

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL

INSTITUTO DE PESQUISAS HIDRÁULICAS

**PARAMETRIZAÇÃO DE ENSAIOS DE
SIMULAÇÃO FÍSICA DE CORRENTES DE
DENSIDADE**

EDUARDO PUHL

Dissertação submetida ao Programa de Pós-Graduação em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental da Universidade Federal do Rio Grande do Sul como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Engenharia

Orientação: Prof^ª. Ana Luiza de Oliveira Borges

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Edith Beatriz Camaño Schettini

Prof. Dr. Luiz Augusto Endres

Geol. Dr. Antônio Cosme Del Rey

IPH/UFRGS

IPH/UFRGS

PETROBRÁS

Porto Alegre, novembro de 2007

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL

INSTITUTO DE PESQUISAS HIDRÁULICAS

PARAMETRIZAÇÃO DE ENSAIOS DE
SIMULAÇÃO FÍSICA DE CORRENTES DE
DENSIDADE

EDUARDO PUHL

Orientação: Prof^a. Ana Luiza de Oliveira Borges

Colaboração: Prof. Rogério Dornelles Maestri

Porto Alegre, novembro de 2007

APRESENTAÇÃO

Este trabalho foi desenvolvido no Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental, do Instituto de Pesquisas Hidráulicas da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, sob orientação da Professora Ana Luiza de Oliveira Borges. Inserindo-se na linha de pesquisa de Estudo e Modelagem dos Processos Hídricos, os experimentos foram realizados junto ao setor de Hidráulica Aplicada (Pavilhão Fluvial) em instalações destinadas ao uso do Núcleo de Estudos em Correntes de Densidade (NECOD).

Assim como este trabalho, eu também faço parte de um sonho, o qual vem do coração de Deus e deseja ardentemente penetrar cada coração universitário, cada professor, cada funcionário, cada profissional. O sonho de que, em cada sala, escritório, laboratório ou prédio, a luz que guia as mentes seja a luz da vida, o Espírito Santo de Deus que revela a boa-nova de Jesus Cristo, para que assim a realidade vivida penosamente no Brasil e no mundo possa ser transformada pelo amor.

Ao finalizar este trabalho, a maior alegria e tesouro que conquistei foi ter a certeza de que hoje é maior a minha fé e esperança na ação de Deus em minha vida, pois vejo claramente que desde minha concepção Ele me conduziu através de inúmeras pessoas, as quais mencionadas a seguir ou não, quero registrar minha mais profunda gratidão e reconhecimento.

À professora Ana Luiza, que, por sua invejável doação ao ensino, me permitiu considerá-la mais do que orientadora, minha colega, minha amiga, sei que sem sua pessoa este trabalho não seria possível. Obrigado pela confiança em mim depositada e por ser sinal de Deus na minha vida.

Ao professor Maestri, pelo seu incentivo e ajuda essenciais para que este trabalho fosse concluído e pelo empenho e dedicação para que permaneça vivo o conceito de universidade.

Ao professor Brito, pelo estímulo e, principalmente, pela sua humildade transparente nas relações pessoais.

Devo muito ao esforço e dedicação de todos os autores que realizaram os experimentos que foram aqui utilizados e, principalmente, pela disponibilidade em ceder os dados brutos, sem os quais nada disso seria possível.

Aos meus colegas de laboratório: Manica, Richard, Eva, Amauri, Raul, Carol, Pedro, Rafael MG, Rafael Caetano, Júlio, Éder, Christian, Tyson, Sérgio, Robô, além dos ex-colegas, ainda amigos, porém distantes: Mabilha, Sarot, Daniel, Alexandre.

À empresa PETRÓLEO BRASILEIRO S.A. e, em especial, ao geólogo Adriano Viana pelo seu esforço e incentivo à pesquisa brasileira de qualidade, possibilitando sua projeção internacional.

A meus pais, José Luiz e Ivanira, que não hesitaram nunca em dar sua vida pela de seus filhos e, por isso, são as melhores referências do amor de Deus na minha vida. Também a meu irmão, Mauro, e minha irmã, Patrícia, que, através da longa convivência, ajudaram a formar meu caráter. Aos meus familiares que também ajudaram de alguma maneira em formar a minha pessoa.

À Liege, presente de Deus para mim, agradeço por fazer de cada dia uma nova oportunidade de amar mais intensamente, e também pela sua dedicação, paciência e desejo de compreender a minha pessoa por completo, sejam minhas qualidades, meus defeitos ou este trabalho incompreensível a ela. Não posso deixar de agradecer aos outros “presentes anexos”, seus pais e família, pela acolhida e caridade.

Aos meus colegas de mestrado, os quais me acompanharam na época em que mais estudei na vida até o presente momento: Ferdnando, Othon, Lidiane, Bike, Christopher, Regina.

Aos meus irmãos e irmãs, sonhadores por um mundo melhor, do Ministério Universidades Renovadas da Renovação Carismática Católica (<http://universidadesrenovadas.com>), dos quais destaco: a minha melhor amiga, Daiane, o Rodrigo, a Tácia, a Renata, a Maria Francisca, o Kauê, a Lilia, a Francine, o Ale, o Táric, a Kely. Também os irmãos e irmãs do Grupo de Oração Universitário do Bom Fim.

Que Deus abençoe a todos!

RESUMO

Este estudo propõe-se a analisar um conjunto de dados de simulações físicas de correntes de turbidez, a fim de parametrizá-los, identificando similaridades e tendências. Estes experimentos foram realizados pelo Núcleo de Estudos de Correntes de Densidade (NECOD), num total de 122 ensaios simulados em três modelos físicos semelhantes: dois canais unidirecionais com comprimento de 3,0 e 7,0 m, e outro tanque formado por um canal que deságua em uma cuba, com comprimento total de 13,85 m. O banco de dados foi composto pelas características hidrodinâmicas de entrada e de saída, utilizando dados médios, tanto na vertical, quanto na horizontal.

Para que os objetivos fossem alcançados, utilizaram-se diferentes ferramentas a fim de realizar a consolidação dos dados: análise dimensional, normalização das equações e regressão múltipla de lei de potência nominal. Além disso, para comprovar a extrapolação das leis de semelhança obtidas pela aplicação da análise dimensional, uniram-se à base de dados 54 ensaios provindos de três estudos anteriores (Michon *et al.*, 1955; Garcia, 1985; Altinakar, 1988).

A partir das tendências apresentadas pelas relações entre os conjuntos adimensionais obtidos pela análise dimensional, pôde-se concluir que: a dinâmica da região da cabeça da corrente é menos suscetível às mudanças de condições experimentais, portanto, apresenta maior similaridade do que o corpo; e o regime transitório da vazão injetada nos experimentos iniciados por pulso não pode ser aproximado pelo regime permanente daqueles iniciados por fluxo contínuo. Encontraram-se evidências que apontam que os índices de turbulência são maiores com correntes compostas por sedimentos que apresentam menor velocidade de queda, as quais também apresentam maiores valores de velocidade de propagação. Os conjuntos adimensionais que melhor caracterizam as correntes de turbidez são o número de Reynolds e o número de Froude.

