ T ⁻²]
$\bar{\tau}$	tensão tangencial média	[ML ⁻¹ T ⁻²]
τ_0	tensão tangencial no leito	[ML ⁻¹ T ⁻²]
B	largura do rio	[L]
h	profundidade	[L]
\bar{h}	profundidade média na seção do rio	[L]
A	área molhada da seção	[L ²]
P	perímetro molhado da seção	[L]
R_h	raio hidráulico	[L]
U_0	velocidade máxima na seção	[LT ⁻¹]
ρ	densidade / massa específica	[ML ⁻³]
μ	viscosidade absoluta do fluido	[ML ⁻¹ T ⁻¹]
u, v, w	velocidade instantânea nas três direções cartesianas (x,y,z)	[LT ⁻¹]
$\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$	velocidade média nas três direções cartesianas (x,y,z)	[LT ⁻¹]
u', v', w'	flutuação de velocidade nas três direções cartesianas (x,y,z)	[LT ⁻¹]
F	força no líquido	[MLT ⁻²]
F_B	força de campo	[MLT ⁻²]
F_S	força de superfície	[MLT ⁻²]
dm	massa de controle infinitesimal	[M]
σ	tensão normal ; desvio padrão da velocidade	[ML ⁻¹ T ⁻²]; [LT ⁻¹]
g	aceleração da gravidade	[LT ⁻²]
p	pressão local	[ML ⁻¹ T ⁻²]
ν	viscosidade cinemática do fluido	[L ² T ⁻¹]
Re	número de Reynolds	[adm]
U	escala de velocidade do escoamento	[LT ⁻¹]

\mathcal{L}	escala de comprimento do escoamento	[L]
l_o	escala de comprimento dos vórtices	[L]
u_o	escala de velocidade dos vórtices	[LT ⁻¹]
t_o	escala de tempo dos vórtices	[T]
L_o	escala de comprimento dos vórtices maiores	[L]
L_v	escala de velocidade dos vórtices maiores	[LT ⁻¹]
L_t	escala de tempo dos vórtices maiores	[T]
η_l	escala de comprimento de Kolmogoroff	[L]
η_v	escala de velocidade de Kolmogoroff	[LT ⁻¹]
η_t	escala de tempo de Kolmogoroff	[T]
ε	taxa de transferência de energia	[L ² T ⁻³]
E	energia	[L ² T ⁻²]
C	constante universal	[adm]
κ	número de onda; constante de Von Karman	[L ⁻¹]; [adm]
u_*	velocidade de corte	[LT ⁻¹]
z_0	altura da rugosidade local	[L]
k_s	altura da rugosidade característica da areia	[L]
n	coeficiente de rugosidade de Manning	[L ^{-1/3} T]
ν_t	viscosidade cinemática turbulenta	[L ² T ⁻¹]
δ	delta de Kronecker,	[adm]
k	energia cinética turbulenta	[L ² T ⁻²]
l_m	comprimento de mistura	[L]
δ	espessura da camada limite	[L]
$_{cel}$	nomenclatura que corresponde para uma célula do ADP	[adm]
$_{ensem}$	nomenclatura que corresponde para uma vertical do ADP	[adm]
$u_{cel}, v_{cel}, w_{cel}$	componentes da velocidade, nas direções cartesianas, atribuídas a célula	[LT ⁻¹]
$\bar{u}_{cel}, \bar{v}_{cel}, \bar{w}_{cel}$	componentes da velocidade média, nas direções cartesianas, atribuídas a célula	[LT ⁻¹]
$\sigma_{x cel}, \sigma_{y cel}, \sigma_{z cel}$	Componentes do desvio padrão da velocidade, nas direções cartesianas, atribuídas a célula	[LT ⁻¹]
θ	ângulo entre os transdutores e a vertical	[°]
V_d	diferença entre duas medidas de velocidade verticais	[LT ⁻¹]
V_e	erro da velocidade horizontal	[LT ⁻¹]
σ_t	componentes do desvio padrão da velocidade, medida pelo ADP, em função da turbulência	[LT ⁻¹]

σ_n	componentes do desvio padrão da velocidade, medida pelo ADP, em função do ruído acústico do ADP	[LT ⁻¹]
F	frequência do ADP	[T ⁻¹]
ΔZ_{cel}	dimensão vertical da célula de ADP	[L]
N	número de pulsos (<i>pings</i>) emitidos no intervalo de tempo para cada célula do ADP	[adm]
ξ	parâmetro da característica de anisotropia do escoamento	[adm]
ω	vorticidade	[T ⁻¹]
Var	variância	[adm]
Cov	covariância	[adm]
a	exemplo de variável aleatória	[adm]
ν_{tH}	viscosidade cinemática turbulenta horizontal do modelo Delft3D	[L ² T ⁻¹]
ν_{SGS}	viscosidade cinemática turbulenta da escala <i>subgrid</i> , do modelo Delft3D	[L ² T ⁻¹]
ν_{tV}	viscosidade cinemática turbulenta vertical do modelo Delft3D	[L ² T ⁻¹]
ν_{tH}^{back}	viscosidade cinemática turbulenta horizontal <i>background</i> , do modelo Delft3D	[L ² T ⁻¹]
ν_{tH}^{back}	viscosidade cinemática da água, do modelo Delft3D	[L ² T ⁻¹]
ν_{t3D}	viscosidade cinemática turbulenta tridimensional do modelo Delft3D	[L ² T ⁻¹]
ν_{tV}^{back}	viscosidade cinemática turbulenta vertical <i>background</i> do modelo Delft3D	[L ² T ⁻¹]
Cr	número de Courant	[adm]

SUMÁRIO

1. INTRODUÇÃO	15
1.1 Objetivos	17
1.2 Contribuições.....	18
1.3 Organização.....	18
2. REVISÃO DE LITERATURA.....	19
2.1 Caracterização Física do Sistema e Parâmetros	19
2.2 Equações Fundamentais do Movimento do Fluido	24
2.3 Escoamentos Turbulentos.....	25
2.4 Determinação da Viscosidade Cinemática Turbulenta Utilizando um ADP	40
2.5 Medições e Análises do Escoamentos em Cânions Submersos	49
2.6 Descrição do Modelo Delft3D	54
3. REGIÃO DO PEDRAL DO LOURENÇO	56
3.1 Medições de Campo	61
4. MÉTODOS E MATERIAIS	72
4.1 Pós-Processamento das Medições de Velocidades	72
4.2 Cálculo da Tensão Tangencial Turbulenta e da Viscosidade Cinemática Turbulenta.....	74
4.3 Modelagem Numérica Hidrodinâmica na Região do Pedral do Lourenço	77
5. RESULTADOS	79
5.1 Seção individual	79
5.2 Pedral do Lourenço	83
5.3 Modelagem Hidrodinâmica Numérica	87
6. CONCLUSÃO	92
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	94
ANEXO I –ABORDAGEM <i>EULERIANA</i> DAS EQUAÇÕES FUNDAMENTAIS DO MOVIMENTO DO FLUIDO	100
ANEXO II – HISTÓRICO DE PROJETOS NO PEDRAL DO LOURENÇO - RIO TOCANTINS	106
ANEXO III - DESCRIÇÃO DA ELABORAÇÃO DO MODELO DELFT3D PARA O PEDRAL DO LOURENÇO	113
ANEXO IV - INTERPOLAÇÃO ESPACIAL DOS RESULTADOS OBTIDOS PELAS MEDIÇÕES DE ADP	119

1. INTRODUÇÃO

Os rios com leitos rochosos podem ser descritos como canais abertos, onde sua morfologia é predominantemente constituída por materiais rígidos (rochas). O leito rochoso pode apresentar alterações incisivas devido às ações erosivas, ocasionadas por variações climáticas, abrasão, cavitação ou movimentações tectônicas. A batimetria rochosa tem como característica variações de largura e profundidade em pequenas distâncias, gerando declives irregulares e margens mal definidas (Hancock *et al*, 1998).

Os declives mais comuns em leitos rochosos são controles litológicos e estruturais, como os degraus (ou saltos), provocando corredeiras e quedas d'água. As marmitas são outro tipo de declive existente, sendo depressões de forma, aproximadamente, circulares formadas pela abrasão giratória do escoamento no bloco rochoso (Whipple *et al*, 2000). Com a intensificação das incisões, ao longo do tempo, alguns declives podem se tornar bastante largos e profundos, sendo considerados cânions submersos ao longo do talvegue do rio (FTC, 2007).

Alguns rios apresentam esse tipo de estrutura acentuada, como nos casos do rio Colorado nos Estados Unidos, do rio Fraser no Canadá e do rio Tocantins no Brasil. Este rio faz parte da Hidrovia Tocantins-Araguaia, uma das principais rotas de escoamento de produtos no país. Para aumentar a capacidade da hidrovia, estão sendo elaborados estudos de engenharia fluvial, como os projetos de derrocamento, tornando importante o conhecimento das condições do escoamento na região dos cânions submersos.

O escoamento local pode ser estudado por meio de modelos físicos ou numéricos. A utilização de modelos numéricos (em escala real) como ferramenta para a representação de uma situação real em estudos fluviais tem sido cada vez mais frequente nos últimos anos, principalmente em estudos com efeitos de escala significativos. As aplicações destes modelos variam desde condições simples, para o conhecimento de uma determinada característica do escoamento, até a previsão das consequências de alterações sobre o meio em que se encontra.

A complexidade dos escoamentos fluviais, que englobam vários parâmetros, torna os problemas não triviais, dificultando uma abordagem determinística na sua resolução. Por conta disso, os modelos numéricos apresentam uma série de hipóteses, que simplificam as características do escoamento. As simplificações adotadas podem gerar diferenças entre os resultados dos modelos e realidade física estudada (Lopes, 2010).

Normalmente, as diferenças encontradas são minimizadas por meio de uma análise de sensibilidade e calibração, atribuindo valores ajustados aos coeficientes com certo grau de incerteza, como os coeficientes de rugosidade e a viscosidade cinemática turbulenta. No entanto, nem sempre os modelos numéricos permitem traduzir o rigor necessário para os fenômenos que ocorrem no meio hídrico (Carmo, 2004).

A calibração e validação para condições reais do escoamento em campo ainda são um desafio, principalmente devido às restrições temporais ou espaciais das tecnologias de medição de campo. Enquanto dados laboratoriais estão disponíveis em alta frequência e alta resolução espacial (por exemplo, velocimetria por imagem de partículas (PIV - *Particle Image Velocimetry*) e anemometria laser Doppler (LDA - *Laser Doppler Anemometry*), os dados de

campo geralmente são medidos em pontos fixos ou ao longo de seções transversais. Além disso, no passado, muitas medições se limitavam apenas a verificação da vazão e velocidade média, sem considerar os efeitos da turbulência.

A modelagem hidrodinâmica de uma região com um cânion submerso tende a ter uma calibração bastante complexa, englobando diferentes aspectos do escoamento. Os cânions são delimitados por paredes íngremes e contornos irregulares, podendo gerar vórtices e deslocamentos abruptos (contrações e expansões) do escoamento fluvial. De acordo com Venditti *et al* (2014), os cânions submersos podem apresentar características hidráulicas fluviais diferenciadas, com variações nos perfis de velocidades e, conseqüentemente, na turbulência local. O escoamento turbulento na região dos cânions submersos, pode ser representado por um modelo hidrodinâmico acoplado a diferentes tipos de modelos de turbulência. Em alguns casos, a modelagem numérica do escoamento turbulento pode ser calibrada atribuindo um valor incremental à viscosidade cinemática turbulenta calculada, possibilitando uma projeção mais fidedigna da realidade. As características do escoamento também se alteram devido às condições hidrológicas do rio (cheia ou estiagem), onde a variação de profundidade no cânion pode gerar escoamentos turbulentos com características distintas.

Poucas publicações, como Cluer (1997, *apud* Miller e Cluer, 1998), apresentam modelagens numéricas hidrodinâmicas de cânions submersos. Entretanto, os valores dos parâmetros de calibração (coeficientes de rugosidade e a viscosidade cinemática turbulenta) aplicados nos modelos hidrodinâmicos normalmente são escolhidos de forma empírica. Como resultado, os parâmetros de calibração utilizados divergem dos valores descritos em bibliografias e não apresentam uma validação de campo. Essas diferenças geram dúvidas se o modelo hidrodinâmico é capaz de reproduzir corretamente as condições do escoamento nessas regiões.

Em função das dificuldades existentes na medição de escoamentos turbulentos e na calibração de modelos numéricos nos cânions, este estudo pretende medir e mapear as características do escoamento turbulento em cânions submersos, avaliando a variação espacial da viscosidade cinemática turbulenta e sua aplicação na calibração de um modelo hidrodinâmico numérico.

Considera-se a hipótese de que a utilização de uma calibração mista, utilizando o coeficiente de rugosidade e a viscosidade cinemática turbulenta (mapeada com os dados de campo), possa reproduzir as condições do escoamento turbulento, apresentando parâmetros de calibração com valores mais fidedignos aos descritos na literatura e medidos em laboratórios.

A avaliação será realizada por meio de um estudo de caso, em um trecho do rio Tocantins, conhecido como Pedral do Lourenço, que apresenta um cânion submerso com aproximadamente 6 km de comprimento e 120 m de largura. A profundidade na região do cânion é abruptamente modificada, variando de 7 para 60 m (Figura 1). A vazão para diferentes condições hidrológicas varia entre 20.000 e 3.000 m³/s, resultando uma variação do nível de água de 10 metros.

Foram levantados dados de níveis de água, vazão e velocidade, por meio de um perfilador acústico de corrente por efeito *Doppler* (ADP), sendo auxiliados pela implementação

de uma rede geodésica local. Os dados levantados são utilizados para a estimativa de outras variáveis do escoamento turbulento, como a tensão tangencial turbulenta e a viscosidade cinemática turbulenta. Posteriormente, as variáveis obtidas foram comparadas com os resultados de um modelo numérico hidrostático 3D, que utiliza o método RANS (*Reynolds Averaged Navier-Stokes*) e possui como parâmetros de calibração os coeficientes de rugosidade e de viscosidade cinemática turbulenta.

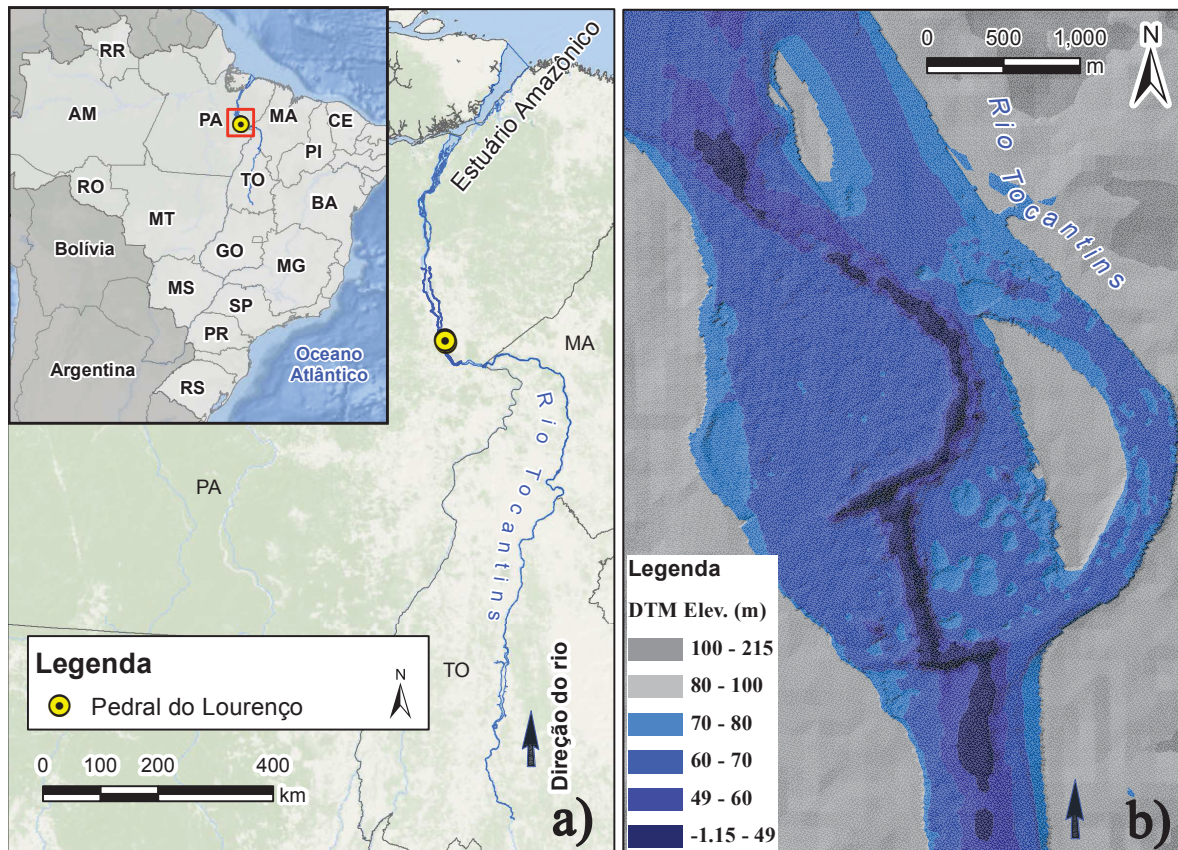


Figura 1.1 – a) Localização do Pedral do Lourenço; b) Batimetria da área de estudo em função do nível do mar.

1.1 Objetivos

O estudo tem como objetivo principal quantificar e mapear a variação espacial da viscosidade cinemática turbulenta em um cânion submerso e avaliar sua aplicação na calibração de modelos hidrodinâmicos.

A avaliação da viscosidade cinemática turbulenta na calibração de modelos hidrodinâmicos será realizada por meio de um estudo de caso. A variável será inicialmente calculada utilizando medições de campo e, posteriormente, aplicada na modelagem hidrodinâmica.

Os objetivos específicos propostos para o estudo são enumerados a seguir:

(1) Coletar, analisar e compilar dados de campo: batimetria do leito, níveis de água instantâneos em diferentes condições hidrológicas (cheia e estiagem), vazões correspondentes

aos níveis de água e perfis de velocidades ao longo da região do cânion;

(2) Mapear e determinar a viscosidade cinemática turbulenta e a tensão tangencial turbulenta ao longo do local de estudo, utilizando dados de velocidade local, medidas por um perfilador acústico de corrente por efeito *Doppler* (ADP);

(3) Aplicar para região do cânion um modelo hidrodinâmico numérico tridimensional, hidrostático e que permita uma calibração da viscosidade cinemática turbulenta;

(4) Calibrar e comparar dois cenários de escoamento permanente, sendo o primeiro apenas um parâmetro de calibração (coeficiente de rugosidade de Manning) e o segundo com dois parâmetros (viscosidade cinemática turbulenta estimada em campo e o coeficiente de rugosidade de Manning).

1.2 Contribuições

Entre as contribuições deste trabalho, no contexto científico, pode-se considerar a estimativa da variação espacial da viscosidade cinemática turbulenta local, utilizando dados obtidos por um ADP para rios com grandes profundidades e a avaliação da viscosidade cinemática turbulenta como parâmetro de calibração e validação de modelos numéricos hidrodinâmicos de rios de leito rochoso que apresentem cânions submersos.

1.3 Organização

Este documento está organizado em 6 capítulos, incluindo esta introdução. No Capítulo 2 é apresentada a revisão da literatura, caracterizando os processos envolvidos e abordando os temas mais importantes, como o enquadramento teórico sobre escoamento turbulento em canais e a modelagem da turbulência. Estudos já realizados sobre o escoamento em cânions de rios de leitos rochosos, a obtenção de variáveis do escoamento com dispositivos por efeito *Doppler* e uma breve descrição do modelo numérico escolhido também são abordados.

A região de estudo escolhida é caracterizada no Capítulo 3, descrevendo as particularidades locais, sua importância e os dados de campo relevantes para o estudo. No Capítulo 4 é descrita a metodologia proposta pelo estudo, descrevendo os passos para o cálculo da viscosidade cinemática turbulenta com as medições de velocidades realizadas e as etapas para a aplicação do modelo hidrodinâmico numérico na região de estudo.

Os resultados obtidos são apresentados no Capítulo 5, descrevendo a aplicação da metodologia em uma seção individual e, posteriormente, os resultados interpolados para toda a região. O capítulo 6 apresenta as conclusões do estudo e recomendações para pesquisas futuras. Por fim, são apresentados as Referências Bibliográficas utilizadas e os Anexos.

2. REVISÃO DE LITERATURA

Esta seção tem como objetivo apresentar a linha de raciocínio e o estado da arte que embasaram o questionamento científico e a metodologia proposta.

Inicialmente, no subcapítulo 2.1, é apresentada a caracterização física do sistema e as definições dos parâmetros utilizados neste estudo. Os parâmetros são empregados nas equações fundamentais do movimento do fluido, apresentado no subcapítulo 2.2. A caracterização dos escoamentos turbulentos é comentada no subcapítulo 2.3. As medições de velocidades utilizando a tecnologia Doppler e a estimativa de variáveis do escoamento turbulento usando o equipamento são descritas no subcapítulo 2.4. No subcapítulo 2.5 são apresentados estudos realizados sobre as condições do escoamento em cânions submersos de rios de leito rochoso. Na parte final do capítulo são apresentadas as características do modelo hidrodinâmico numérico escolhido (subcapítulo 2.6).

2.1 Caracterização Física do Sistema e Parâmetros

O escoamento fluvial é classificado como de um canal de superfície livre, tendo como contorno sólido o leito. O direcionamento do escoamento tridimensional pode ser representado por um sistema de coordenadas fixas em função da direção de diferentes parâmetros (pontos na margem, talvegue do rio, norte cartográfico ou velocidade média do escoamento). Este estudo utilizou um sistema de coordenadas cartesianas (x , y , z) em função da direção da velocidade média do escoamento nas seções, tendo a velocidade longitudinal aplicada no eixo x , a velocidade transversal no eixo y e a velocidade vertical (positiva para cima) no eixo z . Os parâmetros do escoamento podem variar no tempo (t) e no espaço, respeitando a orientação do sistema de coordenadas escolhido. As Figuras 2.1, 2.2 e 2.3 apresentam os parâmetros de interesse nesse estudo, evidenciando as principais forçantes que atuam no escoamento e que possuem influência direta na estrutura da coluna de água.

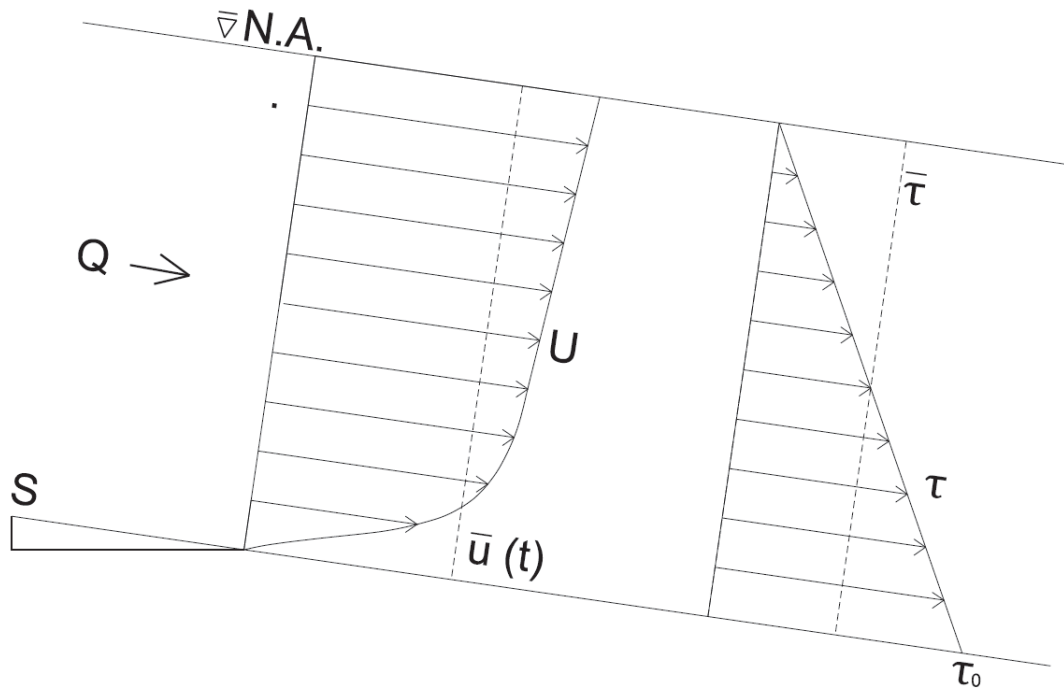


Figura 2.1 – Parâmetros de interesse do estudo, vista em corte longitudinal, para um instante ‘t’.

Onde: Q = vazão [L^3T^{-1}];

S = declividade longitudinal do fundo do rio [LL^{-1}];

U = velocidade [LT^{-1}];

\bar{u} = velocidade média [LT^{-1}].

τ = tensão tangencial [$ML^{-1}T^{-2}$];

$\bar{\tau}$ = tensão tangencial média [$ML^{-1}T^{-2}$]; e

τ_0 = tensão tangencial no leito [$ML^{-1}T^{-2}$];

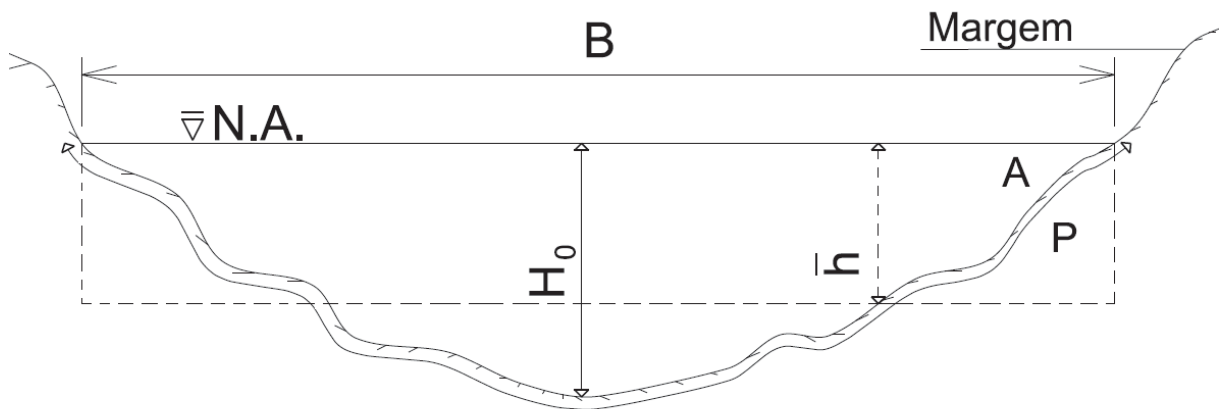


Figura 2.2 – Parâmetros de interesse do estudo, vista em corte transversal, para um instante ‘t’.

Onde: B = largura do rio [L];

H_0 = profundidade máxima na seção no rio [L];

\bar{h} = profundidade média na seção do rio [L];

A = área molhada da seção [L^2]; e

P = perímetro molhado da seção [L].

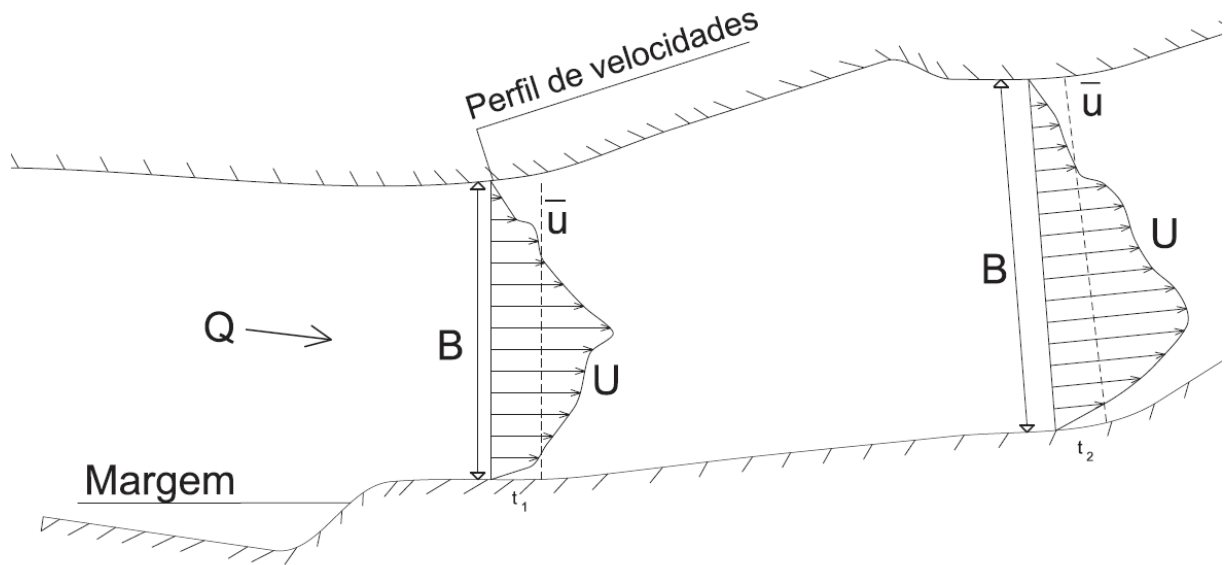


Figura 2.3 – Parâmetros de interesse do estudo, vista em planta, para instantes ‘t’.

Com os parâmetros apresentados, pode-se definir ainda:

$$Q = \bar{u} A \quad 2.1$$

$$R_h = \frac{A}{P} \quad 2.2$$

Onde: R_h = Raio hidráulico [L].

A batimetria do rio é a geometria na qual ocorre o escoamento. Normalmente, a composição do leito do rio pode ser classificada como argiloso, arenoso, pedregoso (cascalho) ou rochoso (laje de pedra). Os rios de leito rochosos podem apresentar variações bruscas na batimetria. As fendas com grande profundidade e extensão podem ser consideradas cânions submersos, sendo geradas por movimentos tectônicos ou por longos processos erosivos. A Figura 2.4 ilustra uma seção batimétrica transversal na região do cânion submerso do rio Tocantins.

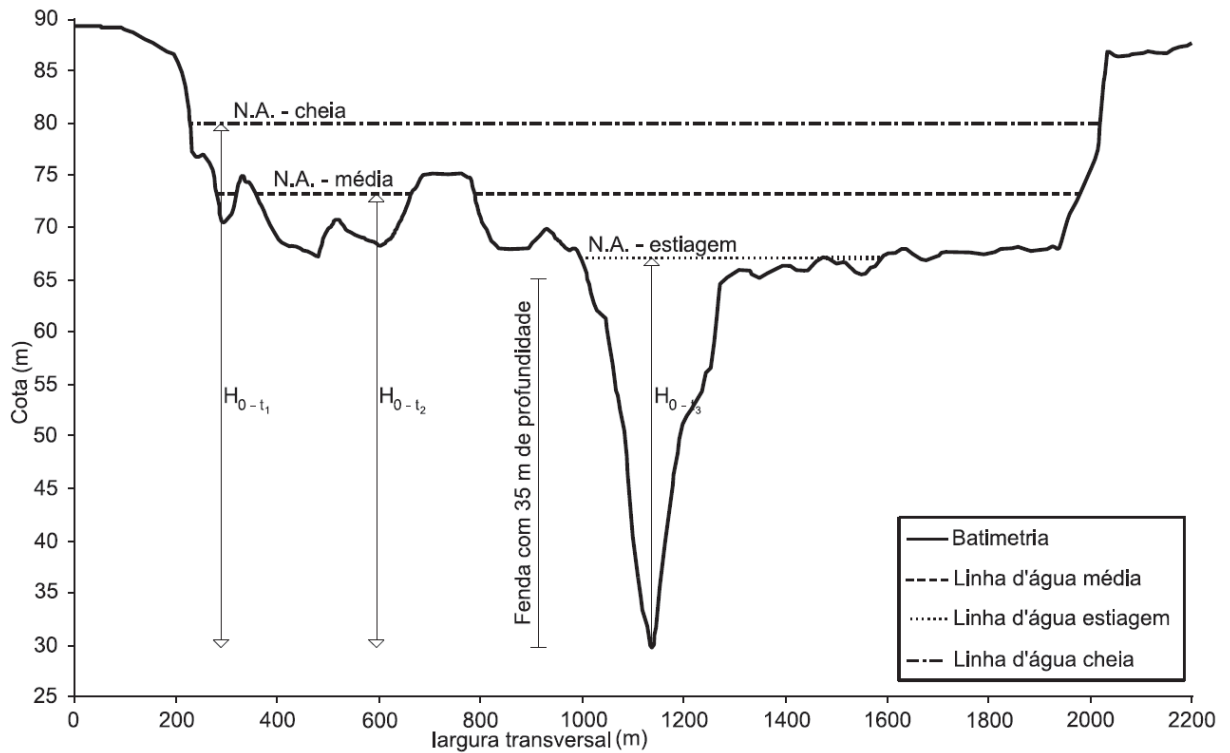


Figura 2.4 – Croqui de uma seção transversal de um rio, de leito rochoso, na região de um cânion submerso no rio Tocantins.

Em estudos de escoamento em leitos naturais rasos considera-se que os perfis de velocidades, ao longo da seção transversal, podem ser considerados logarítmicos (Figura 2.1), onde a velocidade máxima na seção (U_0) ocorre na região livre, sem a influência dos contornos. Para canais estreitos ($\frac{B}{h} < 5$), a proximidade dos contornos influencia o escoamento e altera os perfis de velocidades, fazendo que a velocidade máxima se desloque verticalmente para baixo. A distribuição de velocidades em canais naturais e artificiais é exemplificada na Figura 2.5. Mesmo em trechos retílineos, o deslocamento pode ser comparado aos escoamentos que ocorrem em curvas, com a presença de correntes secundárias.

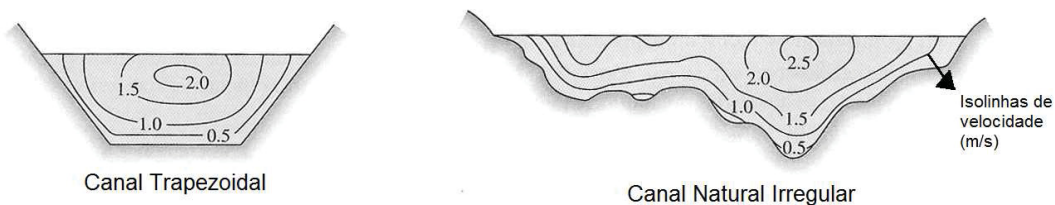


Figura 2.5 – Exemplos de distribuição da velocidade na seção transversal de canais naturais e artificiais. Fonte: Adaptado de White (2011).

Algumas das variáveis do escoamento (como raio hidráulico e velocidades) na região dos cânions são diferentes do restante da seção, gerando acelerações verticais, correntes secundárias e consequentemente influenciando a forma dos perfis de velocidades. O estudo levanta a hipótese que o escoamento na região do cânion tenha uma forte influência dos

contornos, como nos canais estreitos, considerando que perfil de velocidades logarítmico não deve ser predominante na região. As Figuras 2.6 e 2.7 exemplificam os processos hidrodinâmicos na região do cânion e a Figura 2.8 mostra o resultado de medição de velocidades, numa seção transversal na região do Pedral do Lourenço no rio Tocantins.

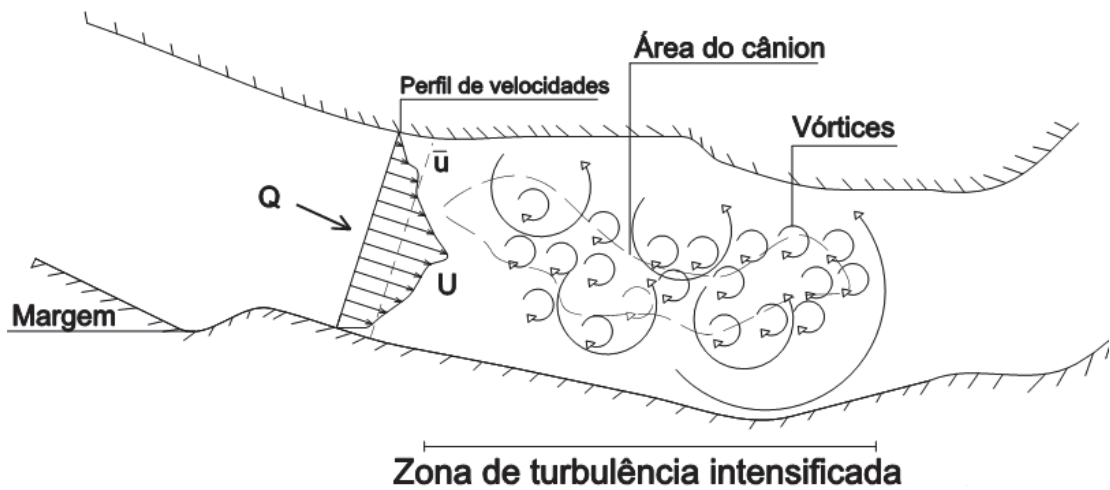


Figura 2.6 – Croqui da zona de turbulência intensificada na região do cânion (vista em planta).

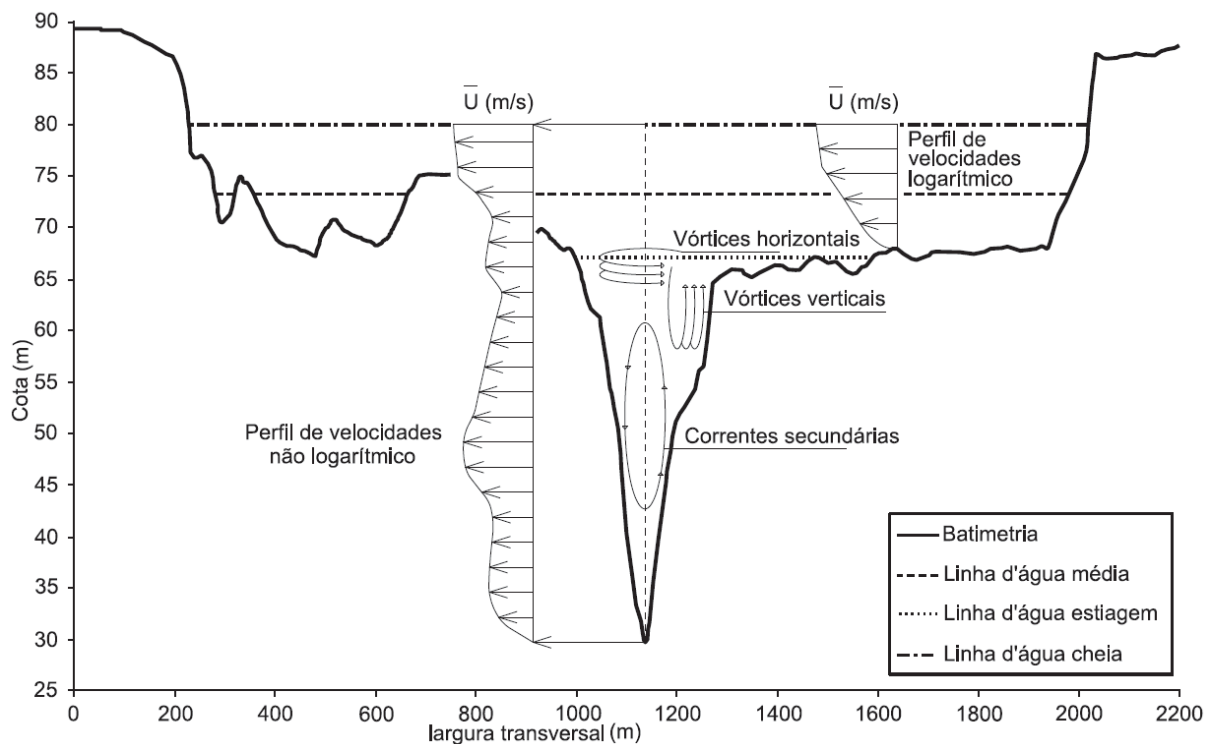


Figura 2.7 – Croqui das possíveis alterações do perfil de velocidades na região do cânion.

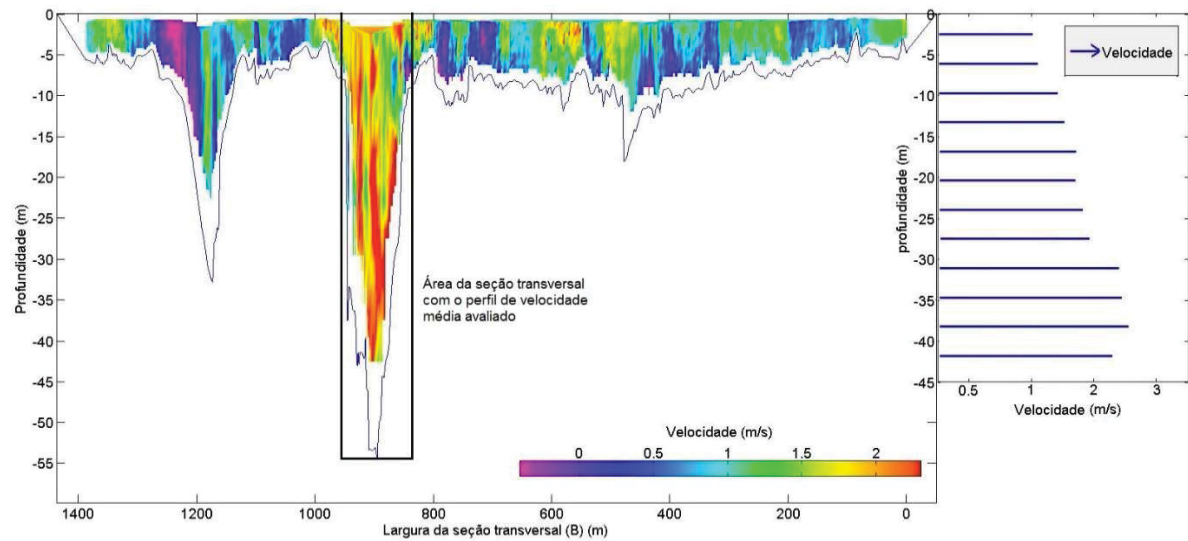


Figura 2.8 – Perfil de velocidades médias, medido em campo, na região do Pedral do Lourenço.

2.2 Equações Fundamentais do Movimento do Fluido

A formulação matemática que descreve o movimento do fluido consiste das equações da Conservação de Massa e da Conservação de Quantidade de Movimento. De acordo com Daily e Harleman (1966), a formulação matemática do movimento de um fluido, para casos de escoamentos fluviais, pode apresentar algumas hipóteses simplificadores como:

- Fluido newtoniano e isotérmico;
- Fluido incompressível, com densidade (ρ) constante.

Existem dois modos distintos de se descrever um escoamento. A primeira é a descrição *euleriana*, que examina uma posição fixa do espaço por onde passa o fluido, e calcula nessa localização, as grandezas do escoamento, como a velocidade e a temperatura. A descrição *lagrangiana* acompanha a trajetória de uma partícula ao longo do tempo calculando as grandezas do escoamento ao longo das posições por onde passa a partícula (Fortuna, 2012). Nessa revisão será abordada a descrição *euleriana*. Todas as equações são apresentadas para um sistema de coordenadas retangulares fixas no espaço em função da direção da velocidade média na seção. O Anexo I resume os aspectos gerais e as deduções das equações, assim como, as simplificações em função das considerações feitas.

Aplicando as hipóteses descritas, para as três direções do escoamento, verifica-se um caso particular da Equação de Conservação da Quantidade de Movimento, também conhecidas como as Equações de Navier-Stokes, sendo apresentada na forma vetorial pela Equação 2.3.

$$\underbrace{\frac{\partial \vec{U}}{\partial t}} + \underbrace{(\vec{U} \cdot \vec{\nabla}) \vec{U}} = \underbrace{\vec{g}} - \underbrace{\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p} + \underbrace{\nu \nabla^2 \vec{U}} \quad 2.3$$

Termo da variação temporal da velocidade (aceleração local)
 Termo da advecção (aceleração convectiva)
 Termo da aceleração gravitacional (campo)
 Termo do gradiente de pressão
 Termo de viscosidade (difusão)

Onde: g = aceleração da gravidade [LT^{-2}];
 p = pressão local [$ML^{-1}T^{-2}$].
 ρ = massa específica do fluido [ML^{-3}]; e
 ν = viscosidade cinemática do fluido [L^2T^{-1}], pode ser descrito pela Equação 2.4

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad 2.4$$

Onde: μ = viscosidade absoluta (ou dinâmica) [$ML^{-1}T^{-1}$];

Avaliando o lado esquerdo da Equação 2.3, se o primeiro termo da equação é nulo, o regime do escoamento é permanente. Caso o segundo termo for nulo, a equação resume-se à equação de Stokes (sem forças de inércia). No lado direito da equação, os termos de aceleração gravitacional e de pressão podem ser unificados, sendo descritos como pressão dinâmica ($-\vec{\nabla}P = \rho\vec{g} - \vec{\nabla}p$). Para escoamentos invíscidos, o termo de viscosidade é nulo, chegando-se a equação de Euler.

As Equações de Navier –Stokes são validas para escoamentos laminares e turbulentos, entretanto os escoamentos apresentam características distintas. Além disso, para a maioria dos casos a Equações de Navier-Stokes não apresenta solução analítica, sendo necessária a aplicação de hipóteses simplificadores, como a modelagem da turbulência.

2.3 Escoamentos Turbulentos

A maioria dos escoamentos encontrados na natureza são turbulentos. O primeiro estudo sistemático sobre turbulência foi realizado por Osborne Reynolds (1883). No experimento, com escoamentos em dutos, foi demonstrado que a transição de um escoamento laminar para um escoamento turbulento pode ser determinada por meio de um parâmetro adimensional, chamado Número de Reynolds (Re) (Equação 2.5). Um escoamento, em dutos, é considerado turbulento quando seu Re for superior a 2000. Para os escoamentos fluviais, com contornos rugosos, o Re deve ser superior 500, tendo sua escala de comprimento em função do raio hidráulico, como apresentado na Equação 2.6 (Chow, 1959).

$$Re = \frac{u\mathcal{L}}{\nu} \quad 2.5$$

$$Re = \frac{UR_h}{\nu} \quad 2.6$$

Onde: Re = Número de Reynolds [adm];

u = Escala de velocidades do escoamento [LT^{-1}];

\mathcal{L} = Escala de comprimentos do escoamento [L]; e

ν = viscosidade cinemática do fluido [L^2T^{-1}].

2.3.1 Fundamentos Teóricos e Conceitos

Muitas teorias e conceitos têm sido formulados na tentativa de obter uma descrição universal do fenômeno da turbulência. De acordo com Hinze (1975), pode-se considerar que o movimento turbulento de um fluido é a condição irregular do escoamento, na qual várias quantidades envolvidas apresentam uma variação randômica no tempo e no espaço, tal que podem ser diferenciados estatisticamente de seus valores médios. Em Schwind (1980), o escoamento turbulento é descrito como o estado do fluido no qual as velocidades instantâneas exibem flutuações irregulares e aparentemente aleatórias tal que, na prática, apenas propriedades estatísticas podem ser reconhecidas e submetidas a uma análise.

A definição de turbulência deve englobar todas as suas características e, devido à complexidade do fenômeno, algumas definições podem ser insuficientes. Por esse motivo, alguns autores como Kundu e Cohen (2008) e Pope (2000) preferem descrever as características do escoamento turbulento. A Tabela 2.1 ilustra as características do escoamento turbulento e a representação das mesmas pelos termos da Equações de Navier –Stokes.

Tabela 2.1 – Características do escoamento turbulento.