Alguns resultados também foram confirmados pela extrapolação das tendências aos trabalhos anteriores, tal como uma tendência polinomial com pequena dispersão obtida pela relação entre os parâmetros mais importantes da dinâmica da corrente: a fração volumétrica de sedimento (ϕ) e o diâmetro do sedimento (d_m). Além disso, ficou evidente a atenuação dos efeitos turbulentos do escoamento em modelos com pequena largura; e que a relação entre as forças de inércia e de empuxo pode ser utilizada para avaliar a permanência da homogeneidade do fluxo (distribuição da concentração) ao longo do canal.

Pela aplicação da normalização das equações governantes pode-se afirmar que ao definir os parâmetros dinâmicos através da adoção de valores médios ficou impossibilitada a

avaliação dos coeficientes empíricos e, conseqüentemente, não permitiu sua satisfatória aplicação.

Através do uso de regressão não-linear múltipla, foram obtidas leis que correlacionaram variáveis dependentes (velocidade, espessuras características) com parâmetros de entrada (características do sedimento, da mistura e da injeção). A partir dos resultados ficou evidente que as variáveis mais sensíveis na definição destas leis são: a vazão, a concentração volumétrica e as propriedades físicas da misturas (massa específica, ou viscosidade).

ABSTRACT

This work aims to associate the data of turbidity currents laboratory experiments in order to identify possible trends and convergence points between them. These experiments were carried out in three distinct scales of simulation and diverse setups (e.g. flow type and mechanism of ignition). The database was processed and correlated using dimensional analysis, normalization of the governing equations and multiple regression models of monomial power law.

At total, its were examined the data of 122 experiments, in terms of dynamic vertical and horizontal mean values, which were simulated in three different physical models: a confined small tank with 3.0 m long x 0.12 m wide and 0.2 m deep; a confined tank with 7.0 m x 0.4 m x 1.0 m; and a unconfined three-dimensional large tank with more than 13.0 m long. Beyond that, its were incorporated 54 experiments from three previous studies found in bibliography (Michon *et al.*, 1995; Garcia, 1985; Altinakar, 1988) to validate dimensional analysis similarity laws.

By the analysis of the trends obtained by relations with the non-dimensional groups, it was verified that the dynamics of the current head is less susceptible to changes in the experimental conditions, presenting more similarity than the current body. It was also found evidences that the flow rate generated in lock-box experiments can not be approximated by steady state behavior of flow rate injected in continuous flow experiments. Yet, it was noticed that currents composed by sediments with lower fall velocity show higher turbulent energy and flow velocity values. Moreover, the non-dimensional groups that better describe the dynamic of the turbidity currents were the Reynolds and densimetric Froude numbers.

By comparison with previous studies it was possible confirm earlier trends obtained, for instance: a well fitted polynomial trend from the relation between the most significant dynamic parameters of the head of the turbidity current, the volumetric fraction (ϕ) and grain size (d_m); it was also noticed that narrow tanks inhibits turbulent effects of the flow; and that the homogeneity of the flow (concentration distribution) along the length of the tank can be measured by the ratio between the inertial and buoyant forces.

By the application of the normalization of the governing equations could be affirmed that the use of mean values to define the dynamics parameters not allowed the correct definition of coefficients and, consequently, its implementation.

The multiple regressions models were employed to correlate the head velocity of flow and their geometrics properties (dependent parameters) with flow rate, sediment and mixture properties (independent parameters) in order to indicate what parameters are more significant.

Based on that, the results demonstrate that dependent parameters are more susceptible to flow rate, volumetric concentration and viscosity of the mixture parameters.

SUMÁRIO

APRESENTAÇÃO	III
RESUMO	V
ABSTRACT	VII
SUMÁRIO	IX
LISTA DE FIGURAS	XI
LISTA DE TABELAS	XIV
LISTA DE SÍMBOLOS	XV
1. INTRODUÇÃO	1
2. JUSTIFICATIVA	4
3. OBJETIVOS	6
3.1. OBJETIVO PRINCIPAL	6
3.2. OBJETIVOS SECUNDÁRIOS	6
4. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	7
4.1. CARACTERÍSTICAS DO FLUXO DAS CORRENTES DE TURBIDEZ	7
4.1.1. GENERALIDADES	7
4.1.2. GEOMETRIA DA CORRENTE	8
4.1.3. DINÂMICA DA CORRENTE	9
4.2. ESTUDO DAS CORRENTES DE TURBIDEZ	11
4.2.1. OBSERVAÇÃO DE REGISTROS DEPOSICIONAIS	12
4.2.2. MODELAGEM MATEMÁTICA	13
4.2.3. MODELAGEM FÍSICA	18
4.2.3.1. Análise dimensional	19
4.2.3.2. Normalização das equações governantes	21
5. METODOLOGIA	27
5.1. COLETA DOS DADOS	27
5.1.1. TANQUES DE SIMULAÇÃO EMPREGADOS	27
5.1.2. VELOCIDADE DE QUEDA	29
5.1.3. MASSA ESPECÍFICA DA MISTURA	30
5.1.4. COEFICIENTE DE VISCOSIDADE APARENTE DA MISTURA	30
5.1.5. VAZÃO INJETADA	31
5.1.6. VARIÁVEIS DE FLUXO COLETADAS	33
5.2. USO DAS FERRAMENTAS PARA ANÁLISE DOS DADOS	34
5.2.1. ANÁLISE DIMENSIONAL	34
5.2.2. NORMALIZAÇÃO DAS EQUAÇÕES GOVERNANTES	35
5.2.3. REGRESSÃO NÃO-LINEAR MÚLTIPLA	35
5.3. PARAMETRIZAÇÃO DOS RESULTADOS	36
6. RESULTADOS E DISCUSSÕES	37
6.1. DADOS COLETADOS	37
6.2. USO DA ANÁLISE DIMENSIONAL	39

	x
6.2.1. APLICAÇÃO DO TEOREMA DOS PI (II)	39
6.2.2. CONCEPÇÃO DOS GRUPOS ADIMENSIONAIS PI (II)	41
6.2.3. RELAÇÃO DIRETA ENTRE GRUPOS PI (II)	42
6.2.3.1. Aplicação aos dados coletados	43
6.2.3.2. Discussões parciais	57
6.2.4. OPERAÇÃO ALGÉBRICA ENTRE GRUPOS PI (II)	60
6.2.4.1. Aplicação aos dados coletados	60
6.2.4.2. Discussões parciais	64
6.3. USO DA NORMALIZAÇÃO DAS EQUAÇÕES GOVERNANTES	66
6.3.1. APLICAÇÃO AOS DADOS COLETADOS	67
6.3.2. DISCUSSÕES PARCIAIS	70
6.4. USO DE REGRESSÃO NÃO-LINEAR MÚLTIPLA	70
6.4.1. PRIMEIRA ETAPA: UMA VARIÁVEL DE ENTRADA	71
6.4.2. SEGUNDA ETAPA: DUAS VARIÁVEIS DE ENTRADA	72
6.4.3. TERCEIRA ETAPA: TRÊS VARIÁVEIS DE ENTRADA	74
6.4.4. COMPARAÇÃO ENTRE OS MODELOS DE REGRESSÃO E OS VALORES MEDIDOS:	76
6.4.5. APLICAÇÃO DAS LEIS OBTIDAS PARA PREVISÃO DE PARÂMETROS	82
6.4.6. DISCUSSÕES PARCIAIS	84
6.5. COMENTÁRIOS E DISCUSSÕES	84
6.6. COMPARAÇÃO COM ESTUDOS ANTERIORES	85
6.6.1. APLICAÇÃO AOS DADOS COLETADOS	85
6.6.2. DISCUSSÕES PARCIAIS	90
<u>7. CONCLUSÕES</u>	<u>92</u>
7.1. QUANTO À BASE DE DADOS ADOTADA	92
7.2. QUANTO AOS ESCOAMENTOS ANALISADOS	93
7.3. QUANTO AOS PARÂMETROS ADIMENSIONAIS OBTIDOS	94
7.4. QUANTO À NORMALIZAÇÃO DAS EQUAÇÕES GOVERNANTES	94
7.5. QUANTO ÀS LEIS DE REGRESSÃO NÃO-LINEAR MÚLTIPLA	95
7.6. QUANTO À COMPARAÇÃO COM ESTUDOS ANTERIORES	95
<u>8. RECOMENDAÇÕES</u>	<u>96</u>
<u>9. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS</u>	<u>98</u>
<u>APÊNDICES</u>	<u>105</u>