Característica	Descrição	Termo da Eq. N-S que apresenta a característica
Aleatoriedade (ou irregularidade)	Escoamentos turbulentos são irregulares, caóticos e imprevisíveis	$\nu \nabla^2 \vec{U}$
Não linearidade	Responsável pela instabilidade que faz exceder o valor crítico do Re , tornando o escoamento turbulento; Resulta no mecanismo de manutenção da vorticidade (<i>vortex stretching</i>)	$(\vec{U} \cdot \nabla) \vec{U}$
Difusividade	Mistura entre as partículas do fluido, gerando rápidas taxas de transferência de quantidade de movimento e calor	$\nu \nabla^2 \vec{U}$
Vorticidade	Presença simultânea de uma grande quantidade de vórtices numa vasta gama de escalas temporais e espaciais	$\vec{\omega} = \nabla \times \vec{U}$
Dissipação	A transferência de energia e redução das escalas de turbulência, atingem um patamar na qual são dissipadas pela viscosidade, gerando a necessidade de um fornecimento constante de energia para compensar as perdas causadas pela viscosidade.	$\nu \nabla^2 \vec{U}$

Fonte: adaptado de Kundu e Cohen (2008)

Os sistemas de interesse (cânions submersos) não são grandes o bastante para serem influenciados pelas forças de Coriolis, não sendo comentadas neste trabalho.

Outros conceitos devem ser comentados para o entendimento do escoamento turbulento, como a escala de energia dos vórtices. Souza *et al* (2011) descrevem que os vórtices são associados, normalmente, a escalas observáveis das maiores escalas do escoamento turbulento. Nas pequenas escalas a identificação não é possível de forma individual, fazendo com que as partes do movimento turbulento apresentem coerência apenas em curtas distâncias.

Os vórtices de grande escala possuem uma forte dependência da forma de sua geração e da geometria do escoamento, possuindo características anisotrópicas e um possível comportamento aleatório. Reduzindo a escala dos vórtices, a influência da geometria do escoamento vai desaparecendo e o padrão do campo turbulento torna-se cada vez mais isotrópico.

Com a energia cinética do escoamento, a turbulência forma vórtices maiores, que colidem com outros vórtices e com os contornos do escoamento. A energia então é transferida (por processos invíscidos) para escalas cada vez menores até que a mesma seja dissipada pela ação viscosa. O conceito desse processo contínuo de transferência de energia é chamado de cascata de energia e, segundo Pope (2000), foi introduzida por Richardson (1922). A Figura 2.9 ilustra a esquematização da cascata de energia em função do tamanho dos vórtices (l_0), sendo l_0 a escala de comprimento (\mathcal{L}) para os vórtices.

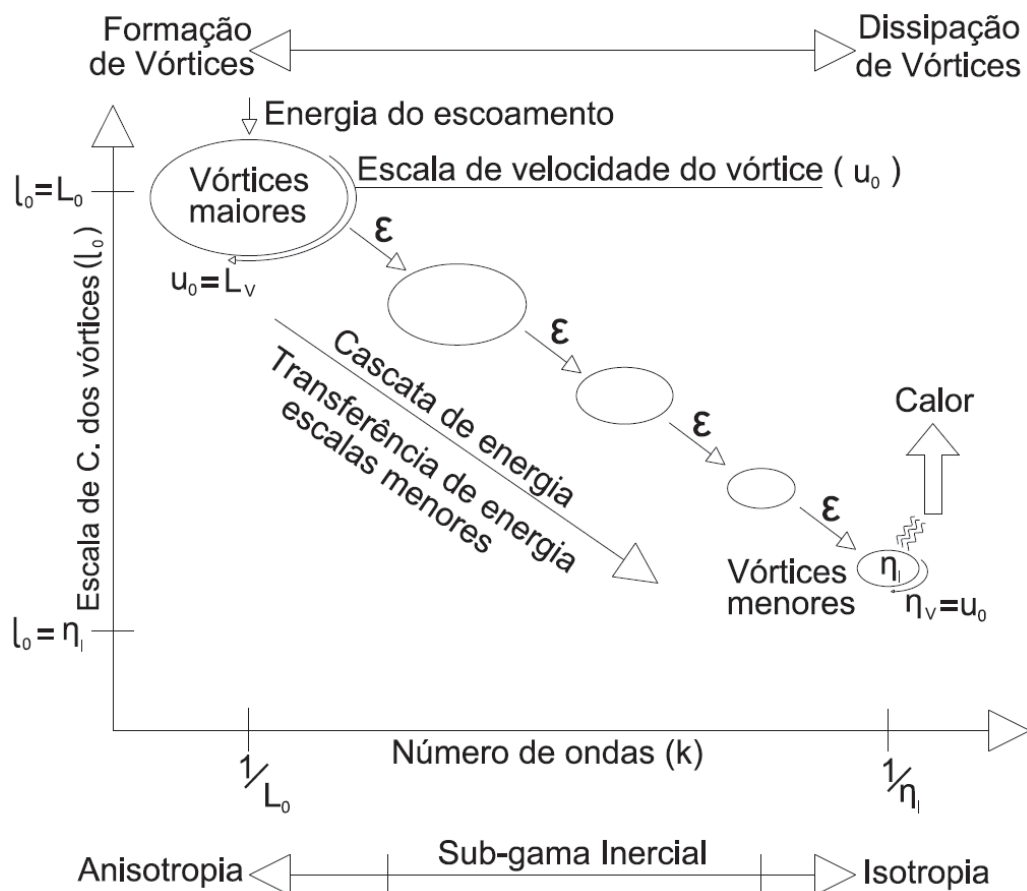


Figura 2.9 – Cascata de energia.
Fonte: Adaptado de Gbur (2014) e Nezu e Nakagawa (1993).

A analogia entre a distribuição da energia cinética no processo e o espectro de cores que aparece quando uma luz branca atravessa um prisma, é conhecida como espectro de energia. A luz branca é composta por diversas cores (*i.e.*, vários comprimentos de onda ou frequências) superpostas, sendo possível medir a intensidade de cada cor para analisar a sua contribuição ao feixe de luz original. O mesmo efeito pode ser considerado na turbulência, identificando a contribuição de cada tamanho de vórtices para a energia turbulenta total. (Stull, 1988, *apud* Souza *et al*, 2011). A Figura 2.10 mostra um espectro de potência típico de escoamentos turbulentos, o qual representa a energia cinética turbulenta ao longo das escalas espaciais do escoamento em função da frequência de flutuação (número de onda).

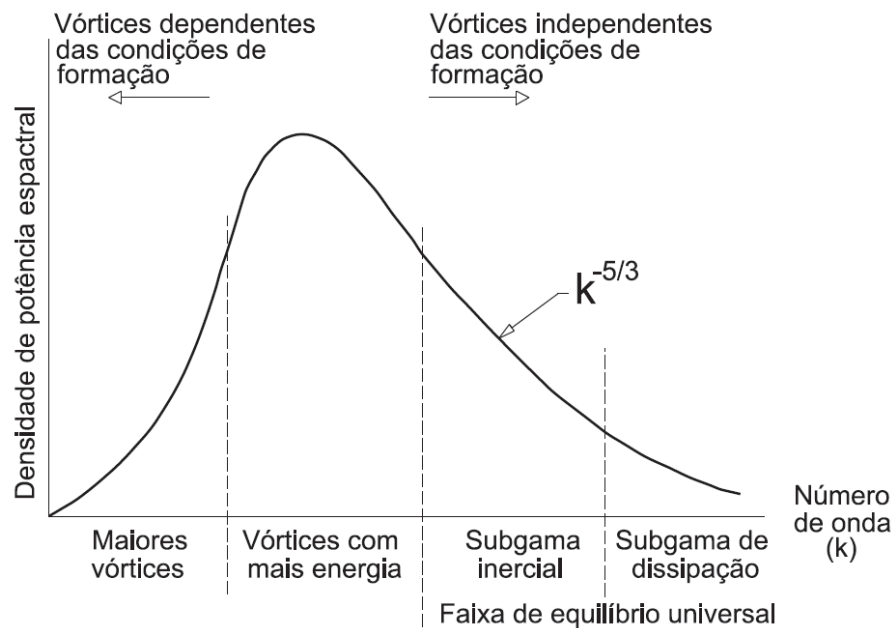


Figura 2.10 – Espectro de energia.
Fonte: Yamakawa (2015), adaptada de Bedford (1981).

Segundo Eiger (1989), nos escoamentos turbulentos, o espectro de frequência é diretamente proporcional ao número de Reynolds do escoamento (quanto maior o Re , menor o número de onda). Um elevado valor de Re indica que o termo viscoso é negligenciável quando comparado com o termo de inércia. Realizando uma análise dimensional, são formadas escalas características do movimento (comprimento, tempo e velocidade). Para os vórtices maiores, que apresentam frequências de flutuação mais baixas e características anisotrópicas (Figura 2.10), as escalas de formação são descritas pelas Equações 2.7 a 2.9.

$$\text{Escala de Comprimento:} \quad l_o = \mathcal{L} \quad 2.7$$

$$\text{Escala de Velocidade:} \quad u_o = u \quad 2.8$$

$$\text{Escala de Tempo:} \quad t_o = \frac{l_o}{u_o} \quad 2.9$$

Onde: l_o = Escala de comprimento dos vórtices [L];
 u_o = Escala de velocidade dos vórtices [LT^{-1}]; e
 t_o = Escala de tempo dos vórtices [T].

De acordo com Kolmogoroff (1941), citado por Pope (2000), para os vórtices menores as flutuações ficam mais rápidas (Figura 2.10), tornando as escalas de tempo mais curtas. Considerando os efeitos anisotrópicos, assume-se que as características das escalas maiores, determinados pelo escoamento médio e pelo contorno, são perdidas na cascata de energia, para uma faixa estatística universal. Em consequência, os movimentos nas pequenas escalas se tornam dependentes da taxa de energia recebida das grandes escalas e da viscosidade molecular. Para essa faixa, o movimento pode ser determinado, pela viscosidade cinemática do fluido (ν) e pela taxa de transferência de energia (ϵ), também chamada de taxa de dissipação de energia. Realizando uma análise dimensional, é possível determinar as escalas de características do movimento para as escalas pequenas, chamadas de Escalas de Kolmogoroff (η).

$$\text{Escala de Comprimento:} \quad \eta_l = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon}\right)^{1/4} \quad 2.10$$

$$\text{Escala de Velocidade:} \quad \eta_v = (\nu\epsilon)^{1/4} \quad 2.11$$

$$\text{Escala de Tempo:} \quad \eta_t = \left(\frac{\nu}{\epsilon}\right)^{1/2} \quad 2.12$$

Onde: ϵ = taxa de transferência de energia [L^2T^{-3}], pode ser descrito pela Equação 2.13.

$$\epsilon = \frac{u_o^3}{l_o} \quad 2.13$$

Estas definições permitem duas conclusões. Primeiro, que o número de Reynolds baseado nas escalas de Kolmogoroff é unitário ($\eta_v\eta_l/\nu = 1$), o que é consistente com a teoria de que o processo de cascata leva a escalas menores até que o número de Reynolds seja pequeno o suficiente para que a dissipação seja efetiva. Ou seja, as microescalas de Kolmogoroff caracterizam os menores vórtices do espectro. Segundo, que a taxa de transferência de energia (ϵ), para pequenas escalas, pode ser relacionada com a taxa na qual a energia, por unidade de massa, é suprida dos grandes vórtices (Equação 2.13), gerando um equilíbrio entre o fornecimento e a transferência (ou dissipação) da energia turbulenta (Pope, 2000).

Utilizando a Equação 2.13, é possível relacionar as grandes (escalas de formação) e pequenas escalas (Escalas de Kolmogoroff) da turbulência, sendo apresentadas nas Equações 2.14 a 2.16.

$$\text{Escala de Comprimento:} \quad \frac{\eta_l}{l_o} = Re^{-3/4} \quad 2.14$$

$$\text{Escala de Velocidade:} \quad \frac{\eta_v}{u_o} = Re^{-1/4} \quad 2.15$$

$$\text{Escala de Tempo:} \quad \frac{\eta_t}{t_o} = Re^{-1/2} \quad 2.16$$

À medida em que aumenta a escala de comprimento (l_o), a densidade espectral decresce, até um ponto que em que as flutuações são muito maiores que a densidade do espectro, entrando numa faixa de equilíbrio universal (Figura 2.10). Entretanto, a queda rápida da densidade espectral (Figura 2.11) gera uma faixa intermediária, onde a escala de comprimento é muito pequena comparada com a escala de velocidade dos grandes vórtices (L_v), porém muito grande comparada com escala de velocidade dos vórtices menores (η_l). Desta forma, considera-se uma subdivisão na faixa de equilíbrio universal em duas, sendo a faixa intermediária chamada de subgama inercial. Kolmogoroff considerou que a faixa de equilíbrio universal não apresenta efeitos viscosos, tendo sua densidade espectral descrita pela Equação 2.17 (Kundu e Cohen, 2008).

$$E(k) = C\varepsilon^{2/3}\kappa^{-5/3} \quad 2.17$$

Onde: E = energia [L^2T^{-2}];
 C = constante universal ($C \sim 1,5$);
 ε = taxa de transferência de energia [L^2T^{-3}]; e
 κ = número de onda [L^{-1}].

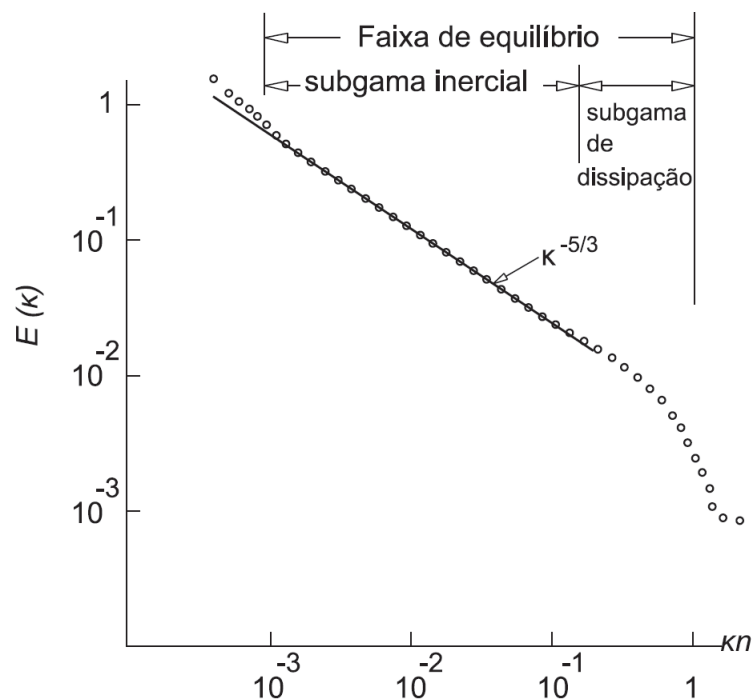


Figura 2.11 – Faixa de equilíbrio do espectro de energia.
 Fonte: adaptado Kundu e Cohen (2008).

Os escoamentos fluviais são caracterizados por uma ampla gama de escalas, que pode variar a partir de uma escala temporal, quanto uma escala de comprimento. A Figura 2.12 representa uma interpretação do modo como o fluxo de energia é distribuído através das escalas espaciais presentes em sistemas fluviais (Franca e Brocchini, 2015). O desenvolvimento de um modelo teórico capaz de resolver uma variedade de escalas tão complexa é quase impossível. Por conta disso, recomenda-se um escalonamento seletivo, sendo limitado pelo grau de

detalhamento necessário para o estudo. Para escoamentos fluviais considerou-se que as escalas integrais da turbulência seguem as Equações 2.18, 2.19 e 2.20. A velocidade de corte (u_*) é descrito posteriormente.

$$\text{Escala de Comprimento:} \quad L_o \approx \bar{h} \quad 2.18$$

$$\text{Escala de Velocidade:} \quad L_v \approx u_* \approx u' \quad 2.19$$

$$\text{Escala de Tempo:} \quad L_t \approx \frac{\bar{h}}{u_*} \quad 2.20$$

Onde: u_* = velocidade de corte [LT^{-1}].
 u' = flutuação de velocidade [LT^{-1}];
 L_v = velocidade dos vórtices maiores [LT^{-1}];
 L_t = tempo dos vórtices maiores [T]; e
 \bar{h} = profundidade média [L].

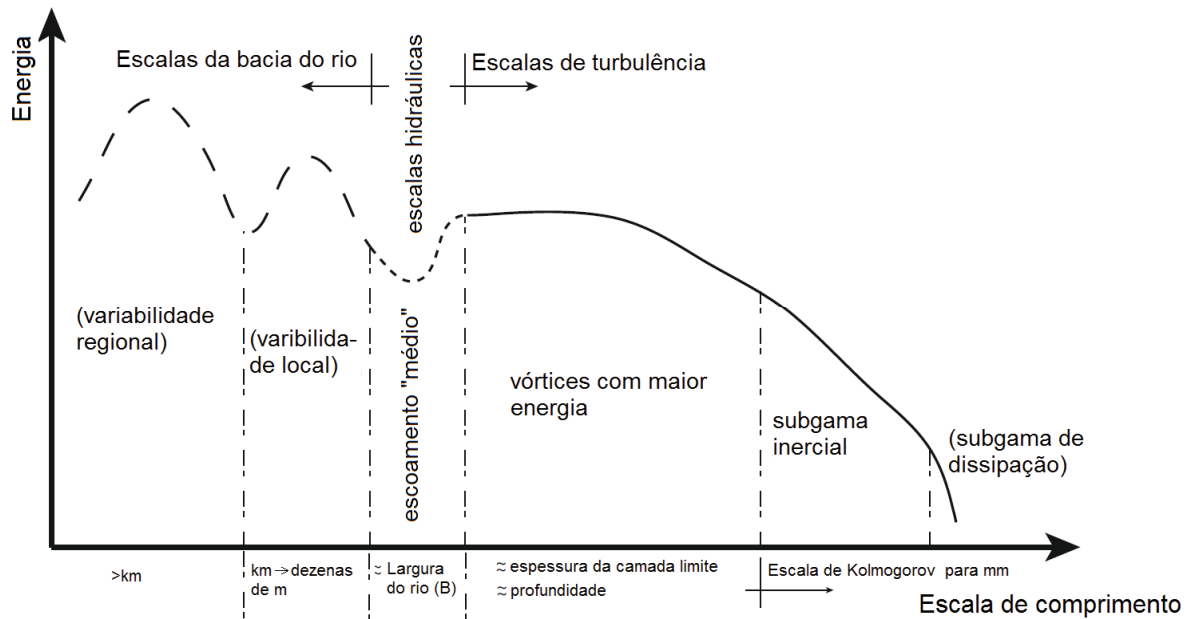


Figura 2.12 – Espectro de energia do escoamento para sistemas fluviais.
 Fonte: Adaptado de Franca e Brocchini (2015).

A importância dos efeitos viscosos nos escoamentos foi introduzida por Prandtl (1904, *apud* Souza *et al* (2011)), que divide o escoamento ao redor de um corpo em duas regiões: a primeira é uma camada ao redor do corpo, chamada de camada limite, onde as forças viscosas são consideradas; a segunda é uma região externa ao corpo, sem influência das forças viscosas. A partir dessa definição, muitos estudos foram realizados para avaliar a camada limite e a divisão do escoamento.

De acordo com Nezu e Nakagawa (1993, *apud* Yamakawa, 2015), o escoamento turbulento em canais pode ser dividido em três camadas: camada interna ou região da parede; região intermediária; e região de superfície livre. A distribuição de velocidades varia entre as camadas interna e externa do escoamento devido à influência da parede e da superfície livre.

Assim como Prandtl (1904), Kundu e Cohen (2008) consideram que o escoamento pode ser subdividido em duas camadas, uma interna e outra externa. Considerando uma parede lisa (contorno), o escoamento na camada interna independe da velocidade na superfície livre. Nessas condições, a distribuição de velocidades na região da parede depende dos seguintes parâmetros:

$$U = U(\rho, \tau, \nu, h) \quad 2.21$$

Onde: U = velocidade [LT^{-1}];
 ρ = densidade do fluido [ML^{-3}];
 τ = tensão tangencial [$ML^{-1}T^{-2}$];
 ν = viscosidade cinemática do fluido [L^2T^{-1}]; e
 h = profundidade [L].

Para que a Equação 2.21 apresente termos dimensionais compatíveis, os parâmetros τ e ρ , que possuem dimensão de massa, devem aparecer juntos em qualquer grupo adimensional. A razão entre τ e ρ (Equação 2.22) dá origem a um parâmetro que possui dimensões de velocidade, chamada de velocidade de corte (u_*).

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} \quad 2.22$$

A Equação 2.21 pode ser reescrita.

$$U = U(u_*, \nu, h) \quad 2.23$$

A relação das variáveis (Equação 2.23) formam a chamada de “lei da parede” e declara que U/u_* deve ser uma função universal de hu_*/ν próximo a uma superfície lisa.

$$\frac{U}{u_*} = f\left(\frac{hu_*}{\nu}\right) \quad 2.24$$

Onde: hu_*/ν = distância adimensionalizada pela escala de viscosidade ν/u_* .

Na camada interna, que considera as forças viscosas, a região mais próxima da parede chama-se de subcamada viscosa. Devido a espessura da subcamada viscosa ser muito fina, as tensões (τ) podem ser consideradas uniformes ao longo da camada e iguais à tensão de cisalhamento na parede. A relação apresentada na Equação 2.25, também é conhecida como Lei da Viscosidade de Newton, e considera uma função linear entre o valor da tensão de cisalhamento e a velocidade de deformação resultante.

$$\tau_0 = \mu \frac{\partial U}{\partial z} \quad 2.25$$

Onde: τ_0 = tensão tangencial no leito [$ML^{-1}T^{-2}$];
 μ = viscosidade dinâmica do fluido [$ML^{-1}T^{-1}$]; e
 $\frac{\partial U}{\partial z}$ = gradiente de velocidade [T^{-1}], ou velocidade de deformação angular.

Integrando a Equação 2.25.

$$U = \frac{h\tau_0}{\mu} \quad 2.26$$

Substituindo a velocidade de corte na Equação 2.26.

$$\frac{U}{u_*} = \frac{hu_*}{\nu} \quad 2.27$$

No fim da subcamada viscosa, considera-se uma subcamada intermediária, que serve de transição para a subcamada logarítmica. Chamada também de subcamada inercial, a subcamada logarítmica se sobrepõe entre as camadas internas e externas do escoamento. A Equação 2.28 apresenta a variação de velocidades na subcamada logarítmica.

$$\frac{U}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{u_* h}{\nu} \right) \quad 2.28$$

Onde: κ = constante de Von Karman ($\kappa \cong 0,41$).

Para escoamentos rugosos, as forças rugosas tornam irrelevantes os efeitos viscosos, eliminando a subdivisão da camada interna. A distribuição da velocidade na camada interna é considerada logarítmica novamente, entretanto a Equação 2.28 não pode ser aplicada sendo válida a Equação 2.29.

$$\frac{U}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{h}{z_0} \right) \quad 2.29$$

Onde: z_0 = altura da rugosidade local, podendo ser calculada em função da altura da rugosidade característica da areia (k_s), conforme a Equação 2.30.

$$z_0 = \frac{30}{k_s} \quad 2.30$$

A altura da rugosidade característica da areia (k_s) pode ser estimada pela curva granulométrica dos sedimentos transportados pelo leito do rio, ou por meio do coeficiente de Manning (n) e o raio hidráulico (Equação 2.31).

$$k_s = 12 R_h e^{-\frac{6\sqrt{R_h}}{18n}} \quad 2.31$$

Onde: n = coeficiente de rugosidade de Manning [$L^{-1/3}T$].

2.3.2 Modelagem da Turbulência

Dependendo da aplicação a modelagem da turbulência pode requerer uma vasta gama de informações, desde definições simples dos coeficientes de rugosidade ou de transferência de calor, até aos espectros de energia mais complexos e às magnitudes das escalas de flutuação da turbulência. A complexidade dos modelos numéricos se eleva proporcionalmente com a quantidade de informação necessária sobre o escoamento, sendo refletida pela forma como a turbulência é modelada, desde modelos de comprimento de mistura até a solução utilizando as equações de Navier-Stokes completas (Celik, 1999).

A metodologia da Simulação Numérica Direta (DNS – Direct Numerical Simulation) consiste em resolver as equações de Navier-Stokes (Equação 2.3) de forma direta, sem a imposição de um modelo de turbulência, calculando todas as escalas da turbulência. Esse cálculo implica algumas condições, como uma malha capaz de descrever todo o espectro de frequências, desde as pequenas (com grandes escalas) até as maiores (Escala de Kolmogorov).

Não podendo resolver todas as escalas de turbulência, adota-se outras metodologias, com hipóteses simplificadoras, visando reduzir a complexidade matemática do problema. As principais metodologias abordam a decomposição das escalas de turbulência, podendo ser realizada via filtragem temporal ou espacial.

As Equações de Navier-Stokes com Média de Reynolds (RANS – *Reynolds Average Navier-Stokes*) parte do conceito de média temporal, decompondo a velocidade em duas partes, uma média e outra flutuante, modelando todo o espectro de energia. A metodologia de Simulação de Grandes Vórtices (LES – *Large-Eddy Simulation*) aplica a filtragem espacial, resolvendo as grandes escalas e modelando as escalas menores, dependendo da discretização espacial empregada. A Figura 2.13 ilustra o grau de complexidade das metodologias, separando as faixas da escala de comprimento dos vórtices resolvida espacialmente pelo grid e modelada pelos modelos de turbulência.

Dentre os métodos apresentados, o RANS é o método mais usual, uma vez que os métodos DNS e LES necessitam de alto poder de processamento e armazenamento

computacional. Esse trabalho utilizará o um modelo numérico hidrodinâmico, baseado no método RANS, sendo descrita com mais detalhes no subcapítulo 2.3.4.

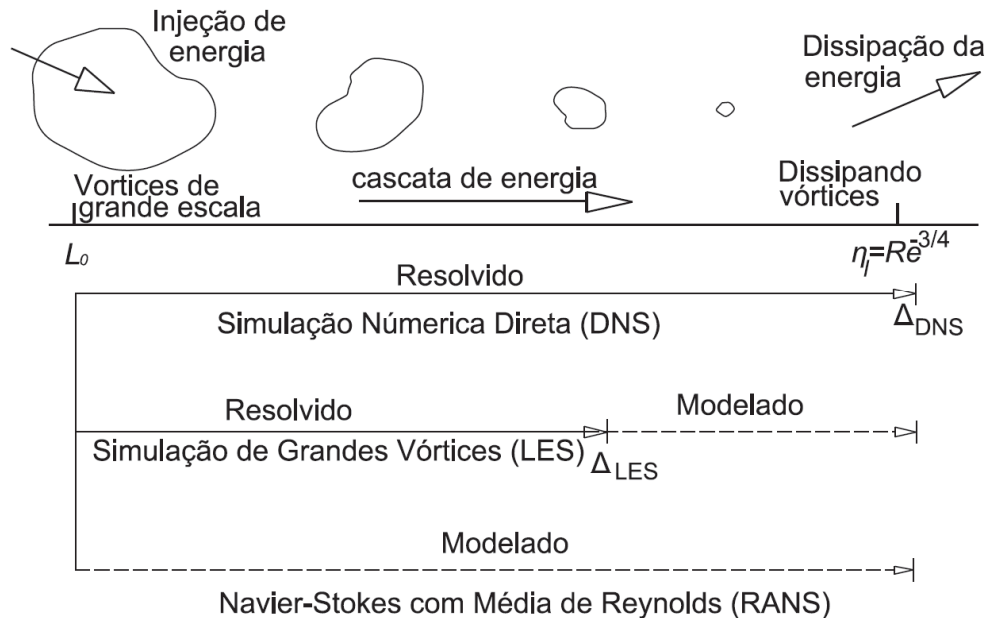


Figura 2.13 – Comparação entre os métodos de modelagem da turbulência.
Fonte: Adaptado de Bakker (2002).

2.3.3 Método RANS (Reynolds Average Navier-Stokes)

A metodologia RANS utiliza a decomposição de Reynolds, separando a velocidade do escoamento, de forma estatística, em uma parte média (ou de grande escala) e em uma parte de flutuação (ou de pequena escala), conforme ilustrado na Figura 2.14. Matematicamente a separação é expressa pela Equações 2.32, 2.33 e 2.34.

$$u = u' + \bar{u} \quad 2.32$$

$$v = v' + \bar{v} \quad 2.33$$

$$w = w' + \bar{w} \quad 2.34$$

Onde: u, v, w = velocidade instantânea nas três direções cartesianas (x,y,z) [LT^{-1}];
 u', v', w' = flutuação de velocidade nas três direções cartesianas (x,y,z) [LT^{-1}];
 $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$ = velocidade média nas três direções cartesianas (x,y,z) [LT^{-1}]; e
 = barras superiores denotam média temporal [adm].

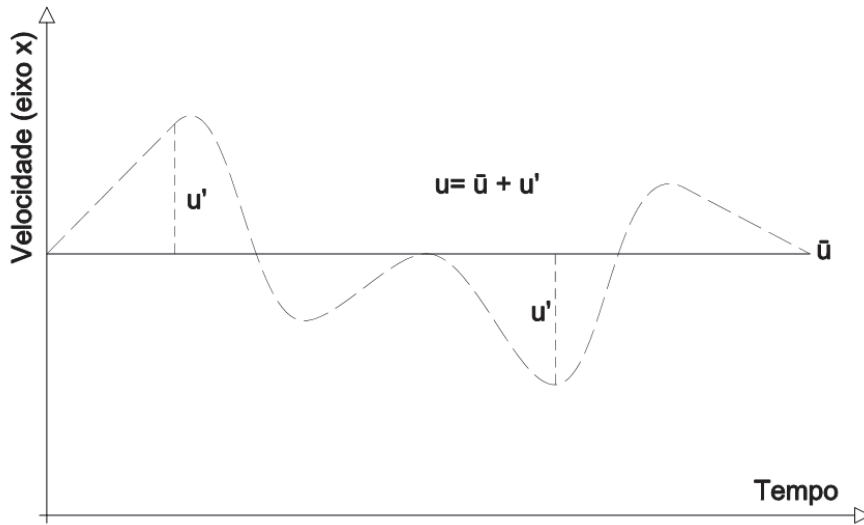


Figura 2.14 – Croqui da decomposição da velocidade no eixo x.

Aplicando a decomposição de Reynolds (Equações 2.32, 2.33 e 2.34) em conjunto com as equações fundamentais do fluido (subcapítulo 2.2) é formada a Equações de Navier-Stokes com média de Reynolds (RANS – *Reynolds Averaged Navier-Stokes*), descrita pela Equações 2.35 a 2.37.

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = g_x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} \right) - ((\overline{u'u'})_x + (\overline{u'v'})_y + (\overline{u'w'})_z) \quad 2.35$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} = g_y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial z^2} \right) - ((\overline{v'u'})_x + (\overline{v'v'})_y + (\overline{v'w'})_z) \quad 2.36$$

$$\frac{\partial \bar{w}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = g_z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial z^2} \right) - ((\overline{w'u'})_x + (\overline{w'v'})_y + (\overline{w'w'})_z) \quad 2.37$$

O conceito adotado na RANS faz com que aparece um termo não linear da Equação de Navier-Stokes, chamado de “tensor de Reynolds”, que representa a influência das flutuações turbulentas no escoamento médio. A Equação 2.38 mostra as componentes do tensor de Reynolds na forma matricial.

$$\begin{bmatrix} -\overline{u'^2} & -\overline{u'v'} & -\overline{u'w'} \\ -\overline{u'v'} & -\overline{v'^2} & -\overline{v'w'} \\ -\overline{u'w'} & -\overline{v'w'} & -\overline{w'^2} \end{bmatrix} \quad 2.38$$

As componentes do tensor de Reynolds dão origem às tensões normais (Equação 2.39 a 2.41) e tangenciais turbulentas (Equações 2.42 a 2.44).

$$\sigma'_x = -\rho \overline{u'^2} \quad 2.39$$

$$\sigma'_y = -\rho \overline{v'^2} \quad 2.40$$

$$\sigma'_z = -\rho \overline{w'^2} \quad 2.41$$

Onde: σ'_x = tensão normal turbulenta, atuante na direção x [$ML^{-1}T^{-2}$];
 σ'_y = tensão normal turbulenta, atuante na direção y [$ML^{-1}T^{-2}$];
 σ'_z = tensão normal turbulenta, atuante na direção z [$ML^{-1}T^{-2}$].

$$\tau'_{xy} = \tau'_{yx} = -\rho \overline{u'v'} \quad 2.42$$

$$\tau'_{xz} = \tau'_{zx} = -\rho \overline{u'w'} \quad 2.43$$

$$\tau'_{yz} = \tau'_{zy} = -\rho \overline{v'w'} \quad 2.44$$

Onde: τ'_{xy} = tensão tangencial turbulenta, atuante na direção y , causada pela flutuação de velocidade na direção x [$ML^{-1}T^{-2}$];

τ'_{xz} = tensão tangencial turbulenta, atuante na direção z , causada pela flutuação de velocidade na direção x [$ML^{-1}T^{-2}$].

τ'_{yz} = tensão tangencial turbulenta, atuante na direção z , causada pela flutuação de velocidade na direção y [$ML^{-1}T^{-2}$].

Para condições turbulentas isotrópicas, as componentes fora da diagonal principal do tensor de Reynolds se anulam. A Figura 2.15 exemplifica a dispersão de valores instantâneos dos pares de flutuações de velocidade na direção x e y ($u'v'$), para diferentes tempos. No caso isotrópico não existe uma direção preferencial, sendo esférico e conseqüentemente o valor médio do produto $u'v'$ é zero.

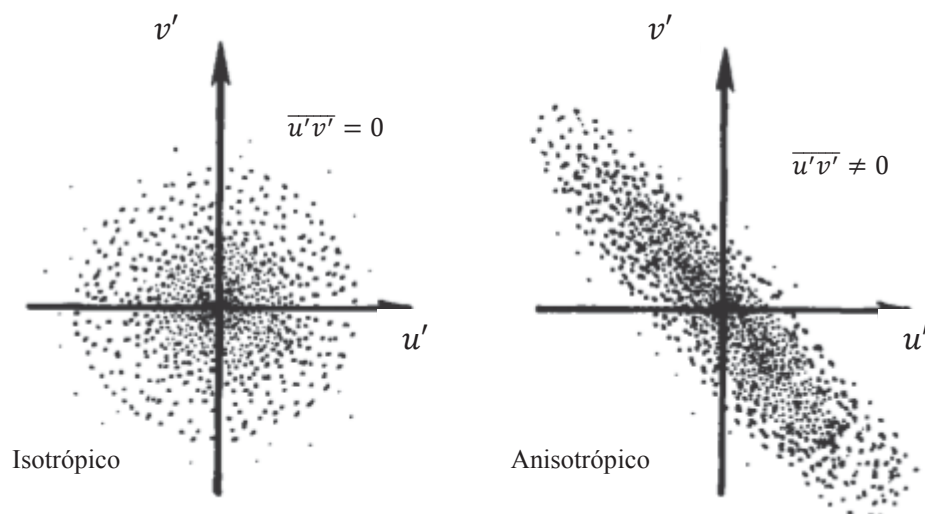


Figura 2.15 – Campos de escoamentos isotrópicos e anisotrópicos.

Fonte: Yamakawa (2015), adaptada de Kundu e Cohen (2008).

O aparecimento do tensor de Reynolds faz com que o sistema matemático tenha mais incógnitas do que equações. Essa situação é conhecida como “problema de fechamento da turbulência” e exige um estudo profundo da turbulência. Uma das formas de resolver o problema é a utilização de modelos de viscosidade turbulenta (EVM - *Eddy-Viscosity Models*), os quais utilizam a Hipótese de Boussinesq. A hipótese se fundamenta da relação de análoga, reconhecida entre as tensões viscosas do regime laminar e as tensões turbulentas, sendo admitido que as tensões turbulentas são proporcionais ao gradiente de velocidade média do escoamento de maneira semelhante a tensões viscosas (Lei da Viscosidade de Newton). A Equação 2.45 exemplifica matematicamente a hipótese para uma tensão tangencial turbulenta, atuante na direção x, causada pela flutuação de velocidade na direção z. Utilizando a Hipótese de Boussinesq, o tensor de Reynolds, para a direção x, pode ser avaliado conforme a Equação 2.46.

$$-\overline{u'w'} = \nu_t \frac{\partial U}{\partial z} \quad 2.45$$

Onde: ν_t = viscosidade cinemática turbulenta [L^2T^{-1}].

$$-\overline{u'w'} = \nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} \right) - \frac{2}{3} \delta_{xz} k \quad 2.46$$

Onde: δ_{xz} = delta de Kronecker, em relação aos eixos x e z; e
 k = energia cinética turbulenta [L^2T^{-2}], dada pela Equação 2.47.

$$k = \frac{\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}}{2} \quad 2.47$$

Substituindo-se a Equação 2.46 na Equação 2.35, tem-se as Equações de Navier-Stokes com média de Reynolds (RANS), com o fechamento via a hipótese de viscosidade turbulenta

A viscosidade cinemática molecular é uma propriedade do fluido, enquanto que a viscosidade cinemática turbulenta é uma propriedade do escoamento, que corresponde a capacidade de transferência de energia cinética da turbulência que um determinado escoamento possui. Conforme a condição local, a magnitude da viscosidade cinemática turbulenta (ν_t) se altera a cada ponto no domínio. Portanto, os modelos de viscosidade turbulenta que empregam a Hipótese de Boussinesq, calculam o valor da viscosidade cinemática turbulenta em função de valores obtidos do escoamento médio. A viscosidade cinemática turbulenta pode ser definida, de uma maneira genérica, pela Equação 2.48, demonstrando que a difusão turbulenta ocorre de maneira análoga à difusão de quantidade de movimento em nível molecular, dependendo de uma escala de comprimento e de uma velocidade característica do escoamento turbulento.

$$\nu_t = u_o l_o \quad 2.48$$

Onde: l_o = Escala de comprimento dos vórtices [L]; e
 u_o = Escala de velocidade dos vórtices [LT^{-1}].

A modelagem da viscosidade cinemática turbulenta (ν_t) pode ser feita algebricamente ou utilizando equações diferenciais. A Tabela 2.2 mostra a classificação dos modelos de viscosidade turbulenta, baseada no número de equações de transporte. Neste trabalho, dois modelos de viscosidade turbulenta são apresentados com mais detalhes: o modelo de comprimento de mistura de Prandtl e o modelo de duas-equações $k - \varepsilon$.

Tabela 2.2 – Classificação dos modelos de viscosidade turbulenta.

Classificação do EVM	Tipo de modelagem da ν_t
Zero-equações (Analítica)	- Constante: valor de ν_t é fixo - Comprimento de mistura: l_0 especificado algebricamente e u_0 calculado do gradiente de velocidade média.
Uma-equação	l_0 especificado algebricamente e u_0 derivado de uma equação de transporte
Dois-equações	l_0 e u_0 derivados por duas equações de transporte

O modelo de comprimento de mistura, desenvolvido por Prandtl (1925), citado por Apsley (2016), se baseia na premissa que o vórtice turbulento desloca uma partícula do fluido por uma distância l_m , fazendo sua velocidade variar ($\frac{\partial U}{\partial z}$) ao longo da distância (l_m). As Equações 2.49 a 2.51 representam o modelo de comprimento de mistura. O valor de l_m deve ser determinado algebricamente.

$$\nu_t = u_0 l_m \quad 2.49$$

$$u_0 = l_m \left| \frac{\partial U}{\partial z} \right| \quad 2.50$$

$$\nu_t = l_m^2 \left| \frac{\partial U}{\partial z} \right| \quad 2.51$$

Onde: l_m = comprimento de mistura [L]; e
 $\frac{\partial U}{\partial z}$ = gradiente de velocidade [T^{-1}].

Para a região da parede, o l_m é limitado a uma certa fração da espessura da camada limite (δ). Outra limitação do modelo ocorre pela consideração do escoamento simples (\bar{v} e $\bar{w} = 0$), desconsiderando possíveis efeitos referentes as mudanças rápidas do escoamento.

O modelo de duas-equações $k - \varepsilon$ foi introduzido por Harlow e Nakayama (1968, *apud* Collen, 2004), sendo um dos mais comuns tipos de modelo de viscosidade turbulenta utilizados nos dias de hoje, tendo a viscosidade cinemática turbulenta modelada pela Equação 2.52.

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad 2.52$$

Onde: C_μ = constante (normalmente 0,09) [adm];
 k = energia cinética turbulenta [$L^2 T^{-2}$]; e
 ε = taxa de transferência ou dissipação de energia [$L^2 T^{-3}$].

Os valores de k e ε são calculados por equações diferenciais de transporte, sendo apresentadas na sua forma conservativa para a direção x (Equações 2.53 e 2.54, respectivamente).

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}(\rho k)}_{\text{Taxa de}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x}(\rho u k)}_{\text{Termo de}} - \underbrace{\Gamma^{(k)} \frac{\partial k}{\partial x}}_{\text{Termo de}} = \rho(P^{(k)} - \varepsilon) \quad 2.53$$

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon)}_{\text{Taxa de}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x}(\rho u \varepsilon)}_{\text{Termo de}} - \underbrace{\Gamma^{(\varepsilon)} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x}}_{\text{Termo de}} = \rho(C_{\varepsilon 1} P^{(k)} - C_{\varepsilon 2} \varepsilon) \frac{\varepsilon}{k} \quad 2.54$$

Taxa de
Termo de
Termo de
Termo fonte
transferência
advecção
difusão

Onde: $\Gamma^{(k)}, \Gamma^{(\varepsilon)}$ = difusividade de k e ε [$\text{ML}^{-1}\text{T}^{-1}$], relacionando as viscosidades moleculares e turbulenta;

$C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}$ = constantes provinda de um modelo padrão [adm]; e

$P^{(k)}$ = taxa de produção de energia cinética turbulenta [L^2T^{-3}], dada pela Equação 2.55.

$$P^{(k)} = -\overline{u'w'} \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right) = \nu_t \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 \quad 2.55$$

O modelo k - ε apresenta bons resultados para uma vasta gama de escoamentos simples. No entanto, devido à sua ampla utilização, as suas deficiências são bem conhecidas. A mais evidente delas é que o modelo apresenta imprecisões nas proximidades de gradientes de pressão adversos (Wilcox, 1998). Para escoamentos complexos, pode-se utilizar uma forma híbrida dos modelos de viscosidade turbulenta, combinando os modelos k - ε e constante, funcionando como uma calibração do modelo.

2.4 Determinação da Viscosidade Cinemática Turbulenta Utilizando um ADP

O ADP trouxe um novo limiar à hidrometria e aos dados de campo. Existem inúmeros usos para esse tipo de aparelho, porém ainda existe a possibilidade para o desenvolvimento de novas aplicações e o aprimoramento das medições (Gamero, 2012). Usualmente utilizado para determinação de vazão, por meio de medições de perfis de velocidades, os resultados das medições de ADPs têm sido utilizados para determinar diferentes variáveis do escoamento, como a concentração de sedimentos em suspensão (Cabral, 2014), turbidez (Schuck, 2013), capacidade de transporte de sedimentos em suspensão (Terabe, 2003) e de fundo (Rennie e Church, 2010 e Liu e Wu, 2015).

A utilização de um ADP, para a estimativa de variáveis do escoamento, em rios de grande largura apresenta vantagens como:

- A facilidade de operação, permitindo medições e verificações mais rápidas;

- A capacidade do ADP de medir grandes profundidades (isso depende da frequência do equipamento, sendo que alguns equipamentos apresentam dupla frequência);
- Sendo um instrumento não-mecânico, o ADP realiza medições não intrusivas, reduzindo a possibilidade de perturbação no escoamento;
- A capacidade do ADP de medir perfis de velocidades com pontos semicontínuos simultaneamente, aumenta a distribuição espacial dos dados.

A seguir são apresentados fundamentos gerais das medições com ADP e, posteriormente, as etapas para o cálculo da tensão tangencial turbulenta e da viscosidade cinemática turbulenta.

2.4.1 Fundamentos do ADP

O equipamento tem seu funcionamento baseado na propagação da onda acústica. O transdutor transmissor gera um pulso de som a uma frequência conhecida que propaga no fluido. A energia acústica é refletida em todas as direções por partículas de matéria (sedimentos, pequenos organismos, etc.). Parte da energia refletida retorna para os transdutores receptores, onde é amostrada pelo equipamento e processada eletronicamente a partir da mudança de frequência (efeito Doppler). A descrição completa dos conceitos e do funcionamento do equipamento são descritos em Lohrmann *et al* (1994), Sontek (2000), RDI (2011), Gamaro (2012) e Yamakawa (2015).

Conforme é realizada a travessia do rio, o ADP divide a seção transversal em vários perfis verticais (*ensembles*), que por sua vez apresentam várias células (na área medida) e duas áreas não medidas (*blanks*). A largura do perfil vertical depende da velocidade de deslocamento do aparelho e do intervalo de medições dos feixes. A dimensão vertical das células (ΔZ_{cel}) pode ser selecionada pelo operador ou definida automaticamente pelo equipamento, neste caso a dimensão varia em função da profundidade e frequência do equipamento. As dimensões da área não medida próxima a superfície pode variar de acordo com a profundidade na qual o aparelho foi instalado. No *blank* próximo ao leito, normalmente, existe um tamanho mínimo pré-definido na configuração do aparelho em função da profundidade e da frequência emitida. A Figura 2.16 ilustra a separação da seção transversal em perfis verticais e células.

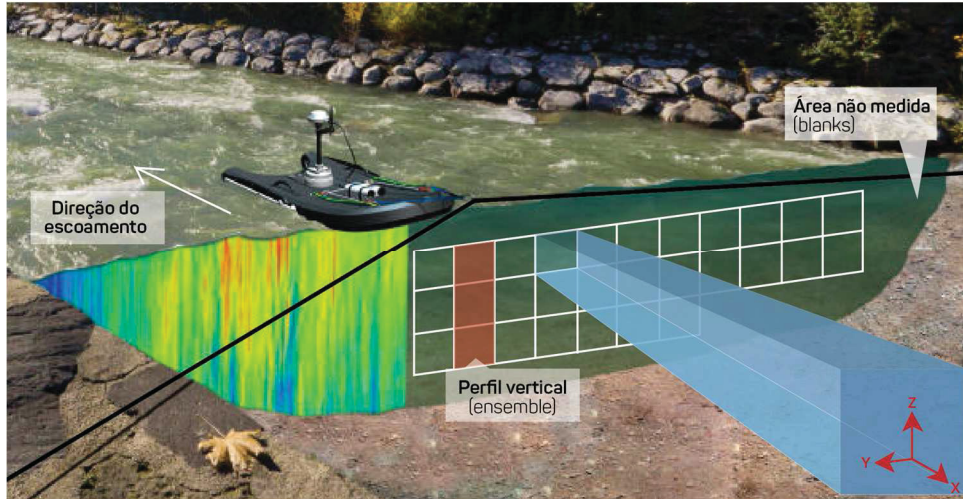


Figura 2.16 – Perfil vertical construído pelo ADP.
Fonte: adaptado de ADCPro (2018).