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 – Diagrama Esquemático da formação de uma tempestade (Simpson, 1997 - adaptada).....	1
Figura 4.1 – Registro fotográfico de uma corrente de turbidez simulada fisicamente, explicitando as diferentes regiões do fluxo (cabeça e corpo) e também o nariz. O sentido do fluxo é da esquerda para a direita. (fonte: NECOD)	8
Figura 4.2 – Representação esquemática dos dois principais tipos de perturbações originados na cabeça das correntes de turbidez: (A) vórtices de Kelvin-Helmholtz e (B) complexo de lobos e rachas (Simpson, 1997 – adaptada).....	9
Figura 4.3 – Comparação entre as velocidades de propagação das correntes de densidade, diferenciadas pelo material de composição da mistura: sal e carvão. Os dois fluxos possuem a mesma massa específica de mistura inicial igual a 1010 kg/m ³ (Dücker et al., 2002 - adaptada).....	10
Figura 4.4 – Registro de uma simulação física de correntes de turbidez, a partir de um ultrassom com efeito Doppler, mostrando a bipartição do fluxo. O sentido do fluxo é da esquerda para a direita (fonte: NECOD).....	11
Figura 4.5 – Diagrama esquemático da seqüência de Bouma (1962) e os conceitos incorporados posteriormente (McLane, 1995 – adaptada).....	13
Figura 4.6 – Representação esquemática dos parâmetros de uma corrente de densidade - fig. 7.1 (Graf & Altinakar, 1998) modificada.....	14
Figura 5.1 Canal Unidirecional de Pequeno Porte (CUPP) – fonte: NECOD.....	28
Figura 5.2 Canal Unidirecional de Médio Porte (CUMP) – fonte: NECOD.....	28
Figura 5.3 Canal Tridimensional de Geometria Simplificada (CTGS) – fonte: NECOD.....	29
Figura 5.4 Relação entre coeficiente de viscosidade dinâmica relativa da mistura (μ_m/μ_a) e a concentração volumétrica de sedimento da mistura (C_v) obtida pelo uso de três leis de cálculo.	32
Figura 5.5 Dispersão e curva de ajuste para os valores de vazão no modelo CUPP.....	33
Figura 6.1 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais $\Pi_3 \times \Pi_8$	43
Figura 6.2 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais $\Pi_3 \times \Pi_{18}$	44
Figura 6.3 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais $\Pi_4 \times \Pi_1$	45
Figura 6.4 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais $\Pi_4 \times \Pi_8$	45
Figura 6.5 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais $\Pi_4 \times \Pi_{16}$	46
Figura 6.6 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais $\Pi_4 \times \Pi_{18}$	47
Figura 6.7 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais $\Pi_4 \times (1/\Pi_{18})$	47
Figura 6.8 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais $\Pi_4 \times \Pi_{15}$	48
Figura 6.9 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais $\Pi_5 \times \Pi_2$	49
Figura 6.10 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais $\Pi_5 \times \Pi_8$	49
Figura 6.11 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais $\Pi_5 \times \Pi_{18}$	50
Figura 6.12 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais $\Pi_6 \times \Pi_{19}$	51
Figura 6.13 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais $\Pi_6 \times \Pi_{18}$	51

Figura 6.14 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais $\Pi_6 \times \Pi_9$	52
Figura 6.15 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais $\Pi_7 \times \Pi_{20}$	53
Figura 6.16 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais $\Pi_7 \times \Pi_{18}$	53
Figura 6.17 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais $\Pi_{21} \times \Pi_{19}$	54
Figura 6.18 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais $\Pi_{21} \times \Pi_{18}$	55
Figura 6.19 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais $\Pi_{21} \times \Pi_9$	56
Figura 6.20 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais $\Pi_{22} \times \Pi_{20}$	57
Figura 6.21 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais $\Pi_{22} \times \Pi_{18}$	57
Figura 6.22 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais $\Pi_3 \times \Pi_{27}$	61
Figura 6.23 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais $\Pi_3 \times \Pi_{27}$, classificada pela concentração volumétrica da mistura (C_v), dada por $C_v=[(\rho_m-\rho)/(\rho_s-\rho)]\times 100$ [%].	62
Figura 6.24 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais $\Pi_3 \times \Pi_{33}$, classificada segundo a concentração volumétrica da mistura (C_v), dada por $C_v=[(\rho_m-\rho_a)/(\rho_s-$ $\rho_a)]\times 100$ [%].	62
Figura 6.25 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais $\Pi_4 \times \Pi_{31}$	63
Figura 6.26 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais $\Pi_4 \times \Pi_{30}$	64
Figura 6.27 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais $\Pi_{21} \times \Pi_{25}$	64
Figura 6.28 Dispersão resultante da relação entre os a velocidade (U) medida e a calculada a partir de regressão não-linear múltipla – modelo com duas variáveis.	76
Figura 6.29 Dispersão resultante da relação entre os a velocidade (U) medida e a calculada a partir de regressão não-linear múltipla – modelo com três variáveis.	77
Figura 6.30 Dispersão resultante da relação entre os a espessura da cabeça ($h_{cabeça}$) medida e a calculada a partir de regressão não-linear múltipla – modelo com duas variáveis.	77
Figura 6.31 Dispersão resultante da relação entre os a espessura da cabeça ($h_{cabeça}$) medida e a calculada a partir de regressão não-linear múltipla – modelo com três variáveis.	78
Figura 6.32 Dispersão resultante da relação entre os a espessura da cabeça ($h_{cabeça}$) medida e a calculada a partir de regressão não-linear múltipla – modelo com três variáveis.	79
Figura 6.33 Dispersão resultante da relação entre os a espessura da cabeça ($h_{cabeça}$) medida e a calculada a partir de regressão não-linear múltipla – modelo com três variáveis.	79
Figura 6.34 Dispersão resultante da relação entre os a espessura do corpo (h_{corpo}) medida e a calculada a partir de regressão não-linear múltipla – modelo com duas variáveis.	80
Figura 6.35 Dispersão resultante da relação entre os a espessura do corpo (h_{corpo}) medida e a calculada a partir de regressão não-linear múltipla – modelo com três variáveis.	81
Figura 6.36 Dispersão resultante da relação entre os a espessura do corpo (h_{corpo}) medida e a calculada a partir de regressão não-linear múltipla – modelo com três variáveis.	81
Figura 6.37 Dispersão resultante da relação entre os a espessura do corpo (h_{corpo}) medida e a calculada a partir de regressão não-linear múltipla – modelo com três variáveis.	82
Figura 6.38 Ábaco obtido por regressão não-linear múltipla relacionando a vazão média (Q), a velocidade média da corrente (U) e a concentração volumétrica de sedimento (C_v).	82