De acordo com Gamaro (2012), a velocidade medida em cada eixo da bússola (Norte, Leste e Vertical) é calculada considerando que o escoamento é homogêneo na região existente entre os transdutores. Os movimentos da embarcação (Figura 2.17), como caturo e balanço (*pitch* e *roll*), são compensados por uma bússola e um acelerômetro, equipados internamente ao aparelho. Para medir a velocidade o ADP necessita apenas de 3 transdutores, entretanto alguns equipamentos possuem 4 ou mais transdutores. Na configuração *Janus* (4 transdutores), cada par de transdutores opostos é responsável pelo cálculo de uma componente da velocidade horizontal e vertical. Os componentes da velocidade em cada célula são obtidos pela média das velocidades obtidas em cada feixe, conforme apresentados nas Equações 2.56, 2.57 e 2.58. A medição de velocidade vertical redundante pode ser utilizada para calcular a diferença entre duas medidas de velocidade verticais (V_d) e o erro da velocidade horizontal (V_e), como apresentado nas Equações 2.59 e 2.60 (RDI, 2011).

$$u_{cel} = \frac{(B_1 - B_2)}{(2 \sin \theta)} \quad 2.56$$

$$v_{cel} = \frac{(B_3 - B_4)}{(2 \sin \theta)} \quad 2.57$$

$$w_{cel} = \frac{(B_1 + B_2 + B_3 + B_4)}{(4 \cos \theta)} \quad 2.58$$

$$V_d = w_{cel\ 1} - w_{cel\ 2} = \frac{(B_1 + B_2)}{(2 \cos \theta)} - \frac{(B_3 + B_4)}{(2 \cos \theta)} \quad 2.59$$

$$V_e = \frac{(B_1 - B_2)}{\sqrt{2}(2 \sin \theta)} = \frac{(B_3 - B_4)}{\sqrt{2}(2 \sin \theta)} \quad 2.60$$

Onde: $B_{1,2,3,4}$ = velocidade medida no feixe (*beam*) [LT^{-1}], sendo B_1 - B_2 , B_3 - B_4 pares de transdutores opostos;

$u_{cel}, v_{cel}, w_{cel}$ = componentes da velocidade atribuída à célula [LT^{-1}];

θ = ângulo entre os transdutores e a vertical [$^\circ$];

V_d = diferença entre duas medidas de velocidade verticais [LT^{-1}];

V_e = erro da velocidade horizontal [LT^{-1}].

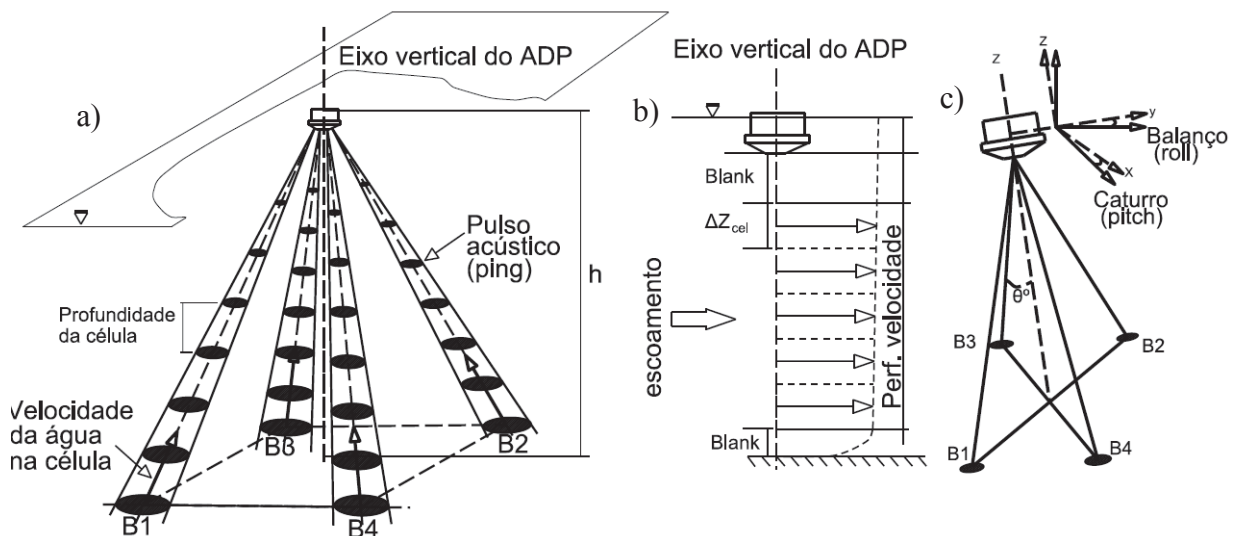


Figura 2.17 – Princípio de funcionamento do ADP (configuração *Janus*). a) Disposição do feixe; b) Perfil de velocidade medido; c) Variações do posicionamento do eixo vertical em função da movimentação da embarcação.

Fonte: adaptado de Muste et al. (2008).

A maioria dos equipamentos possui apenas uma frequência sonora, tendo limitações quanto a variação de profundidades e o tamanho das células. Os equipamentos mais modernos apresentam um feixe vertical para uma maior precisão da profundidade, além de possuírem 2 frequências distintas. Isso permite que o aparelho utilize a frequência que melhor se ajusta às profundidades existentes ao longo da seção transversal.

O modo de operação para o processamento do sinal também pode ser modificado em função da frequência e da profundidade da seção, podendo ser coerente pulso a pulso, *narrowband* e *broadband*. O modo coerente pulso a pulso envia e recebe o primeiro pulso para depois enviar um segundo e comparar as fases entre eles para determinar a velocidade da água. É considerado o método mais preciso, porém o que apresenta maiores limitações de uso (baixas profundidades). O *narrowband*, também conhecido como pulso incoerente, envia uma série de pulsos (*pings*) em um curto espaço de tempo e estima a velocidade da água por meio da estatística das medições. O número de pulsos, assim como a frequência, pode variar por perfil vertical dependendo da configuração que melhor se adequa ao comportamento do escoamento. Como resultado são obtidos a velocidade média na célula (\bar{u}_{cel} , \bar{v}_{cel} , \bar{w}_{cel}) e o desvio padrão ($\sigma_{x cel}$, $\sigma_{y cel}$, $\sigma_{z cel}$) da série temporal para cada direção do escoamento. Apesar do pulso em *narrowband* ser único, robusto e longo, sua incerteza é alta devido a sobreposição dos pulsos. O *broadband* é um modo com precisão intermediária e apresenta um pulso modelado como o modo coerente, entretanto, assim como *narrowband*, o equipamento emite vários pulsos sucedidos e calcula a velocidade do escoamento baseado numa análise estatística. Devido a sua complexidade ele apresenta processo mais lento (RDI, 2011).

2.4.2 Separação da flutuação turbulenta

O desvio-padrão da velocidade resultante do aparelho pode ser atribuído a problemas de instalação e calibração do ADP, a ruídos do aparelho (*Doppler noise*) e a reais flutuações da

velocidade do escoamento por conta da turbulência local (Sontek, 2000). Considerando que variação da velocidade devido a instalação e calibração do equipamento é desprezível, Rennie (2008) descreve a composição do desvio-padrão fornecido pelo ADP conforme a Equação 2.61, podendo ser aplicada para cada direção do escoamento.

$$\sigma^2 = \sigma_t^2 + \sigma_n^2 \quad 2.61$$

Onde: σ = desvio-padrão da velocidade resultante do ADP [LT^{-1}];

σ_t = Componente do desvio padrão da velocidade, medida pelo ADP, em função da turbulência [LT^{-1}];

σ_n = Componente do desvio padrão da velocidade, medida pelo ADP, em função do ruído acústico do ADP [LT^{-1}].

O ruído acústico é um resultado do processo físico pelo qual as ondas sonoras são dispersas pelas partículas sólidas na água. Vachtman e Laronne (2011), consideraram o ruído acústico igual ao valor da mínima variância resultante da medição de todas as células ($\sigma_n^2 = \sigma_{min}^2$). Rennie e Church (2010) utilizaram a Equação 2.61, porém consideraram o erro médio das medições de velocidade (Ve) ao invés do ruído acústico. O artigo descreve que o erro médio inclui outras incertezas, como os erros do GPS, da bússola e da posição do leito (*bottom track*), podendo ser estimado em função da diferença entre duas medidas de velocidade verticais (Vd).

Sontek (2000) apresenta uma equação para obtenção da magnitude do ruído assumindo-se uma distribuição gaussiana. A magnitude do ruído do aparelho pode variar de acordo com a frequência do aparelho (F), a dimensão vertical da célula na vertical (ΔZ_{cel}) e do número de pulsos emitidos no intervalo de tempo medido por célula. A Equação 2.62 estima o valor do ruído acústico para medições de velocidade tridimensionais, sendo desenvolvida para ADPs da marca Sontek com frequências únicas e sem feixe vertical (2ª geração).

$$\sigma_n = \frac{235}{F \Delta Z_{cel} \sqrt{N}} \quad 2.62$$

Onde: σ_n = desvio padrão da velocidade em função do ruído do ADP [LT^{-1}];

F = frequência do aparelho utilizada em kHz [T^{-1}];

ΔZ_{cel} = dimensão da célula na vertical [L];

N = número de pulsos (*pings*) emitidos no intervalo de tempo da célula [adm].

Por conta da aleatoriedade característica, a turbulência é interpretada estatisticamente, tendo uma velocidade média e outra de flutuação (ver subcapítulo 2.3.1). Realizando as medições com o ADP em modo *narrowband* é possível combinar as fórmulas do desvio-padrão (Equação 2.63), da decomposição de Reynolds (Equação 2.52) e da composição do desvio-padrão do ADP (Equação 2.61) para estimar o valor da média temporal das flutuações da velocidade de Reynolds ($\overline{(u')^2}$) decorrente da variância da velocidade em função da

turbulência medida pelo ADP (σ_t^2), conforme apresentado na Equação 2.64 para o eixo x (Vachtman e Laronne, 2011).

$$\sigma_{tx} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (u - \bar{u})^2} = \sqrt{\overline{(u - \bar{u})^2}} = \sqrt{\overline{(u')^2}} \quad 2.63$$

$$\sigma_{tx}^2 = \overline{(u')^2} \quad 2.64$$

Onde: σ_{tx} = desvio-padrão da velocidade medida pelo ADP em função da turbulência local no eixo x [LT^{-1}].

2.4.3 Cálculo da tensão tangencial turbulenta

Os ADPs podem ser utilizados na determinação de variáveis do escoamento, como as velocidade média e de corte, a energia cinética turbulenta, a tensão tangencial de Reynolds e a viscosidade cinemática turbulenta, conforme apresentados Rennie e Millar (2004), Kim *et al* (2000), Sime *et al* (2007), Lu e Lueck (1999), Nystrom *et al* 2002, Hurther e Lemmin (2001), Vachtman e Laronne (2011), Liu e Wu (2015).

Diversos estudos abordam a aplicação de diferentes métodos para estimar a tensão tangencial turbulenta, podendo variar em função do tipo de medição (ADP estático ou móvel), das características do escoamento (perfil logarítmico), do modelo e dados fornecidos pelo equipamento. Sime *et al* (2007) utilizou o método logarítmico (Equação 2.29) para determinar a velocidade de corte (u_*) e a tensão tangencial turbulenta (τ'). As medições foram realizadas com o ADP acoplado com uma embarcação móvel, no rio Fraser, Canadá. O método apresenta como vantagem a utilização dos principais dados fornecidos pelo ADP, necessitando apenas das velocidades médias e da profundidade. Como desvantagem, o método utiliza apenas os perfis de velocidades em relação a vertical ($\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$, $\frac{\partial \bar{v}}{\partial z}$), desprezando as demais variações. Além disso, a necessidade dos perfis de velocidades se ajustarem ao perfil logarítmico, torna a aplicação do método difícil em regiões de elevada turbulência e com poucos dados medidos próximos ao leito.

Com o ADP fixo (medição estática), Serio e Mossa (2015) aplicaram o método da variância dos feixes para determinar a tensão tangencial turbulenta. Separando a velocidade média e sua flutuação, a metodologia utiliza a relação das variâncias das medições de velocidade em cada feixe ($B'_{1,2,3,4}$). As Equações 2.65-2.68 descreve os passos de cálculo para obtenção de τ'_{xz} utilizando o par de feixes opostos B₁-B₂. Os mesmos passos podem ser utilizados com B₃-B₄ para o cálculo da tensão τ'_{yz} (Equação 2.69). Assim como no método logarítmico, a tensão τ'_{xy} não é considerada. Outra desvantagem do método é que nem todos os ADPs fornecem aos usuários as velocidades obtidas em cada feixe (*beam*). Por fim, para escoamentos isotrópicos, a energia cinemática turbulenta (k) foi estimada por meio das velocidades em cada feixe conforme a Equação 2.70.

$$B_1' = u' \sin \theta + w' \cos \theta \quad B_2' = -u' \sin \theta + w' \cos \theta \quad 2.65$$

$$\overline{B_1'^2} = \overline{u'^2} \sin^2 \theta + \overline{w'^2} \cos^2 \theta + 2 \overline{u'w'} \sin \theta \cos \theta \quad 2.66$$

$$\overline{B_2'^2} = \overline{u'^2} \sin^2 \theta + \overline{w'^2} \cos^2 \theta - 2 \overline{u'w'} \sin \theta \cos \theta \quad 2.67$$

$$\frac{\tau'_{xz}}{\rho} = \overline{u'w'} = \frac{\overline{B_1'^2} - \overline{B_2'^2}}{4 \sin \theta \cos \theta} \quad 2.68$$

$$\frac{\tau'_{yz}}{\rho} = \overline{v'w'} = \frac{\overline{B_3'^2} - \overline{B_4'^2}}{4 \sin \theta \cos \theta} \quad 2.69$$

$$k_{cel} = \frac{\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}}{2} = \frac{3}{8} (\overline{B_1'^2} + \overline{B_2'^2} + \overline{B_3'^2} + \overline{B_4'^2}) \quad 2.70$$

Onde: $B'_{1,2,3,4}$ = flutuação turbulenta da velocidade medida no feixe (*beam*) [LT^{-1}], sendo B_1 - B_2 , B_3 - B_4 pares de transdutores opostos;

k_{cel} = energia cinética turbulenta na célula [L^2T^{-2}].

Togneri *et al* (2017) também utilizou os dados de velocidade em função dos feixes, entretanto para o cálculo a energia cinética turbulenta foi utilizada a Equação 2.71. O parâmetro ξ representa a característica de anisotropia do escoamento, sendo adotado o mesmo valor que no trabalho de Nezu e Nakagawa (1993) de 0.1684.

$$k_{cel} = \frac{(\overline{B_1'^2} + \overline{B_2'^2} + \overline{B_3'^2} + \overline{B_4'^2})}{4 \sin^2 \theta (1 - \xi (1 - \cot^2 \theta))} \quad 2.71$$

Vachtman; Laronne (2011) utilizou o método da energia cinética turbulenta (TKE - *Turbulent Kinetic Energy*) e a variância dos dados de velocidade medidos pelo ADP na determinação da tensão tangencial turbulenta (τ'), conforme a Equação 2.72 (Kim *et al*, 2000).

$$|\overline{\tau'}| = C_1 TKE = C_1 \rho k \quad 2.72$$

Onde: C_1 = constante de proporcionalidade [adm] ($C_1 \approx 0,19$ a $0,21$).

A Equação 2.72 pode ser reescrita utilizando os dados de velocidade medidos pelo ADP. Considerando a direção das coordenadas e combinando as Equações 2.47 e 2.64, a energia cinética turbulenta e a tensão tangencial turbulenta em cada célula medida podem ser calculadas pela Equação 2.73 e 2.74.

$$k_{cel} = \left(\frac{\sigma_{tx}^2 + \sigma_{ty}^2 + \sigma_{tz}^2}{2} \right) \quad 2.73$$

$$|\vec{\tau}'_{cel}| = C_1 \rho \left(\frac{\sigma_{tx}^2 + \sigma_{ty}^2 + \sigma_{tz}^2}{2} \right) \quad 2.74$$

Onde: τ'_{cel} = tensão tang. turbulenta, atuante na área da célula medida pelo ADP [$ML^{-1}T^{-2}$].

O método TKE tem como vantagem considerar a tensão tangencial turbulenta tridimensional, entretanto os valores de C_1 podem não ser aplicados em todos os níveis da coluna de água, sendo sugerido a realização de outros levantamentos para confirmar a universalidade do método (Kim et al, 2000). Apesar de utilizar apenas os dados de desvio-padrão da velocidade, a necessidade da separação da flutuação turbulenta do ruído do aparelho, também pode ser considerada uma desvantagem, uma vez que nem todos os equipamentos apresentam equações para o ruído.

2.4.4 Cálculo da viscosidade cinemática turbulenta

Considerando a Hipótese de Boussinesq (Equação 2.45), a viscosidade cinemática turbulenta em cada célula pode ser calculada pela Equação 2.75 (Sanford e Lien, 1999). O campo de vorticidade na seção pode ser calculado utilizando os valores das velocidades médias em cada célula (modelo de turbulência k- ω).

$$v_{t_{cel}} = \frac{|\vec{\tau}'_{cel}|}{\rho |\vec{\omega}_{cel}|} = \frac{C_1 \rho k}{\rho |\vec{\omega}_{cel}|} = \frac{C_1 k}{|\vec{\omega}_{cel}|} \quad 2.75$$

Onde: $v_{t_{cel}}$ = viscosidade cinemática turbulenta em cada célula [L^2T^{-1}].

$\vec{\omega}_{cel}$ = vorticidade em cada célula [T^{-1}];

$$\vec{\omega}_{cel} = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right) \times (\bar{u}_{cel}, \bar{v}_{cel}, \bar{w}_{cel}) = \vec{\nabla} \times \vec{U}_{cel} \quad 2.76$$

Em uma análise bidimensional (eixos x e y), a viscosidade cinemática turbulenta atuante em cada *ensemble* ($v_{t_{ensem}}$) pode ser calculada utilizando os valores da energia cinética turbulenta total atuante na vertical (k_{nsem}). A hipótese considera que os valores existentes nas áreas não medidas (*blanks*) são desprezíveis. Utilizando o método da variância, utiliza-se a propriedade da soma de diferentes variáveis aleatórias (Equação 2.77).

$$Var \left(\sum_{i=1}^N a_i \right) = \sum_{i=1}^N Var (a_i) \pm 2 \sum_{1 \leq i < j \leq N} Cov (a_i a_j) \quad 2.77$$

Onde: Var = variância;
 Cov = covariância;
 a = exemplo de variável aleatória; e
 N = número de amostras.

Algumas marcas de ADP não fornecem ao usuário os valores de velocidade medidos em cada pulso (amostras da série), disponibilizando somente o resultado da análise estatística em cada célula (valor médio e desvio padrão). Nestes casos, para a realização da integração vertical, Stacey *et al* (1999) e Togneri *et al* (2017) consideraram que o somatório das covariâncias entre as amostras de velocidade é desprezível em comparação ao somatório das variâncias ($\sum_{1 \leq i < j \leq N} Cov (a_i a_j) = 0$). A hipótese converge com os resultados obtidos por Lu e Lueck (1999), que calcularam a distribuição (histograma) da covariância das velocidades medidas por um ADP fixo no fundo de um canal estreito, com 30m de profundidade, durante 20 minutos para 2 eventos hidrológicos diferentes. O resultando mostrou um equilíbrio entre as covariâncias positivas e negativas, tendo sua somatória inferior aos valores de variância e próximo a zero.

2.4.5 Outros estudos que utilizaram a tecnologia Doppler para quantificação da turbulência

Em Lohrmann *et al* (1990), utilizando um sonar, com conceitos similares ao ADP e denominado de perfilador de corrente de alta resolução (*HRCP-High Resolution Current Profiler*), foram realizadas medições no platô do Mar do Norte, próximo da Fenda Norueguesa, com profundidade de 110 m. Os resultados obtidos mostraram a capacidade de obtenção das variáveis do escoamento turbulento para grandes profundidades, obtendo variações da tensão tangencial turbulenta ao longo do perfil.

García *et al* (2007), compararam os resultados obtidos de medições com um velocímetro acústico por efeito Doppler (*ADV - Acoustic Doppler Velocimeters*) e um modelo conceitual, com parâmetros conhecidos. O ADV possui os mesmos princípios do ADP, entretanto, é um aparelho destinado a medições pontuais. O estudo mostrou que, de forma geral, as variáveis do escoamento turbulento estimadas por meio das medições com ADV representaram bem os efeitos turbulentos previstos em laboratório.

Para a determinação de variáveis do escoamento turbulento em rios, Sukhodolov *et al* (1998) realizaram medições com ADP e uma análise da estrutura turbulenta tridimensional em um rio com a presença de dunas de areia. O artigo relata que as expressões semi-empíricas, propostas por Nezu e Nakagawa (1993) convergiram apenas para a região central do canal.

Chen *et al* (2000) realizaram medições com dois ADP diferentes na baía de São Francisco, na Califórnia. Os aparelhos tiveram suas posições fixadas numa plataforma a jusante

da ponte San Mateo. As medições de velocidades permitiram a determinação da viscosidade cinemática turbulenta e do Tensor de Reynolds em função do tempo. Foi considerado que a distribuição de velocidades é logarítmica para a determinação dos parâmetros. Os resultados mostraram uma vantagem nas medições para o aparelho de ADP que apresentou menos ruído. Os parâmetros calculados apresentaram variações ao longo do perfil e do tempo.

O estudo de Nystrom *et al* (2002) verificou em laboratório a capacidade do ADP e do ADV estimarem parâmetros de turbulência. O estudo adverte sobre os erros existentes nas medições de velocidades com ADP, como limitação na geração de sinal, processamento de algoritmos e a configuração física dos transdutores do instrumento. A redução de intensidade do pulso à medida em que a profundidade aumenta é outro fator que dificulta a estimativa dos parâmetros, influenciando o erro da velocidade em grandes profundidades. Foram testados dois tipos de ADP, um de 600 kHz e outro de 1,5 kHz. Os resultados foram comparados com os resultados de um ADV. Os resultados obtidos demonstraram que a principal fonte de erros das medições são os ruídos do ADP. O ADP de 1,5 kHz, subestimou as Tensões de Reynolds, em aproximadamente 50% (Figura 2.18), enquanto o ADP de 600 kHz, obteve uma melhor precisão absoluta.

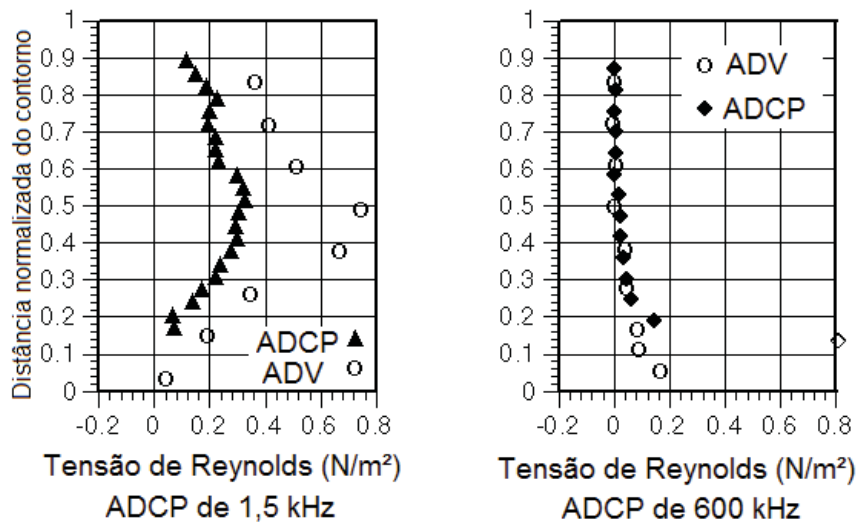


Figura 2.18 – Resultados da estimativa do perfil vertical do Tensor de Reynolds dos ADP e do ADV. Fonte: Adaptado de Nystrom *et al* (2002).

2.5 Medições e Análises do Escoamento em Cânions Submersos

As características do escoamento na região de um cânion submerso são discutidas em poucos estudos. Venditti *et al* (2014), utilizou um ADP para realizar medições de velocidades e de batimetria em uma série de cânions submersos no rio Fraser. Localizado no Canadá, o rio apresenta uma zona conhecida como Fraser Canyon, que possui 42 cânions submersos. As variações batimétricas verticais encontradas podem atingir até 17,3 m. Utilizando o resultado das medições de ADP, foram avaliados os perfis transversais de velocidades e estimados as das tensões de cisalhamento do leito ao longo dos cânions. A Figura 2.19 ilustra os resultados das medições para um dos cânions, chamado Iron Canyon. Outro ponto avaliado foi o Black Canyon, tendo as velocidades horizontal e vertical de inúmeras seções transversais apresentadas

na Figura 2.20. O artigo descreve que o escoamento ao entrar no cânion tem sua área transversal reduzida, fazendo com que o escoamento ganhe velocidade, devido à conservação de massa. Entretanto, a profundidade dentro do cânion, logo a jusante, aumenta rapidamente, elevando a área e fazendo o escoamento desacelerar. Os efeitos de aceleração e desaceleração do escoamento devem ser ampliados em cânions mais estreitos. O artigo conclui que é necessário um melhor entendimento da dinâmica do escoamento na região de cânions submersos, principalmente, antes da realização de uma modelagem.

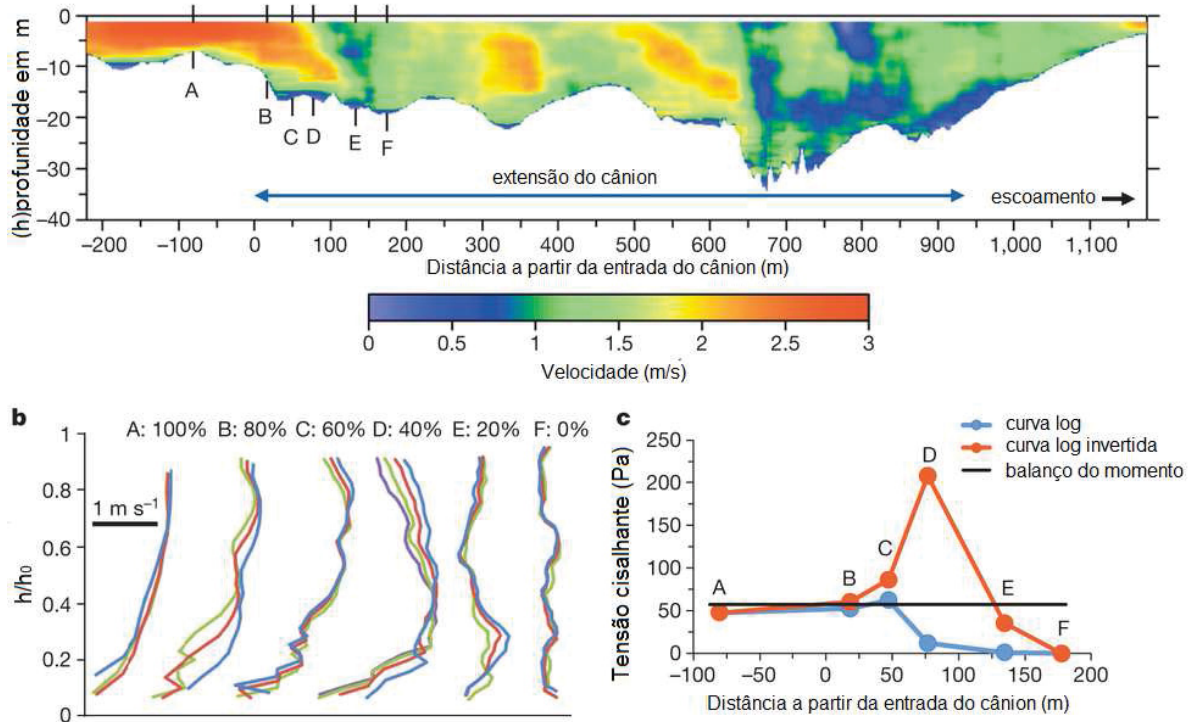


Figura 2.19 – Análise do escoamento em Iron Canyon. a) Velocidade longitudinal e localização dos perfis transversais; b) Perfis transversais de velocidades na entrada do cânion; c) Tensão de cisalhamento no leito calculada com os dados de cada perfil.

Fonte: Adaptado de Venditti *et al* (2014).

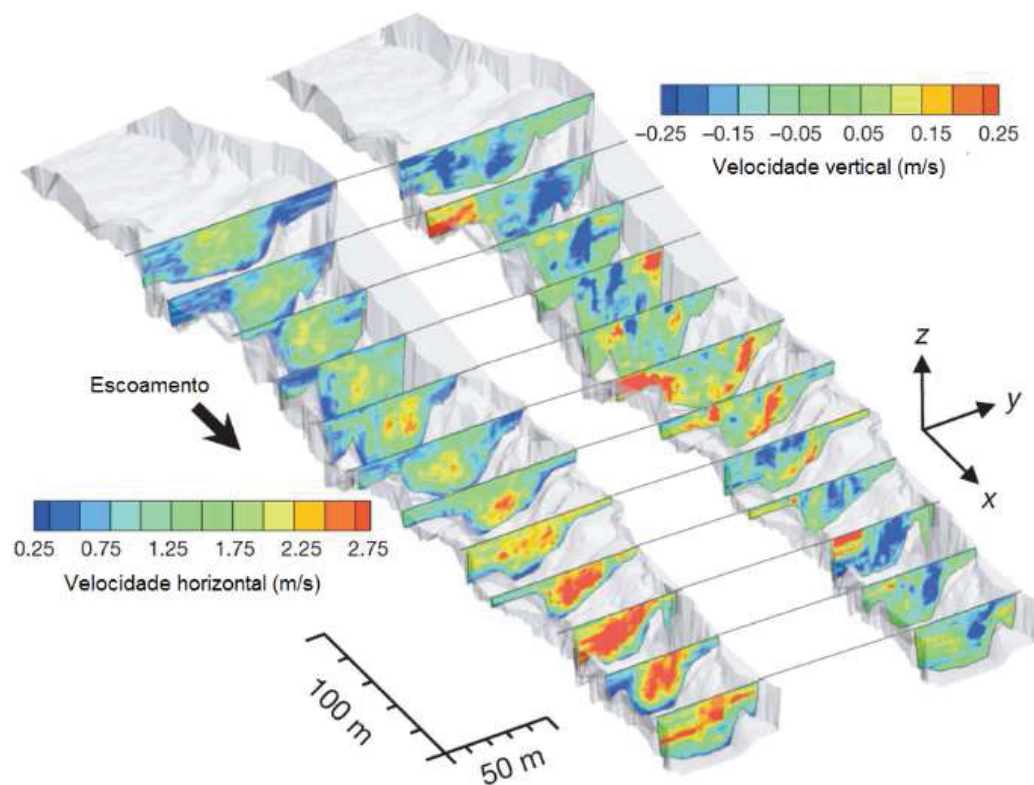


Figura 2.20 – Resultados das velocidades horizontais e verticais nas seções transversais do Black Canyon. Fonte: Adaptado de Venditti *et al* (2014).

Outro estudo que descreve o escoamento em cânions submersos é apresentado por Schmidt (1990), que descreve a presença de zonas de recirculação e sedimentação em trechos do rio Colorado, nos Estados Unidos. De acordo com a publicação a variação batimétrica gera zonas com turbulência elevada, principalmente em regiões com grandes variações verticais abruptas (cânions).

Uma dessas regiões foi modelada por Cluer (1997), citado por Miller e Cluer (1998). A região chamada de Mohawk, localiza-se a 303 km a jusante da Barragem de Glen Canyon. O cânion submerso apresenta uma extensão de 600 m e uma variação batimétrica vertical de até 16 m (Figura 2.21). O estudo englobou medições de campo, obtendo informações de batimetria, de níveis de água, de vazão e de velocidades ao longo da região do cânion. As medições de níveis de água e velocidades, obtidas por meio de um ADP, foram comparadas com os resultados de uma modelagem hidrodinâmica numérica bidimensional, com escoamento permanente. O modelo hidrodinâmico utilizado foi o RMA2, desenvolvido pela USACE (*U.S. Army Corps of Engineers*). Foram considerados três coeficientes de rugosidades de Manning distribuídos ao longo da região, sendo $0,035 \text{ sm}^{-\frac{1}{3}}$ para os leitos de rocha, $0,025 \text{ sm}^{-\frac{1}{3}}$ para os leitos parcialmente coberto por areia e $0,020 \text{ sm}^{-\frac{1}{3}}$ para os leitos de areia. Para avaliar os efeitos turbulentos, foram comparados os resultados utilizando três valores de viscosidade cinemática turbulenta (ν_t). Os valores avaliados foram $1,2 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$, $0,5 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ e $0,15 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$, sendo todos valores constantes ao longo de toda a região do estudo. A escolha dos valores foi baseada em bibliografias do modelo aplicado. Os resultados obtidos mostraram que os valores mais baixos de ν_t apresentaram resultados mais próximos dos medidos em campo, sendo apresentados nas Figuras 2.22 e 2.23.

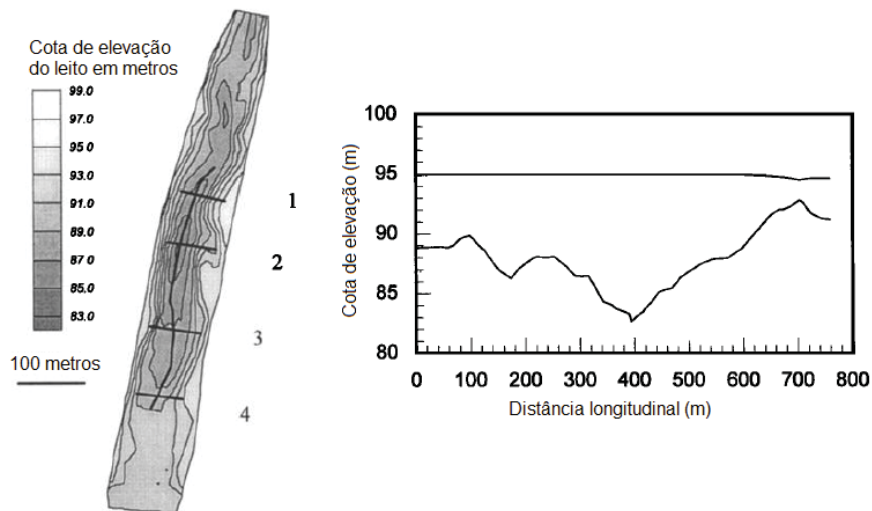


Figura 2.21 – Batimetria e localização das seções de ADP medidas ao longo da região de Mohawk.
Fonte: Adaptado de Cluer (1997), citado por Miller e Cluer (1998).

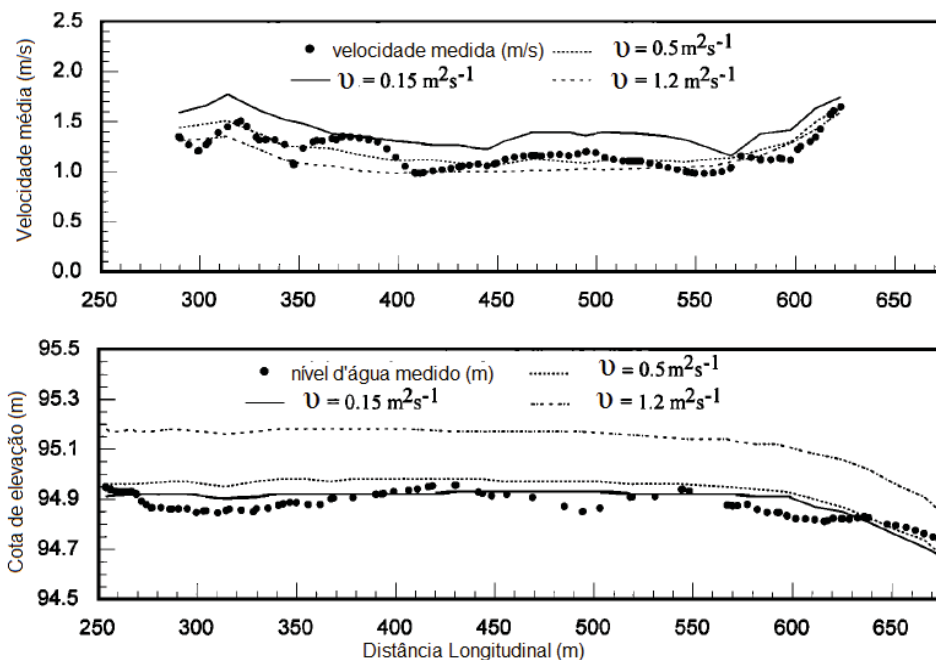


Figura 2.22 – Análise longitudinal do nível de água e velocidade média resultante para diferentes v_c .
Fonte: Adaptado de Cluer (1997), citado por Miller e Cluer (1998).

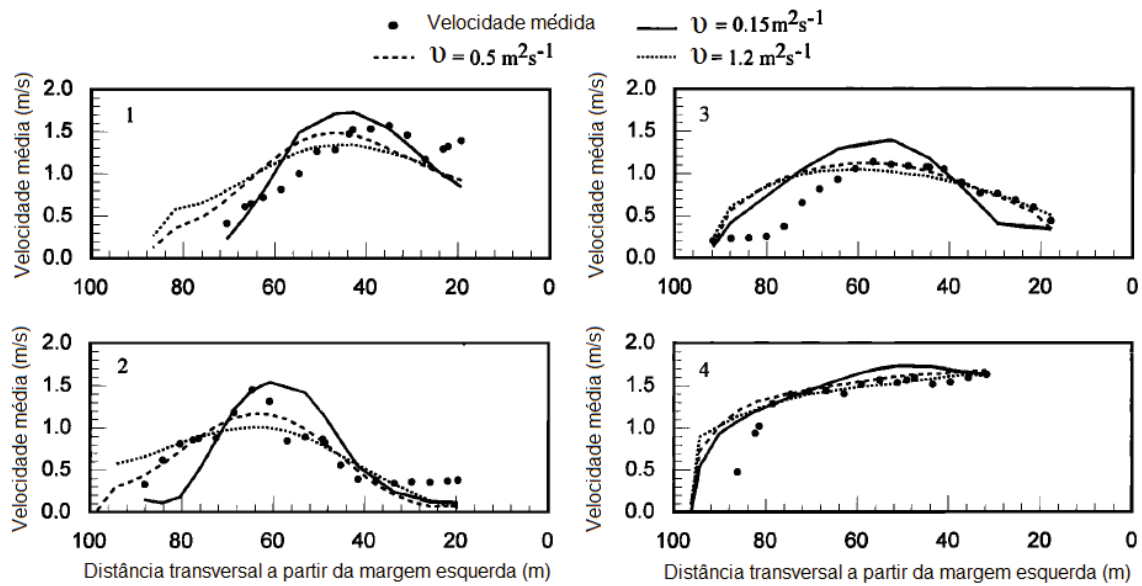


Figura 2.23 – Análise da velocidade média resultante, nas seções transversais, para diferentes v_t .
 Fonte: Adaptado de Cluer (1997), citado por Miller e Cluer (1998).

Como pesquisador visitante (doutorado sanduíche) na University of Ottawa (Canadá), Tomas *et al* (2017) realizou um estudo com o objetivo de verificar a distribuição espacial da tensão tangencial no leito, da velocidade de corte e do coeficiente de rugosidade de Manning na região do Pedral do Lourenço. As variáveis foram estimadas por meio de perfis de velocidades medidos com um ADP nas condições de águas altas, sendo os mesmos dados utilizadas nesse documento (Capítulo 3). O estudo considera que os perfis de velocidades (eixo x e y) podem ser divididos em 2 regiões. A primeira, mais próxima à superfície, onde as velocidades não seguem nenhuma distribuição e outra parte na qual pode-se considerar a distribuição logarítmica. A Figura 2.24 ilustra a hipótese aplicada para um perfil vertical no cânion. Os resultados de rugosidade e de velocidade de corte obtidos foram muito elevados, sendo considerados que poucos perfis verticais se adequaram a essa condição, principalmente na área do cânion. Buscando uma melhor adequação ao perfil logarítmico foi elaborado um algoritmo auxiliar que adiciona um ponto extra na região não medida pelo ADP (*blank*) perto do leito, melhorando o ajuste. A profundidade e velocidade atribuída ao ponto extra é obtido por meio de um perfil vertical que se ajustou sem a necessidade do algoritmo. O resultado com o auxílio do algoritmo apresentou uma melhor distribuição espacial de pontos, com valores superiores nas bordas do cânion. As tensões no leito variaram até 70 N/m^2 . O artigo ressalta que o algoritmo ainda está em fase de testes e validação, sendo recomendado para estudos futuros a aplicação de outros métodos para estimar a variação da tensão tangencial na área.

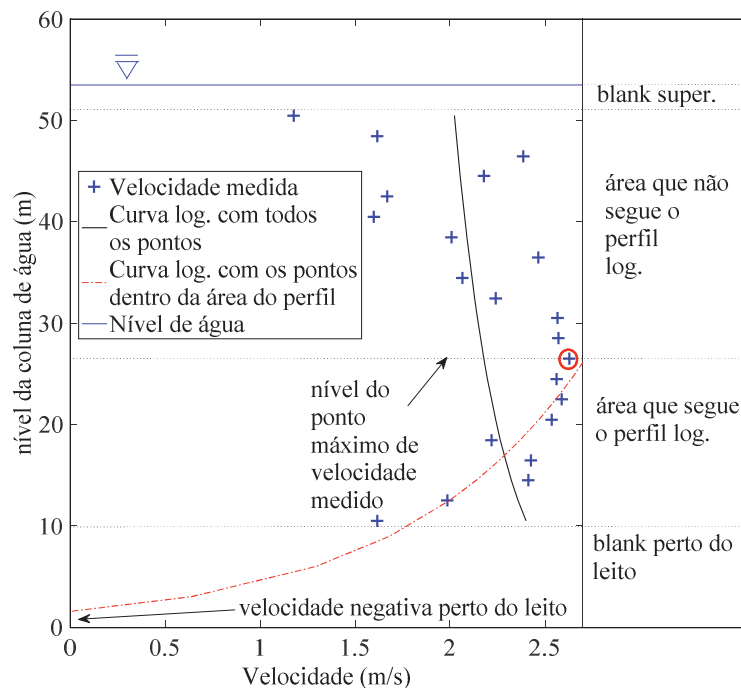


Figura 2.24 – Perfil de velocidades medido dentro do cânion do Pedral do Lourenço, que ilustra a hipótese de que parte inferior do perfil vertical pelo ADP segue o perfil logarítmico.
Fonte: Adaptado de Tomas *et al* (2017).

2.6 Descrição do Modelo Delft3D

O pacote Delft3D foi desenvolvido pela Deltares (Holanda) e é composto por diversos módulos. Cada módulo possui focos distintos de simulação: hidrodinâmica (FLOW), ondas (SWAN ou WAVE), transporte de sedimentos (SED), qualidade da água (WAQ), formações morfológicas (MOR) e processos ecológicos (ECO). Recentemente, o módulo FLOW e os módulos SED, MOR e WAQ apresentam o código-fonte liberado (Deltares, 2012). Todos os módulos possuem ferramentas de pré-processamento (RGFGRID – gerador de grade e QUICKIN – gerador de batimetria), processamento e pós-processamento (QUICKPLOT), o que facilita o trabalho de implementação do modelo na região de interesse. As ferramentas de pós-processamento utilizam a plataforma MATLAB.

O módulo hidrodinâmico (FLOW) é capaz de simular escoamentos (permanentes e não-permanentes) em duas ou três dimensões, fenômenos de transporte resultantes de marés, descarga de água e efeitos meteorológicos, incluindo o efeito de diferenças de densidade devido a gradientes horizontais dos campos de temperatura e salinidade. Este módulo pode ser aplicado em mares, regiões costeiras, estuários, reservatórios e rios. A solução do esquema numérico é iniciada pelo mapeamento da geometria do domínio no espaço matemático, a partir da discretização da área. No ambiente matemático são resolvidas as equações de continuidade e conservação da quantidade de movimento utilizando o método RANS. O detalhamento do módulo FLOW pode ser visto em Deltares (2012).

O módulo FLOW pode utilizar 4 tipos de modelos de viscosidade turbulenta (coeficiente constante, método algébrico, modelo κ -L e modelo κ - ϵ). Os modelos de viscosidade turbulenta também podem ser usados de forma híbridas, adicionando um valor

constante ao valor calculado pelo modelo (calibração da turbulência). O modelo divide o coeficiente de viscosidade cinemática turbulenta em função de sua orientação (horizontal e vertical). O valor aplicado nos coeficientes, para cada célula da malha matemática, é calculado conforme as Equações 2.78 e 2.79.

$$v_{tH} = v_{SGS} + v_{tV} + v_{tH}^{back} \quad 2.78$$

$$v_{tV} = v_{\acute{a}gua} + \acute{m}ax(v_{t3D}, v_{tV}^{back}) \quad 2.79$$

Onde: v_{tH} = viscosidade cinemática turbulenta horizontal do modelo [L^2T^{-1}], sendo que $v_{tH} \gg v_{tV}$;

v_{SGS} = viscosidade cinemática turbulenta da escala *subgrid* [L^2T^{-1}], aplicado se a modelagem da turbulência LES for ativada;

v_{tV} = viscosidade cinemática turbulenta vertical do modelo [L^2T^{-1}];

v_{tH}^{back} = viscosidade cinemática turbulenta horizontal *background* [L^2T^{-1}], valor constante que pode ser determinado pelo modelador como dado de entrada;

$v_{\acute{a}gua}$ = viscosidade cinemática da água [L^2T^{-1}];

v_{t3D} = viscosidade cinemática turbulenta tridimensional [L^2T^{-1}], do EVM escolhido;

v_{tV}^{back} = viscosidade cinemática turbulenta vertical *background* [L^2T^{-1}], valor constante que pode ser determinado pelo modelador como dado de entrada.

3. REGIÃO DO PEDRAL DO LOURENÇO

O Rio Tocantins é formado pelos rios Maranhão e Paranã, entre os municípios de Paranã e São Salvador do Tocantins, localizados no estado do Tocantins, e que se encontram um pouco a montante da cidade de Peixe, onde a cota topográfica é da ordem de 245 m. Desde o ponto de formação até a sua foz, junto à cidade de Abaetetuba, o Rio Tocantins tem uma extensão de aproximadamente 1.700 km e uma declividade média de 14,4 cm/km. O regime hidrológico do rio é bem definido, apresentando um período de estiagem entre os meses de julho e outubro, sendo que no mês de setembro ocorre o pico da estiagem, e entre janeiro e abril ocorrem as águas altas, com níveis máximos verificados no mês de fevereiro (Figura 3.1).

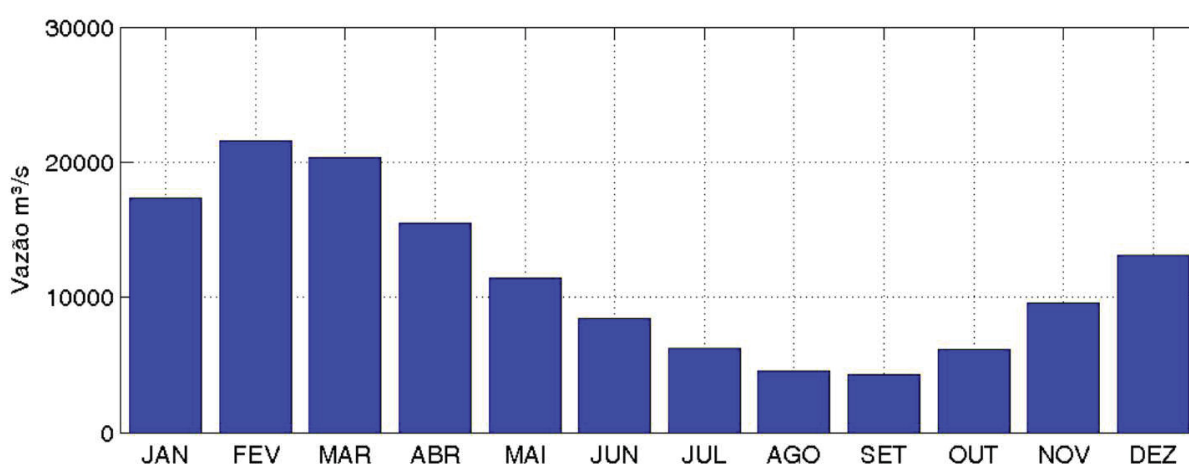


Figura 3.1 – Regime fluviométrico na estação fluviométrica Itupiranga (29200000), médias mensais de longo termo.