- Figura 6.39 Ábaco obtido por regressão não-linear múltipla relacionando a vazão média (Q), a espessura da cabeça da corrente ($h_{\text{cabeça}}$) e a concentração volumétrica de sedimento (C_v)..... 83
- Figura 6.40 Ábaco obtido por regressão não-linear múltipla relacionando a vazão média (Q), a espessura do corpo da corrente (h_{corpo}) e a concentração volumétrica de sedimento (C_v). 83
- Figura 6.41 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais $\Pi_3 \times \Pi_{33}$ 86
- Figura 6.42 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais $\Pi_4 \times \Pi_{30}$ 86
- Figura 6.43 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais $\Pi_4 \times \Pi_{31}$ 87
- Figura 6.44 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais $\Pi_6 \times \Pi_9$ 88
- Figura 6.45 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais $\Pi_{21} \times \Pi_9$ 88
- Figura 6.46 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais $\Pi_{21} \times \Pi_{19}$ 89
- Figura 6.47 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais $\Pi_{21} \times \Pi_{25}$ 89

LISTA DE TABELAS

Tabela 6.1 Faixa de variação das principais características obtidas dos estudos	38
Tabela 6.2 Comparação de dimensões características entre modelos físicos.....	66
Tabela 6.3 Resultados dos testes da primeira etapa da análise por regressão múltipla.....	72
Tabela 6.4 Resultados dos testes da segunda etapa da análise por regressão múltipla	73
Tabela 6.5 Resultados dos testes da terceira etapa da análise por regressão múltipla	75
Tabela 6.6 Faixa de variação das principais características obtidas dos estudos	85

LISTA DE SÍMBOLOS

- $(\overline{c'w'})$ = fluxo de Reynolds para a fase sólida [m/s];
- B = fluxo de sedimento reduzido por unidade de largura, dado por $B = g'hU = g'q$ [-];
- c_b = concentração volumétrica de sedimento na camada inferior [-];
- C_f = coeficiente de cisalhamento [-];
- c_i = valor do erro de calibração, associada às medidas sucessivas realizadas [m];
- c_s = concentração volumétrica de sedimento média local [-];
- \overline{C}_s = média vertical da concentração volumétrica de sedimento da corrente [-];
- C_v = concentração volumétrica de sedimento na mistura [%].
- d = densidade do material [-];
- d_m = diâmetro médio do sedimento [m];
- e = espessura do depósito gerado [m];
- e_0 = espessura final do depósito gerado [m];
- E_s = coeficiente de entrada de sedimento da base para o corpo [-];
- E_w = coeficiente de carreamento do fluido ambiente [-];
- \vec{e}_x = vetor unitário na direção da superfície do fundo [-];
- f_b = coeficiente de atrito de Darcy-Weisbach na camada inferior [-];
- f_i = coeficiente de atrito de Darcy-Weisbach na camada superior [-];
- g = aceleração da gravidade [m/s²];
- g' = aceleração da gravidade reduzida [m/s²], dado por $g' = g\Delta\rho/\rho_a = g(\rho_m - \rho_a)/\rho_a$;
- H = altura de fluido ambiente [m];
- h = espessura média da corrente [m];
- h^* = espessura característica da corrente [m];
- h_0 = parâmetro de referência da espessura média da corrente [m];
- $h_{cabeça}$ = espessura média da cabeça da corrente [m];
- h_{corpo} = espessura média do corpo da corrente [m];
- $(h_{cabeça})_{calculada}$ = espessura média da cabeça da corrente calculada por regressão múltipla [m];
- $(h_{cabeça})_{medida}$ = espessura média da cabeça da corrente obtida na coleta dos dados [m];
- $(h_{corpo})_{calculada}$ = espessura média do corpo da corrente calculada por regressão múltipla [m];
- $(h_{corpo})_{medida}$ = espessura média do corpo da corrente obtida na coleta dos dados [m];
- h_D = forma adimensional da espessura média da corrente [m];
- h_i = medições sucessivas da espessura da corrente à montante da cabeça, realizadas nos i pontos de marcação do canal [m];

h'_i = espessura real do corpo da corrente, subtraído o valor do erro de calibração, associado às medidas sucessivas realizadas [m];

h''_i = espessura real do corpo da corrente, subtraído o valor da interface não-definida, associada às medidas sucessivas realizadas [m];

h_n = espessura média da corrente no início do canal [m];

i = pontos de marcação do canal;

L = comprimento do canal [m];

L^* = dimensão característica do modelo [m];

l_i = espessura da interface não-definida, associada às medidas sucessivas realizadas [m];

m = número total de marcações do canal à montante da cabeça da corrente;

n = tamanho da amostra;

q = vazão linear média de entrada [m²/s], dada por $q=Q/W$;

Q = vazão média de entrada [m³/s];

R = densidade submersa do sedimento [-], dada por $R=(\rho_s-\rho_a)/\rho_a$;

r = módulo do vetor posição, dado por $r=(x^2+y^2)^{1/2}$ [m];

r_0 = parâmetro de referência do módulo do vetor posição [m];

r^2 = coeficiente de determinação [-];

r_D = forma adimensional do módulo do vetor posição [m];

S = declividade do canal [-];

t = tempo de propagação da corrente [s];

t_0 = parâmetro de referência do tempo de propagação da corrente [s];

t_D = forma adimensional do tempo de propagação da corrente [s];

u = velocidade da corrente na direção radial [m/s];

u_* = velocidade de cisalhamento [m/s].

\bar{u}' = variação da componente horizontal da velocidade da corrente [m/s];

\bar{u} = vetor da velocidade da corrente paralela à superfície do fundo [m/s];

U = velocidade média da corrente [m/s];

U^* = velocidade característica da corrente [m/s];

\bar{U} = média vertical da velocidade da corrente [m/s];

u_0 = parâmetro de referência da velocidade da corrente na direção radial [m/s];

$U_{calculada}$ = velocidade média da corrente calculada por regressão múltipla [m/s];

u_D = forma adimensional da velocidade da corrente na direção radial [m/s];

U_f = velocidade média da corrente ao final do percurso [m/s];

u_i = velocidade média da corrente local [m/s];

U_{medida} = velocidade média da corrente obtida na coleta dos dados [m/s];

V_m = volume total da mistura [m³];

w = velocidade de carregamento do fluido ambiente [m/s];

W = largura da corrente [m];

W^* = dimensão característica da corrente [m];

\bar{w}' = variação da componente vertical da velocidade da corrente [m/s];

x = distância ao longo do canal [m];

x_0 = comprimento final do depósito gerado [m];

y_0 = largura final do depósito gerado [m];

z = distância ao longo da vertical do canal [m];

α = declividade do canal [°];

ε = porosidade do depósito [-];

ε_m = difusão molecular [m²/s];

ε_t = difusão turbulenta [m²/s];

ϕ = fração volumétrica de sedimento da corrente [-];

ϕ_0 = parâmetro de referência da fração volumétrica de sedimento da corrente [-];

ϕ_D = forma adimensional da fração volumétrica de sedimento da corrente [-];

η_r = coeficiente de viscosidade dinâmica aparente relativo da mistura [-];

μ_a = viscosidade dinâmica do fluido ambiente [N.s/m²];

μ_m = coeficiente de viscosidade dinâmica aparente da mistura [Ns/m²];

ν_a = viscosidade cinemática do fluido ambiente [m²/s];

ν_m = coeficiente de viscosidade cinemática aparente da mistura [m²/s];

ρ_a = massa específica do fluido ambiente [kg/m³];

ρ_m = massa específica da mistura [kg/m³];

ρ_s = massa específica do sedimento [kg/m³];

σ = desvio-padrão do diâmetro do sedimento [m];

ω^* = frequência característica da corrente [1/s];

ω_s = velocidade de queda do sedimento [m/s].

1. INTRODUÇÃO

Os fluxos gravitacionais são escoamentos em que a presença de diferentes níveis de densidade entre fluidos ocasiona a ação diferencial de forças gravitacionais, a qual governa o movimento. Na natureza, essa diferença de densidade pode se dar de diversas formas: simplesmente por fluidos com diferentes densidades, por diferentes níveis de temperatura, pela presença de sais dissolvidos ou pela presença de sedimento em suspensão. Os ambientes típicos em que esses processos podem ser formados são grandes lagos, oceanos e na atmosfera. Um exemplo bem claro de um fluxo gravitacional (também chamado corrente de densidade) são as tempestades (fig. 1.1), formadas a partir da elevação abrupta de uma massa de ar quente e úmida, que, ao alcançar uma maior altitude, condensa e, logo, precipita. A partir da precipitação, ocorre o resfriamento do solo, formando uma massa de ar fria na parte anterior da massa de ar quente. Com a criação desta diferença de densidade entre as duas massas em contato, forma-se então uma corrente de densidade que se alastra junto ao solo (Simpson, 1997). Há vários outros exemplos de fluxos gravitacionais na natureza, como: avalanches, gases expelidos por erupções vulcânicas, sedimentação em reservatórios e dispersão de poluentes (Simpson, 1997).

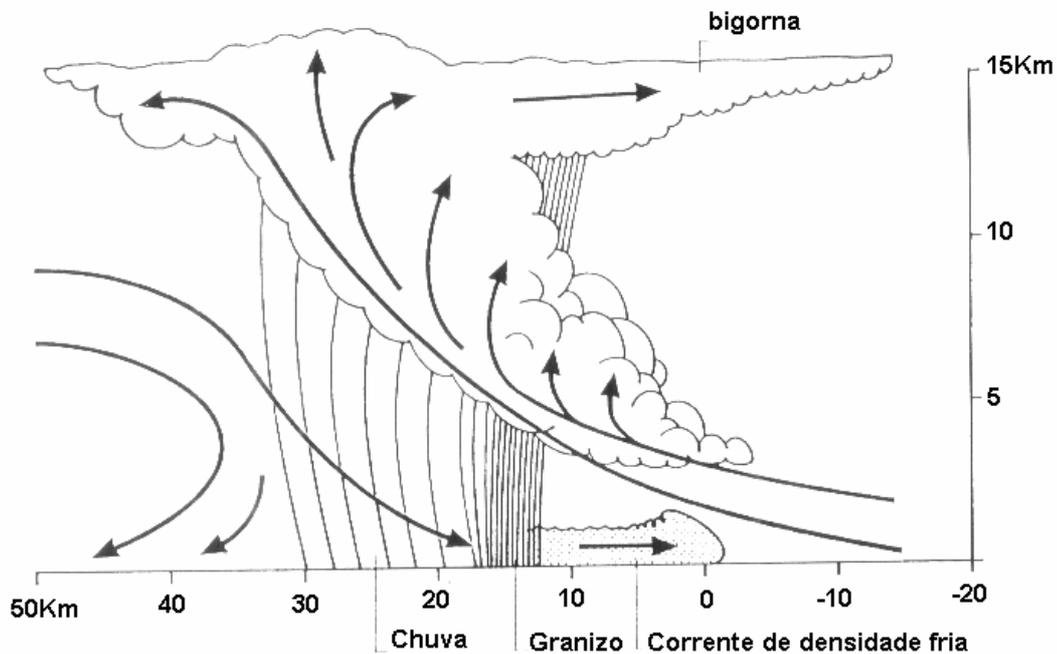


Figura 1.1 – Diagrama Esquemático da formação de uma tempestade.
(Simpson, 1997 - adaptada)

No movimento dos fluxos gravitacionais, a pequena diferença de densidade entre os dois fluidos ocasiona grandes e importantes fenômenos físicos, tais como: a incorporação do fluido ambiente pela corrente e a criação de instabilidades verticais na interface. Além disso, no caso das correntes de turbidez (aquelas que são formadas por material fino granular em suspensão),

podem ocorrer erosão e deposição do material presente no fluxo. As correntes de turbidez fluviais e marinhas, dependendo do ambiente onde se formam, se movimentam junto ao fundo dos grandes lagos e oceanos carregando consideráveis quantidades de material, podendo alcançar grandes distâncias (até dezenas de quilômetros no caso dos grandes cânions submarinos).

Este fenômeno tem grande relevância em várias situações da natureza. Por exemplo, no caso dos grandes reservatórios, a deposição junto ao pé da barragem obstrui as tomadas de água e diminui o volume útil do reservatório. Já no ambiente marinho, o fluxo pode carregar grandes quantidades de sedimento até as profundas planícies abissais e seu depósito (conhecido como turbidito) submetido a altas pressões, torna-se ambiente favorável à formação de reservatórios de hidrocarbonetos.

Pela sua grande relevância, a partir da década de 1950, as correntes de densidade foram alvo de muitos estudos realizados pela comunidade acadêmica, tendo cada estudo seu foco, seja nas correntes atmosféricas, fluviais, marinhas ou também em avalanches (Simpson, 1982; Hopfinger, 1983 *apud* Pickering; Hiscott; Hein, 1989). Nesta época, Kuenen e Migliorini (1950) revolucionaram a metodologia de estudo destes fluxos ao unirem os dados dos registros geológicos deixados por correntes de turbidez marinhas, observadas por Migliorini, com as simulações físicas realizadas por Kuenen, numa tentativa de obter dados correlacionados sobre o fluxo que gerou os depósitos deixados na natureza através da simulação destas correntes em laboratório. Desde o pioneiro trabalho de Kuenen e Migliorini, a pesquisa sobre o assunto foi muito intensa; em sua maioria, os estudos foram dirigidos por profissionais da área da geologia e engenharia, levando a grandes discussões a cerca dos modelos deposicionais, das classificações e caracterizações do fluxo propostas.