Fonte: CB&I (2013).

O rio Tocantins faz parte da hidrovia Tocantins-Araguaia, uma das mais importantes do país, engloba toda a extensão do rio Tocantins, tendo transportado 5,5 milhões de toneladas no ano de 2014 (ANTAQ, 2016). O Baixo Tocantins, trecho do rio Tocantins entre as cidades de Belém e de Marabá (ambas no estado do Pará), apesar de seu grande porte na época de cheias, apresenta inúmeros obstáculos à navegação nos períodos de estiagem. A nocividade ocorre devido aos afloramentos rochosos existentes em grande parte no seu leito natural. As dificuldades à navegação nesse trecho são antigas e a necessidade de sua correção se elevaram pela demanda do desenvolvimento socioeconômico regional. O trecho mais crítico à navegação, com 43 km de extensão, situa-se entre a extremidade de montante do reservatório da UHE de Tucuruí e o povoado de Santa Terezinha do Tauri, localizado na margem esquerda do rio. A Figura 3.2 mostra o trecho comentado.

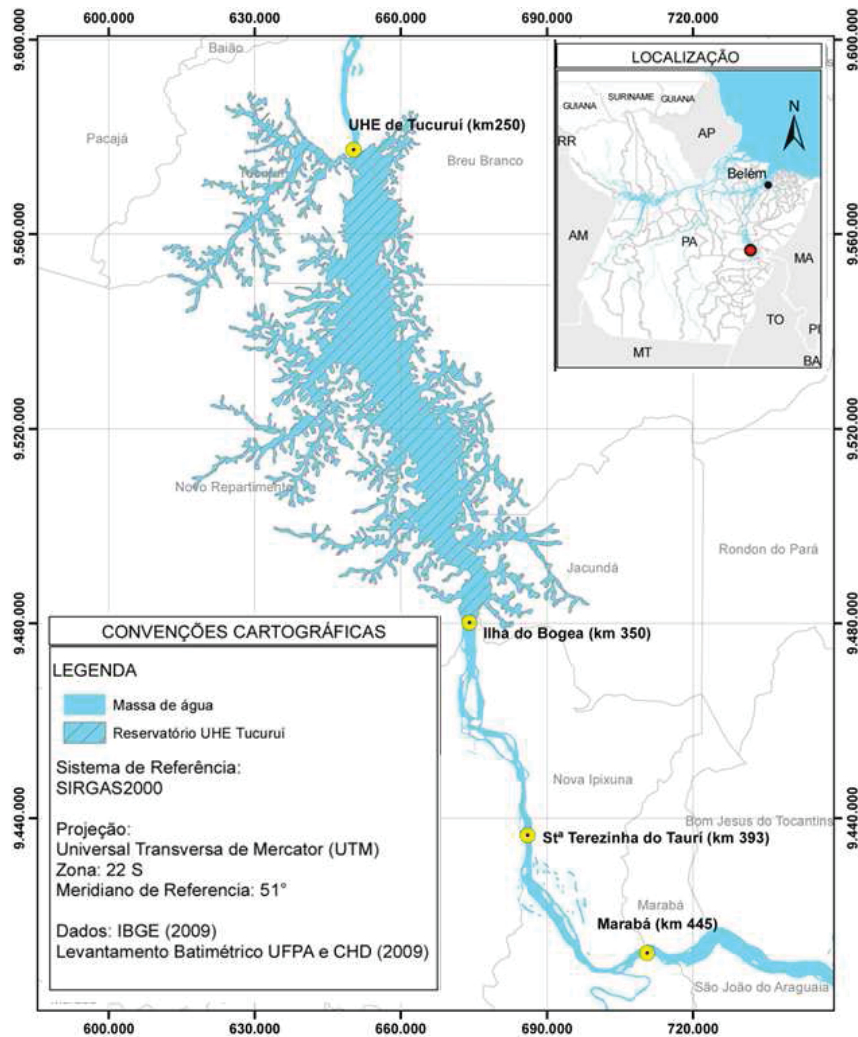


Figura 3.2 – Visão geral da região crítica à navegação no rio Tocantins.
Fonte: Adaptado de UFPR/ITTI (2015a).

A jusante de Santa Terezinha do Tauri, em uma região denominada de Pedral do Lourenço, há grande concentração de rochas que afloram durante a estiagem. Devido sua importância, vários estudos e projetos de engenharia já foram desenvolvidos na região, sendo um deles com participação do autor. O Anexo II apresenta um resumo dos projetos desenvolvidos. Atualmente, o DNIT, com participação do Corpo de Engenheiros do Exército dos Estados Unidos (USACE - *United States Army Corps of Engineers*) tem elaborado um modelo numérico hidrodinâmico bidimensional para avaliar as condições do escoamento no local.

A Figura 3.3 mostra com mais detalhes a região e a Figura 3.4 indica em azul o traçado do talvegue durante a condição hidrológica de estiagem.

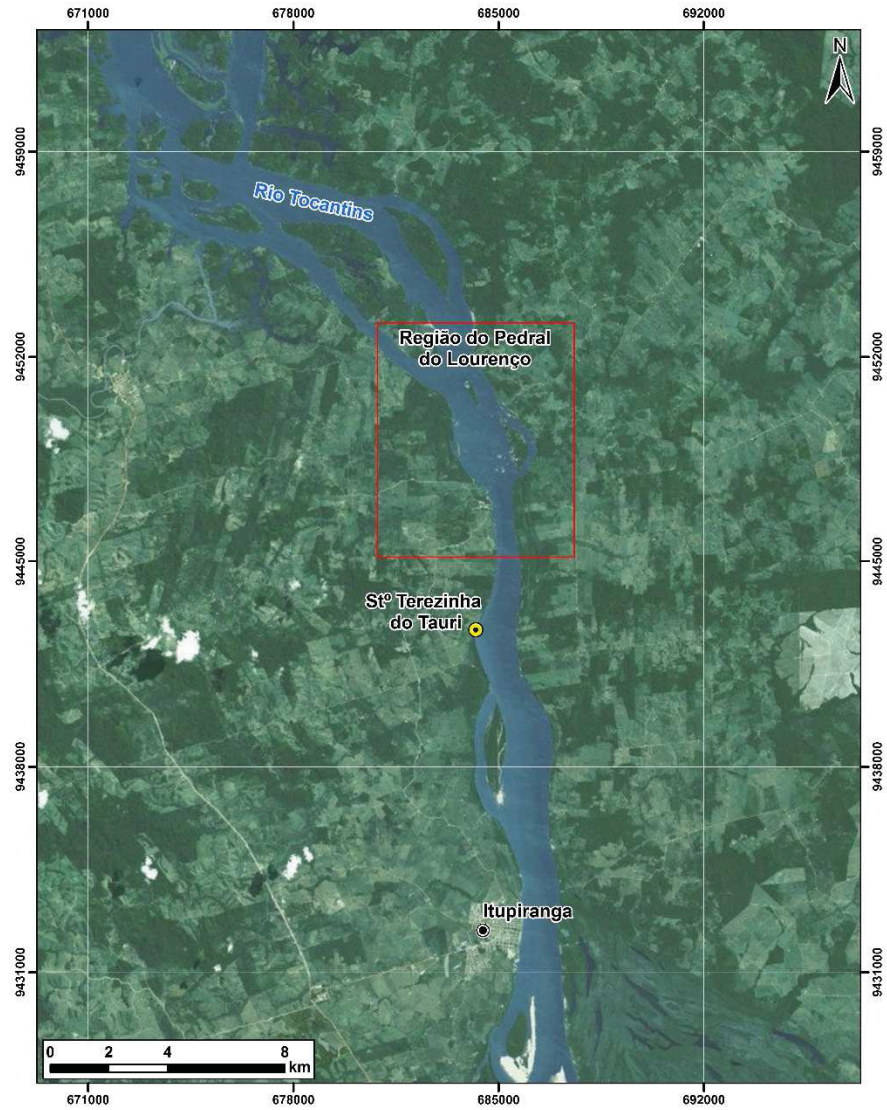


Figura 3.3 – Localização do Pedral do Lourenço.
 Fonte: Adaptado de UFPR/ITTI (2015a).

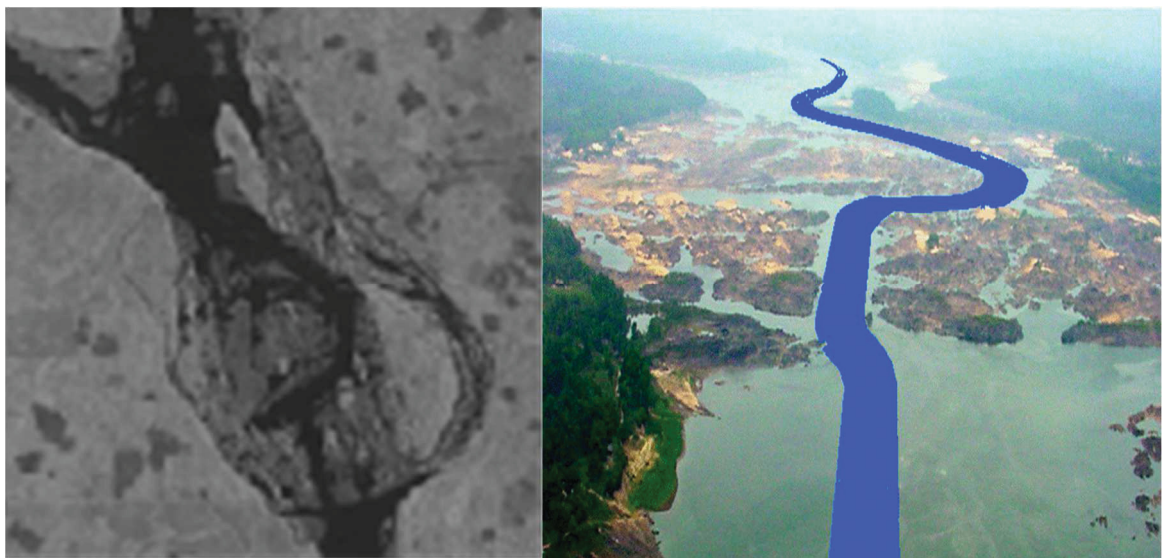


Figura 3.4 – Traçado do talvegue da região do Pedral do Lourenço.
 Fonte: UFPR/ITTI (2013) e UFPA (2009).

A região do Pedral do Lourenço está localizada entre dois domínios tectônicos a Formação Couto Magalhães (pertencente do Grupo Tucuruí) e o Domínio Bacajá (pertencente a Província Transamazonas). O leito rochoso é formado por rochas areníticas das formações Itapecuru (K12it), Pastos Bons (J2pb) e Grájau (K1g), sobre o embasamento fraturado indiferenciado (Fr) (CPRM, 2012). As origens do cânion podem ser associadas à falha de Tucuruí, causada por movimentos tectônicos que geraram uma série de características estruturais nas litologias e posteriormente magmáticos. A Figura 3.5 mostra o mapa litológico da região.

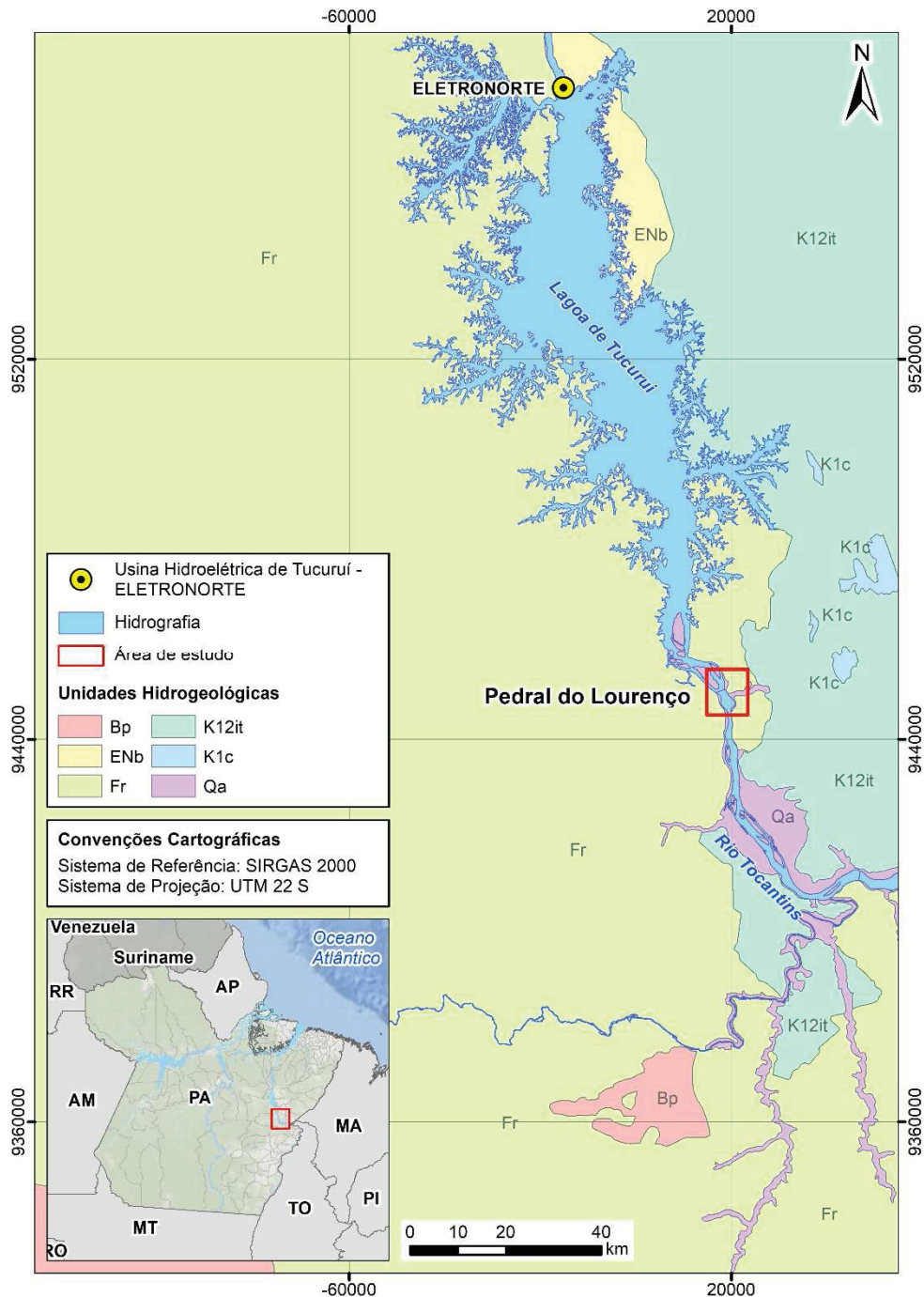


Figura 3.5 – Mapa geológico da região do Pedral do Lourenço.
Fonte: Adaptado de CPRM (2012).

A construção da barragem de Tucuruí, cujo enchimento do reservatório se deu em 1984, elevou os níveis de água na região a jusante do pedral, entretanto em nenhum dos estudos anteriores realizados na região consideraram o possível efeito de remanso do reservatório. As proporções do cânion submerso da região do Pedral do Lourenço superam, consideravelmente, as encontradas nos cânions submersos dos rios Colorado e Fraser, descritos no subcapítulo 2.4. Em alguns pontos do cânion a profundidade podem atingir patamares superiores a 60 m. De acordo com UFPR/ITTI (2015a), o cânion submerso é responsável por uma mudança significativa da hidrodinâmica fluvial nessa região, com a presença de vórtices de grande escala e aumento da turbulência. A Figura 3.6 ilustra a diferença na região para condição de cheia e estiagem.

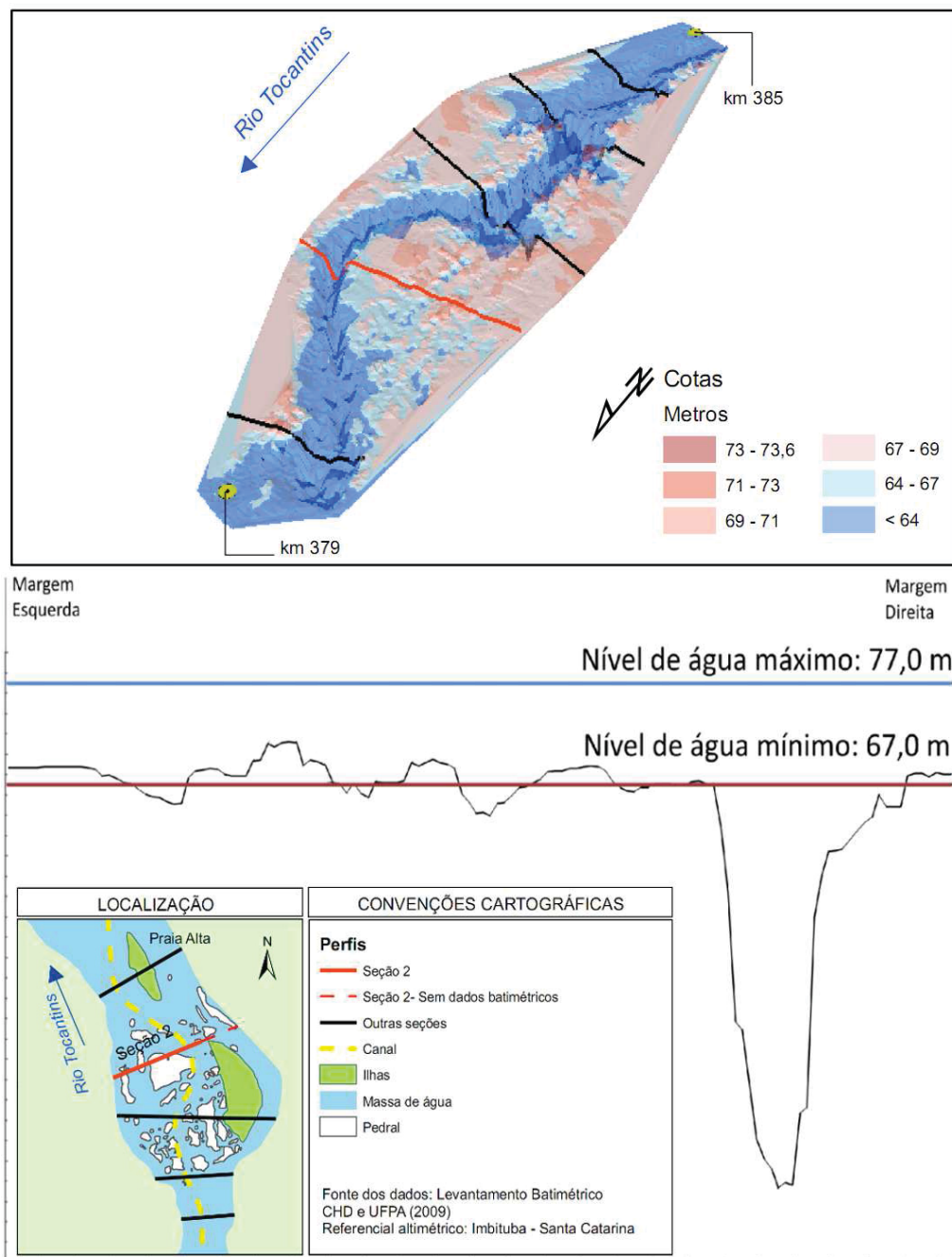


Figura 3.6 – Diferença dos níveis de água em uma seção transversal na Região do Pedral do Lourenço. Fonte: UFPR/ITTI (2015a).

3.1 Medições de Campo

Para a realização dos projetos de derrocamento, descritos no subcapítulo 2.4, foram realizadas medições de campo. Muitos desses levantamentos foram realizados com a participação da UFPR/ITTI, sendo cedidos para a realização deste estudo. Seguindo a recomendação descrita em UFPR/ITTI (2015a), uma campanha adicional foi realizada, em outubro de 2015, com condições hidrológicas de estiagem. O autor deste estudo foi um dos representantes da UFPR a efetuar os dois levantamentos. Este subcapítulo descreve as medições que serão utilizadas neste estudo.

3.1.1 Batimetria e Topografia

De acordo com o relatório da CB&I (2013), os dados topobatimétricos utilizados no rio Tocantins são oriundos de:

- Levantamento batimétrico monofeixe realizado nos dias 12/04/2012 a 18/04/2012, fornecidos pela empresa Vale S.A.;
- Levantamento batimétrico multifeixe realizado nos dias 09/03/2012 a 20/03/2012 e 21/04/2012 fornecidos pela empresa Vale S.A.;
- Topografia do terreno obtida a partir de imagens SRTM (*Shuttle Radar Topographic Mission*), disponibilizadas gratuitamente por USGS (*United States Geological Survey*), com resolução de 90 m.

O pós-processamento dos dados topográficos e batimétricos resultantes serviram de base geométrica para os estudos realizados pela CB&I (2013), UFPR/ITTI (2013) e UFPR/ITTI (2015a). O resultado da fusão das batimetrias monofeixe e multifeixe com a topografia SRTM é apresentado na Figura 3.7 para todo o trecho de estudo dos projetos de derrocamento. Os dados de batimetria e topografia utilizados neste estudo são os mesmos apresentados no estudo UFPR/ITTI (2015a).

Convém ressaltar que na área de maior interesse, na região do Pedral do Lourenço, a discretização espacial foi feita em uma faixa contínua com levantamentos topobatimétricos de precisão, em média, com 300 m de largura. O levantamento dessa faixa, segundo a CB&I (2013), foi totalmente monitorada com apoio de terra e contando com o recurso de navegação inercial. Na Figura 3.8 é possível ver a fusão batimétrica com mais detalhe na região do Pedral do Lourenço.

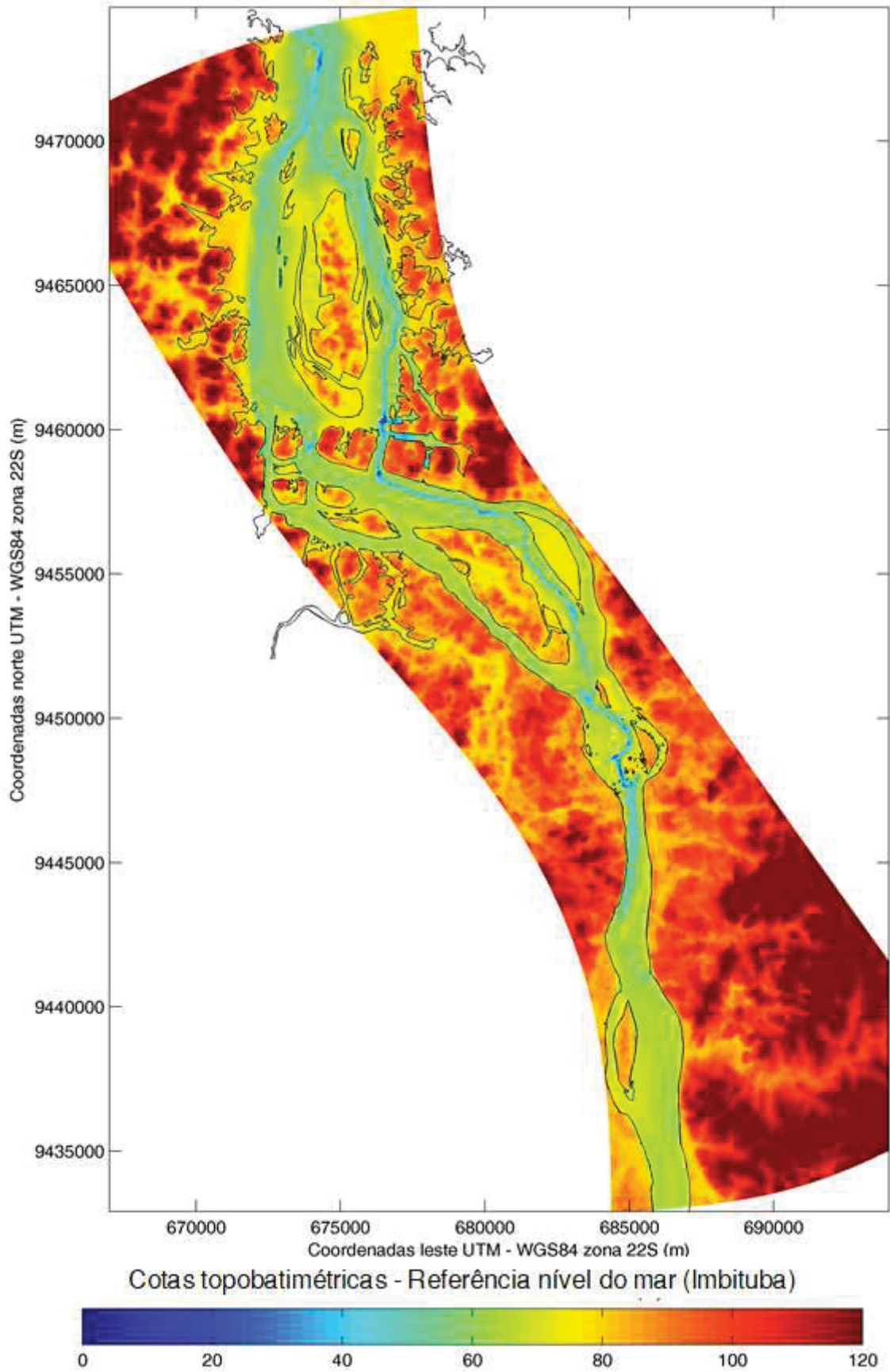


Figura 3.7 – Batimetria da área de estudo dos estudos de derrocamento.
Fonte: CB&I (2013).

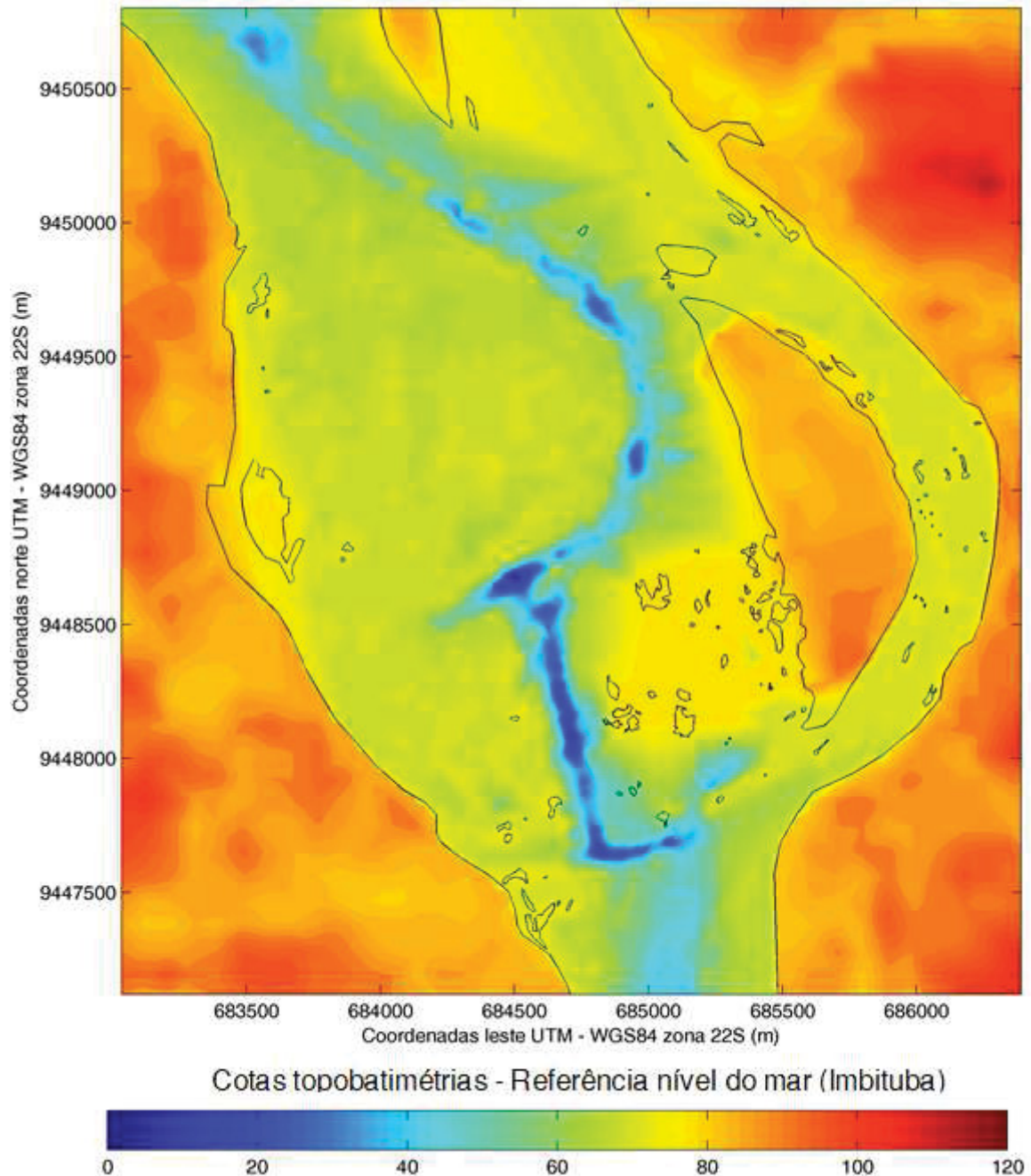


Figura 3.8 – Batimetria utilizada no estudo para a região do Pedral do Lourenço.
Fonte: CB&I (2013).

3.1.2 Implantação da Rede Altimétrica

Para apoiar os levantamentos hidrográficos, foram realizados o planejamento e a implantação de uma rede de Referências de Nível (RRNN) de marcos geodésicos, com coordenadas geodésicas (latitude, longitude e altitude elipsoidal), com coordenadas cartográficas (coordenadas na projeção Universal Transversa de Mercator - UTM) e com altitudes ortométricas definidas em relação ao nível médio dos mares. Os resultados serviram como subsídio para o desenvolvimento dos estudos de recursos hídricos e ambientais em toda a área de estudo dos projetos de derrocamento e na região do Pedral do Lourenço, ao longo do rio Tocantins.

A rede altimétrica implantada na região possui suas coordenadas geodésicas determinadas pelo método de posicionamento espacial, utilizando principalmente o sistema GNSS (*Global Navigation Satellite System*). As altitudes ortométricas obtidas para os pontos da rede, para a lâmina de água e para os zeros das réguas linimétricas, são resultados obtidos com posicionamento GNSS, transformando altitudes elipsoidais em altitudes ortométricas com desenvolvimento de um modelo geoidal local. A precisão dos levantamentos realizados é da ordem de 1 cm.

Foram realizados 2 rastreios da rede, sendo o primeiro realizado pela AHIMOR (abril de 2015) e o segundo pela UFPR na campanha adicional de outubro de 2015, sendo aplicados para as medições de níveis simultâneos ao longo da região do Pedral do Lourenço. Os levantamentos batimétricos, já apresentados nesse estudo, não foram corrigidos pela rede implantada, uma vez que, seus valores já estavam consolidados.

3.1.3 Níveis de Água

Em abril de 2015, foi realizado um levantamento de campo pela AHIMOR, com o apoio do DNIT e da UFPR, rastreando as RRNN existentes na área dos projetos de derrocamento e implantando réguas linimétricas provisórias. Em todas as réguas foram realizadas leituras diárias dos níveis de água ao longo de uma semana, permitindo a obtenção de um perfil instantâneo da linha de água, na condição hidrológica de cheia. A localização e a altitude das RRNN foram corrigidas, posteriormente, pela rede geodésica implantada. Complementarmente, foram realizadas medições de vazão e de corrente com equipamento ADP, assim como levantamentos batimétricos, nas imediações das RRNN e ao longo de toda a região do Pedral do Lourenço. As medições englobaram uma área mais extensa que a do cânion, permitindo uma verificação da conjuntura na qual o cânion está inserido. Ao total foram rastreados 9 pontos, sendo 3 (RN1, RN1,5 e RN2) na região do Pedral do Lourenço. A Tabela 3.1 e a Figura 3.9 apresentam as localizações, as medições de níveis de água e as altitudes ortométrica atribuídas de todos os pontos. A Figura 3.10 mostra o perfil da linha de água associado a uma vazão de 18.250 m³/s, conforme as medições de ADP.

Tabela 3.1 – Coordenadas e altimetria dos marcos de amarração para leitura de nível de água (cheia).

Régua	Latitude	Longitude	Altitude do Zero da Régua (m)
Itupiranga (ANA)	-5°07'41,4831''	-49°19'26,3692''	65,000
RN 01	-5°00'49,3046''	-49°19'56,9652''	75,064
RN 1,2	-4°58'46,2228''	-49°20'39,1400''	74,413
RN 02	-4°57'51,6296''	-49°20'27,5358''	74,010
RN 03	-4°54'21,9601''	-49°22'15,6713''	73,670
RN 04	-4°53'44,9584''	-49°24'28,1542''	73,507
RN 05	-4°51'38,8447''	-49°24'11,9003''	73,373
RN 06	-4°48'42,6012''	-49°25'14,3160''	73,200
RN 08	-4°45'24,8436''	-49°26'34,2791''	72,995

Fonte: AHIMOR (2015), citada por UFPR/ITTI (2015a).

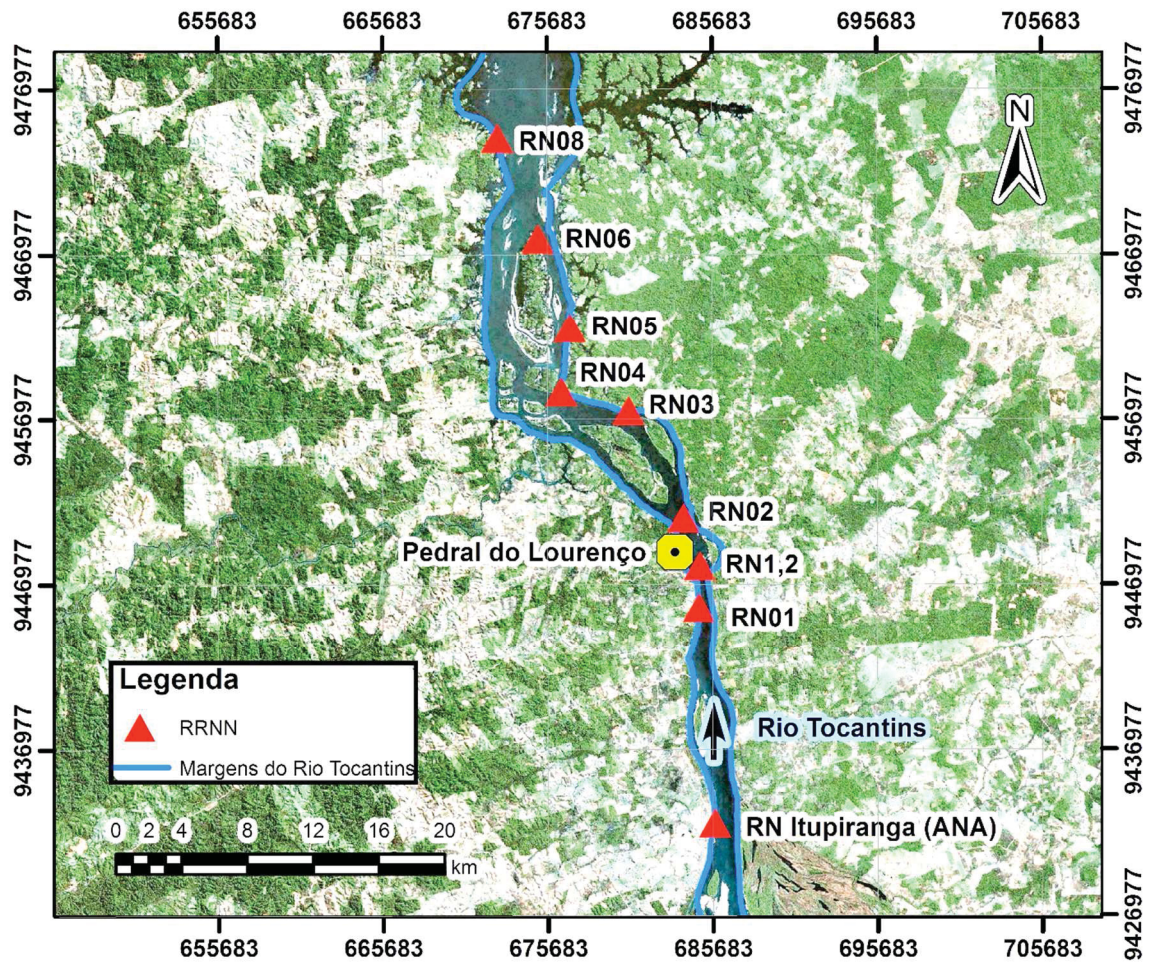


Figura 3.9 – Localização das medições de níveis de água em abril de 2015.
 Fonte: AHIMOR (2015), citada por UFPR/ITTI (2015a).

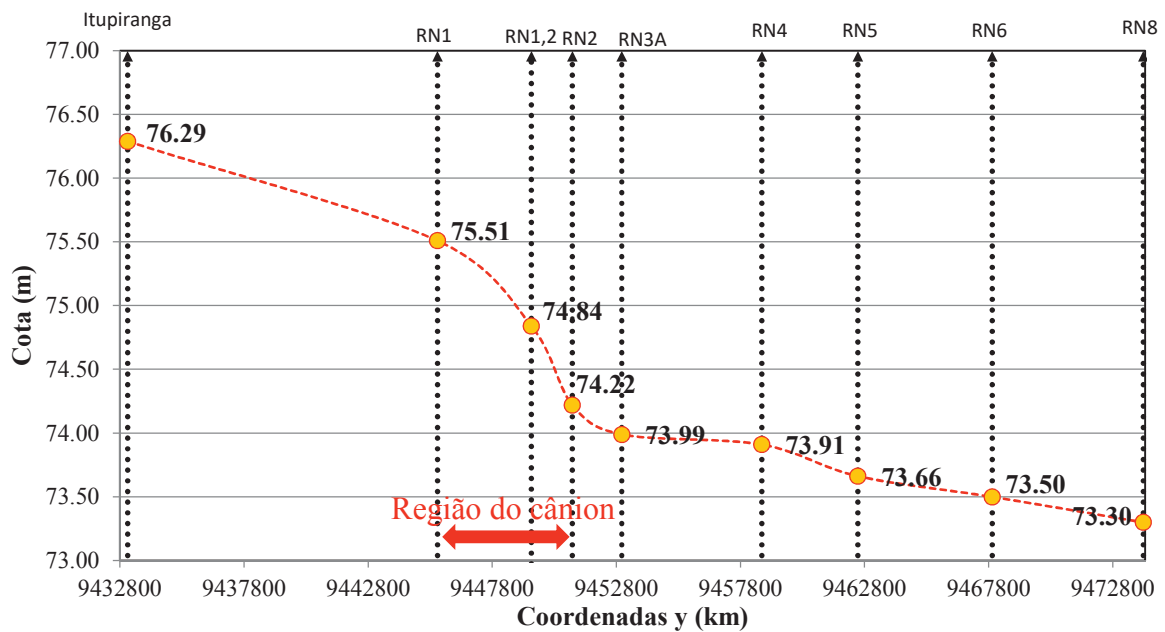


Figura 3.10 – Perfil do nível de água instantâneo para a vazão de 18.250 m³/s.
 Fonte: AHIMOR (2015), citada por UFPR/ITTI (2015a).

Em outubro de 2015 foi realizado um novo levantamento de campo, com o intuito de obter dados referentes a condição hidrológica de estiagem. Nesta campanha não foram implantadas réguas linimétricas, ao invés disso, os níveis de água foram obtidos por leitura de nível diretamente das RRNN implantadas. As localizações dos pontos de medição foram próximas às medições realizadas na condição de cheia, entretanto, devido à redução do nível de água e a falta de conservação das réguas instaladas foram adotados novos pontos. A Tabela 3.2 e a Figura 3.11 mostram a localização de cada ponto de medição de níveis de água, sendo que a referência da letra “E” no nome do local de medição significa que foi obtida sobre condição de estiagem. Com o apoio da rede geodésica e de medições de vazão, foi obtido o perfil da linha de água para uma vazão de 2.165 m³/s, conforme a Figura 3.12.

Tabela 3.2 – Coordenadas e altimetria dos marcos de amarração para leitura de nível de água (estiagem).

Réguas	Latitude	Longitude	Altitude do Zero das RRNN (m)
Itupiranga (ANA)	-5°07'41,4831”	-49°19'26,3692”	65,000
RN 01 E	-5°00'49,3046”	-49°19'56,9652”	78,640
RN 1,2 E	-4°58'30,1207”	-49°20'11,9940”	66,280
RN 02 E	-4°57'59,1874”	-49°20'27,1792”	66,420
RN 04 E	-4°53'44,9616”	-49°24'32,7598”	65,490
RN 08 E	-4°45'22,2662”	-49°26'27,2893”	65,490

Fonte: UFPR/ITTI (2015b).

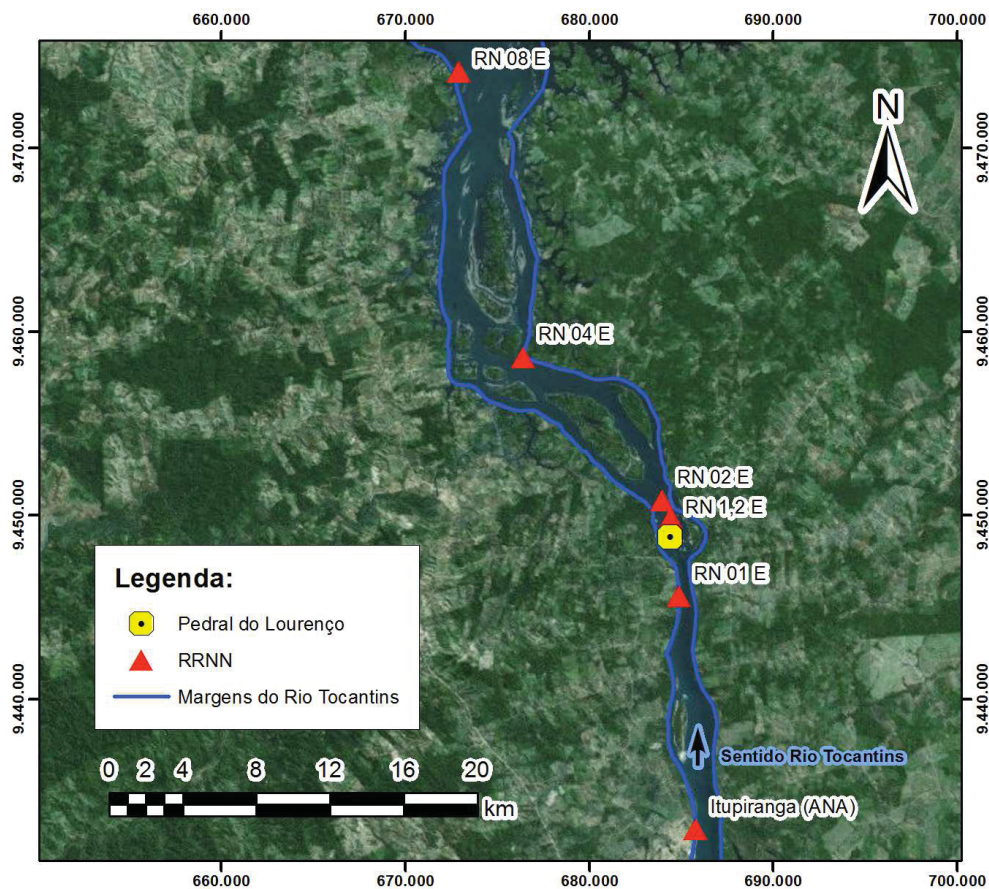


Figura 3.11 – Localização das medições de níveis de água em outubro de 2015.

Fonte: UFPR/ITTI (2015b).

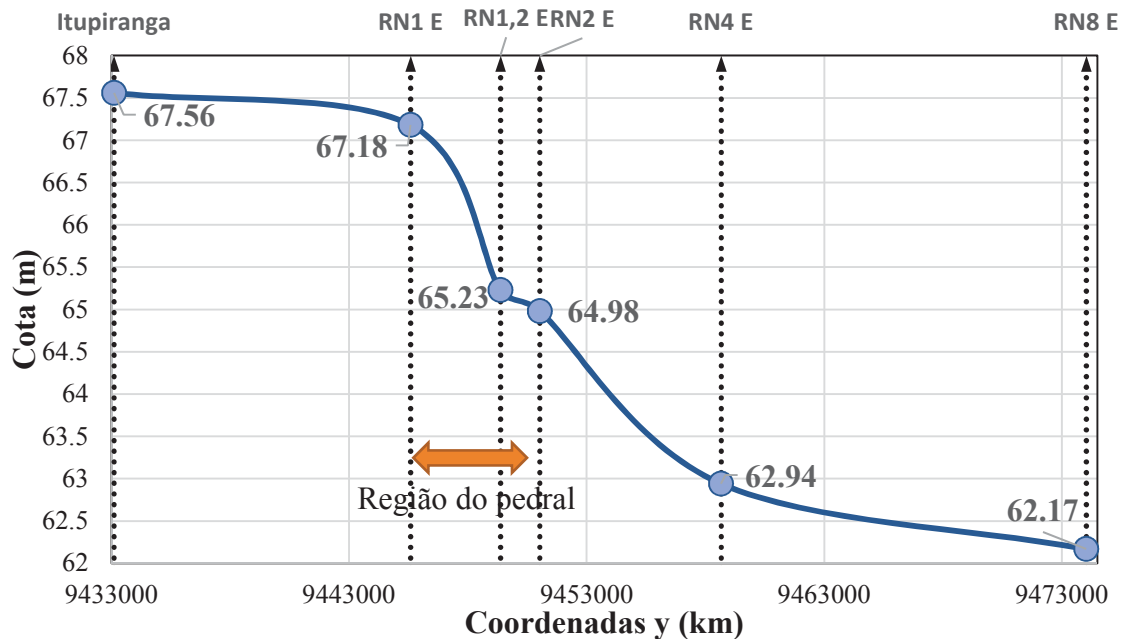


Figura 3.12 – Perfil do nível de água instantâneo para a vazão de 2.165 m³/s.
Fonte: UFPR/ITTI (2015b).

3.1.4 Medições de Vazão e Velocidade

Foram realizadas medições de vazão e velocidades utilizando um perfilador acústico de corrente por efeito *Doppler* (ADP), modelo M9, série SN-3754 da marca Sontek Inc.TM, cujas especificações técnicas são descritas na Tabela 3.3. O equipamento foi instalado com um suporte fixado na lateral do barco, tendo uma profundidade de instalação de 0,47 m (valor contabilizado no *blank* próximo a superfície).

Tabela 3.3 – Especificações técnicas do ADP M9.

Alcance do perfilador	0,06 - 40m
Limite de velocidade do perfilador	±20 m/s
Velocidade — precisão	±0,25% da velocidade medida
Velocidade — resolução	0,001 m/s
Número de células	Até 128
Tamanho da célula	0,02 - 4m
Número de transdutores	Nove (9)
Configuração do feixe (Janus)	Dois conjuntos de quatro feixes
	3.000 kHz /1.000 kHz
Ângulo do transdutor	25° em relação a vertical
Frequência do feixe vertical	500 kHz
Profundidade — alcance	0,20 - 80m
Profundidade — precisão	0,01
Profundidade — resolução	0,001 m
Alcance da medição de vazão —bottom track	0,3 a 40m
Alcance da medição de vazão —rtk gps	0,3 a 80 m
Computação da medição de vazão	Interna

Fonte: Sontek (2010).