A partir do final da década de 1980, profissionais de muitas áreas foram envolvidos no seu estudo e as pesquisas dividiram-se em três principais caminhos: simulação física em laboratório, observação dos registros ancestrais de sistemas turbidíticos e modelagem matemática (Kneller & Buckee, 2000). No Brasil, foram criados, em meados do ano 1999, projetos de cooperação entre a Petrobrás e algumas Universidades Federais para subsidiar a pesquisa das correntes de turbidez, visto que, 90% dos reservatórios de petróleo brasileiros foram gerados por correntes de turbidez (D'Ávila; Paim, 2003). Um destes convênios foi feito com a Universidade Federal do Rio Grande do Sul – Instituto de Pesquisas Hidráulicas, criando assim o Núcleo de Estudos em Correntes de Densidade (NECOD) que focalizou a sua atuação na simulação física destes fluxos.

Assim, este estudo busca analisar e criticar, à luz das leis de semelhança física, os resultados dos experimentos realizados no NECOD, com diferentes escalas de simulação e

métodos de geração dos fluxos turbidíticos. Através disso, espera-se obter resultados que possam correlacionar os experimentos, com base nas leis de semelhança física, independentemente dos modelos utilizados.

2. JUSTIFICATIVA

Em termos econômicos, o estudo das correntes de turbidez marinhas é de grande relevância, uma vez que seus depósitos constituem-se nos maiores corpos sedimentares do mundo (Bouma *et al.*, 1985) e em muitos dos mais importantes reservatórios de hidrocarbonetos do mundo (Weimer & Link, 1991 *apud* Kneller & Buckee, 2000).

Em termos científicos, a dinâmica das correntes de turbidez envolve processos turbulentos que, ao mesmo tempo em que são responsáveis pela sustentação do sedimento, são também processos ainda de difícil compreensão por parte dos pesquisadores. Já os processos sedimentares existentes no fluxo são o vínculo entre a dinâmica e seus depósitos, principais alvos do estudo das correntes de turbidez. Deste modo, Kneller & Buckee (2000) afirmam a necessidade de correlação entre os dados dos depósitos reais com os resultados de observação de fluxos simulados ou reais: ‘A predição da erosão causada por correntes de turbidez, assim como a distribuição de seus depósitos, tal como sua extensão, espessura e distribuição granulométrica, requerem um entendimento do mecanismo de transporte e deposição do sedimento, que, em contra-partida, é dependente da dinâmica do fluido das correntes’.

Por causa de sua complexidade, as correntes de turbidez geraram, e ainda geram, grandes discussões dentro da comunidade acadêmica e também na esfera das empresas de exploração de petróleo. Isso leva ao fato de que nenhuma das abordagens utilizadas nas pesquisas é exata e, portanto, seu melhor entendimento será alcançado à medida que forem obtidas soluções que abranjam os diferentes tipos de análise das correntes de turbidez. Esta interação entre as diferentes formas de abordagem pode acontecer de várias formas, por exemplo, através do estudo de fácies deposicionais e sua correlação com as fácies encontradas nas simulações físicas; ou através da aplicação de modelos analíticos aos resultados experimentais de simulação física e computacional, para a validação das considerações feitas. Pode ocorrer ainda, através da validação da metodologia empregada na simulação física e computacional, a partir da comparação dos resultados com os dados obtidos em estudo a campo.

A fim de propor leis de correlação que possam ser utilizadas para melhor entendimento deste fenômeno, através da interação entre as diversas metodologias empregadas no seu estudo, é que este trabalho propõe a parametrização dos resultados obtidos através de simulação física de correntes de densidade, ou seja, consubstanciar os dados já existentes, agrupando-os em função de suas semelhanças e diferenças, identificando seus pontos de convergência e possíveis tendências apresentadas. A análise proposta é de grande valia para o caso dos experimentos realizados no Núcleo de Estudos de Correntes de Densidade (NECOD) já que, mesmo com experimentos concebidos com a utilização das mesmas metodologias de ensaio (Manica, 2002; Ávila, 2003), as simulações foram realizadas em diferentes escalas de

simulação, além de possuir uma grande variabilidade de parâmetros de entrada e, conseqüentemente, de seus resultados, pois são oriundas de diferentes estudos, propostos a partir de distintos objetivos. Outro fruto desta análise será auxiliar na validação das metodologias experimentais empregadas nas diferentes escalas de simulação.

3. OBJETIVOS

3.1. OBJETIVO PRINCIPAL

O objetivo deste trabalho é parametrizar os resultados dos ensaios de simulações físicas de correntes de densidade, ou seja, consolidar os dados já existentes, agrupando-os dentro de suas semelhanças e diferenças, identificando seus pontos de convergência e possíveis tendências apresentadas.

3.2. OBJETIVOS SECUNDÁRIOS

Além do objetivo principal, podemos acrescentar outros objetivos secundários:

- ▶ Identificar pontos de convergência e tendências que caracterizem os dados dos experimentos;
- ▶ Identificar situações, parâmetros e ferramentas que melhor apresentam condições de similaridade do fenômeno;
- ▶ Estabelecer “diretrizes” para a execução de novos ensaios de simulação física, visando estender e complementar as séries de dados já existentes.

4. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

4.1. CARACTERÍSTICAS DO FLUXO DAS CORRENTES DE TURBIDEZ

4.1.1. Generalidades

As correntes de turbidez e seus depósitos já foram definidos, classificados e esquematizados de várias formas por diferentes autores na literatura, e sua discussão tem se estendido até os tempos atuais. Isto se deve ao fato de que esse fluxo pertence a uma família de fluxos gravitacionais compostos por sedimento em suspensão, os chamados fluxos gravitacionais de sedimento, dos quais a primeira classificação foi proposta por Dott (1963). Mulder e Alexander (2001) supõem que, devido ao interesse destes fluxos em várias áreas, os mesmo termos utilizados em diferentes classificações foram utilizados para descrever diferentes processos ou produtos (Shanmugam, 2000 *apud* Mulder e Alexander, 2001), causando a confusão entre as classificações criadas. Ao proporem uma nova classificação desses fluxos, baseada na coesividade das partículas, na duração do fluxo, na concentração de sedimento e no mecanismo de suporte dos grãos, Mulder e Alexander (2001) definem as correntes de turbidez como sendo o fluxo em que a turbulência do fluido é o principal mecanismo de transporte dos grãos, podendo, porém, ocorrer outros mecanismos ao mesmo tempo.

Diferentes ambientes na natureza podem gerar correntes de turbidez com características muito diversas: estas podem ser desde fluxos não-permanentes, de pequena duração, até fluxos quase-permanentes, de longa duração; fluxos de centenas de metros de espessura carregando quilômetros cúbicos de material (Mutti *et al.*, 1984) ou fluxos diluídos, de pequena espessura. A concentração de sedimentos destes fluxos pode variar, desde 40% em peso (Pierson & Costa, 1987; Smith, 1986) até poucas partes por mil de sedimento, como por exemplo, as concentrações registradas durante o monitoramento de fjords (Phillips & Smith, 1992).

Os depósitos gerados por correntes de turbidez marinhas apresentam claras conexões com sistemas fluviais, sua ignição está geralmente associada à remobilização do sedimento depositado na planície continental ou na entrada dos cânions submarinos (Kolla e Perlmutter, 1993 *apud* Kneller e Buckee, 2000). Porém, os fluxos também podem ser gerados por uma alta carga de sedimento no sistema fluvial (Kneller e Buckee, 2000). Alguns trabalhos (Shepard *et al.*, 1979; Dengler *et al.*, 1984; Reynolds, 1987 *apud* Middleton, 1993) tentaram monitorar canais submarinos, mas a maioria gerou dados incompletos devido à imprevisibilidade dos grandes eventos e à destruição de equipamentos por esses fluxos. Por sua imprevisibilidade, muito do que se conhece acerca das correntes de turbidez é obtido

através de fontes indiretas. O caso da clássica corrente de turbidez gerada por um terremoto no ano de 1929, em Grand Banks, é um exemplo. Através do rompimento dos cabos submarinos ao longo dos mais de 800km de percurso, Heezen & Ewing (1952) puderam inferir que a corrente alcançou a espessura de cerca de 10-100 m e a velocidade de cerca de 1 - 10 m/s. Outro caso documentado é o dos fjords, no qual, devido à pequena concentração e à alimentação praticamente contínua, as correntes geradas não possuem tal poder catastrófico, permitindo assim o monitoramento dos fluxos (Hay *et al.*, 1982; Phillips & Smith, 1992).

4.1.2. Geometria da corrente

As correntes de turbidez podem ser caracterizadas por partes distintas na sua geometria, como: cabeça, corpo e, em alguns casos, também pode ser distinguida a cauda e o nariz (fig. 4.1).

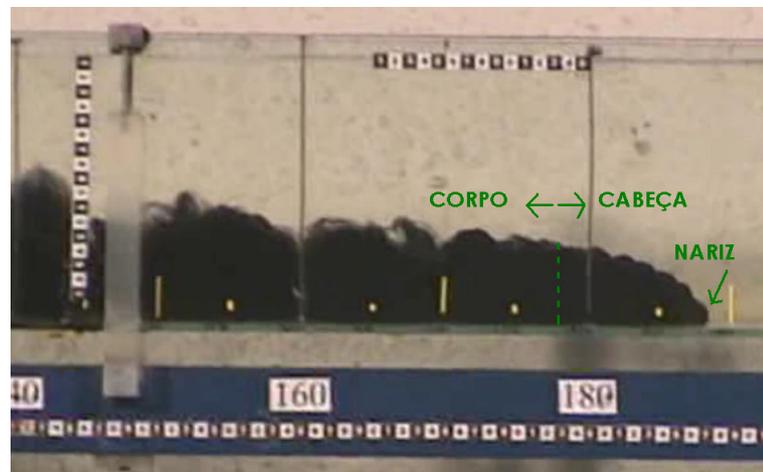


Figura 4.1 – Registro fotográfico de uma corrente de turbidez simulada fisicamente, explicitando as diferentes regiões do fluxo (cabeça e corpo) e também o nariz. O sentido do fluxo é da esquerda para a direita. (fonte: NECOD)

Na interface do movimento relativo dos dois fluidos com diferentes densidades ocorrem importantes processos de mistura entre eles, dos quais podem ser identificados dois principais: os vórtices transversais do tipo Kelvin-Helmholtz (fig. 4.2A) e um complexo de lobos e rachas (fig. 4.2B). No trabalho de Britter e Simpson (1978) os autores puderam, através da análise de imagens em câmera-lenta, obter a razão entre a amplitude e o comprimento de onda dos vórtices gerados pelos fluxos, identificando-os como do tipo Kelvin-Helmholtz. Já a resistência junto ao fundo, resultado da condição de não-deslizamento, provoca na corrente a existência de um ponto mais à frente e pouco acima da superfície inferior, chamado nariz da corrente. Nota-se, nesta região, que o fluxo sobre-passa o fluido ambiente, ocorrendo aí também a entrada do fluido ambiente dentro da corrente, o que resulta numa zona de instabilidade gravitacional tridimensional, chamada de complexo de lobos e rachas (Middleton, 1993).

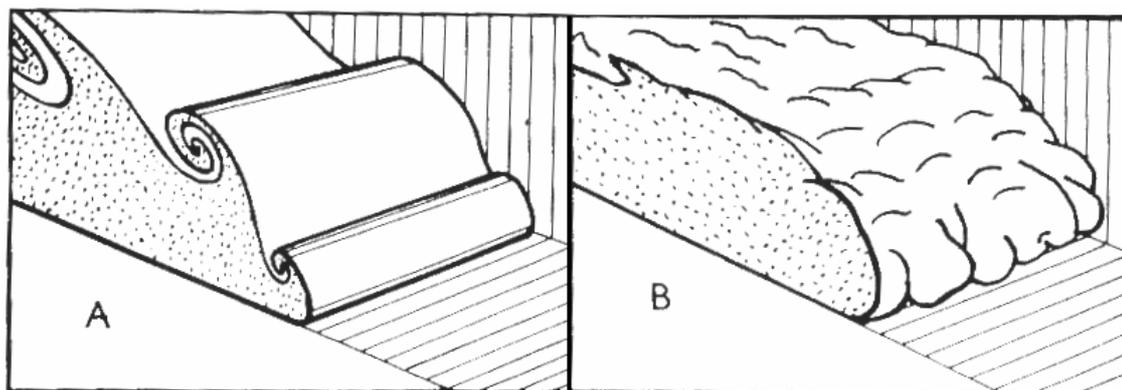


Figura 4.2 – Representação esquemática das principais perturbações originadas na cabeça das correntes de turbidez: (A) vórtices de Kelvin-Helmholtz e (B) complexo de lobos e rachas. (Simpson, 1997 – adaptada).

Puhl *et al.* (2007) atestaram, através da análise de uma série de simulações físicas de fluxos de densidade com diferentes proporções de material dissolvido e/ou sedimento em suspensão, que o perfil geométrico da cabeça é quase estável durante o percurso de uma corrente, mas há grandes variações quando comparadas correntes distintas. Comparando os parâmetros geométricos das correntes de densidade conservativas (compostas por material dissolvido) com as não-conservativas (compostas por sedimento em suspensão), Puhl *et al.* (2007) mostraram que houve uma variação na geometria da cabeça entre os dois fluxos de cerca de 60% no valor da relação entre a altura da cabeça local e sua média. Britter e Linden (1980) concluíram, após testes com grandes variações de ângulo de declividade do fundo (entre 5° até 90°), que à medida que a inclinação do fundo aumenta, o aumento das forças gravitacionais é compensado pela maior entrada de fluido ambiente na corrente devido à resistência na camada superior, o que confirma a expectativa de Middleton (1966b) em que atestou a pequena influência da inclinação do fundo na velocidade da cabeça da corrente.

4.1.3. Dinâmica da corrente

As correntes de turbidez são fenômenos extremamente complexos; são fluxos não-uniformes, não-permanentes, não-lineares. Além disso, a diferença de densidade entre os dois fluidos, a qual governa o escoamento, é não-conservativa, isto é, varia à medida que o sedimento é depositado e erodido (Allen, 1985 *apud* Kneller & Buckee, 2000). O problema básico é determinar como o sedimento em suspensão interage com o fluxo, pois isto acarreta uma mudança na estrutura da turbulência, conseqüentemente, na mistura de fluido ambiente na camada superior e também nos perfis de velocidade e de concentração da corrente.