O ADP M9 é um equipamento automatizado onde a frequência e o tamanho das células são determinadas pelo equipamento, conforme a profundidade medida. Apresentando uma dupla frequência de 3.000 kHz e 1.000 kHz, o equipamento aplica a maior frequência até um valor limite de profundidade (Tabela 3.4). Ao longo das seções na região do Pedral do Lourenço, normalmente, as velocidades nas margens eram calculadas com o feixe de 3.000 kHz e o cânion com o de 1.000 kHz, ambos no modo *narrowband*. A dimensão vertical da célula na vertical (ΔZ_{cel}) também varia em função da frequência e da profundidade, tendo variações entre 0,1-0,5 m para o feixe de 3.000 kHz e de 0,5-2,0 m para o feixe de 1.000 kHz. A dimensão horizontal é determinada em função do deslocamento do barco no tempo de 1 segundo. O equipamento não fornece as velocidades medidas em cada pulso (*ping*) ou por feixe, apresentando apenas a velocidade média e os desvio-padrão em cada célula.

Tabela 3.4 – Limite de profundidade e velocidade para os feixes no modo *narrowband* do ADP M9.

Frequência (kHz) / Modo	Limite Máx Profundidade (m)	Máx Velocidade (m/s)
1.000 / <i>Narrowband</i>	40	10,66
3.000 / <i>Narrowband</i>	4,9	

Fonte: Sontek (2010).

Durante o levantamento realizado em abril de 2015, o autor junto com uma equipe da UFPR/ITTI também realizou medições de vazão e perfis de velocidades em diferentes seções do rio, com uma situação de águas altas (cheia). A vazão média obtida com o ADP M9 é da ordem de 18.275 m³/s. As medições complementaram as informações do perfil da lâmina de água apresentado anteriormente. A Tabela 3.5 mostra os valores de vazão e nível de água medidos em cada seção. A localização das seções medidas com ADP, durante os levantamentos realizados em abril de 2015, é mostrada na Figura 3.13. Posteriormente, foi realizado um detalhamento dos perfis de velocidades ao longo da região do Pedral do Lourenço. O detalhamento foi realizado com inúmeras seções de ADP de forma contínua, para um mesmo dia, evitando grandes alterações de vazão. A Figura 3.14 mostra a localização das seções de detalhamento. Na região ao leste da ilha, que durante a cheia apresenta escoamento, não foi detalhada devido a possibilidade de colisões com rochas (aviso do barqueiro).

Tabela 3.5 – Resultados das medições com ADP para condição de cheia.

Seção	Vazão (m ³ /s)	Nível de água (m)	Data
RN Itupiranga (ANA)	18.225	76,29	16/04/2015
RN01	18.110	75,51	16/04/2015
RN04	18.327	73,91	17/04/2015
RN05	18.313	73,68	17/04/2015
RN06	18.245	73,50	18/04/2015
RN08	18.429	73,30	18/04/2015

Fonte: UFPR/ITTI (2015a).

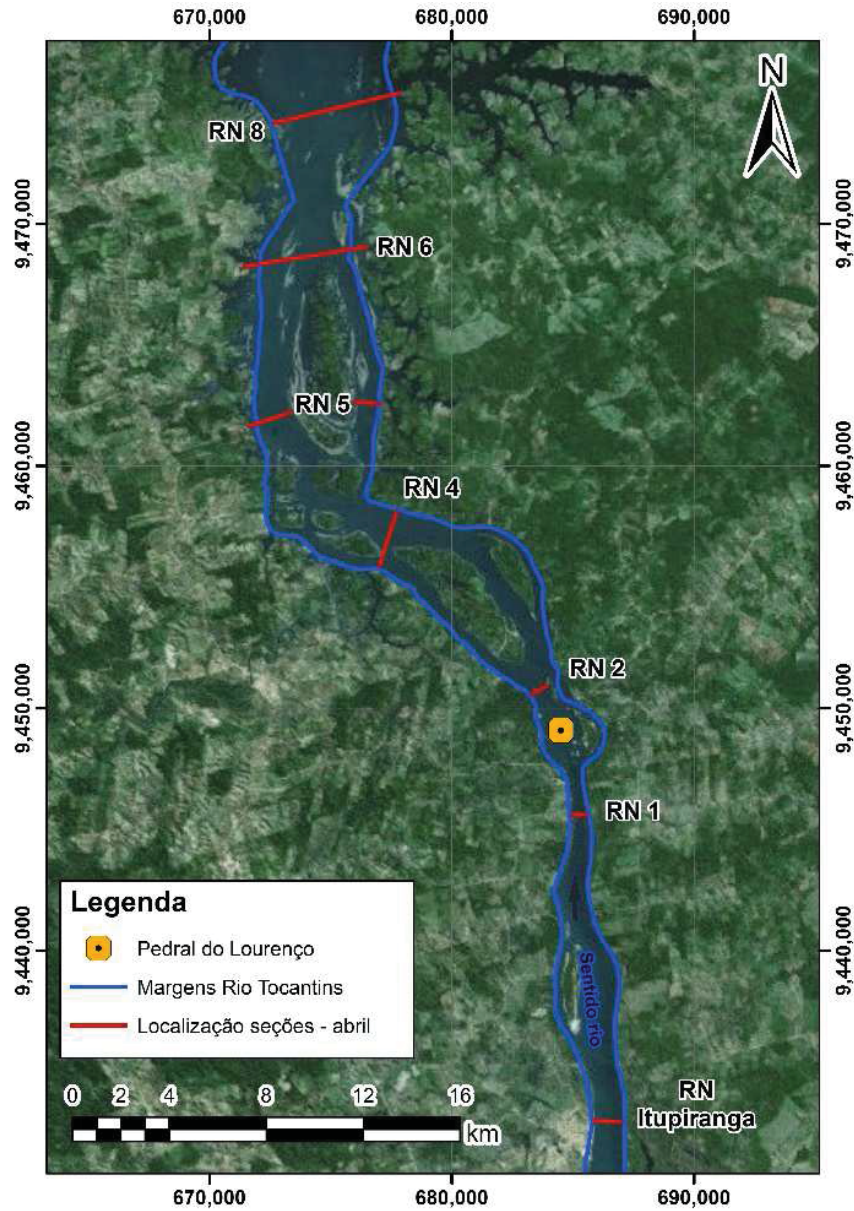


Figura 3.13 – Localização das seções medidas com ADP, em Abril de 2015.
 Fonte: UFPR/ITTI (2015a).

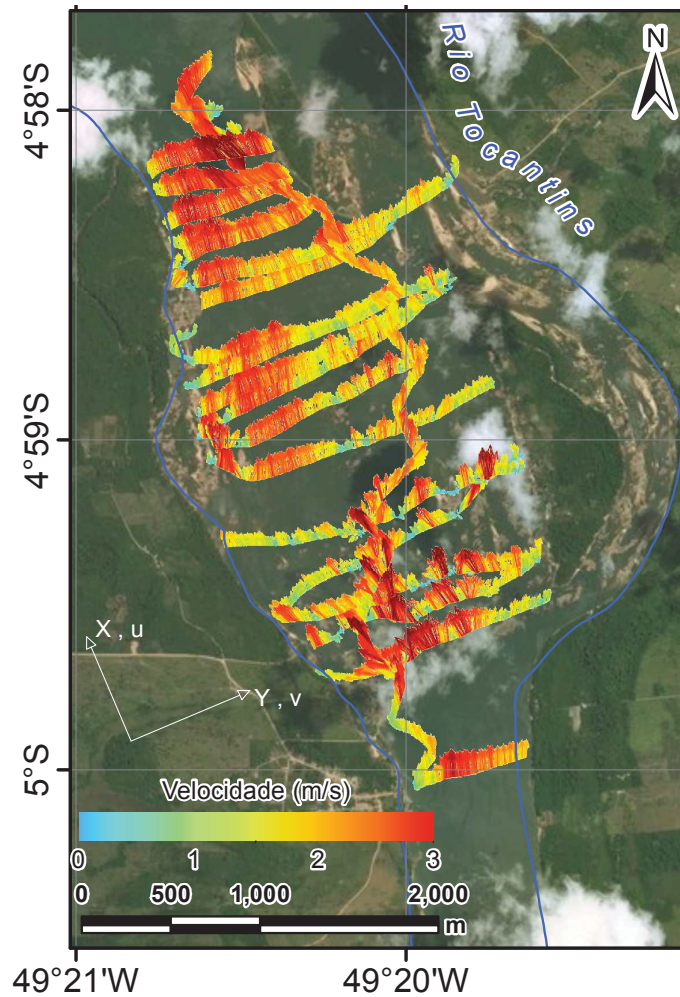


Figura 3.14 – Localização das seções de detalhamento no Pedral do Lourenço, em abril de 2015.

No levantamento realizado em outubro de 2015, também foram realizadas medições de vazão com ADP em diferentes seções do rio, porém com a situação de águas baixas (estiagem), com uma vazão média da ordem de $2.165 \text{ m}^3/\text{s}$. A localização das seções medidas com ADP, durante os levantamentos realizados em abril de 2015, é mostrada na Figura 3.15, assim como, a localização das seções de detalhamento. Nota-se a redução da largura das seções, sendo que a imagem na qual as medições foram plotadas representa uma condição de cheia do rio.

Tabela 3.6 – Resultados das medições com ADP para condição de estiagem.

Seção	Vazão (m^3/s)	Nível de água (m)	Data
RN Itupiranga (ANA)	2.185	67,56	15/10/2015
RN01	2.122	67,18	16/10/2015
RN1,2	2.053*	65,23	16/10/2015
RN02	1.757*	64,98	16/10/2015
RN04	2.161	62,94	16/10/2015
RN08	2.164	62,17	15/10/2015

*Seção com bifurcações e divisão do escoamento.

Fonte: UFPR/ITTI (2015b).

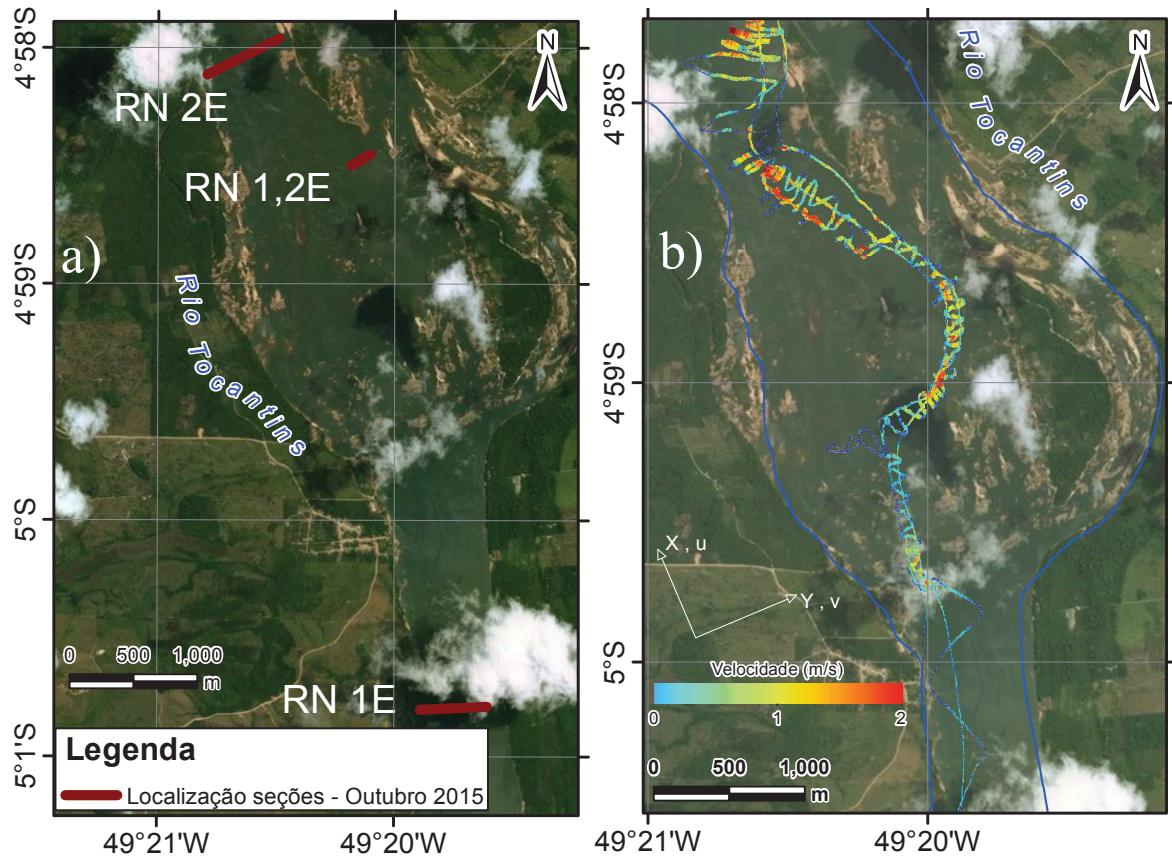


Figura 3.15 – a) Localização das seções medidas na região do Pedral do Lourenço, em outubro de 2015; b) Localização das seções de detalhamento.
 Fonte: UFPR/ITTI (2015b).

4. MÉTODOS E MATERIAIS

Neste capítulo descreve-se os materiais e métodos propostos para atender aos objetivos deste estudo. Inicialmente, são comentados os critérios de pós-processamento dos perfis de velocidades medidos em campo (subcapítulo 4.1). Posteriormente, são descritos os passos e as hipóteses para determinação da tensão tangencial turbulenta e da viscosidade cinemática turbulenta utilizando as medições de velocidades (subcapítulo 4.2). Por último, são apresentadas a aplicação do modelo numérico hidrodinâmico na região de estudo e as diferenças dos cenários propostos (subcapítulo 4.3).

4.1 Pós-Processamento das Medições de Velocidades

Após as medições de velocidades descritas no subcapítulo 3.1.4, os dados levantados passam por um pós-processamento para prepara-los para as primeiras etapas da metodologia. Todas as atividades destas etapas foram realizadas pela ferramenta VELMAP (Tomas *et al*, 2015).

Tendo uma maior densidade espacial (número de verticais medidas) e apresentando um escoamento turbulento mais intenso (maiores velocidades e flutuações), as medições para condições de cheia foram consideradas mais relevantes em termos de características, apresentando valores de flutuação de velocidade superiores. Embora existam medições para as condições de cheia e estiagem, apenas os dados da situação de cheia foram selecionados para o processamento.

Os perfis verticais (*ensembles*) medidos ao longo de uma seção transversal podem ser classificadas como margem 1, travessia e margem 2, de acordo com a etapa de medição. Neste estudo foram considerados apenas os dados medidos durante a etapa de travessia, uma vez que as medições nas margens representam o mesmo ponto (equipamento estático próximo à margem).

Para determinar o desvio-padrão da velocidade medida pelo ADP M9 decorrentes da turbulência local (σ_t), deve-se remover o valor atribuído ao ruído acústico do desvio-padrão calculado para cada célula. Foi solicitado ao fabricante (Sontek) a equação do ruído acústico para o M9, entretanto foi informado que nenhuma equação foi desenvolvida para o equipamento. Apesar de não ser a equação própria do equipamento, a Equação 2.90 foi utilizada para a remoção do ruído acústico. Foi considerado que os valores obtidos representam uma aproximação do ruído acústico, sendo aplicados aos dados de desvio-padrão calculados para cada direção do escoamento. As células que apresentaram um desvio-padrão inferior ao ruído sonoro foram descartadas.

O ADP M9 apresenta os resultados de velocidade média e o desvio-padrão em cada célula nas direções cartesianas e em relação ao aparelho. Utilizando a declividade magnética local, o equipamento calcula o ângulo entre a direção do escoamento e o norte cartográfico (escoamento na direção Norte e Leste). Para representar as velocidades primárias (eixos x e y) na região do cânion, as medições de velocidades foram decompostas em função do ângulo θ , que corresponde à direção do escoamento em relação ao norte cartográfico para o eixo x. Neste

estudo foi definido que a região do Pedral do Lourenço o ângulo θ é igual a 337° (Figura 4.1). O mesmo critério de decomposição foi utilizado nos dados de desvio-padrão.

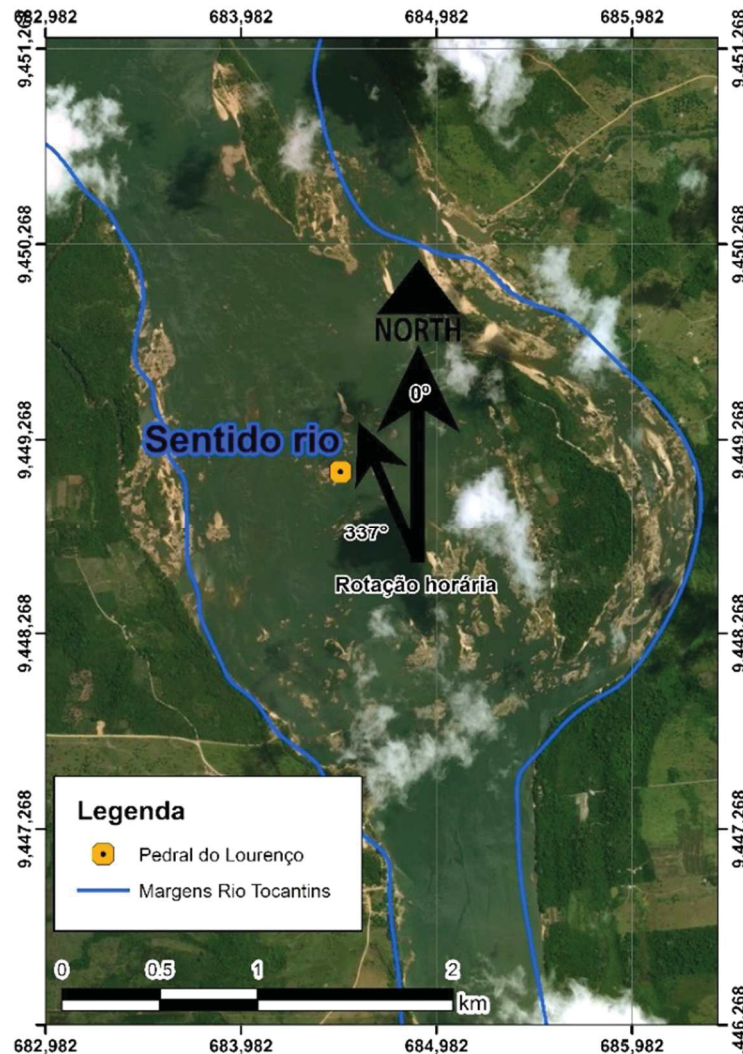


Figura 4.1 – Ângulo θ definido para direção x do escoamento.

Por conta das propriedades do ADP M9, a dimensão vertical das células (ΔZ_{cel}) em cada *ensemble* depende da profundidade medida. Como consequência, áreas medidas apresentam diferentes tamanhos de célula ao longo de uma seção, formando uma grade irregular nas direções transversal e vertical (y e z). Com o intuito de padronizar os cálculos ao longo das seções e de estimar os valores nas áreas de *blank*, uma nova grade foi aplicada para cada seção. As dimensões da nova grade mantêm a variação existente no eixo y (grade irregular), porém, altera a dimensão vertical da célula, utilizando um valor fixo para todas as células e incluindo as áreas de *blank*. O valor da dimensão vertical atribuído é igual ao maior valor medido na seção, sendo, normalmente, adotado a dimensão das células medidas dentro do cânion. A Figura 4.2 exemplifica uma nova grade atribuída para uma seção de ADP medida.

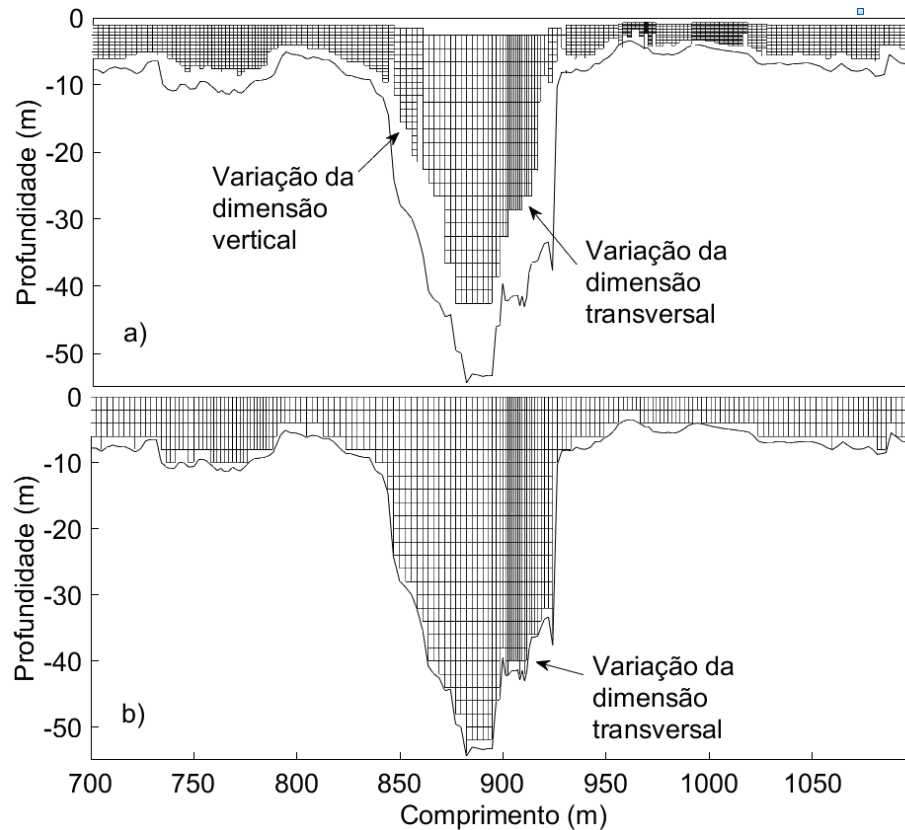


Figura 4.2 – a) Grade formada pela medição de ADP; b) Nova grade implementado sem variação vertical.

Utilizando a nova grade, os valores das variáveis medidas pelo ADP foram interpolados pelo método dos vizinhos naturais, que utiliza a triangulação de Delaunay e o diagrama de Thiessen para descobrir uma vizinhança mais apropriada (Cintra, 1985). As células que apresentaram ruídos superiores as flutuações de velocidade

4.2 Cálculo da Tensão Tangencial Turbulenta e da Viscosidade Cinemática Turbulenta

4.2.1 Seções individuais

Com o resultado do pós-processamento, os dados medidos em cada seção transversal foram utilizados para o cálculo da tensão tangencial turbulenta pelo método TKE (Equação 2.74), sendo primeiro calculado para cada célula medida e posteriormente tendo seus valores interpolados para a nova grade. O mesmo procedimento foi adotado para o cálculo da vorticidade (Equação 2.76) e da viscosidade cinemática turbulenta (Equação 2.75). Por fim, é realizada uma análise bidimensional (horizontal) de cada seção transversal medida pelo ADP, apresentando seus resultados por vertical (*ensemble*).

Utilizando os dados de desvio-padrão da velocidade medida pelo ADP em função da turbulência local (σ_t) e a Equação 2.73, calcula-se a energia cinética turbulenta para cada célula medida (k_{cel}). Salienta-se que para cada perfil vertical, a energia cinética turbulenta calculada

corresponde apenas a área medida, sendo necessário estimar a energia cinética turbulenta das áreas não medidas (*blanks*) para obter o valor total. Utilizando a nova grade, os valores de energia cinética turbulenta (k) são interpolados pelo método dos vizinhos naturais.

Adotando uma constante de proporcionalidade (C_1) igual a 0,20, calcula-se o valor da tensão tangencial turbulenta para cada célula (τ'_{cel}). A vorticidade tridimensional em cada célula foi calculada utilizando as componentes da velocidade média ($\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$), entretanto as seções transversais não apresentam variações de velocidade em função do eixo longitudinal (x). Os valores dos perfis de velocidades $\frac{\partial \bar{v}}{\partial x}$ e $\frac{\partial \bar{w}}{\partial x}$ foram considerados iguais a zero. Aplicando a Hipótese de Boussinesq e utilizando os resultados de vorticidade, foi calculada a viscosidade cinemática turbulenta para cada célula ($\nu_{t_{cel}}$).

Utilizando a propriedade da soma da variância (Equação 2.77) e considerando as variáveis independentes, estima-se a energia cinética turbulenta da vertical (k_{ensem}) e calcula-se a tensão tangencial turbulenta (τ'_{ensem}) utilizando as mesmas equações das células. Com a vorticidade da média vertical, a viscosidade cinemática turbulenta da vertical ($\nu_{t_{ensem}}$) é calculada utilizando a Equação 2.75. A Figura 4.3 ilustra os passos seguidos para determinação a viscosidade cinemática turbulenta da vertical ($\nu_{t_{ensem}}$).

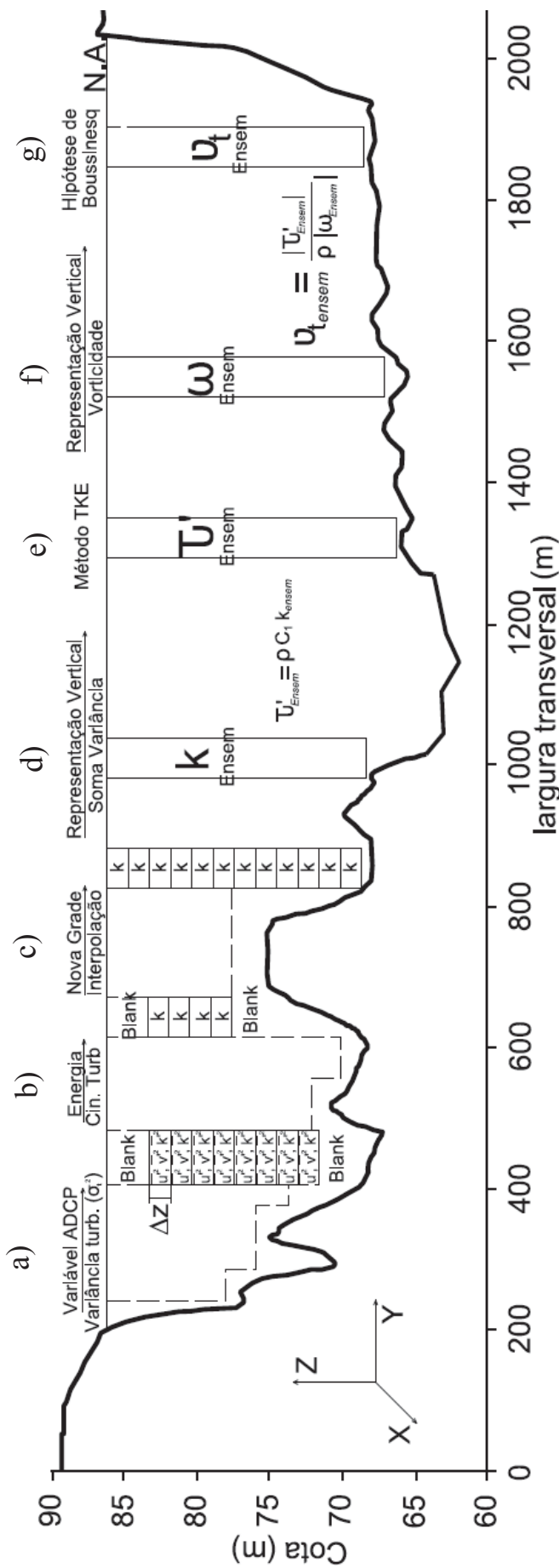


Figura 4.3 – Sequência de cálculo utilizada na análise de cada vertical (*ensemble*) ao longo da seção transversal medida com ADP; a) Seleção da variável medida pelo ADP para cada célula (variância da velocidade); b) Cálculo da energia cinética turbulenta (*k*) em cada célula; c) Interpolação dos valores de *k* para nova grade (sem *blanks*); d) Utilização da propriedade da soma da variância para representação vertical de *k*; e) Cálculo da representação vertical da tensão tangencial turbulenta (τ'_{ensemb}) utilizando o método TKE; f) Magnitude da vorticidade média na vertical; g) Determinação da viscosidade cinemática turbulenta da vertical ($\nu_{t,ensemb}$), utilizando a Hipótese de Boussinesq.

4.2.2 Mapeamento espacial

Realizado o cálculo para cada seção, os resultados e suas coordenadas foram interpolados espacialmente por meio de uma grade numérica. Buscando uma compatibilidade com a modelagem numérica hidrodinâmica, a grade foi desenvolvida utilizando o módulo Rgfgrid do modelo Delft3D. Com formato retangular, a grade regular é composta por 55.800 células, com dimensões de 10x30 (longxtransv) e tem seu eixo longitudinal em função do ângulo atribuído no pós-processamento dos levantamentos (337° em relação ao Norte). Outros detalhes da grade são apresentados no Anexo III, que descreve a elaboração do modelo Delft3D para região.

O método de interpolação escolhido foi a krigagem simples (*kriging*), que utiliza geoestatística para efetuar a interpolação, considerando as características espaciais de autocorrelação das variáveis regionalizadas, o que em muitos casos é uma grande vantagem sobre outros métodos (Isaaks e Srivastava, 1989).

Apesar da definição da direção longitudinal da grade, o talvegue do cânion apresenta uma curva acentuada, variando o ângulo da direção longitudinal do escoamento dentro do cânion e dificultando a interpolação. Esse tipo de problema é normalmente encontrado em rios com meandros, sendo utilizado uma linearização da grade em função do talvegue, como apresentado por Guarneri (2017a). Por conta desta característica a interpolação espacial foi dividida em duas etapas. Primeiramente, foram interpolados os dados presentes dentro do cânion utilizando a grade linearizada e, posteriormente, foram interpolados os demais dados com a grade normal. O Anexo IV apresenta detalhes sobre a interpolação com a grade linearizada.

4.3 Modelagem Numérica Hidrodinâmica na Região do Pedral do Lourenço

Para a representação do escoamento na região do Pedral do Lourenço foi aplicado um modelo hidrodinâmico numérico tridimensional. O modelo hidrodinâmico escolhido foi o Delft3D, comentado no subcapítulo 2.6. As informações e medições de campo, para o período de cheia, descritas no Capítulo 3 foram utilizadas como base para a realização de algumas etapas da aplicação como: a construção da malha computacional, a atribuição da batimetria e a definição dos contornos abertos (vazão e nível). O Anexo III descreve as etapas realizadas para montagem do modelo para região do Pedral do Lourenço.

Todos os cenários apresentam como característica a modelagem 3D com 10 camadas (*layers*) em regime permanente, tendo como contorno abertos uma vazão a montante e um nível de água a jusante (RN2 na Figura 3.10). O modelo de turbulência utilizado foi o $k - \epsilon$ e a rugosidade do leito foi atribuído pelo coeficiente de Manning. Os perfis de velocidades seguem o perfil logarítmico.

Dois cenários foram calibrados para condições de cheia, com diferentes parâmetros de calibração. O primeiro cenário foi calibrado somente com o coeficiente de Manning, sem a

calibração do modelo de turbulência ($v_{tH} = 0$), e tendo a viscosidade cinemática turbulenta calculada apenas pelo modelo $k - \varepsilon$. No segundo cenário, a viscosidade cinemática turbulenta foi calibrada espacialmente, adicionando os valores obtidos com os dados de campo e posteriormente o coeficiente de Manning foi alterado até a calibração. Foi considerado que todo o leito do rio (inclusive o cânion) é composto do mesmo tipo de material (rocha), apresentado um único valor do coeficiente de Manning para toda região.

O cenário foi considerado calibrado quando o nível de água a montante do modelo atingiu o valor da medição (RN1 na Figura 3.10). Tendo como base os valores apresentados por Chow (1959) e Barnes (1967), foi atribuído inicialmente um coeficiente de Manning de $0,030 \text{ sm}^{-1/3}$, tendo um acréscimo de $0,001 \text{ sm}^{-1/3}$ até atingir o valor de calibração. A comparação dos resultados entre os cenários e dos valores do coeficiente de Manning calibrados permitem avaliar a viscosidade cinemática turbulenta estimada em campo como parâmetro de calibração para modelagem de rios de leito rochoso com cânions submersos. A Tabela 4.1 resume os cenários avaliados.

Tabela 4.1 – Resumo dos cenários aplicados no modelo numérico.

Cenário (nome)	PedralA	PedralB
Tipo de modelo	3D	3D
Número de <i>layers</i>	10	10
Regime do escoamento	permanente	permanente
Vazão a montante (m^3/s)	18.750	18.750
Nível de água a jusante (m)	74,22	74,22
Nível de água a montante (m)	75,51	75,51
Modelo de turbulência	k- ε	k- ε
Parâmetros de calibração	Manning	Viscosidade cin. tur. + Manning

5. RESULTADOS

As etapas descritas no Capítulo 4 foram aplicadas a todos os perfis de velocidades medidos, obtendo a tensão tangencial turbulenta e a viscosidade cinemática turbulenta ao longo de toda a região do Pedral do Lourenço. Com o intuito de ilustrar as diferenças existentes dentro e fora do cânion, primeiramente, serão apresentados os resultados de uma seção transversal individual. Na sequência, serão apresentados os mapas obtidos pela interpolação espacial. No final do capítulo são apresentados os resultados da modelagem para cada cenário.

5.1 Seção individual

A seção transversal selecionada localiza-se próximo ao centro da região de estudo, na parte de montante da maior ilha. Com um comprimento de, aproximadamente, 1400 m, a seção apresenta variações de profundidades, com valores em torno 55 m na parte mais profunda do cânion e 5 m no restante da seção. A Figura 5.1 mostra a localização da seção e as velocidades medidas em cada célula. A Figura 5.2 apresenta a diferença entre os perfis de velocidades, dentro e fora do cânion, comprovando a não linearidade dos perfis na região. As variações apresentadas nos perfis de velocidades, com alterações de até 1,0 m/s em poucos metros, geram tensões tangenciais turbulentas elevadas, aumentando a possibilidade da formação de vórtices e de correntes secundárias.

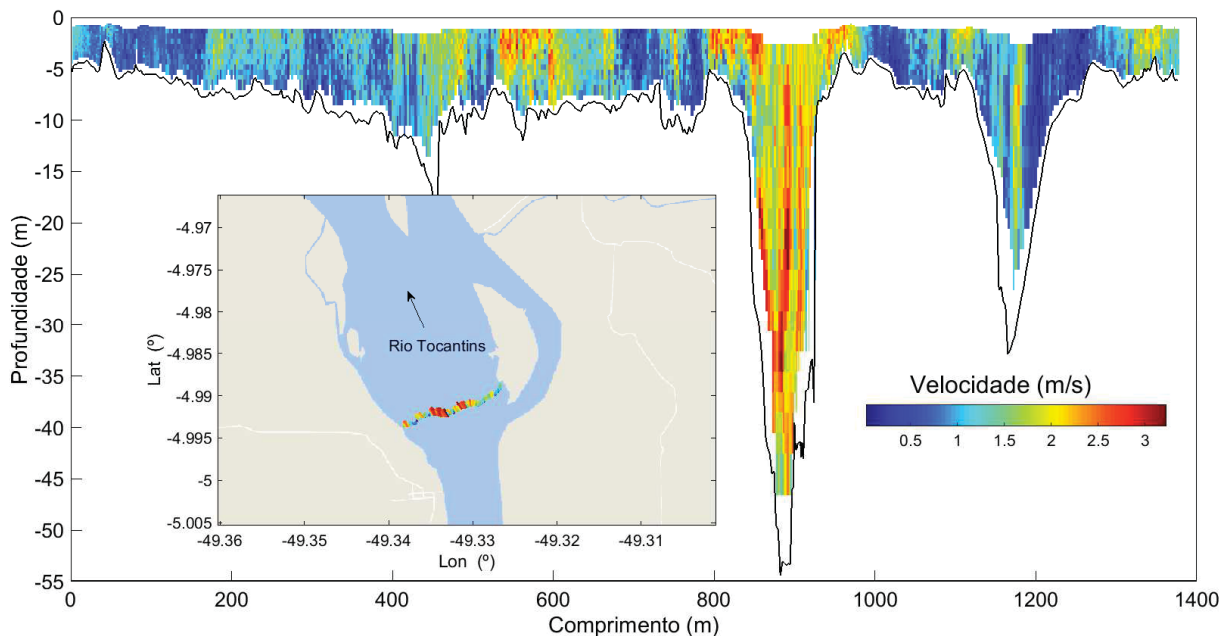


Figura 5.1 – Localização e magnitude das velocidades tridimensionais ao longo da seção transversal medida.

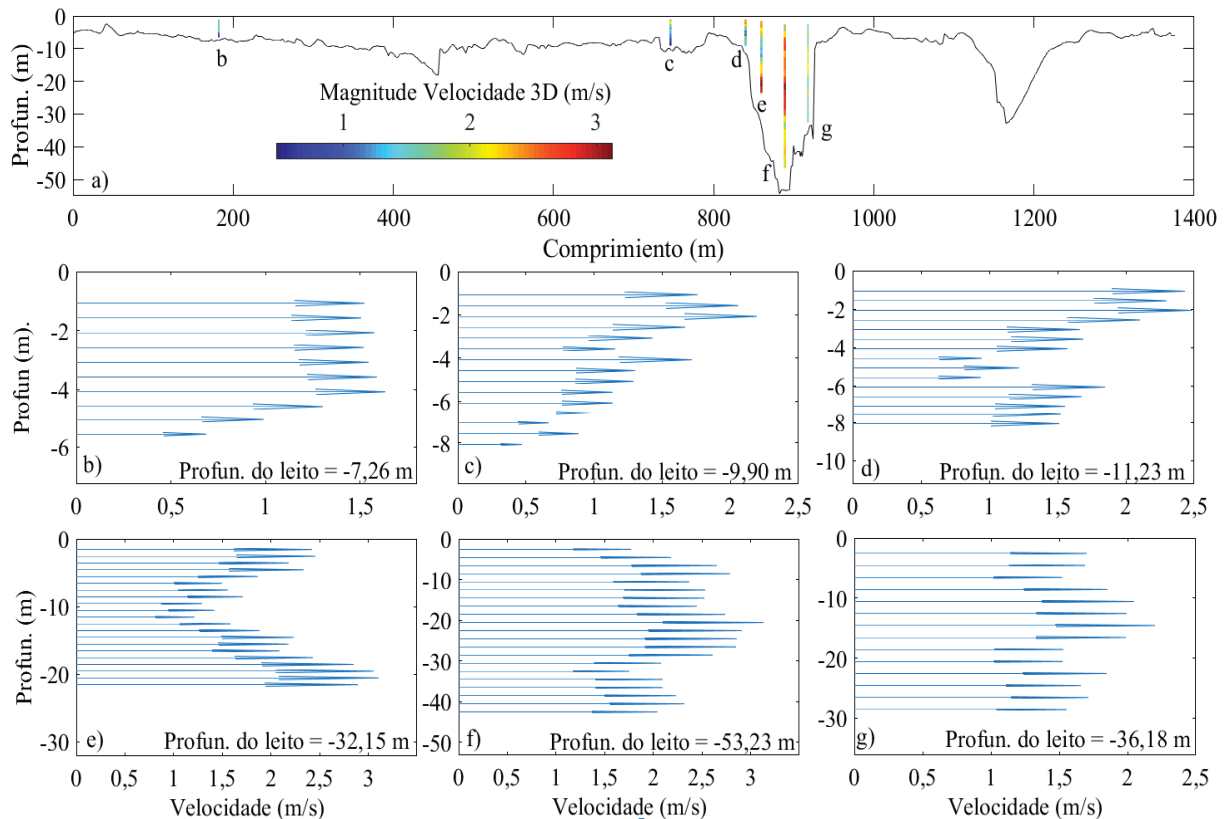


Figura 5.2 – a) Localização dos perfis de velocidades ao longo da seção transversal; b-g) Perfis de velocidades (magnitude 3D) medidos pelo ADP, com o eixo vertical representando a profundidade medida.

Assim como nas outras seções, o cânion apresenta um comprimento de 150 m e com velocidades elevadas. Concentrando a atenção na área do cânion, entre o intervalo de 700 m a 1.100 m, a Figura 5.3 apresenta as componentes da velocidade média, as flutuações turbulentas, a energia cinética turbulenta nas células (k_{cel}), o resultando da interpolação com a grade nova vertical (Figura 4.2) e a tensão tangencial turbulenta em cada célula (τ'_{cel}). Analisando as Figuras 5.2 (d-f), verifica-se que as principais flutuações ocorreram nas direções verticais e transversais, demonstrando a grande influência do contorno do cânion. As células em que o ruído acústico foi superior as flutuações turbulentas tiveram seus resultados plotados iguais a zero e não participaram da interpolação para a nova grade transversal.

Os resultados da tensão tangencial turbulenta integrada na vertical (τ'_{ensem}) foram superiores a 250 N/m² (Figura 5.4), tendo valores próximos aos encontrados no cânion do rio Fraser, no Canadá (Venditti *et al.*, 2014).

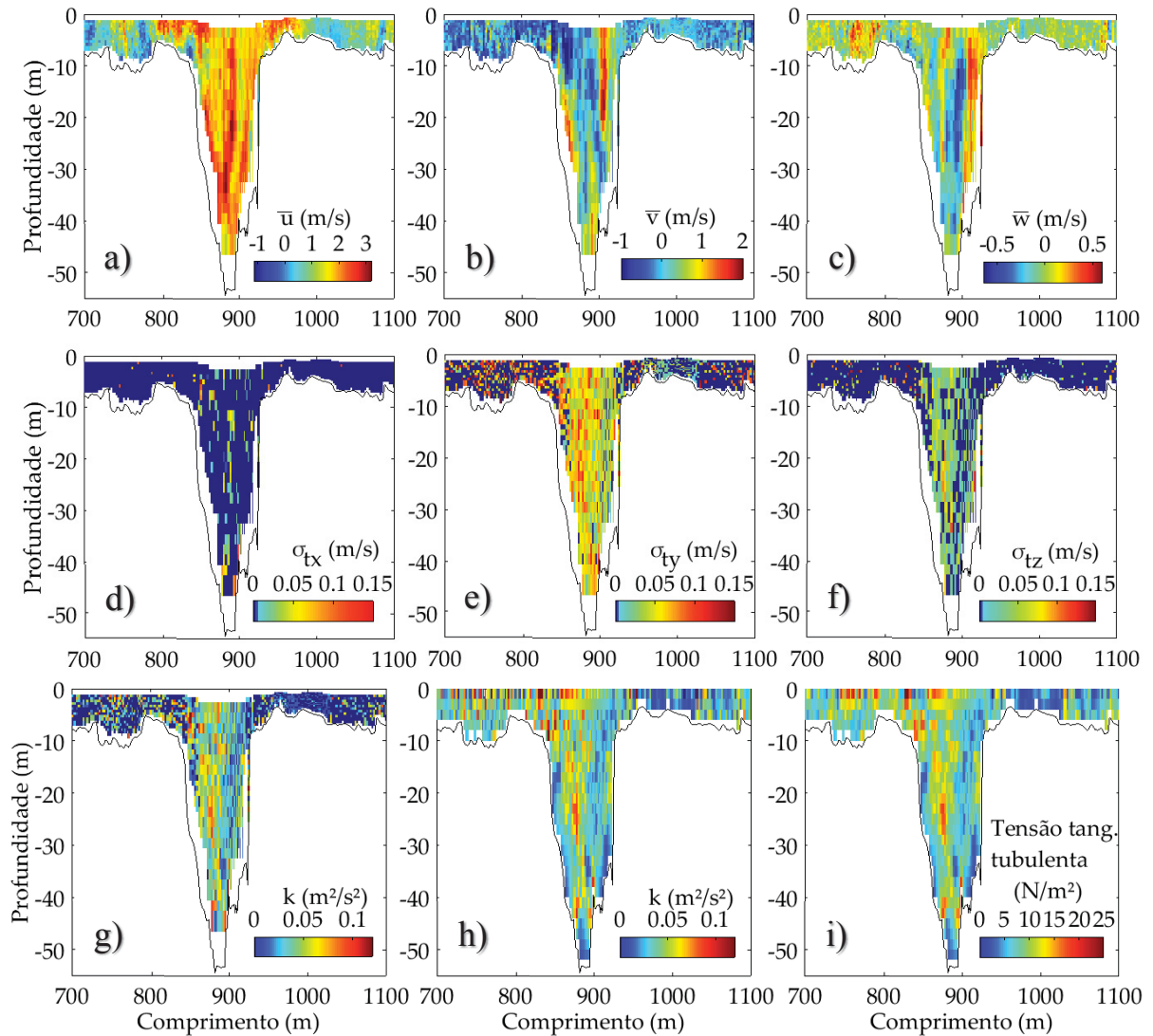


Figura 5.3 – a-c) Componentes da velocidade média \bar{u} , \bar{v} , \bar{w} ; d-f) Flutuação da velocidade, medida pelo ADP, em função da turbulência; g) Energia cinemática turbulenta (k) dos dados medidos; h) Interpolação de k com a nova grade vertical; i) Tensão tangencial turbulenta de cada célula.

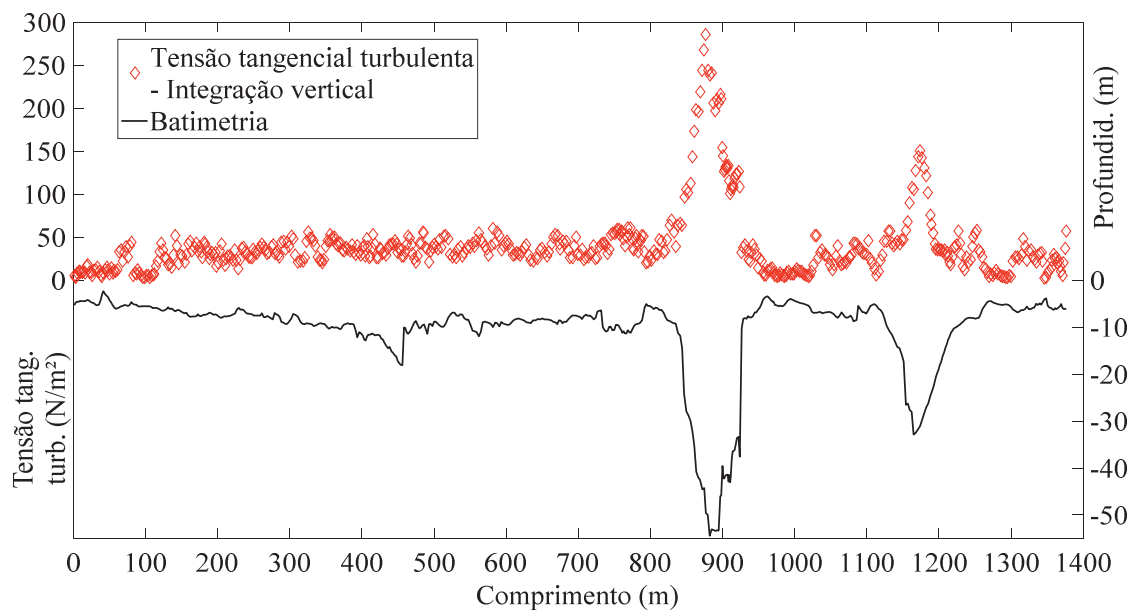


Figura 5.4 – Resultados da integração da tensão tangencial turbulenta ao longo da seção transversal medida.

Utilizando os perfis de velocidades média, pode-se analisar as correntes secundárias ao longo da seção transversal. Analisando especificamente a área do cânion, a direção dos vetores de velocidades $\overline{v\overline{w}}$ (Figura 5.5) mostra a presença de grandes vórtices próximos aos contornos. Pode-se supor que os vórtices são induzidos pela influência das tensões existentes nas paredes íngremes do cânion. Estas correntes secundárias deslocam a água com elevada velocidade para as áreas mais profundas do cânion e consequentemente modificam os perfis de velocidades, tornando-os não logarítmicos. A intensidade desses fenômenos é retratada pelo cálculo da vorticidade na seção, apresentando elevados valores dentro do cânion.

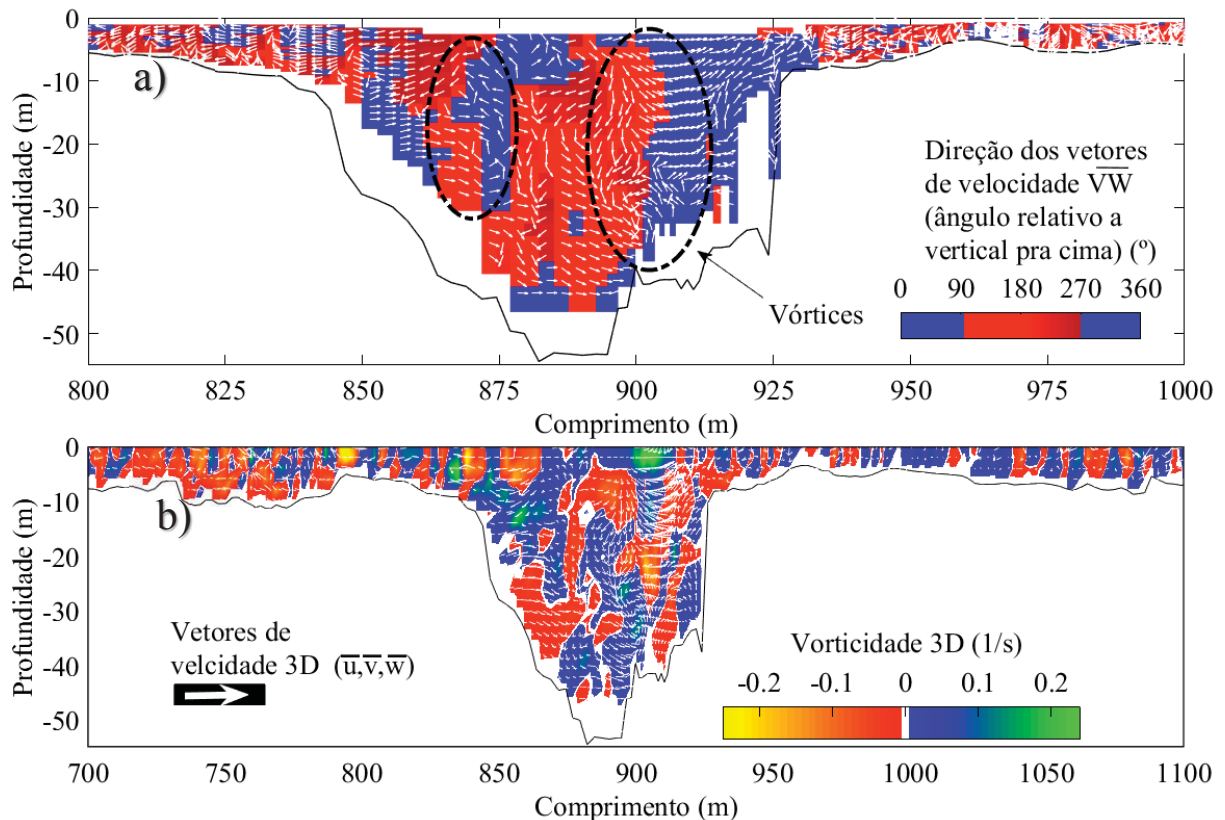


Figura 5.5 – a) Direção dos vetores de velocidades $\overline{v\overline{w}}$ e identificação de correntes secundárias dentro do cânion; b) Direção dos vetores de velocidade e vorticidade tridimensionais.

Analisando o maior vórtice indicado no Figura 5.5a, pode-se estimar as escalas de turbulência. A escala de comprimento do vórtice é equivalente à sua profundidade, com cerca de 40 m. Considerando uma tensão tangencial de 250 N/m^2 , calcula-se a velocidade de corte (u_*), considerada proporcional a escala de velocidade e igual a $0,5 \text{ m/s}$. A relação entre as duas escalas fornece uma escala temporal de 80 s. Assim, considerando a mesma escala temporal para um vórtice horizontal, e se a velocidade mínima de deslocamento do ADCP for de $0,1 \text{ m/s}$, o equipamento consegue captar correntes secundárias com uma resolução de até 8 m.

A elevada diferença entre os valores resultantes dentro e fora do cânion, ao longo da seção transversal medida, também é refletida no resultado da distribuição da viscosidade cinemática turbulenta na vertical (Figura 5.6). A diferença dos valores retrata as condições observadas em campo, onde visivelmente a área do cânion apresenta uma turbulência mais intensa (com grandes vórtices), tornando difícil o controle da embarcação.

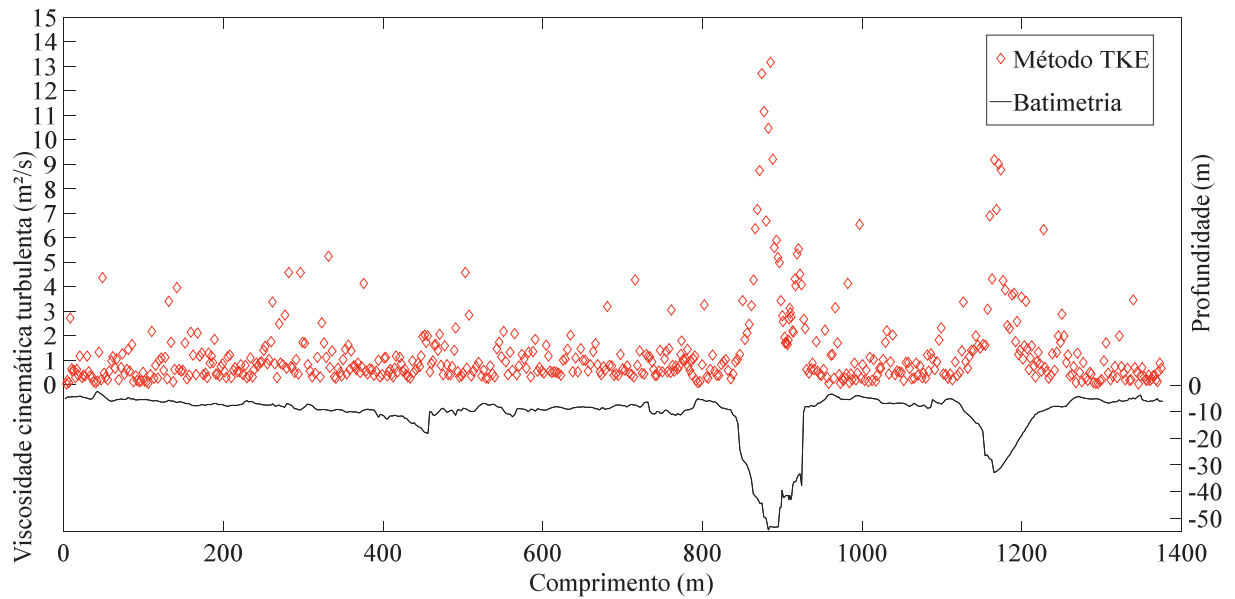


Figura 5.6 – Resultados da viscosidade cinemática turbulenta ao longo da seção transversal.

5.2 Pedral do Lourenço

Os resultados da interpolação espacial permitiram a avaliação do escoamento na região do Pedral do Lourenço. Avaliando o campo de direção das velocidades, verifica-se que o escoamento ganha velocidade na parte montante do cânion (mais profunda). As partes com baixas intensidades são locais com a presença de rochas aparentes. A Figura 5.7 ilustra a distribuição espacial dos resultados obtidos para a velocidade média integrada na vertical.

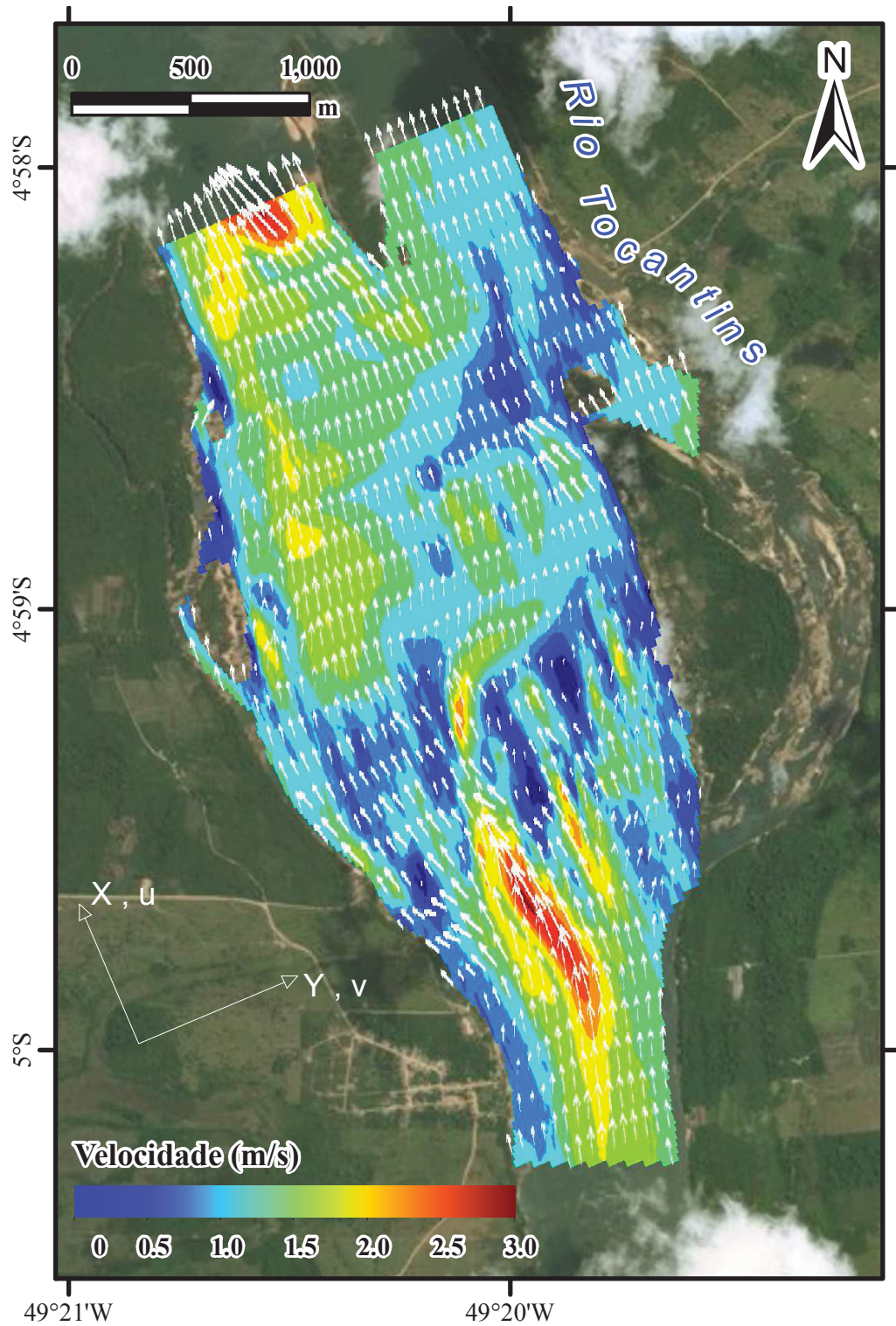


Figura 5.7 – Resultado da interpolação espacial da velocidade média e sua direção.

O resultado da distribuição espacial das tensões tangenciais turbulentas é apresentado na Figura 5.8. Assim como no resultado da velocidade média, as maiores tensões estão presentes na parte montante do cânion, perdendo intensidade após a parte meandrada. A área externa do cânion (restante da seção) apresenta valores elevados na parte final da região.

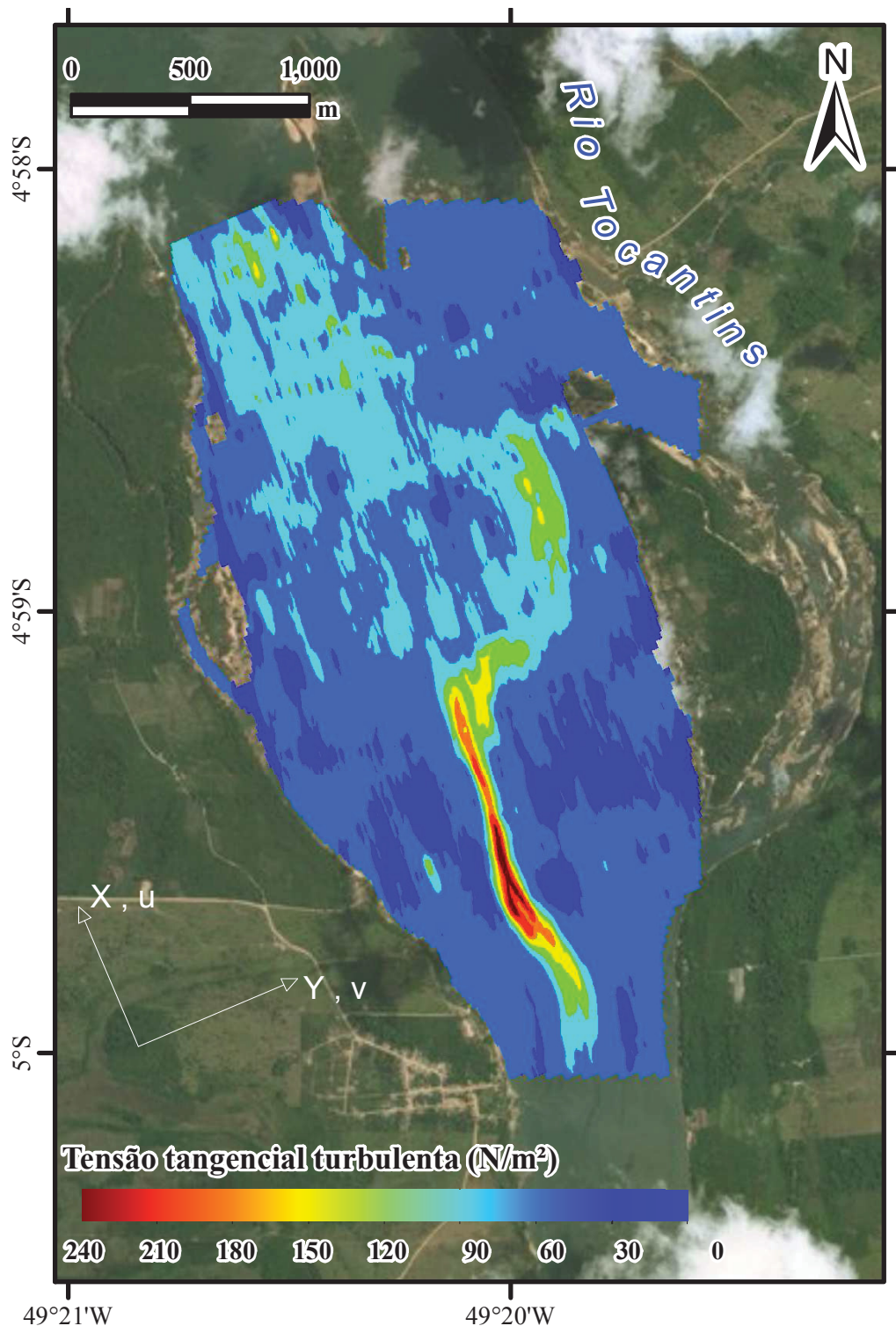


Figura 5.8 – Resultado da interpolação espacial da tensão tangencial turbulenta integrada na vertical.

A Figura 5.9 mostra a distribuição da viscosidade cinemática turbulenta resultante para a região do pedral, com os valores dentro do cânion sendo superiores ao restante da área. Os valores na maior parte ao longo da região variaram entre 0,5 e 1,8 m^2/s , sendo considerados próximos aos descritos por Bates et al. (1998), Lu e Lueck (1999) e Deltares (2012). Os valores para a área do cânion foram superiores, atingindo valores até a 10 m^2/s . Deltares (2012) descreve que valores dessa intensidade podem ser atribuídos para modelagem de grandes áreas (grade numérica com grandes dimensões) ou com condições de escoamentos com forte turbulência.

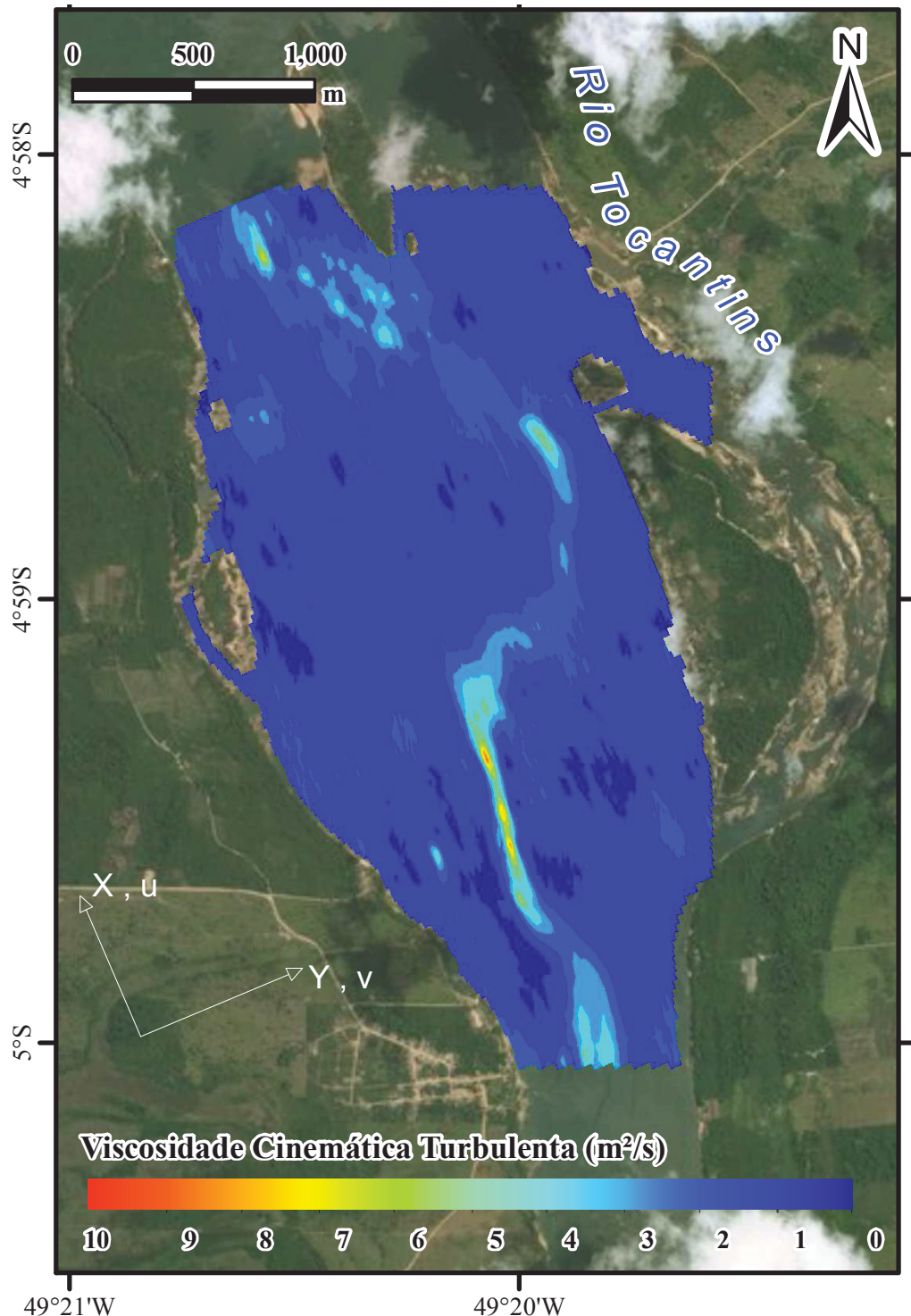


Figura 5.9 – Resultado da interpolação espacial da viscosidade cinemática turbulenta integrada na vertical.

5.3 Modelagem Hidrodinâmica Numérica

O período de cada simulação hidrodinâmica foi de 10 horas (tempo de modelagem), sendo necessário de 2 a 3 horas para que o modelo apresente resultados estáveis. O tempo computacional exigido foi de 48 horas para a simulação completa e de 10 horas para estabilização.

Conforme descrito no subcapítulo 4.3, a calibração do modelo foi verificada pelo nível de água na região de montante do modelo (cota 75,51 m). Em ambos os cenários, diferentes valores do coeficiente de Manning foram testados até que modelos fossem considerados calibrados. O valor do coeficiente de Manning obtido para a calibração do cenário PedralA foi de $0,054 \text{ sm}^{-1/3}$. O 2º cenário (PedralB) contou com a adição da distribuição espacial da viscosidade cinemática turbulenta obtida em campo, obtendo para a calibração um coeficiente de Manning de $0,035 \text{ sm}^{-1/3}$. O valor do coeficiente de Manning obtido no cenário PedralB se aproxima mais dos valores descritos para leitos rochosos na literatura ($0,03\text{-}0,04 \text{ sm}^{-1/3}$), como os apresentados por Barnes (1967). A Figura 5.10 mostra os dois perfis da lâmina de água utilizados na calibração dos cenários.

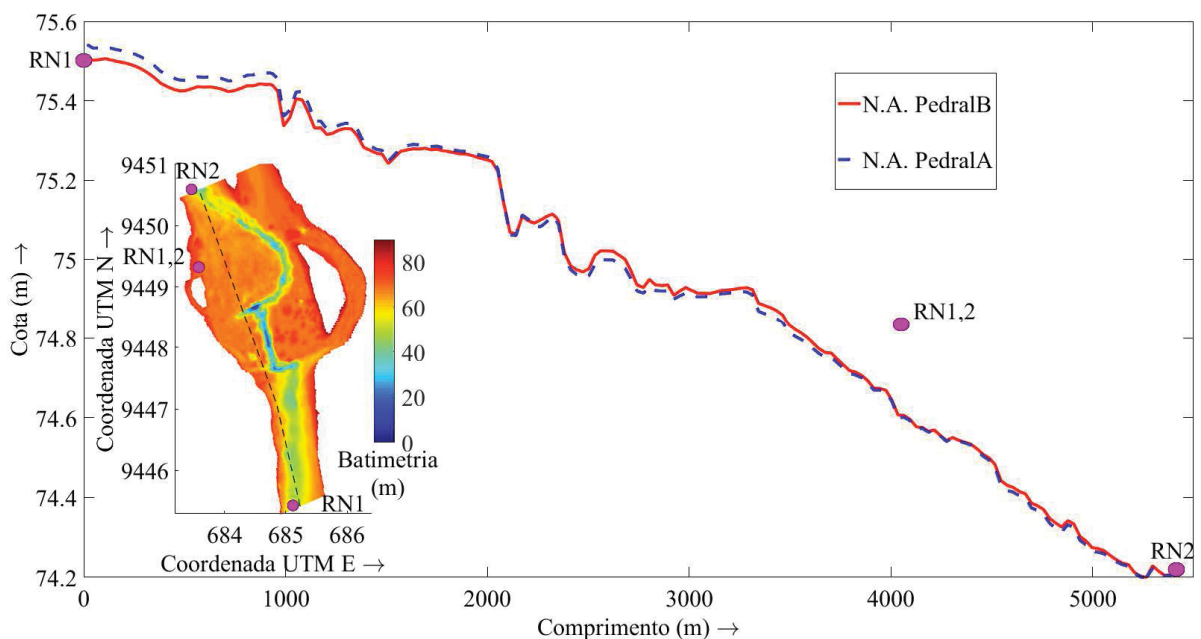


Figura 5.10 – Perfil da lâmina de água utilizado para calibração até a cota do nível de água de montante (RN1=75,51 m).

Utilizando os valores obtidos durante a fase de calibração, foi realizada uma comparação entre as velocidades médias verticais medidas pelo ADP e as calculadas pelo modelo no cenário PedralB. O resultado permite verificar se o modelo com calibração mista consegue representar de forma fidedigna a variação da direção e intensidade dos vetores de velocidades. A seção transversal apresentada no subcapítulo 5.1 foi escolhida para a comparação. Assim como no perfil de nível de água resultante, a diferença das direções dos vetores de velocidade do perfil horizontal entre os dois cenários foi pequena (Figura 5.11). A Figura 5.12 apresenta o perfil horizontal de velocidades medidos pelo ADP, enquanto a Figura

5.13 ilustra o resultado do modelo para o cenário PedralB, com a mesma densidade de pontos medidos (número de setas).

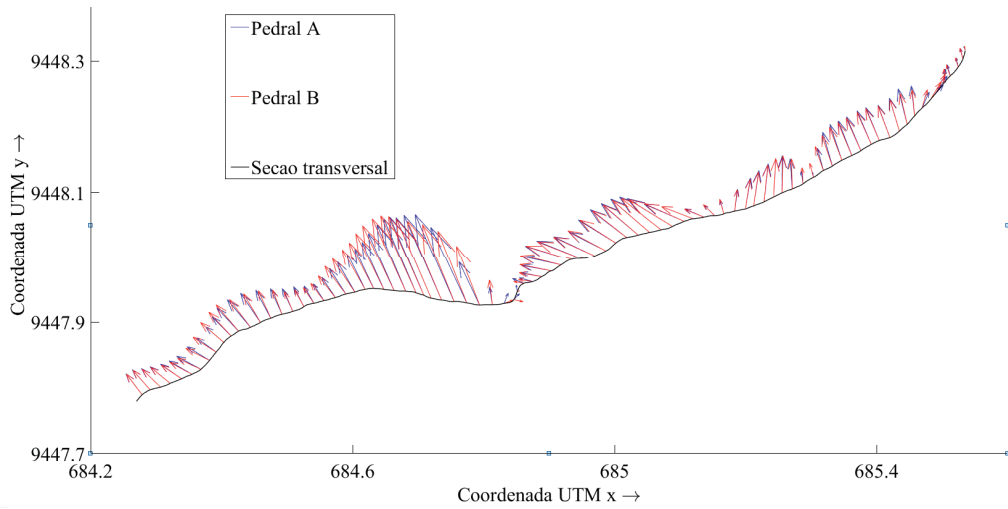


Figura 5.11 – Diferença das direções dos vetores de velocidade nos perfis horizontais calculados nos cenários PedralA e PedralB (números de vetores reduzidos).

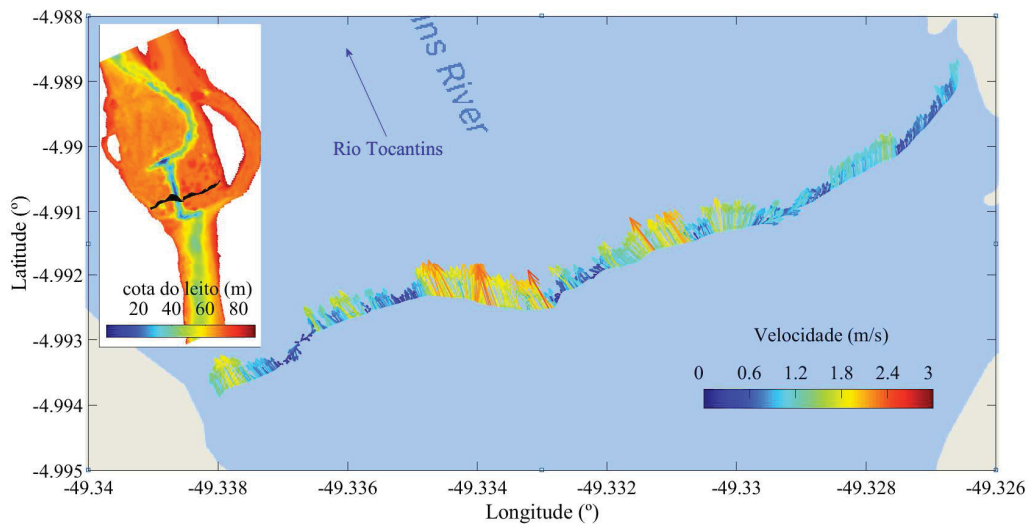


Figura 5.12 – Perfil horizontal de velocidades (média vertical) medido pelo ADP (Abril de 2015).

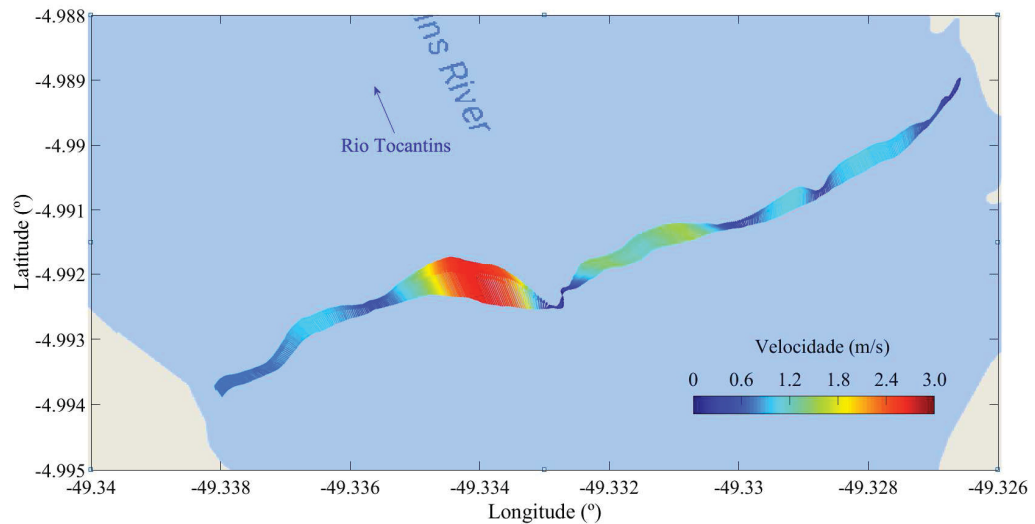


Figura 5.13 – Perfil horizontal de velocidades (média vertical) calculado pelo modelo Delft3D (PedralB).

Verifica-se que os vetores de velocidade (média vertical) medidos apresentam mudanças de direções bruscas, mas que a direção do conjunto (média da seção transversal) se aproxima da direção do escoamento considerada no estudo (337°). As alterações de direção podem ser atribuídas as pedras aparentes (não submersas) e a turbulência intensa existente na região. O conjunto dos vetores de velocidades resultantes do modelo também tendem a seguir a direção do escoamento considerada, entretanto as mudanças de direções existentes são mais suaves. Esta característica era esperada, uma vez que a medição de ADP é composta por vetores de velocidades instantâneos, enquanto o modelo apresenta resultados de uma média temporal.

A mesma característica é registrada na análise da variação da magnitude dos perfis horizontais. Apesar das diferenças existentes, os valores de velocidade média na seção transversal foram próximos, sendo igual a 1,05 m/s para a medição e 1,15 m/s pra o cenário PedralB. Além disso, o perfil de velocidade horizontal resultante do modelo reproduziu os valores e variações dentro do cânion. Considerando o eixo da seção transversal, a Figura 5.14 compara a variação da magnitude dos vetores de velocidades medidos em campo com as do modelo (cenário PedralB).

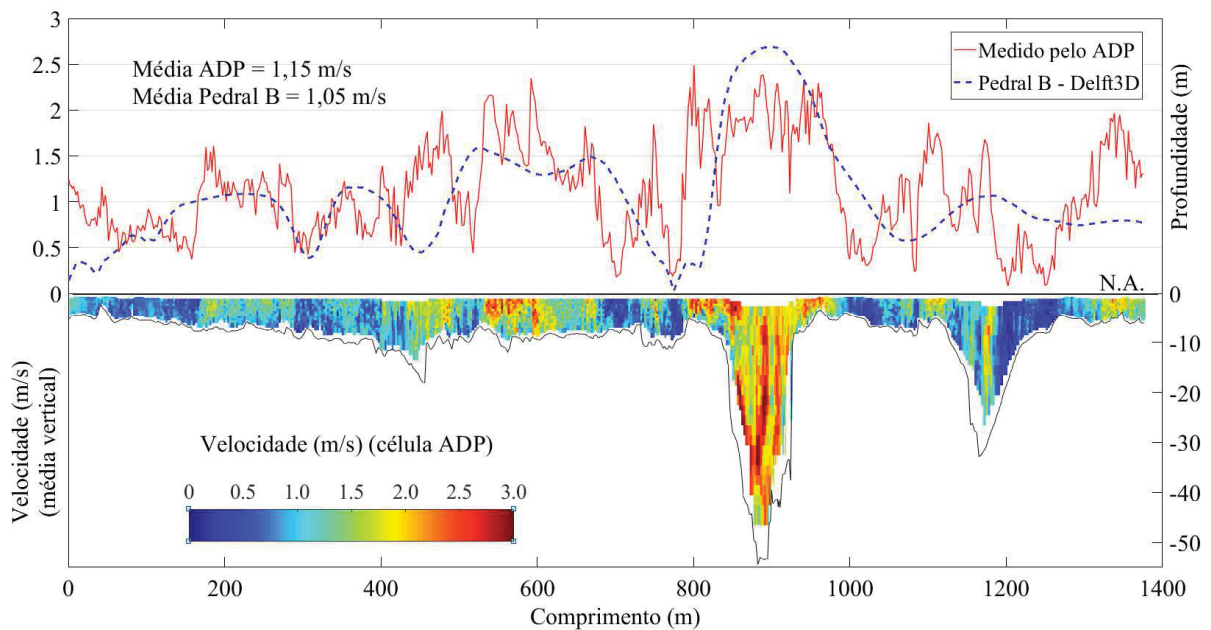


Figura 5.14 – Variação da magnitude do perfil horizontal de velocidades (média vertical) medido em campo (ADP) e do calculado no cenário PedralB.

Avaliando toda a área de estudo, as cotas dos níveis de água obtidos no cenário PedralB apresentam uma variação máxima de 9 cm se comparados ao PedralA (Figura 5.15). Em ambos os cenários as médias verticais da velocidade se aproximaram dos valores medidos na região do pedral, tendo a área com maior velocidade dentro do cânion. O aumento de velocidade na área fora do cânion, na parte final da também foi retratado pelo modelo, assim como, a perda de intensidade na parte meandrada do cânion. Entretanto, na área montante do cânion, as velocidades calculadas no cenário PedralB foram superiores as velocidades medidas e as resultantes no cenário PedralA. A Figura 5.16 ilustra a velocidade resultante do modelo para o cenário PedralB e sua diferença para o cenário PedralA.

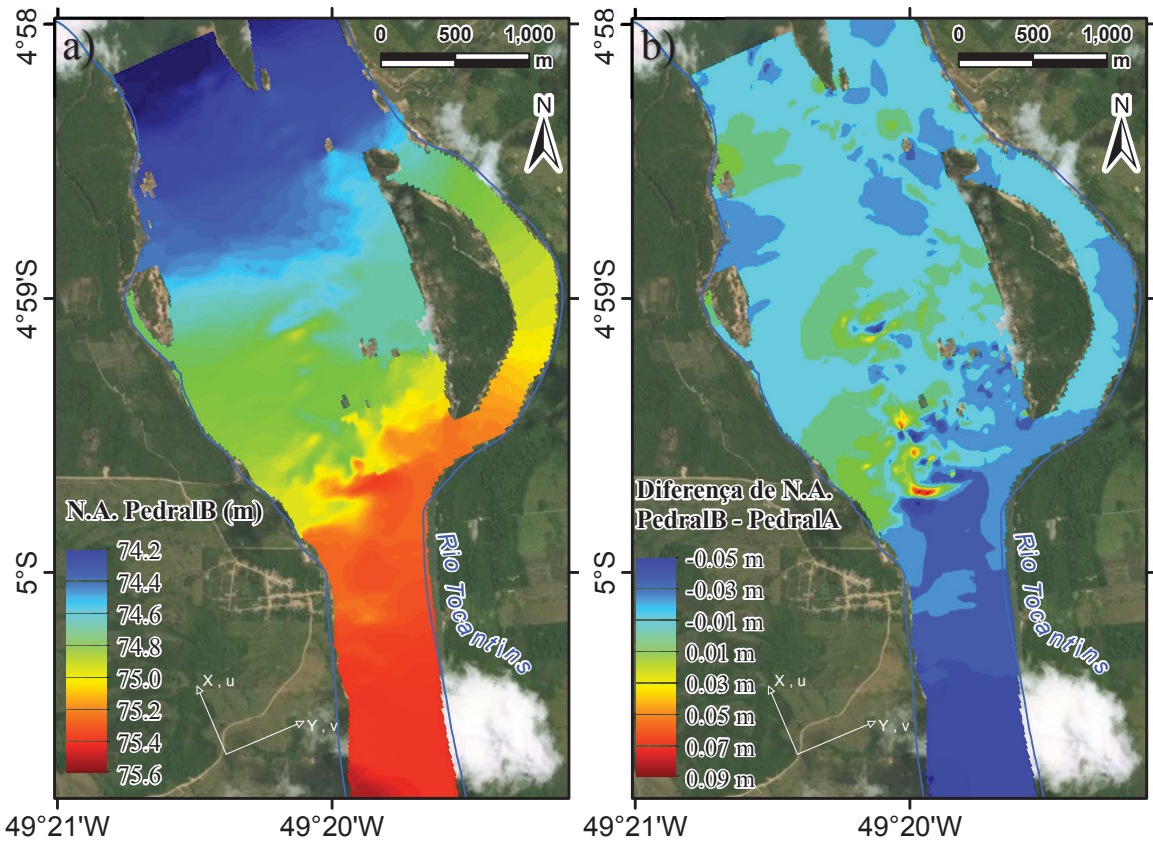


Figura 5.15 – Resultados do nível de água. a) Cota do nível de água do cenário PedralB; b) Diferença do nível de água resultante entre os dois cenários (PedralB-PedralA).

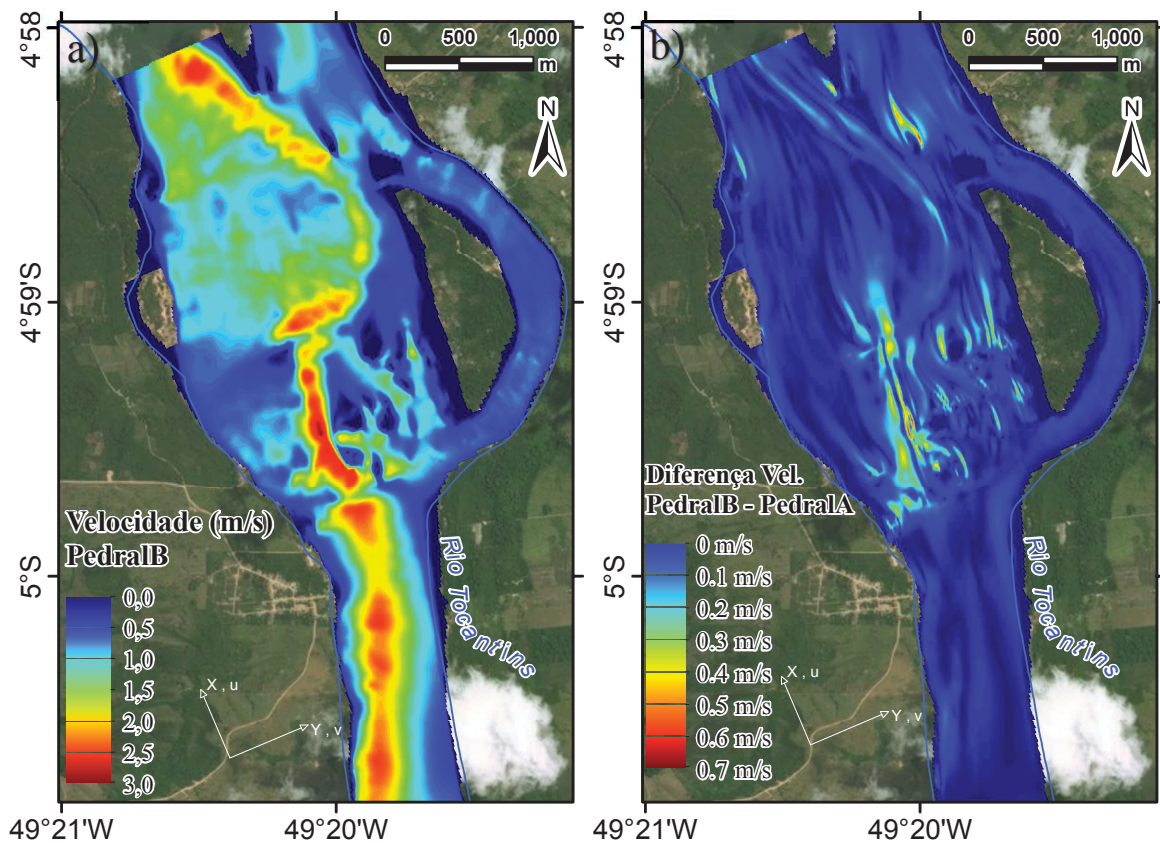


Figura 5.16 – Análise das velocidades resultantes. a) Distribuição espacial da velocidade média na coluna de água para o cenário PedralB; b) Diferença das velocidades média na vertical entre os modelos (PedralB-PedralA).

O modelo Delft3D permite verificar a distribuição espacial da viscosidade cinemática turbulenta horizontal aplicada em cada cenário. No cenário PedralB, os valores atribuídos foram calibrados, sendo iguais aos apresentados na Figura 5.9. Para o cenário PedralA, os valores foram calculados pelo modelo de turbulência $k - \varepsilon$, apresentando diferentes valores para cada camada. A Figura 5.17 apresenta a média vertical da viscosidade cinemática turbulenta resultante do modelo para o cenário PedralA. Comparando os valores entre os cenários, avalia-se que o modelo $k - \varepsilon$ não obteve uma boa representação do escoamento turbulento ao longo da região, obtendo valores inferiores aos avaliados em campo. Os valores de viscosidade cinemática turbulenta dentro do cânion foram inferiores a $1 \text{ m}^2/\text{s}$, sendo que para o aplicado no cenário PedralB podem chegar a $10 \text{ m}^2/\text{s}$.

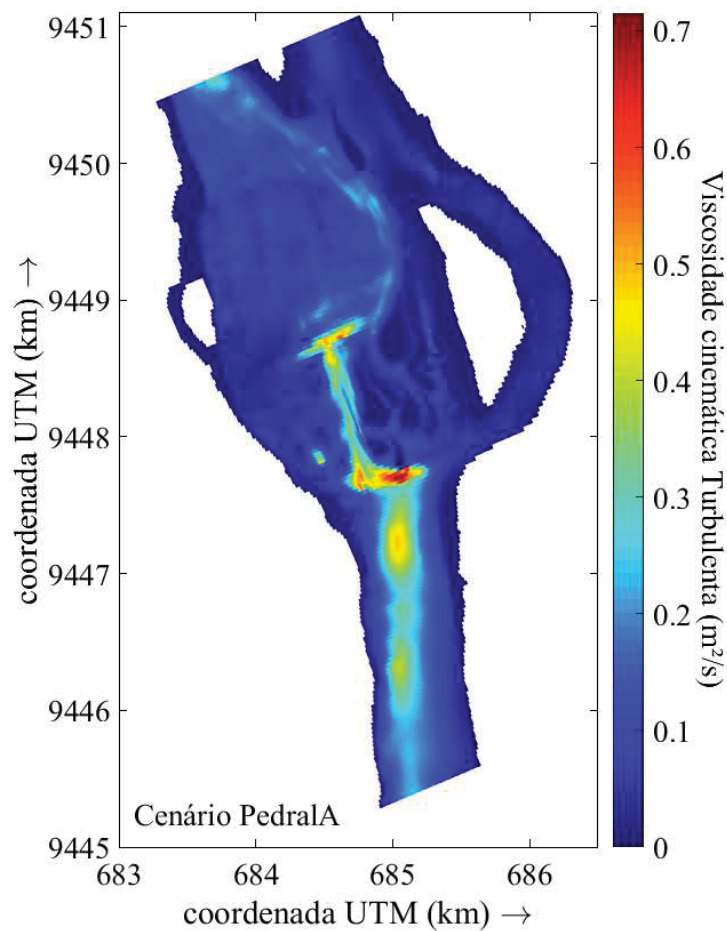


Figura 5.17 – Variação da viscosidade cinemática turbulenta (integrada na vertical) resultante do cenário PedralA.

6. CONCLUSÃO

Este trabalho avaliou as condições do escoamento em um trecho do rio Tocantins, conhecido como Pedral do Lourenço, e que apresenta um cânion submerso ao longo do leito rochoso. Utilizando um ADP foram realizadas medições de velocidades, vazão e nível de água com o intuito de estimar a distribuição espacial e os valores da viscosidade cinemática turbulenta ao longo da região.

Ao realizar as medições de campo verificou-se que as dimensões do cânion são muito superiores às demais descritas em outros estudos, com profundidades que chegam 60 m e uma extensão na ordem do quilômetro. Avaliando o perfil da linha d'água da região do cânion, em conjunto com as regiões de montante e jusante (Figura 3.10), confirma-se que a região dos pedrais apresenta uma declividade superior ao restante do rio. Em escoamentos fluviais essa característica, normalmente, se atribui a uma mudança de regime hidráulico, entretanto, a região não apresenta corredeiras (nem ressalto hidráulico) ou contrações de largura. O escoamento medido no cânion apresenta condições incomuns para escoamentos fluviais, como altas velocidades na parte mais profunda do cânion (longe da superfície) e o constante aparecimento de grandes vórtices (maiores de 1 m). Essas características reforçando a importância de se investigar as condições do escoamento na região, principalmente, dentro do cânion.

Com o mapeamento das medições de velocidades ao longo da região do pedral, verificou-se características irregulares do escoamento, com diferença de velocidade dentro e fora do cânion e com a presença de correntes secundárias que se desenvolvem nas paredes do cânion. Ao analisar as seções de velocidades, a vorticidade no eixo longitudinal foi a que apresentou os maiores valores, com uma magnitude de, aproximadamente, $0,2 \text{ s}^{-1}$. Além disso, o processamento inicial dos dados mostrou as elevadas flutuações da velocidade no eixo vertical e transversal, representando a forte presença de turbulência na região. As características confirmam a configuração não logarítmica dos perfis de velocidades dentro do cânion, semelhante aos observados em canais estreitos, porém com uma intensidade acentuada (grande aumento da velocidade e da turbulência).

A associação dos dados de ADP com o escoamento turbulento foi realizada pelo método TKE e indicou uma intensa presença de tensões turbulentas ao longo do cânion. Esses efeitos foram mapeados pelo cálculo da distribuição espacial das tensões tangenciais turbulenta e da viscosidade cinemática turbulenta. As tensões resultantes apresentaram valores semelhantes aos obtidos em outros estudos, constatando valores superiores na parte montante do cânion. Na área a jusante do pedral, a área externa do cânion (restante da seção) apresenta uma maior declividade do leito, aumentando a velocidade e, conseqüentemente a tensão calculada.

Na maior parte da região do Pedral, a viscosidade cinemática turbulenta estimada com os dados de campo, apresentou valores dentro do intervalo descrito para escoamentos fluviais (Bates et al., 1998; Lu e Lueck, 1999; Deltares, 2012). Os valores externos variaram entre 0,8 a $1,8 \text{ m}^2/\text{s}$, enquanto que dentro do cânion, alguns pontos podem chegar até $13 \text{ m}^2/\text{s}$. A distribuição espacial mostra que ao longo do cânion a viscosidade cinemática turbulenta diverge das áreas restantes, podendo ser até 10 vezes maior.

Com o intuito de avaliar a distribuição espacial da viscosidade cinemática turbulenta como parâmetro de calibração e validação de modelos computacionais, foi elaborado um modelo numérico hidrodinâmico da região do Pedral do Lourenço. Utilizando a mesma grade das interpolações espaciais de campo, o modelo foi implementado com as medições de campo realizadas durante a condição de cheia. Foram simulados dois cenários, sendo que o primeiro calibrado utilizando 1 parâmetro (coeficiente de Manning) e o segundo adicionou à calibração a distribuição espacial da viscosidade cinemática turbulenta estimada com os dados de campo (2 parâmetros). Como resultado da calibração do primeiro cenário apresentou um coeficiente de Manning calibrado de $0,054 \text{ sm}^{-1/3}$, valor considerado elevado para representação de leitos rochosos (Barnes, 1967). Para a calibração do segundo cenário o coeficiente de Manning calibrado foi de $0,035 \text{ sm}^{-1/3}$. Comparando os resultados dos cenários, verificou-se que a aplicação da viscosidade cinemática turbulenta estimada com os dados de campo reduziu o valor do coeficiente de Manning necessário para a calibração do modelo. Além disso, o coeficiente de Manning resultante do segundo cenário apresenta valores mais próximos aos valores descritos na literatura para leitos rochosos.

Com intuito de avaliar a calibração mista do segundo cenário, perfis horizontais de velocidades (média vertical) resultantes do modelo foram comparados aos medidos em campo pelo ADP. Com suaves variações de direção, o perfil horizontal de velocidades do modelo conseguiu representar o aumento de velocidade existente na região do cânion, assim como, obteve um valor médio da seção próximo ao valor medido (inferior a 0,1 m/s).

A comparação espacial dos resultados de nível e velocidade entre os dois cenários apresentaram diferenças na ordem de 0,09 m e 0,7 m/s. Com os resultados de viscosidade cinemática turbulenta do primeiro cenário, avalia-se que o modelo k- ϵ não obteve uma boa representação do escoamento turbulento ao longo da região, obtendo valores inferiores aos avaliados em campo. As diferenças encontradas reforçam a importância dos parâmetros de turbulência na calibração de modelos numéricos fluviais e da realização de medições de campo que ajudem a estimar esses parâmetros.

Salienta-se que a metodologia proposta apresenta limitações e assume diversas considerações, sendo recomendada a realização de outros tipos de medições para confirmação dos resultados obtidos. Como proposta para trabalhos futuros, sugere-se para a realização de medições estáticas de ADP em diferentes pontos ao longo da região, inserindo pontos de verificação. As medições estáticas podem gerar séries temporais medianas por um período maior, reduzindo as incertezas das flutuações turbulentas. Também é recomendado a utilização de um modelo de ADP que apresente uma equação própria do ruído.

Outros tópicos sugeridos são a utilização da metodologia para condição de estiagem e uma comparação dos resultados entre as duas condições hidrológicas e a realização de medições com ADPs que forneçam os dados de velocidade por feixe ou toda a série temporal medida (amostras), permitindo a aplicação de outras metodologias para a determinação da energia cinemática e da tensão tangencial turbulenta.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ADCPro, (2018). Présentation RiverSurveyor M9 ou S5. ADCPro. Disponível em: <https://www.adcpro.fr/profileur-debit-riviere-doppler-adcp-riversurveyor>
- ANTAQ, (2016). **Anuário 2014**. Agência Nacional de Transportes Aquaviários. Disponível em: <http://www.antaq.gov.br/anuario/>. Acesso em: 26 de janeiro de 2016.
- Apsley D., (2016). **Turbulence Modelling**. Notas de aula. SPRING 2016. Disponível em: <http://personalpages.manchester.ac.uk/staff/david.d.Apsley/lectures/comphydr/turbmodel.pdf>. Acessado em: 20 de janeiro de 2016.
- Bakker A., (2002). **Applied Computational Fluid Dynamics**. Lecture 10 - Turbulence Models. Disponível em: <http://www.bakker.org>. Visitado em: 10 de janeiro de 2015.
- Barnes H. H., (1967). **Roughness Characteristics of Natural Channels**. U.S. Geological Survey. Water-Supply Paper 1849. Washington.
- Bates P.D.; Steward M.D.; Siggers G.B.; Smith C.N.; Hervouet J-M.; Sellin R.H.J., (1998). **Internal and external validation of a two dimensional finite element model for river flood simulation**. Proceedings of the Institution of Civil Engineers Water, Maritime & Energy 130: 127–141. <https://doi.org/10.1680/iwtme.1998.30972>
- Bedford, K. W., (1981). **Spectra preservation capabilities of great lakes transport models**. In: Fischer, H. B.(Ed.). Transport models for inland and coastal waters. New York: Academic Press, p. 172-221.
- Cabral H. C. B., (2014). **Utilização de Velocímetro Acústico Doppler (ADV) para Avaliação da Concentração de Sedimentos em Suspensão**. Dissertação de mestrado. Programa de Pós-Graduação em Engenharia Civil. Área de Concentração Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental. Universidade Federal de Santa Maria (UFSM). Rio Grande do Sul.
- Carmo, J. S. A., (2004). **Modelação em Hidráulica Fluvial e Ambiente**. Imprensa da Universidade de Coimbra.
- CB&I, (2013). **Relatórios Técnicos – Projeto de Navegação do Rio Tocantins**. Cedido por: Departamento Nacional de Infraestrutura de Transporte (DNIT).
- Celik I. B., (1999). **Introductory Turbulence Modeling. Lectures Notes**. West Virginia University. Mechanical and Aerospace Engineering Dept. Morgantown, EUA.
- Cheng R.T.; Ling C.-H; Gartner J. W., (2000). **Direct measurement of turbulence properties by a BB-ADP in bottom boundary layer**. Interactions between Estuaries, Coastal Seas and Shelf Seas. Ed T. Yanagi, pp.37-55
- Chow, V. T., (1959). **Open Channel Hydraulics**. McGraw-Hill.
- Cintra, J.P., (1985). **Modelagem digital de terrenos**. Tese de doutorado. Escola Politécnica da Universidade de São Paulo. pp 285.
- Cluer, B.L., (1997). **Eddy Bar Responses to the Sediment Dynamics of Pool-Riffle Environments**. Tese de Doutorado. Colorado State University.

Colleen D. S.P., (2004). **The K-Epsilon model in the theory of turbulence**. PhD thesis. Arts and Science. University of Pittsburgh.

CPRM, (2012). **Mapas geológicos estaduais –Pará**. Companhia de Pesquisa de Recursos Minerais. GEOBANK. Disponível em: <http://geobank.cprm.gov.br>. Acessado em 27 de janeiro de 2016.

Daily, J. W.; Harleman, D. R. F., (1966). **Fluid Dynamics**. Reading: Addison Wesley.

Deltares, (2012). **User Manual – DELFT3D-FLOW**. WL Delft Hydraulics. Hydro-Morphodynamics Version: 3.15.26466.

Eiger, S., (1989). **Modelos de Escoamentos Turbulentos**. In Silva, R. V., Métodos Numéricos em Recursos Hídricos. Volume I. Associação Brasileira de Recursos Hídricos (ABRH).

Fortuna A. O., (2012). **Técnicas Computacionais para Dinâmicas dos Fluidos**. 2ª edição Editora da Universidade de São Paulo. SP.

Franca M. J.; Brocchini M., (2015). **Turbulence in Rivers**. Em: Rowinski P.; Pawlik A. R. (eds.). Rivers- Physical, Fluvial and Environmental Process. GeoPlanet: Earth and Planetary Sciences. Springer International Publishing. Switzerland.

FTC, (2007). **Apostila de Geomorfologia**. Faculdade de Tecnologia e Ciências. Disponível em: <http://www.ead.ftc.br/portal/upload/geo/5p/04-Geomorfologia.pdf>. Acesso em: 06 de janeiro de 2016.

Gamaro P. E., (2012). **Medidores Acústicos Doppler de Vazão**. Itapu Binacional. 1ª Edição. Foz do Iguaçu.

García, C.; Cantero, M.; Niño, Y.; García, M., (2007). **Closure to Turbulence Measurements with Acoustic Doppler Velocimeters**. Journal of Hydraulic Engineering. American Society of Civil Engineers (ASCE).

Gbur G., (2014). **Partially Coherent Beam Propagation in Atmospheric Turbulence**. Journal of the Optical Society of America. Vol. 31, Issue 9.

Guarneri H., (2017a). **Methods for the Analysis and Design of Inland Waterways and Application for the Paraguay River Waterway**. Dissertação de mestrado. Universidade Federal do Paraná.

Guarneri H., (2017b). **AnyForm - Anisotropic Transformation - QGIS Plugin**. GitHub repository. 2017. Available online: <https://github.com/henriqueguarneri/qgis-anyform-plugin> (21/11/2017).

Hancock, G. S.; Anderson, R. S. & Whipple, K. X., (1998). **Beyond Power: Bedrock River Incision Process and Form**. Em: Tinkler, K. & Wohl, E. E. (eds.). Rivers over rock: fluvial processes in bedrock channels: Washington: American Geophysical Union: Washington, DC.

Harlow F. H.; Nakayama P. I., (1968) **Transport of turbulence energy decay rate**, Los Alamos Sci.Lab., LA-3854.

Hinze, J. O., (1975). **Turbulence**. McGraw-Hill Series in Mechanical Engineering. 2nd Edition.

Hurth D.; Lemmin U., (2001). **A Correction Method for Turbulence Measurements with a 3D Acoustic Doppler Velocity Profiler**. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology. Vol 18(3):446-458, doi: 10.1175/1520-0426(2001)018<0446:ACMFTM>2.0.CO;2.

IFM, (2016). **Reynolds Averaged Navier-Stokes Equation**. Integrated Flood Management. Hamburg University of Technology.

Isaaks E. H.; Srivastava, R.M. (1989). **An Introduction to Applied Geostatistics**. Oxford University Press, Inc.

Kim S. C.; Friedrichs C. T.; Maa J. P.; Wright L. D., (2000). **Estimating Bottom Stress in Tidal Boundary Layer from Acoustic Doppler Velocimeter Data**. Journal of Hydraulic Engineering. Vol 126(6): pp. 399-406. Disponível em: 10.1061/(ASCE)0733-9429(2000)126:6(399). Acessado em 06 de Novembro de 2017.

Kolmogoroff, A. N., (1941). **Dissipation of Energy on Locally Isotropic Turbulence**. Dokl. Akad. Nauk SSSR.

Kundu, P. K.; Cohen, I. M., (1990). **Fluid Mechanics**. 4 ed. San Diego: Academic Press. Elsevier Inc.

Liu H.; Wu J., (2015). **Estimation of Bed Shear Stresses in the Pearl River Estuary**. China Ocean Eng., Vol. 29, N°1. Chinese Ocean Engineering Society and Springer-Verlag Berlin Heidelberg.

Lohrmann A.; Hackett B.; Roed L. P., (1990). **High Resolution Measurements of Turbulence, Velocity and Stress Using a Pulse-to-Pulse Coherent Sonar**. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology. Acesso em: <https://www.researchgate.net/publication/234258452>. Acesso em 15 de Janeiro de 2015.

Lohrmann, A.; Cabrera, R.; Kraus, N. C., (1994). **Acoustic-Doppler Velocimeter (ADV) for laboratory use. Fundamentals and Advancements in Hydraulic Measurements and Experimentation**. Conference Proceeding Paper. American Society of Civil Engineers (ASCE).

Lopes G. M., (2010). **Aplicação De Um Modelo Numérico Hidrodinâmico Para As Baías de Paranaguá e Antonina-Pr**. Dissertação de Mestrado. Programa de Pós-Graduação em Sistemas Costeiros e Oceânicos. Centro de Estudos do Mar. Universidade Federal do Paraná. Pontal do Paraná.

Lu Y.; Lueck R. G., (1999). **Using a broadband ADP in a tidal channel. Part II: Turbulence**. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology. Vol 16(11):1568-1579, doi: 10.1175/1520-0426(1999)016<1568:UABAIA>2.0.CO;2.

Merwade V.; Maidment D.; Hodges B., (2005). **Geospatial Representation of River Channels**. Journal of Hydrologic Engineering. Vol 10 (3), 243-251. doi: 10.1061/(ASCE)1084-0699(2005)10:3(243).

- Miller, A. J.; Cluer B. L., (1998). **Modeling Considerations for Simulation of Flow in Bedrock Channel**. Em: Tinkler, K. & Wohl, E. E. (eds.). Rivers over rock: fluvial processes in bedrock channels: Washington: American Geophysical Union: Washington, DC.
- Muste M.; Kim W.; Fulford J., (2008). **Developments in hydrometric technology: new and emerging instruments for mapping river hydrodynamics**. WMO Bulletin 57 (3). pg. 163.
- Nezu, I; Nakagawa, H., (1993). **Turbulence in Open-Channel Flows**. Rotterdam: A. A. Balkema.
- Nystrom E. A.; Oberg K. A.; Rehmann C. R., (2002). **Measurement of Turbulence with Acoustic Doppler Current Profilers - Sources of Error and Laboratory Results**. American Society of Civil Engineers (ASCE). Specialty Conference Hydraulic Measurements and Experimental Methods. Disponível em: <http://ny.water.usgs.gov/pubs/jrn/ny0230/jrn02-r38200b.pdf>. Acessado em 05 de Janeiro de 2015.
- Pope, S. B., (2000). **Turbulent Flows**. Cambridge: Cambridge University Press.
- Prandtl, (1925). **Bericht über Untersuchungen zur ausgebildeten Turbulenz**. Z. Angew. Math. Mech.
- RDI, (2011). **Acoustic Doppler Current Profiler Principles of Operation. A Practical Primer**. Teledyne RD Instruments. San Diego, EUA.
- Rennie C. D., (2008). **Uncertainty of ADP spatial velocity distributions**. 6th International Symposium on Ultrasonic Doppler Methods for Fluid Mechanics and Fluid Engineering. Praga, República Checa.
- Rennie C. D.; Church M., (2010). **Mapping Spatial Distributions and Uncertainty of Water and Sediment Flux in a Large Gravel Bed River Reach Using an Acoustic Doppler Current Profiler**. Journal of Geophysical Research, Vol. 115.
- Rennie C. D.; Millar R. G., (2004). **Measurement of the Spatial Distribution of Fluvial Bedload Transport Velocity in Both Sand and Gravel**. Earth Surf. Process. Landforms. Vol 29, 1173–1193, doi: 10.1002/esp.1074.
- Richardson, L. F., (1922). **Weather Prediction by Numerical Process**. Cambridge: Cambridge University Press.
- Sanford, T. B., and R.-C. Lien, (1999). **Turbulent properties in a homogeneous tidal bottom boundary layer**. J. Geophys. Res., 104(C1), 1245–1257, doi:10.1029/1998JC900068.
- Schmidt, J .C., (1990). **Recirculating of Low and Sedimentation in the Colorado River in Grand Canyon**. University of Chicago Press. The Journal of Geology. Vol. 98, No. 5. Disponível em: https://www.researchgate.net/publication/249182571_Recirculating_Flow_and_Sedimentation_in_the_Colorado_River_in_Grand-Canyon_Arizona. Acessado em 21 de Janeiro de 2016.
- Schuck A., (2013). **Utilização do Acoustic Doppler Profiler (ADP) para a Estimativa da Concentração de Sedimentos em Suspensão (C_{ss}) e Turbidez**. Dissertação de mestrado. Programa de Pós-Graduação em Engenharia Civil. Área de Concentração Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental. Universidade Federal de Santa Maria (UFSM). Rio Grande do Sul.

Schwind J. J., (1980). **Geophysical Fluid Dynamics for Oceanographers**. Prentice-Hall Inc., 307 p.

Serio F.; Mossa M., (2015). **Analysis of mean velocity and turbulence measurements with ADPs**. *Advances in Water Resources*. Vol. 81, pp. 172–185. doi: 10.1016/j.advwatres.2014.11.006.

Sime L. C.; Ferguson R. I.; Church M., (2007). **Estimating Shear Stress from Moving Boat acoustic Doppler velocity measurements in a large gravel bed river**. *Water Resour. Res.* Vol 43, W03418, doi: 10.1029/2006WR005069.

SONTEK, (2000). **ADP Introductory Documentation**. Acoustic Doppler Profiler Technical Documentation. SonTek Inc. San Diego. EUA.

SONTEK (2010). **RiverSurveyor S5/M9 System Manual: Firmware version 1.0**. SonTek Inc. San Diego. EUA.

Souza J. F. A.; Oliveira L. R.; Azevedo J. L. L. A.; Soares I. D.; Mata M. M., (2011). **Uma Revisão sobre a Turbulência e sua Modelagem**. *Revista Brasileira de Geofísica*. vol.29 nº1. São Paulo.

Stacey M. T., Monismith S. G., Burau J. R., (1999). **Measurements of Reynolds stress profiles in unstratified tidal flow**. *J. Geophys. Res.*, 104(C5), 10933–10949, doi:10.1029/1998JC900095.

Stull, R. B., (1988). **An introduction to boundary layer meteorology**. Kluwer Academic Publishers.

Sukhodolov, A. N.; Thiele, M.; Bungartz, H., (1998). **Turbulence Structure in a River Reach with Sand Bed**. *Water Resources Research*, Vol. 34, N° 5.

Terabe F. R., (2003). **Estudo Sobre o Uso do Perfilador Acústico de Corrente por Efeito Doppler (ADP) para Medição do Transporte Sólido em Suspensão**. Dissertação de mestrado. Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Recursos Hídricos e Ambiental (PPGERHA). Universidade Federal do Paraná (UFPR). Curitiba.

Togneri M.; Lewis M.; Neill S.; Masters I., (2017) **Comparison of ADP observations and 3D model simulations of turbulence at a tidal energy site**. *Renewable Energy*. Vol 114, 273e282 doi: Ltd.http://dx.doi.org/10.1016/j.renene.2017.03.061.

Tomas G. P., Hopker R., Frigo A. L., Bleninger T., (2016). **Velocity Mapping Toolbox for Sontek M9 ADP Data**. *River Flow*, Iowa City, US. Taylor & Francis Group., pp 1571–1576.

Tomas G. P.; Bleninger T.; Rennie C.; Guarneri H., (2018). **Advanced 3d mapping of hydrodynamic parameters for the analysis of complex flow motions in a submerged bedrock canyon of the Tocantins River, Brazil**. *Water* 2018, 10(4), 367; doi: 10.3390/w10040367.

Tomas G. P.; Rennie C. D.; Bleninger T., (2017). **Estimates of spatial shear stress distribution from acoustic Doppler current measurements in submerged bedrock canyons**. *Hydraulic Measurements & Experimental Methods (HMEM) Conference*. New Hampshire, EUA.

Tomas G. P.; Werner J., Ratton P.; Bleninger T.; Godoy P., (2015). **Modelagem Hidrodinâmica para o Derrocamento do Rio Tocantins – Pedral do Lourenço**. XXI Simpósio Brasileiro de Recursos Hídricos. Associação Brasileira de Recursos Hídricos. Brasília.

UCAR, (2015). **Introduction to Tropical Meteorology**. 2º Edição. Chapter 6 - Vertical Transport. University Corporation for Atmospheric Research. MetEd.

UFPA, (2009). **Simulação Hidrodinâmica de um Trecho da Hidrovia do Rio Tocantins no Estado do Pará**. Relatório Final. Universidade Federal do Pará. Cedido por: Departamento Nacional de Infraestrutura de Transporte (DNIT).

UFPR/ITTI, (2011). **Relatório de Controle Ambiental - Dragagem do Passo do Jacaré**. Instituto Tecnológico de Transportes e Infraestrutura. Universidade Federal do Paraná, Curitiba.

UFPR/ITTI, (2013). **Anteprojeto do Derrocamento da Hidrovia do Tocantins**. Instituto Tecnológico de Transportes e Infraestrutura. Universidade Federal do Paraná, Curitiba.

UFPR/ITTI, (2015a). **Anteprojeto do Derrocamento da Hidrovia do Tocantins. Versão para Licitação**. Instituto Tecnológico de Transportes e Infraestrutura. Universidade Federal do Paraná, Curitiba.

UFPR/ITTI, (2015b). **Medições de Campo – Rio Tocantins – Condições de Estiagem**. Instituto Tecnológico de Transportes e Infraestrutura. Universidade Federal do Paraná, Curitiba.

Vachtman D.; Laronne J. B., (2011). **Flow Structure over Bed Irregularities in a Straight Cohesive Open Channel**. Journal of Hydraulic Engineering. Volume 137 Issue 11, doi: 10.1061/(ASCE)HY.1943-7900.0000447.

Venditti J. G., Colin D. R., James B., Ryan W. B., Malcolm L., Church M., (2014). **Flow in Bedrock Canyons**. Nature Publishing Group.

Whipple K. X.; Hancock G. S.; Anderson, R. S., (2000). **River incision into bedrock: mechanics and relative efficacy of plucking, abrasion, and cavitation**. Geol. Soc. Am. Bull., v.112, n.3.

White F. M., (2003). **Fluid Mechanics**. 7 Ed. McGraw-Hill.

Wilcox, D.C., (1998). **Turbulence Modeling for CFD**. 3 ed. California: DCW Industries.

Yamakawa F. H. S., (2015). **Estrutura do Escoamento em Canais Trapezoidais em Curva**. Dissertação de mestrado. Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Recursos Hídricos e Ambiental (PPGERHA). Universidade Federal do Paraná (UFPR).

ANEXO I – ABORDAGEM *EULERIANA* DAS EQUAÇÕES FUNDAMENTAIS DO MOVIMENTO DO FLUIDO

Considerando uma abordagem *euleriana*, as equações da Conservação de Massa e da Conservação de Quantidade de Movimento são descritas em função de uma posição fixa do espaço por onde passa o fluido. A seguir apresenta-se os aspectos gerais e as deduções dessas equações. Para escoamentos fluviais, algumas hipóteses podem ser aplicadas para simplificar as equações, como fluido newtoniano, isotérmico, incompressível e com a variação da viscosidade desprezível (Daily e Harleman, 1966). Todas as equações são apresentadas para um sistema de coordenadas retangulares fixas no espaço em função da direção da velocidade média na seção.

AI.1) Equação da Conservação da Massa

O princípio da conservação de massa considera que na ausência de fontes de massa ou de locais pelos quais a massa possa ser consumida (sumidouros), toda a massa que entra em um sistema deve sair e/ou se acumular no sistema (Fortuna, 2012). Para a dedução da Equação da Conservação da Massa (Equação AI.2), que descreve a continuidade, adota-se um volume de controle infinitesimal com lados de comprimento dx , dy , dz , conforme mostrado na Figura AI.1.

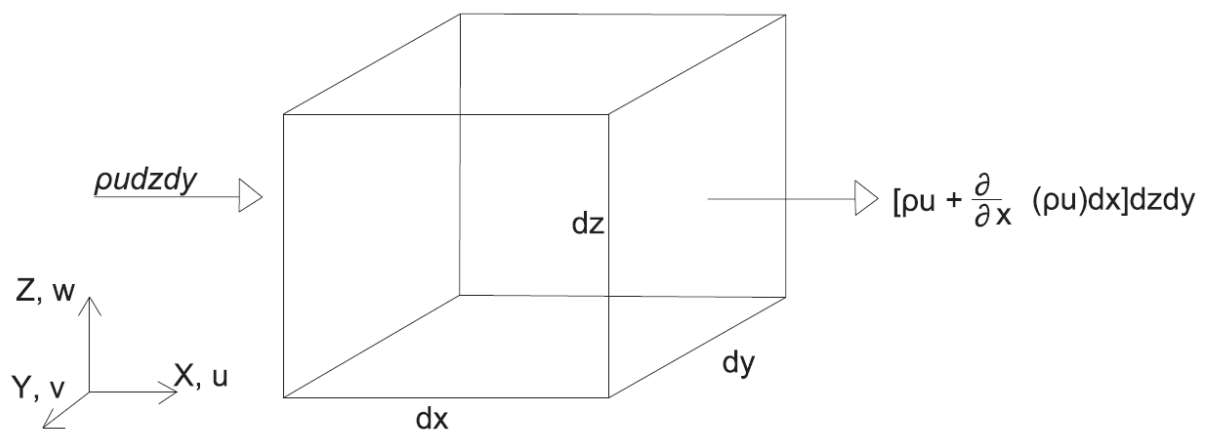


Figura AI.1 - Fluxo de massa passando pelo volume de controle na direção x .
Fonte: Adaptado de Daily e Harleman (1966).

A partir da análise da figura anterior, pode-se expressar o princípio da conservação da massa, para direção x :

$$\underbrace{\rho u \, dzdy - \left[\rho u + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) dx \right] dzdy}_{\text{Taxa de fluxo de massa através do volume de controle}} = \underbrace{\frac{\partial \rho}{\partial t} dx dz dy}_{\text{Taxa de variação da massa dentro do volume de controle}} \quad \text{AI.1}$$

Onde: ρ = densidade do fluido [ML^{-3}]; e
 u = velocidade do fluido na direção x [LT^{-1}].

Simplificando e considerando o princípio da conservação da massa nas direções x , y e z , tem-se a Equação da Continuidade (Equação AI.2).

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0 \quad \text{AI.2}$$

Onde: ρ = massa específica do fluido [ML^{-3}];
 u = velocidade do fluido na direção x [LT^{-1}];
 v = velocidade do fluido na direção y [LT^{-1}]; e
 w = velocidade do fluido na direção z [LT^{-1}].

Conforme descrito anteriormente, considerando o escoamento de um fluido incompressível (permanente ou não-permanente), em que a densidade (ρ) é constante, a Equação da Continuidade pode ser reescrita da seguinte forma:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad \text{AI.3}$$

AI.2) Equação da Conservação da Quantidade de Movimento

O princípio da Equação de Conservação da Quantidade de Movimento pode ser deduzido a partir da aplicação da segunda lei de Newton e considerando que a massa de controle infinitesimal, apresentado anteriormente, seja dm .

$$d\vec{F} = dm \left[u \frac{\partial \vec{U}}{\partial x} + v \frac{\partial \vec{U}}{\partial y} + w \frac{\partial \vec{U}}{\partial z} + \frac{\partial \vec{U}}{\partial t} \right] \quad \text{AI.4}$$

Acerações discretizadas em função do tempo e direções (x, y, z)

Onde: F = força no líquido [MLT^{-2}] e pode ser expresso em termos de forças de superfície (tensões normais e tangenciais) e de campo (gravidade, magnetismo, campo elétrico) que atuam sobre o volume de controle infinitesimal.

$$dF = dF_S + dF_B \quad \text{AI.5}$$

Onde: F = força no líquido [MLT^{-2}];
 F_B = força de campo [MLT^{-2}]; e
 F_S = força de superfície [MLT^{-2}].

Para se obter a força de superfície, considere as tensões normais (σ) e tensões tangenciais (τ) na direção atuando sobre o elemento de fluido. A Figura AI.2 ilustra as tensões atuando no volume de controle, apenas na direção x, que resultam na Equação AI.6.

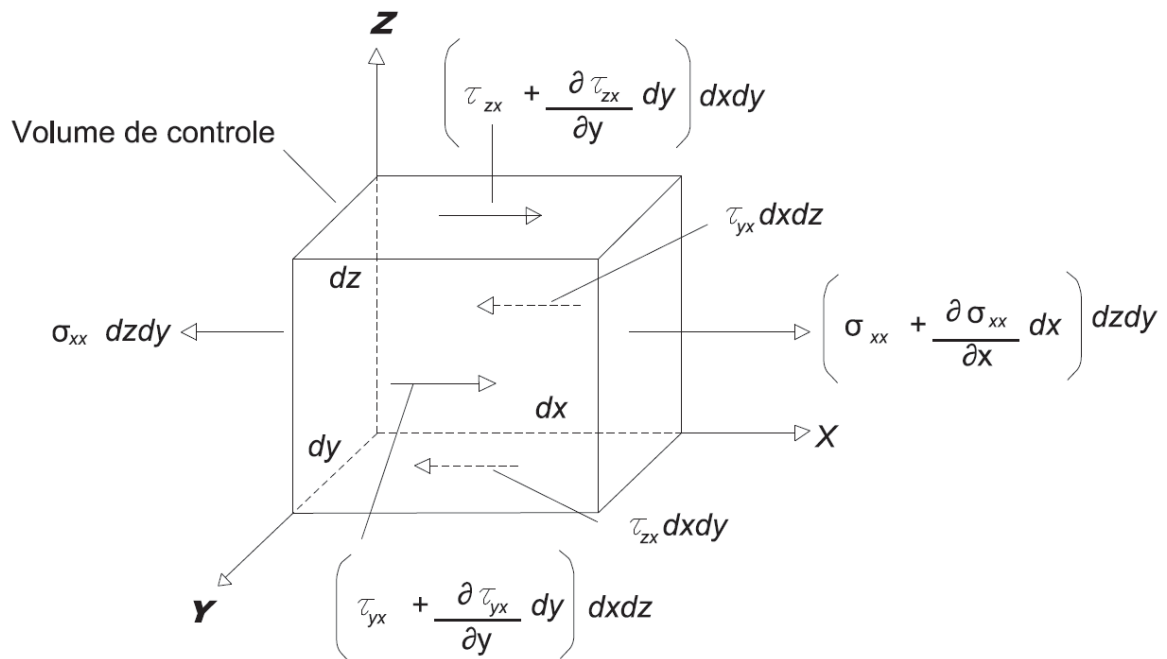


Figura AI.2 - Tensões de superfície atuando no elemento de fluido na direção x.
 Fonte: Adaptado de Daily e Harleman (1966).

$$dF_{Sx} = \left(\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} \right) dx dy dz \quad \text{AI.6}$$

Onde: σ_{xx} = tensão normal atuante na face perpendicular ao eixo x na direção x [$\text{ML}^{-1}\text{T}^{-2}$];
 τ_{xy} = tensão tang. atuante na face perpendicular ao eixo x na direção y [$\text{ML}^{-1}\text{T}^{-2}$]; e
 τ_{xz} = tensão tang. atuante na face perpendicular ao eixo x na direção z [$\text{ML}^{-1}\text{T}^{-2}$].

Considerando como força de campo (F_B) apenas a ação da gravidade sobre o volume de controle, tem-se para a direção x , a Equação AI.7.

$$dF_{Bx} = (\rho g_x) dx dy dz \quad \text{AI.7}$$

Onde: g = aceleração da gravidade [LT^{-2}].

Ao substituir as Equações AI.6 e AI.7 na Equação AI.5 é possível se obter a força atuante no fluido na direção x . Considerando todas as direções (x , y , z) e substituindo na Equação AI.4 obtemos as equações de conservação da quantidade de movimento.

$$\rho g_x + \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} = \rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial u}{\partial t} \right) \quad \text{AI.8}$$

$$\rho g_y + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} = \rho \left(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial t} \right) \quad \text{AI.9}$$

$$\rho g_z + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} = \rho \left(u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial t} \right) \quad \text{AI.10}$$

Onde: ρ = densidade do fluido [ML^{-3}], pode ser descrito pela Equação AI.11.

$$\rho = \frac{dm}{dx dy dz} \quad \text{AI.11}$$

Considerando o escoamento de um fluido Newtoniano, as tensões podem ser expressas em termos dos gradientes de velocidade e das propriedades dos fluidos, adotando uma constante de proporcionalidade, definida por Isaac Newton como a viscosidade dinâmica do fluido (μ).

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad \text{AI.12}$$

$$\tau_{yz} = \tau_{zy} = \mu \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \quad \text{AI.13}$$

$$\tau_{zx} = \tau_{xz} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \quad \text{AI.14}$$

$$\sigma_{xx} = -p - \frac{2}{3} \mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + 2\mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right) \quad \text{AI.15}$$

$$\sigma_{yy} = -p - \frac{2}{3} \mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + 2\mu \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right) \quad \text{AI.16}$$

$$\sigma_{zz} = -p - \frac{2}{3} \mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + 2\mu \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right) \quad \text{AI.17}$$

Onde: μ = viscosidade absoluta do fluido [$\text{ML}^{-1}\text{T}^{-1}$]; e
 p = pressão local [$\text{ML}^{-1}\text{T}^{-2}$].

Substituindo as Equações AI.12 a AI.17 nas equações de conservação da quantidade de movimento (Equações AI.8 a AI.10).

$$\begin{aligned} -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \mu \left[-\frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + 2 \frac{\partial u}{\partial x} \right] \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right] + \rho g_x \\ = \rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial u}{\partial t} \right) \end{aligned} \quad \text{AI.18}$$

$$\begin{aligned} -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \mu \left[-\frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + 2 \frac{\partial v}{\partial y} \right] \right\} + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \right] + \rho g_y \\ = \rho \left(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial t} \right) \end{aligned} \quad \text{AI.19}$$

$$\begin{aligned} -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \mu \left[-\frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + 2 \frac{\partial w}{\partial z} \right] \right\} + \rho g_z \\ = \rho \left(u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial t} \right) \end{aligned} \quad \text{AI.20}$$

As equações são válidas para qualquer fluido Newtoniano, compressível e incompressível, submetido a qualquer condição de contorno. Conforme descrito anteriormente, para o caso de um fluido incompressível, com propriedades ρ e μ constantes, verifica-se um caso particular da Equação de Conservação da Quantidade de Movimento, também conhecidas como as Equações de Navier-Stokes para as 3 direções (x, y, z).

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = g_x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right] \quad \text{AI.21}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = g_y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left[\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right] \quad \text{AI.22}$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = g_z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left[\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right] \quad \text{AI.23}$$

Onde: ν = viscosidade cinemática do fluido [L^2T^{-1}], pode ser descrito pela Equação AI.24.

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad \text{AI.24}$$

As equações podem ser escritas de forma vetorial, apresentando a característica de cada termo.

$$\underbrace{\frac{\partial \vec{U}}{\partial t}} + \underbrace{(\vec{U} \cdot \nabla) \vec{U}} = \underbrace{\vec{g}} - \underbrace{\frac{1}{\rho} \nabla p} + \underbrace{\nu \nabla^2 \vec{U}} \quad \text{AI.25}$$

Termo da variação temporal da velocidade (aceleração local)	Termo da advecção (aceleração convectiva)	Termo da aceleração gravitacional (campo)	Termo do gradiente de pressão	Termo de viscosidade (difusão)
---	--	--	-------------------------------------	--------------------------------------

ANEXO II – HISTÓRICO DE PROJETOS NO PEDRAL DO LOURENÇO - RIO TOCANTINS

O rio Tocantins, no Brasil, apresenta uma região conhecida como Pedral do Lourenço, com um cânion de 6 km comprimento, 120 m de largura, 60 m de declive vertical máximo e 10 m de variação do nível de água. O cânion localiza-se a 29 km a montante do final do Reservatório da Usina Hidroelétrica de Tucuruí, no Pará. Com o intuito de otimizar a navegação na Hidrovia Tocantins-Araguaia, o Departamento Nacional de Infraestrutura de Transportes (DNIT) contratou a elaboração de projetos de derrocamento, que engloba a região do cânion submerso. O primeiro projeto foi elaborado pela UFPA (2009), sendo realizadas inicialmente, medições de batimetria e de nível de água para uma vazão correspondente a $7.460 \text{ m}^3/\text{s}$. A Figura AII.1 ilustra a batimetria de forma tridimensional na região do cânion. Posteriormente, foi realizada uma modelagem numérica hidrodinâmica bidimensional, utilizando o modelo Modeleur/Hydrosim, que faz parte do pacote Hydreau, desenvolvido pelo *Grupo de Pesquisa e Estudos em Eco-Hidráulica Numérica* (GRE-EHN) da Universidade de Quebec no Canadá. Os níveis obtidos em campo foram utilizados como condição de contorno do modelo hidrodinâmico. A rugosidade aplicada foi descrita como de leito rochoso, entretanto não foi apresentado nenhum valor. O modelo de viscosidade turbulenta também não foi levantado e discutido, assim como a validação da calibração utilizada. Como resultado da modelagem, observou-se uma elevação da velocidade na região do cânion para as condições medidas (Figura AII.2). A variação de nível de água resultante para condição hidrológica de projeto ($Q=2.000 \text{ m}^3/\text{s}$), para região do Pedral do Lourenço ficou na elevação 62,71 m e 62,00 m.

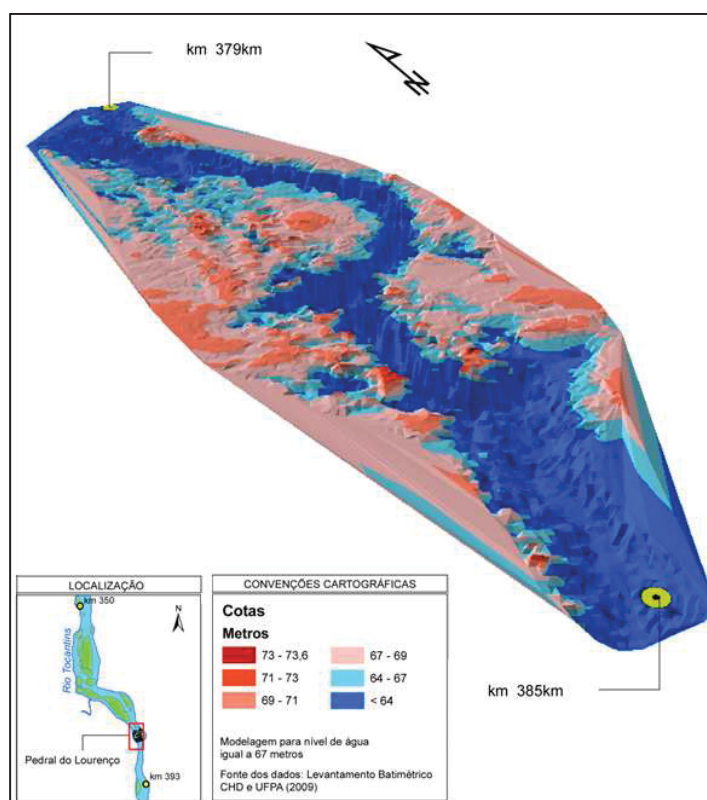


Figura AII.1 – Batimetria tridimensional da região do Pedral do Lourenço.
Fonte: Adaptado de UFPA (2009).

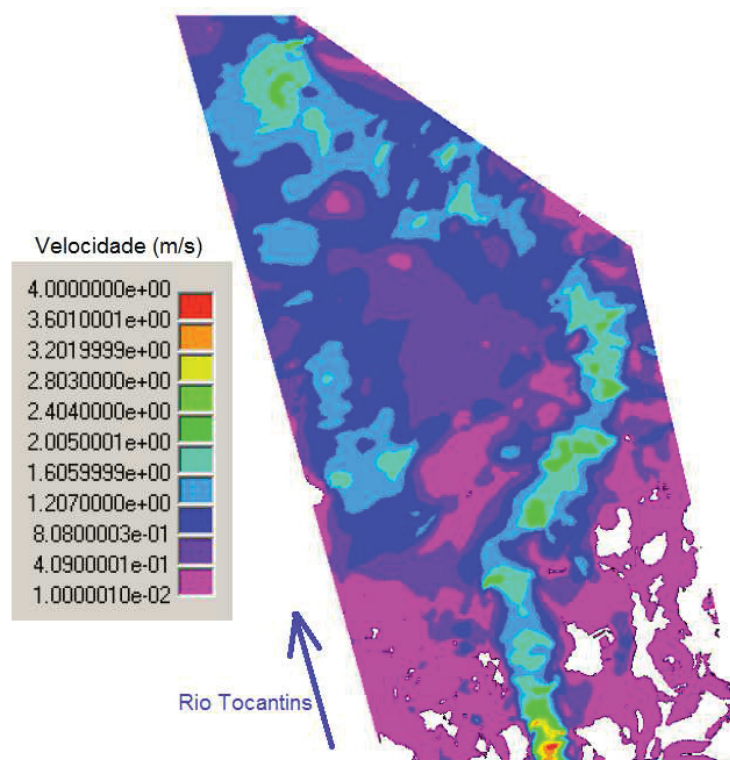


Figura AII.2 – Velocidades resultantes da modelagem.
Fonte: Adaptado de UFPA (2009).

No ano de 2013, o DNIT atualizou e ampliou o projeto de derrocamento para um trecho com uma extensão total de 43,0 km no rio Tocantins, englobando a região do Pedral do Lourenço na área de estudo. O projeto de derrocamento da CB&I (2013) contemplou uma nova medição de batimetria e de perfis de velocidades, utilizando um ADP. Foram instaladas régua linimétrica para obtenção de níveis simultâneos ao longo da área de estudo. Ao todo foram observados 25 perfis de linha d'água, entre os meses de junho e novembro de 2012. O final e o início da região do cânion do Pedral do Lourenço estão entre os pontos de medições de níveis coletados. O início do cânion também está entre os 8 locais de medições de perfis de velocidades. A estação fluviométrica de Itupiranga (29200000), operada pela Agência Nacional de Águas (ANA), localiza-se no ponto mais a montante da área de estudo, sendo um dos pontos base. O estudo realizou uma análise na estação e observou uma variação do coeficiente de rugosidade de Manning em função da vazão do rio (Figura AII.3). O projeto utilizou uma modelagem numérica unidimensional para a obtenção dos níveis de projeto. O modelo utilizado foi o HecRAs, desenvolvido pela USACE (*U.S. Army Corps of Engineers*). A rugosidade aplicada ao modelo foi determinada por meio do método *Slope-Area*, utilizando os níveis de água e vazões medidos em campo. O coeficiente rugosidade de Manning determinado para a área de estudo variou entre 0,031 a 0,040 $sm^{-\frac{1}{3}}$, na região do cânion o valor atribuído foi de 0,033 $sm^{-\frac{1}{3}}$. Para a análise da velocidade o estudo utilizou uma modelagem numérica hidrodinâmica bidimensional, com escoamento na condição permanente. O modelo utilizado foi o Delft3D, desenvolvido pela Deltares (Holanda). As condições de contorno do modelo e os valores de rugosidade foram os mesmos aplicados no modelo HecRAs. O estudo não descreveu sobre o tipo modelo de turbulência utilizado, nem apresentou análises sobre as variáveis do escoamento turbulento, como o coeficiente de viscosidade cinemática turbulenta.

Os resultados obtidos confirmam uma elevação da velocidade na região do cânion, como ilustrado na Figura AII.4. Os níveis de água obtidos para condições de estiagem de projeto ($Q=1.898 \text{ m}^3/\text{s}$) na região do Pedral do Lourenço variou entre as elevações 65,73 m e 68,26 m.

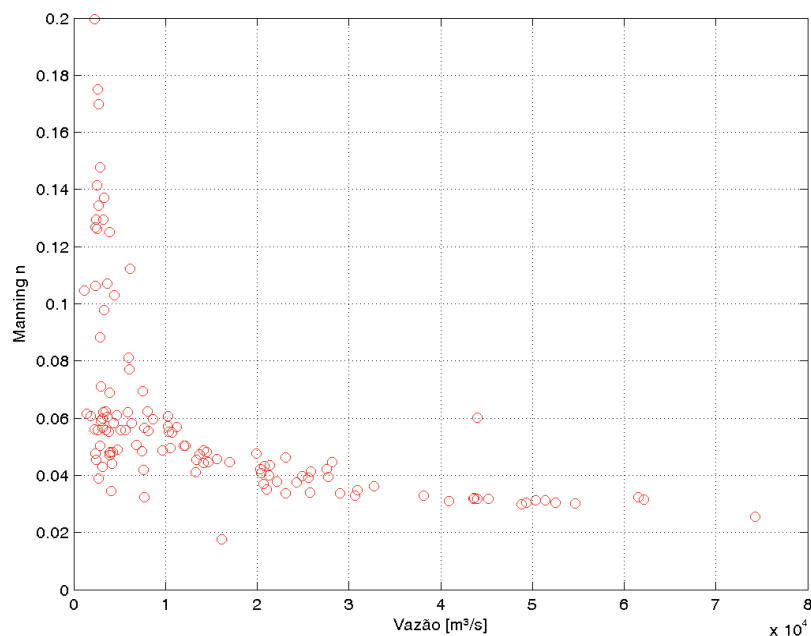


Figura AII.3 – Variação do coeficiente de Manning em função da vazão observada na estação de Itupiranga (2920000).

Fonte: CB&I (2013).

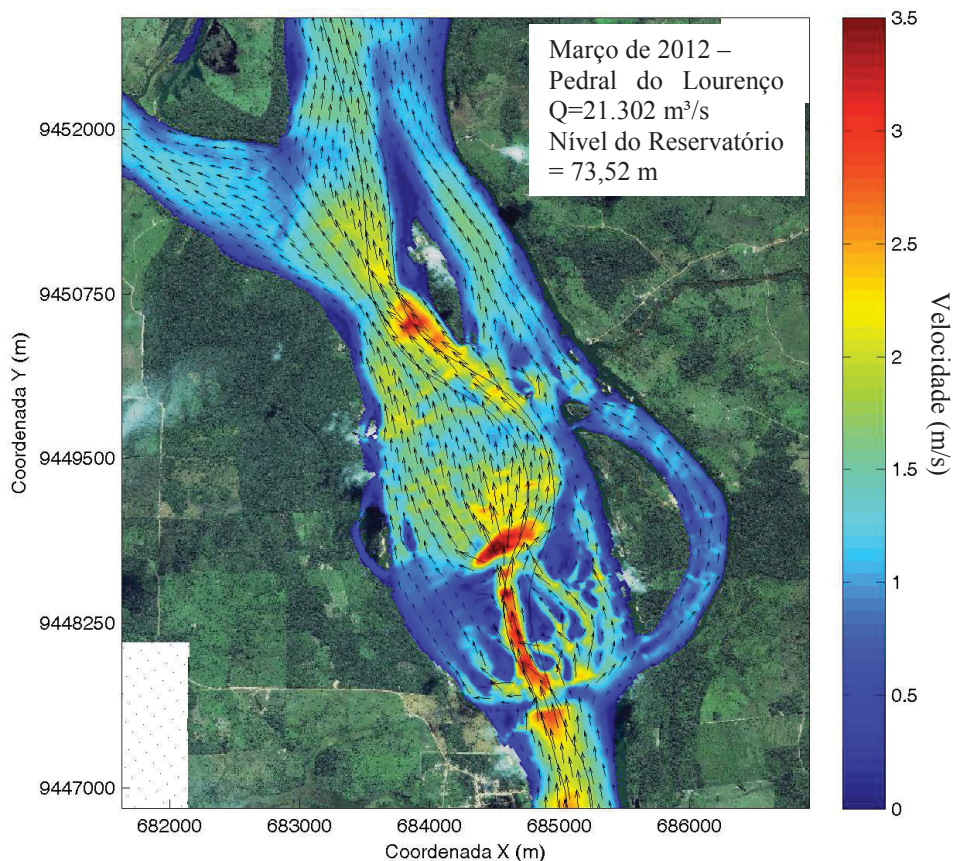


Figura AII.4 – Variação espacial da velocidade na região do cânion do Pedral do Lourenço, para uma vazão de $21.302 \text{ m}^3/\text{s}$.

Fonte: CB&I (2013).

Os projetos da UFPA (2009) e da CB&I (2013) apresentaram algumas divergências, por conta disso, o DNIT solicitou que a Universidade Federal do Paraná (UFPR), por meio do Instituto Tecnológico de Transportes e Infraestrutura (ITTI), realizasse um estudo de consolidação dos projetos de derrocamento. O estudo da UFPR/ITTI (2013), citado por Tomas *et al* (2015), utilizou o modelo numérico hidrodinâmico Delft3D para modelar o escoamento ao longo de um trecho de 43 km da Hidrovia do rio Tocantins. As medições de campo apresentadas em CB&I (2013) foram submetidas a uma análise qualitativa para, posteriormente, serem utilizadas na elaboração do modelo hidrodinâmico. O modelo foi, inicialmente, calibrado, utilizando as medições de níveis de água e vazão, para a condição hidrológica de estiagem. Posteriormente, foi verificada sua validação para condição hidrológica de cheia. O estudo constatou que os dados disponíveis não são suficientes para poder calibrar um único modelo que atenda todas as vazões e fenômenos associados no sistema fluvial. Por conta disso, foi realizada uma calibração para cada condição hidrológica. Como parâmetro de calibração foi utilizado o coeficiente de rugosidade. O modelo de turbulência utilizado foi o modelo $k - \varepsilon$. As condições de contorno aplicadas no modelo hidrodinâmico, para a condição hidrológica de estiagem, foram os mínimos níveis de água medidos pelo estudo da CB&I (2013). Para condição hidrológica de cheia, o modelo foi validado por meio das medições de velocidades. Os valores da rugosidade utilizados nas calibrações são apresentados na Figura AII.5, sendo que para região do cânion o valor atribuído foi $0,085 \text{ sm}^{-\frac{1}{3}}$, na condição de estiagem. Tomas *et al* (2015), comenta que os valores de rugosidade atribuídos nas vazões baixas, podem ser explicados pela heterogeneidade das rochas, efeitos tridimensionais e pela presença de regiões de recirculação. Todos esses efeitos não podem ser resolvidos individualmente no modelo, sendo representados por coeficientes de rugosidade que divergem dos valores de leito rochoso apresentados em outras bibliografias. A Figura AII.6 mostra os resultados da calibração em comparação com os níveis de água observados. Os níveis de água resultantes, para a condição de estiagem do projeto ($1.898 \text{ m}^3/\text{s}$), variaram entre 67,37 m e 67,00 m. Como recomendação, o estudo comenta a necessidade de mais medições de campo, que permita uma calibração mais fidedigna da área de estudo. A região do cânion do Pedral do Lourenço fica entre as seções RN1 e RN2.

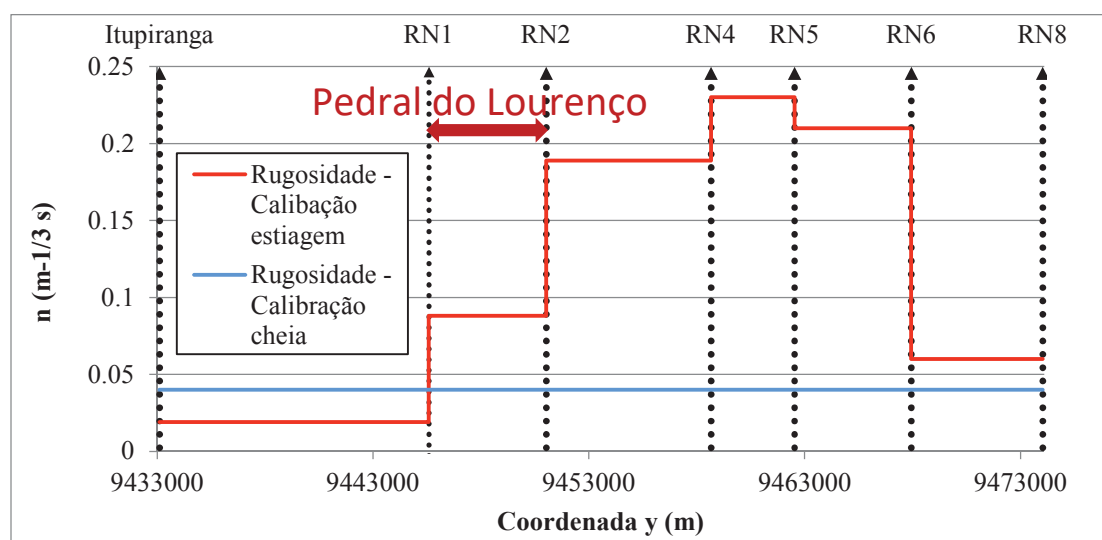


Figura AII.5 – Variação da rugosidade aplicada no modelo Delft3D, para as duas condições hidrológicas. Fonte: Adaptada de UFPR/ITTI (2013).

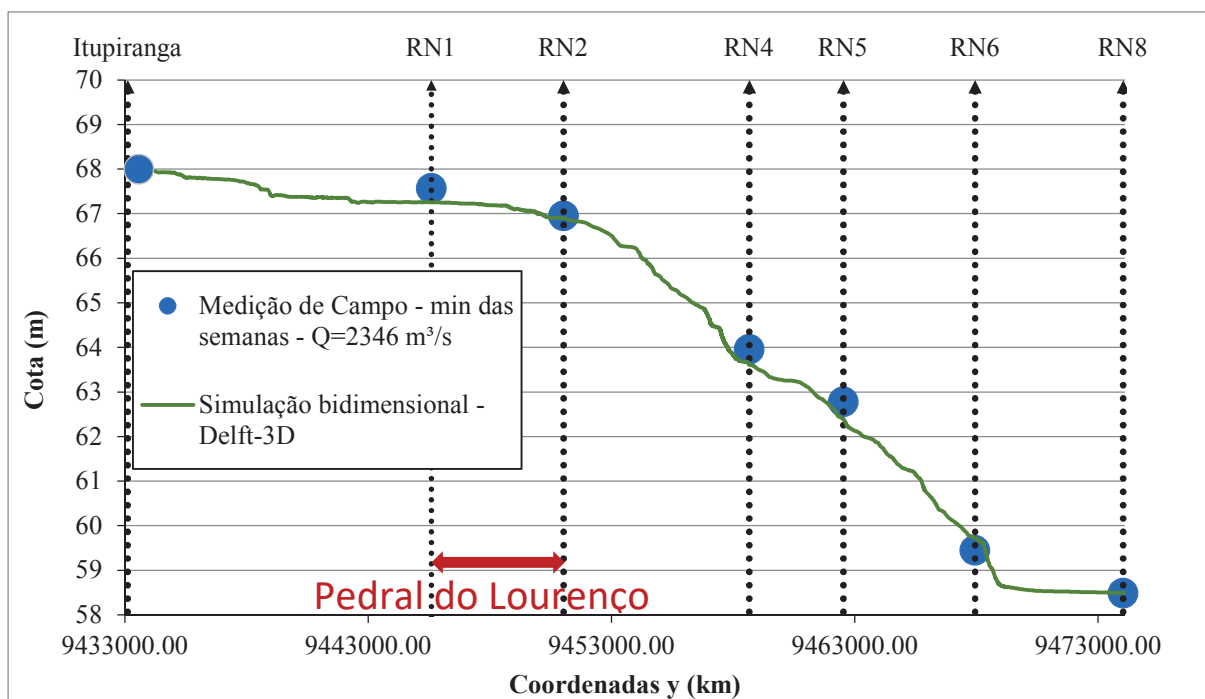


Figura AII.6 – Comparação da linha de água resultante do modelo e os níveis mínimos observados em campo, para uma vazão de 2.346 m³/s.

Fonte: Adaptada de Tomas *et al* (2015).

Em 2015, o DNIT solicitou que a UFPR/ITTI atualizasse a modelagem, adicionando novas medições de campo. O estudo UFPR/ITTI (2015a), cita os levantamentos realizados pela Administração das Hidrovias da Amazônia Oriental (AHIMOR), em parceria com o DNIT e a UFPR, obtendo novos dados de níveis de água e de perfis de velocidades, utilizando um ADP. A medição ocorreu no período de condições hidrológicas de cheia, resultando numa vazão de, aproximadamente, 18.250 m³/s. Para que o modelo hidrodinâmico obtivesse a amplitude necessária para as condições de projeto e que os valores da rugosidade aplicados na modelagem fossem condicentes com os valores descritos nas bibliografias especializadas, foram atribuídos como parâmetros de calibração o coeficiente de rugosidade e a viscosidade cinemática turbulenta. Foi definido que, para as diferentes condições hidrológicas, os coeficientes de rugosidade se manteriam constantes e a viscosidade cinemática turbulenta teria um valor adicionado pelo *background* do modelo (ver seção 2.6), variando entre os pontos de medição de nível de água. A Figura AII.7 ilustra os valores de rugosidade aplicados ao longo da área de estudo, sendo que na região do Pedral do Lourenço está localizado entre a RN1 e RN2 e o valor atribuído foi de $0,05 \text{ sm}^{-\frac{1}{3}}$ para o canal principal. Os valores dos coeficientes de viscosidade cinemática turbulenta aplicados não foram apresentados. De acordo com o estudo, os resultados obtidos são mais precisos devido à qualidade dos novos dados de campo apresentados. A Figura AII.8 ilustra a calibração realizada nas condições de cheia. A Figura AII.9 mostra a comparação entre os resultados da calibração e os níveis de água medidos pela CB&I (2013). O resultado teve uma variação de nível de água, para a condição de projeto, entre as elevações 68,07 m e 66,20 m. O estudo recomenda, por fim, a realização de novas medições de campo na condição de estiagem e que os efeitos turbulentos na região do Pedral do Lourenço sejam mais investigados. É importante ressaltar a participação do autor deste documento durante as

medições de campo, como representante da UFPR/ITTI, e na elaboração do modelo hidrodinâmico.

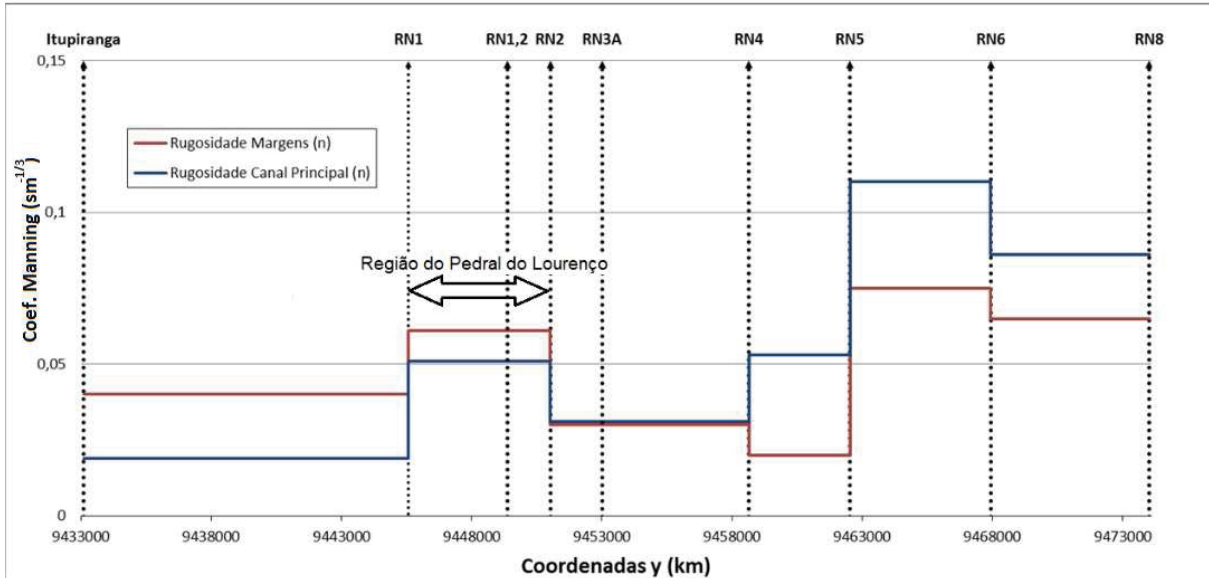


Figura AII.7 – Variação da rugosidade aplicada nas margens e no canal principal, para as duas condições hidrológicas (cheia e estiagem).

Fonte: Adaptada de UFPR/ITTI (2015a).

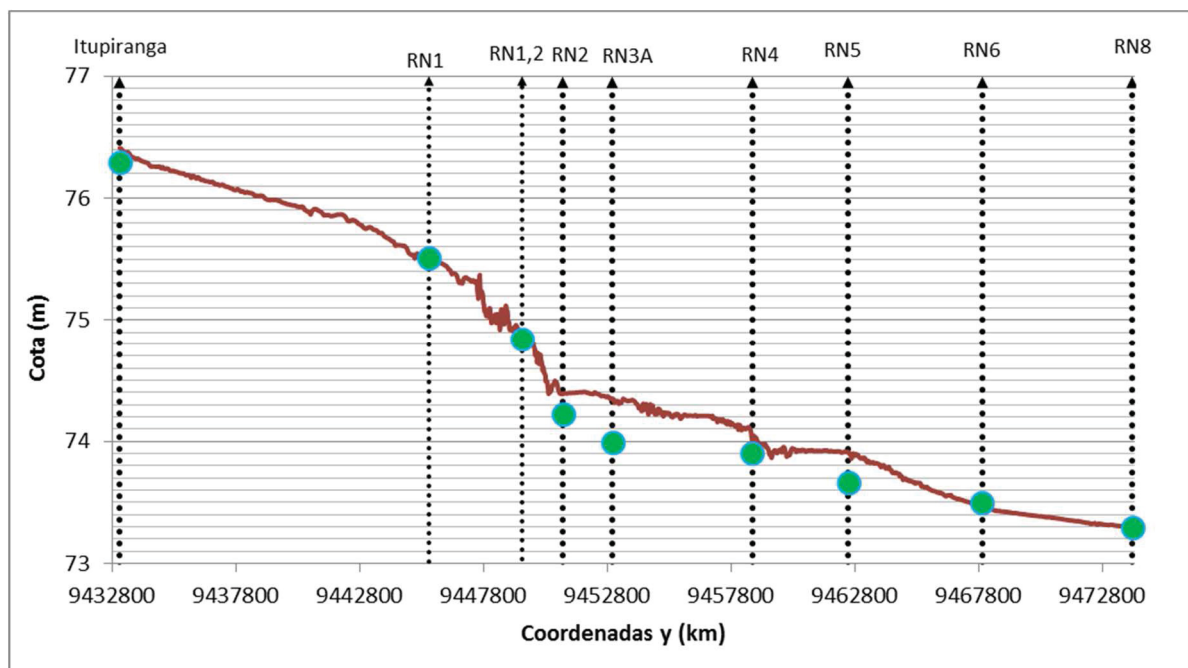


Figura AII.8 – Comparação dos níveis medidos em campo (círculos) com os resultados do modelo (linha vermelha), em uma condição de cheia ($Q = 18.250 \text{ m}^3/\text{s}$).

Fonte: UFPR/ITTI (2015a).

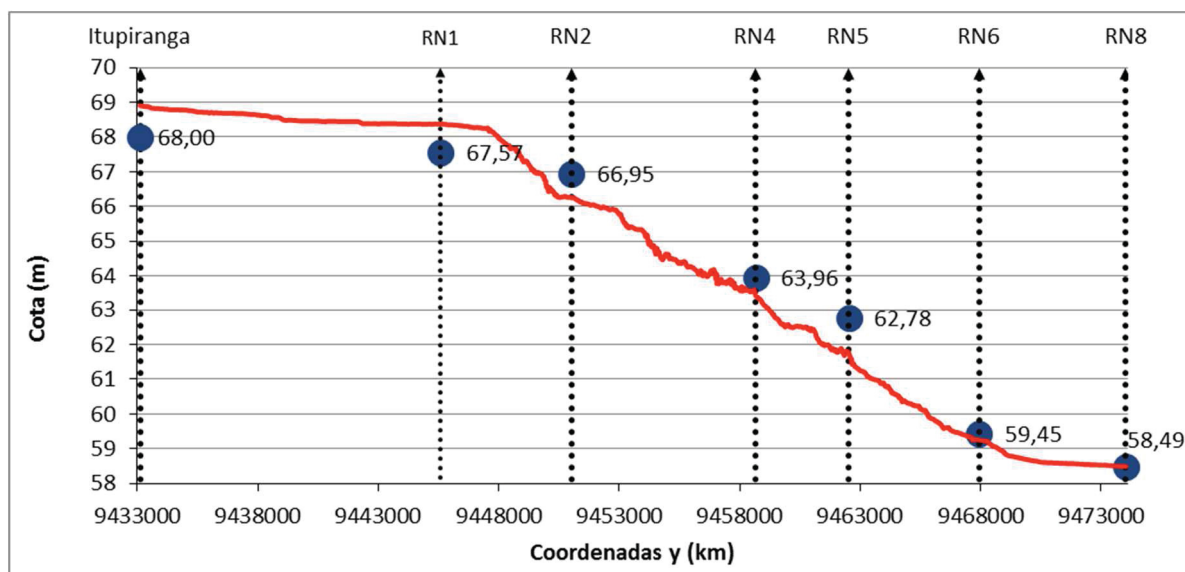


Figura AII.9 – Comparação dos níveis medidos em campo, pela CB&I (2013), com os resultados do modelo (linha vermelha), em uma condição de estiagem ($Q = 2.346 \text{ m}^3/\text{s}$).
 Fonte: UFPR/ITTI (2015a).

ANEXO III - DESCRIÇÃO DA ELABORAÇÃO DO MODELO DELFT3D PARA O PEDRAL DO LOURENÇO

A elaboração do modelo Delft3D para região do Pedral do Lourenço foi realizada por diferentes etapas: geométrica e hidrodinâmica. Cada uma das etapas foi realizada utilizando os módulos do Delft3D. O módulo Rgfgrid foi utilizado para elaboração da grade, definindo sua posição e dimensões. O módulo Quicken aborda as questões de batimetria e FLOW das condições hidrodinâmicas. As etapas de elaboração do modelo são apresentadas nos capítulos deste anexo.

AIII.1) Confeção da Grade Numérica (Grid) e malha batimétrica

Utilizando uma foto por satélite e os dados batimétricos, foram criados os contornos da grade para que englobasse todo o trecho do Rio Tocantins em questão. A imagem utilizada foi retirada no mês de junho de 2016. Buscando uma compatibilidade entre as medições de campo e o modelo numérico foi definido que a grade apresentaria características regulares e na direção do escoamento longitudinal (337° em relação ao Norte).

O tamanho de cada célula foi definido com base na distância entre as seções de ADP medidas (longitudinal) e das informações de velocidade ao longo da seção (Figura 3.14). Um segundo critério utilizado foi a verificação do número de Courant (Cr), parâmetro determinante para estabilidade do modelo e cálculo do passo de tempo do modelo (subcapítulo AIII.3). A grade elaborada apresenta 16,74 km² (310x180 m) e contém 55.800 células com dimensões de 30x10 m (longxtransv). Os dados batimétricos apresentados no Capítulo 3 foram utilizados na determinação das profundidades adotadas em cada célula. A Figura AIII.1 ilustra a batimetria interpolada na grade adotada para a região.

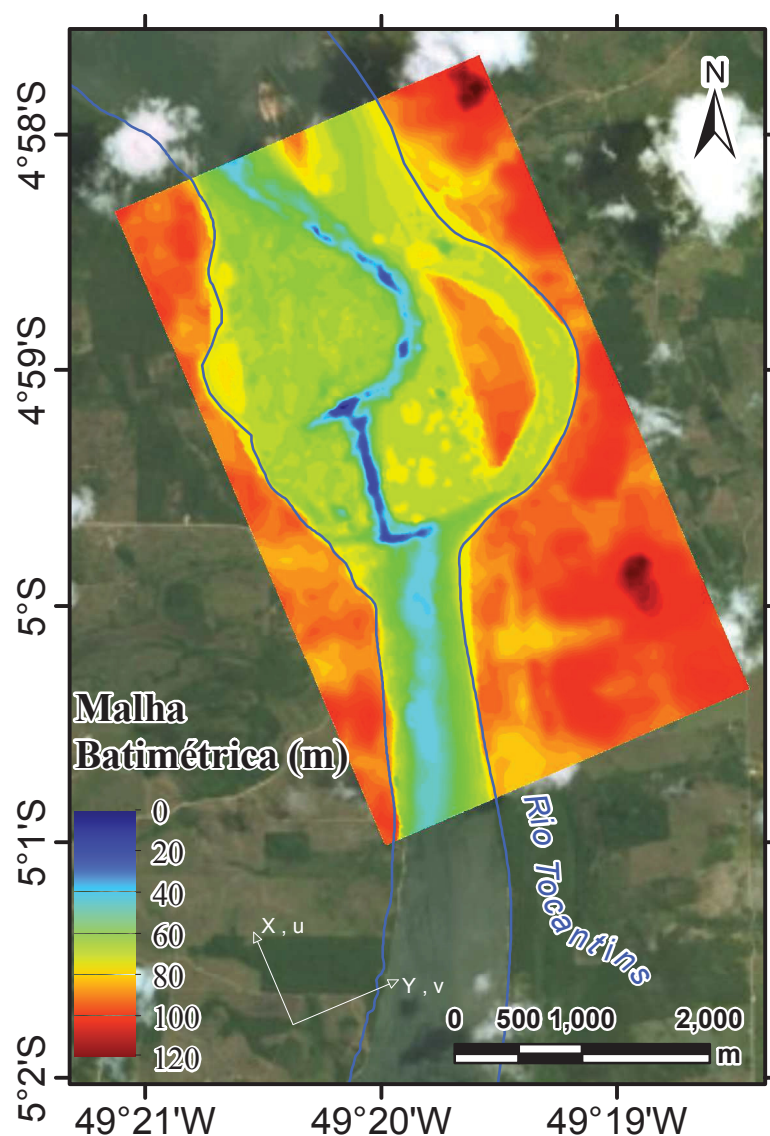


Figura AIII.1— Malha batimétrica interpolada na grade numérica do modelo Delft3D.

AIII.2) O Sistema de Camadas (Coordenadas σ)

Para os modelos tridimensionais, o eixo vertical consiste em camadas limitadas por planos sigmas (σ), os quais não são exatamente horizontais, no entanto, seguem a batimetria e o nível de água. Através dessa representação para o eixo vertical, obtém-se uma aparência suavizada para a batimetria.

O número de camadas é constante em todo o domínio, independentemente da profundidade local. A distribuição da espessura relativa de cada camada σ pode ser alterada, permitindo um detalhamento maior em algumas partes da coluna de água. Para o modelo da região do Pedral o plano vertical foi dividido em 10 camadas (planos sigmas) com espessuras iguais (10% da coluna de água).

AIII.3) Passo de Tempo

O passo de tempo é um parâmetro importante nas simulações computacionais, influenciando diretamente no tempo de simulação. Para a definição do valor a ser adotado verifica-se o valor do número de Courant (Cr), juntamente com a grade computacional (DELTARES, 2012), conforme descrito na Equação AIII.1.

$$C_r = \Delta t \sqrt{\left(\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2}\right)} (|\vec{U}| + \sqrt{gH}) \quad \text{AIII.1}$$

Onde: C_r = número de Courant [adm].

Δt = passo de tempo [T];

Δx = espaçamento médio longitudinal dos nós da malha [L];

Δy = espaçamento médio transversal dos nós da malha [L];

$|\vec{U}|$ = módulo da velocidade da corrente (em geral na prática, este valor é desprezível por ser muito menor que \sqrt{gH}) [LT^{-1}];

H = profundidade média local [L];

g = aceleração da gravidade [LT^{-2}].

Geralmente, o número de Courant não deve apresentar valores altos, tendo valores próximos de 1, mas por problemas de pequenas variações no espaço e tempo, o número de Courant pode ser assumido substancialmente maior. Para o modelo foi adotado um passo de tempo de 0,0005 minutos (0,03 s), apresentando um número de Courant menores que 1.

AIII.4) Células secas

Por conta da extensão do rio e a presença de uma curva a grade regular apresenta células em locais externos ao rio e fora da área de inundação para vazão modelada. Nas células com cotas superiores a 76 m ou localizadas longe da área de escoamento, foi aplicado a condição de célula seca, na qual o modelo impede a troca de escoamento com as células computacionais adjacentes (DELTARES, 2012). A Figura AIII.2 apresenta a localização das células secas utilizadas no modelo.

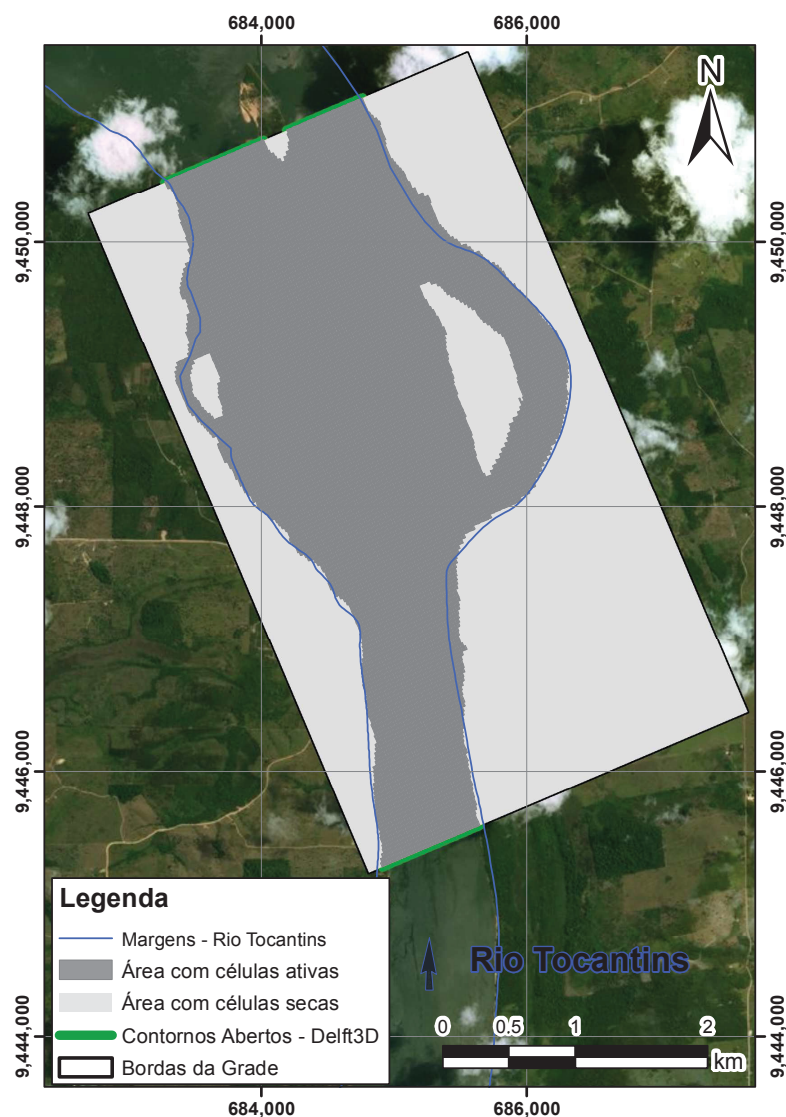


Figura AIII.2— Localização das áreas com células secas e ativas dentro da grade numérica.

AIII.5) Condições de Contorno

As posições dos contornos abertos são definidas em seções de uma ou mais células e devem se localizar nas bordas da grade. Com a presença de uma ilha na parte jusante da grade, foram adotados 3 contornos, sendo os dois contornos de jusante apresentam condições iguais. Para o contorno de montante foi adotado a condição de vazão total, com o valor de $18.275 \text{ m}^3/\text{s}$. O tipo de perfil de velocidade selecionado foi o logarítmico. Para os contornos de jusante, a condição foi da cota do nível de água, sendo aplicado o valor medido em campo para RN2 (subcapítulo 3.1.3) de 74,22 m. A Figura AIII.3 ilustra a localização dos contornos.

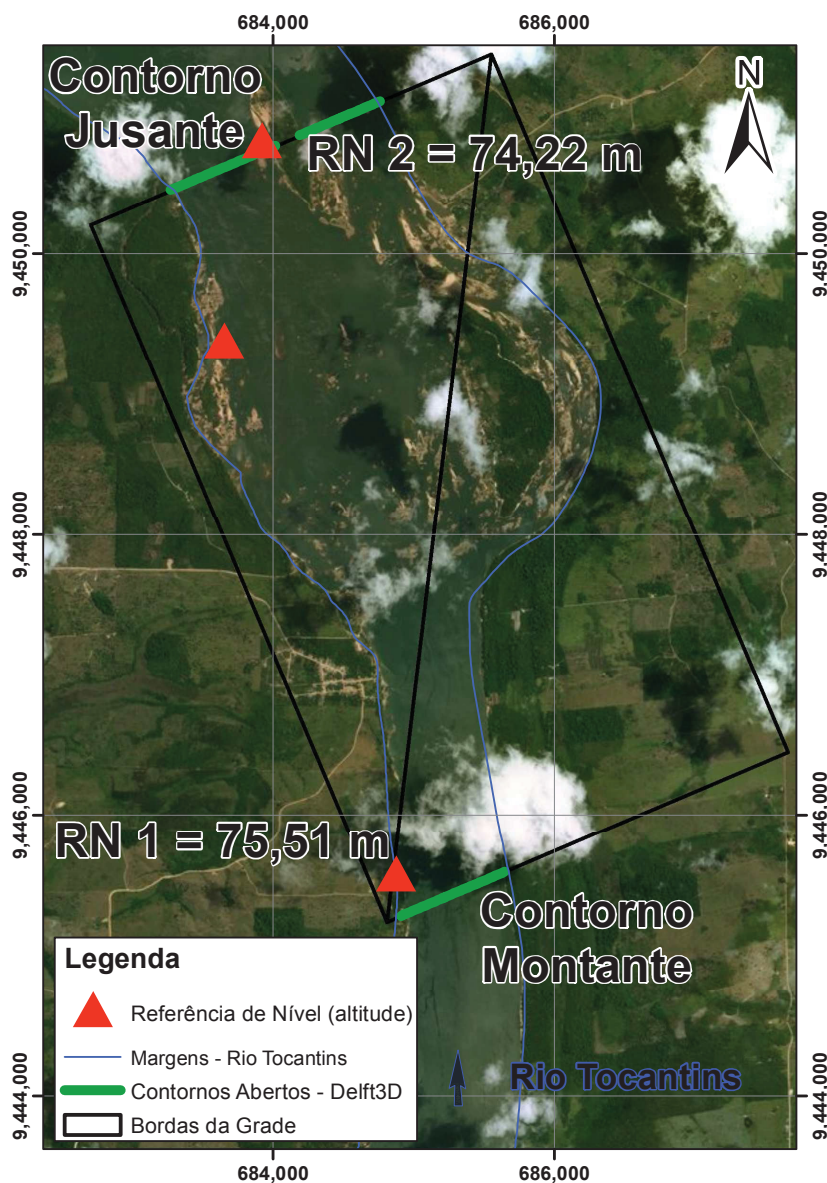


Figura AIII.3– Localização dos contornos abertos e a cota dos níveis de água medidos utilizados na modelagem.

AIII.6) Parâmetros físicos

O modelo Delft3D permite a indicação de alguns parâmetros físicos como a rugosidade e viscosidade cinemática turbulenta. Os dois parâmetros podem ser utilizados na calibração do modelo. Entre as opções de rugosidade, o modelo permite escolher valores para as formulações de rugosidades de Chézy ou de Manning, sendo adotado neste estudo valores do coeficiente de rugosidade de Manning.

Para o modelo na região do Pedral do Lourenço foram elaborados 2 cenários, sendo que o primeiro, chamado de PedralA, utilizou somente a rugosidade como parâmetro de calibração, atribuindo ao parâmetro as variações de nível de água e velocidade devido ao escoamento turbulento. Foi utilizado um único valor do coeficiente de Manning para toda a região de estudo.

O segundo cenário, PedralB, utilizou 2 parâmetros de calibração, sendo a distribuição espacial da viscosidade cinemática turbulenta calculada com os dados de campo como primeiro parâmetro. Posteriormente, foram testados diferentes valores do coeficiente de Manning até o nível de água na condição atingisse o nível medido em campo.

Os valores utilizados e os resultados da calibração de cada cenário são apresentados no subcapítulo 5.3.

ANEXO IV - INTERPOLAÇÃO ESPACIAL DOS RESULTADOS OBTIDOS PELAS MEDIÇÕES DE ADP

Conforme descrito no subcapítulo 3.1.4, foram realizadas uma série de seções transversais, com um perfilador acústico de corrente por efeito Doppler (ADP), ao longo da região do Pedral do Lourenço. O espaçamento médio entre as seções transversais foi de 200 m (direção longitudinal). Aplicando a metodologia descrita no Capítulo 4, calculou-se a tensão tangencial turbulenta e a viscosidade cinemática turbulenta ao longo de cada seção transversal. Com o intuito de caracterizar o escoamento na região do Pedral do Lourenço, realizou-se uma interpolação espacial com os dados de todas as seções transversais.

A interpolação espacial teve como base a mesma grade elaborada para o modelo numérico hidrodinâmico (subcapítulo AIII.1), com células retangulares de 10x30 m. Considerando os padrões anisotrópicos intrínsecos dos sistemas fluviais, a grade segue a direção do escoamento longitudinal do estiramento (337° em relação ao Norte). No entanto, o cânion apresenta uma parte meandrada, com variações de curvatura e que não segue a direção da grade. Apresentando muito mais profundidade que o resto da seção (fora do cânion), o escoamento na parte meandrada é forçado a mudar de direção, transformando o ângulo longitudinal de acordo com o talvegue do cânion. Esta característica dificulta a interpolação, principalmente, utilizando uma única grade para toda a região do Pedral do Lourenço e sem uma alta densidade de pontos.

Uma situação semelhante ocorre na análise espacial em rios sinuosos, onde a rede espacial não segue a direção do escoamento longitudinal. Para uma interpolação adequada das características longitudinais do canal principal do rio, Merwade et al (2005) sugeriram uma transformação de coordenadas, adaptando uma grade regular com um sistema de coordenadas típico (E, N) para um que acompanhasse o canal principal do rio. A transformação consiste em atribuir a cada ponto uma coordenada (s, d), onde s é a distância de uma seção transversal para um começo arbitrário contado através do caminho central do rio ou talvegue, e d sendo a distância de um ponto para o cruzamento do caminho central com a seção transversal que pertence. A Figura AIV.1 ilustra a transformação proposta.

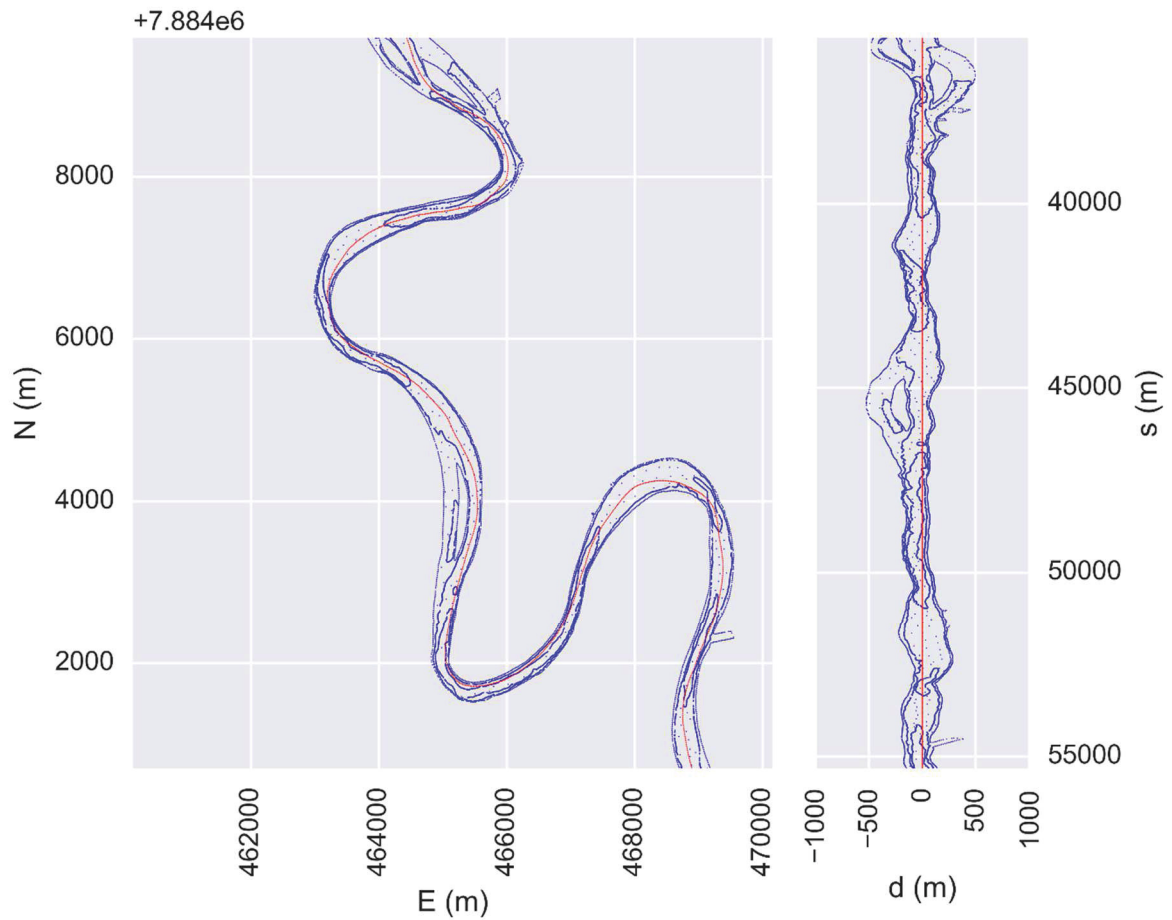


Figura AIV.1 – Exemplo da transformação da grade com coordenadas (E,N) para coordenadas (s,d), em função do caminho central do rio (linha guia vermelha).

Fonte: Guarneri (2017).

A transformação de coordenadas pode ser aplicada para as medições com ADP por meio do plugin AnyForm QGIS (Guarneri, 2017a). O conceito básico do algoritmo usa o método descrito por Guarneri (2017b), sendo apresentado pela Equação AIV.1 e pela Figura AIV.2.

$$[s, d] = [S_b + (|\overline{PB}| \cos(\alpha)), \Psi(|\overline{PB}| \sin(\alpha))] \quad \text{AIV.1}$$

Onde: α = ângulo entre $(|\overline{PB}|)$ e $(|\overline{CB}|)$ [°];

$|\overline{PB}|$ = reta do ponto P até o ponto B [L];

S_b = distância longitudinal do ponto B até um início arbitrado [L];

P = ponto medido com coordenadas (E_p, N_p) ;

B = ponto de montante do caminho selecionado com coordenadas (E_b, N_b) ;

C = ponto de jusante do caminho selecionado com coordenadas (E_c, N_c) ;

$$\Psi = \frac{\begin{vmatrix} |\overline{CB}_x| & |\overline{CB}_y| \\ |\overline{PB}_x| & |\overline{PB}_y| \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} |\overline{CB}_x| & |\overline{CB}_y| \\ |\overline{PB}_x| & |\overline{PB}_y| \end{vmatrix}} , \text{ parâmetro que determina se o ponto medido está a direita ou esquerda}$$

do caminho selecionado.

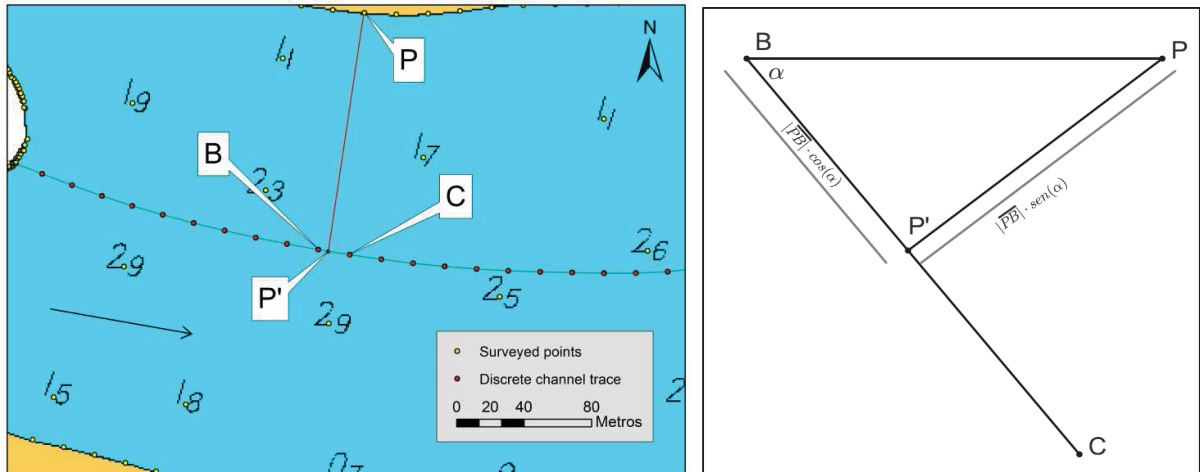


Figura AIV.2 – Definição dos pontos para transformação, sendo B e C pontos do caminho selecionado, P um ponto da medição e P' a projeção do ponto P no caminho.
Fonte: Guarneri (2017).

Devido a curva existente no traçado do cânion, a interpolação espacial do estudo foi dividido em duas etapas. Primeiramente, utilizando o método da transformação de coordenadas (s, d) na grade, foram interpolados os pontos medidos dentro do cânion (batimetria inferior a cota 63 m). O caminho selecionado para transformação foi o talvegue do cânion e o método de interpolação foi a krigagem. A Figura AIV.3 exemplifica o cálculo realizado, utilizando como variável a batimetria medida pelo ADP.

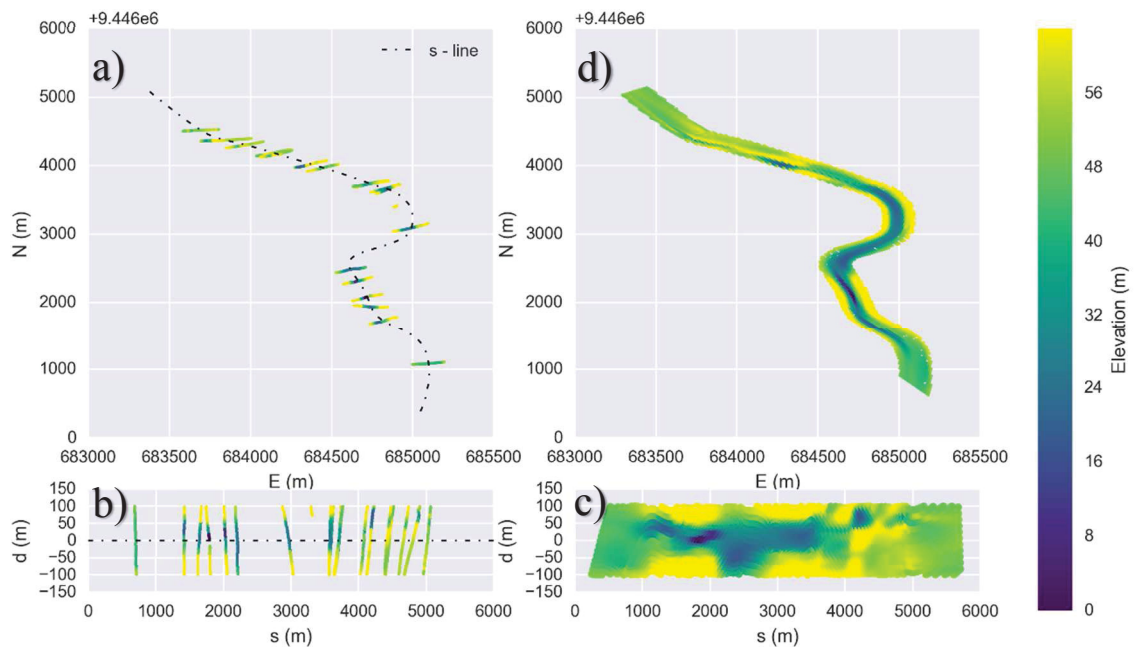


Figura AIV.3 – a) Seleção dos pontos de medidos de cada seção transversal e do caminho (talvegue) para interpolação; b) Transformação para coordenadas (s,d); c) Interpolação dos dados (krigagem); d) Dados interpolados vistos com coordenadas (E, N).

Na segunda etapa da interpolação espacial, foi utilizada a grade com coordenadas (E, N) e o restante dos pontos medidos em campo. Assim como na primeira etapa, o método de interpolação adotado foi a krigagem, tendo como ângulo de anisotropia a direção longitudinal da grade (337° em relação ao norte) e um ângulo de abertura de 20° . A Figura AIV.4 exemplifica a segunda etapa da interpolação espacial, utilizando como variável a batimetria medida pelo ADP. O mesmo procedimento de interpolação foi realizado para as demais variáveis do estudo.

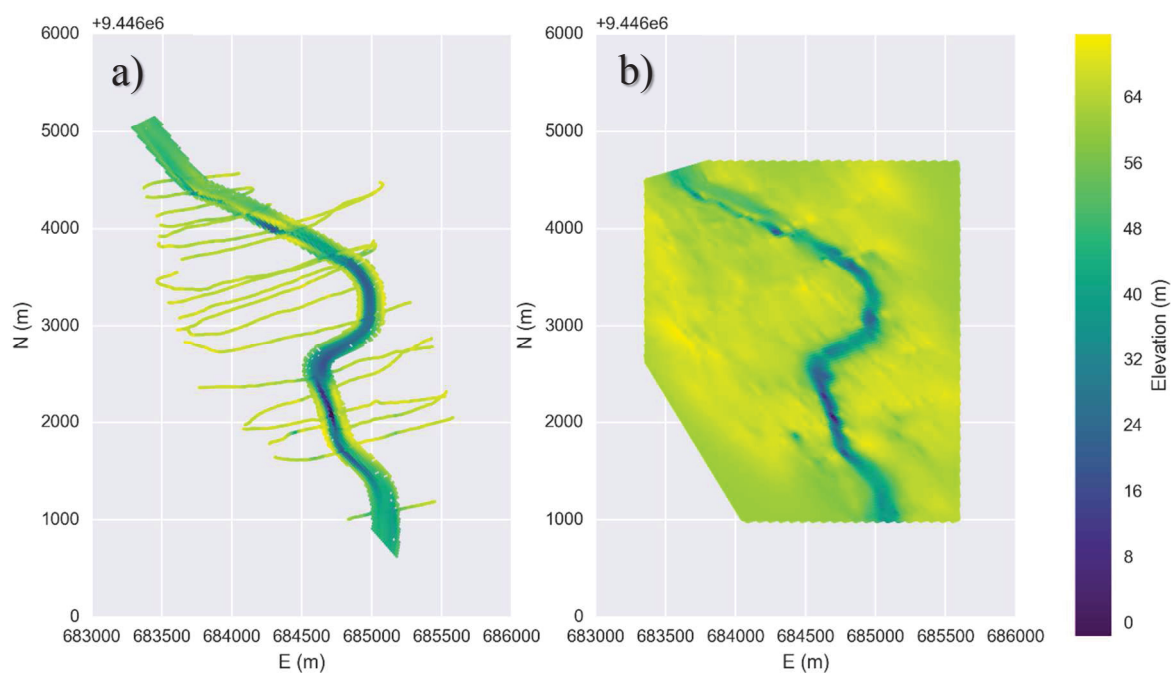


Figura AIV.4 – a) Resultados dos dados interpolados na primeira etapa da interpolação espacial e os demais pontos medidos com o ADP (variável batimetria); b) Resultado da interpolação de todos os dados (krigagem).
Fonte: Tomas et al (2018).