Um reflexo desta interação é atestado quando, durante a evolução do fluxo, ocorrem oscilações na velocidade de propagação da cabeça da corrente (fig. 4.3), geradas por acelerações e desacelerações vinculadas à formação e ao desprendimento dos vórtices transversais (Fabian, 2002; Dücker *et al.*, 2002). Através da simulação de correntes salinas,

Fabian (2002) pôde obter uma relação entre o desprendimento dos vórtices com o coeficiente de arraste, em que se supõe uma diminuição do coeficiente de arraste com o desprendimento do vórtice, causada por uma menor área transversal. Por outro lado, à medida que cresce o vórtice junto à cabeça, o comportamento é inverso. A relação entre o desprendimento dos vórtices e o coeficiente de arraste pode ser expressa adimensionalmente através do número de Strouhal, dado por $S_t = \omega^* W^* / U^*$, onde ω^* é uma frequência característica da corrente, W^* e U^* são, respectivamente, uma dimensão e uma velocidade características da corrente. O estudo verificou uma frequência semelhante entre as oscilações da velocidade e o desprendimento dos vórtices, além disso verificou que os números de Strouhal dos dois fenômenos têm a mesma ordem de grandeza daquele do desprendimento de vórtices atrás de corpos sólidos sob ação de um escoamento ($S_t = 0,3$). Apesar de se tratarem de fenômenos não completamente semelhantes, pois o fluido mais denso deforma-se ao longo do escoamento, a analogia é válida, mas não completa.

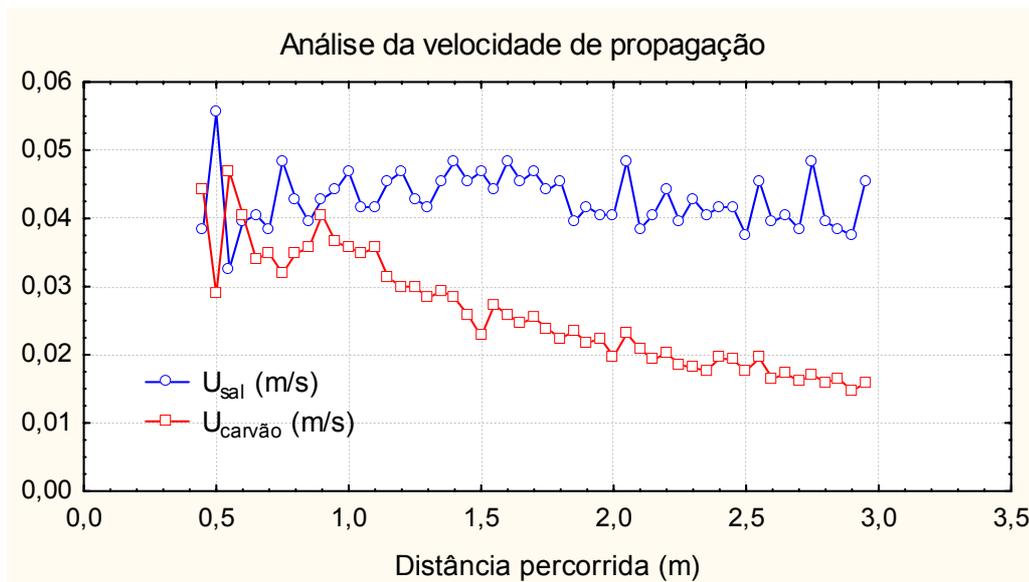


Figura 4.3 – Comparação entre as velocidades de propagação das correntes de densidade, diferenciadas pelo material de composição da mistura: sal e carvão. Os dois fluxos possuem a mesma massa específica de mistura inicial igual a 1010 kg/m^3 . (Dücker *et al.*, 2002 - adaptada).

Devido à mistura que ocorre na cabeça da corrente, a conseqüente diluição da concentração nesta região demanda a reposição deste fluido perdido pela região mais basal do corpo da corrente, que assume uma maior velocidade de avanço. Sendo assim, a velocidade do corpo é atestada por Middleton (1966b, 1993) como sendo cerca de 30-40% maior do que a velocidade da cabeça da corrente. A figura 4.4 apresenta a imagem da região do corpo de um fluxo de turbidez com o uso de um ultra-som com medição de velocidade por efeito Doppler (região retangular em destaque), na qual podem-se observar, através do contraste que indica a concentração de sedimento em suspensão, uma camada basal mais concentrada e uma

camada superior menos concentrada e com mais instabilidade. Como indica a maioria dos autores, a divisão da região do corpo pode ser feita entre uma camada basal com maior densidade e velocidade permanente, e uma camada superior resultado da mistura da camada basal com o fluido ambiente, gerando a esteira de vórtices de Kelvin-Helmholtz (Ellison & Turner, 1959). A suposição por alguns autores (McCave & Jones, 1988) de que pode haver fluxo laminar na camada inferior da região do corpo de uma corrente de turbidez é tão logo descartada à medida que, pela definição do fluxo, é necessária a turbulência para manter as partículas em suspensão. Portanto mesmo em fluxos ricos em silte, os quais apresentam um provável comportamento não-newtoniano, por serem considerados por alguns autores como fluxos não-turbulentos, não podem mais ser classificados como correntes de turbidez (Middleton, 1993).

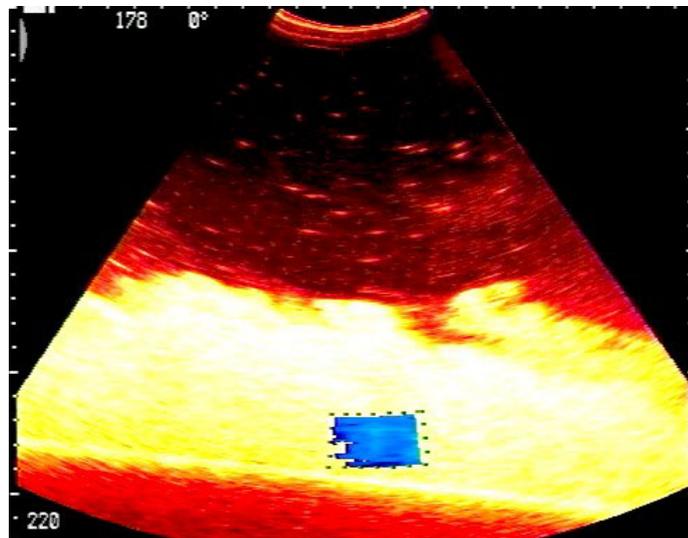


Figura 4.4 – Registro de uma simulação física de correntes de turbidez, a partir de um ultra-som com efeito Doppler, mostrando a bipartição do fluxo. O sentido do fluxo é da esquerda para a direita (fonte: NECOD).

4.2. ESTUDO DAS CORRENTES DE TURBIDEZ

Os trabalhos de Kuenen (1937) e Kuenen e Migliorini (1950) foram os primeiros que provaram experimentalmente que as correntes de turbidez são os agentes mais prováveis de transporte de sedimento até o sistema marinho profundo. Desde então, a pesquisa realizada nestes fluxos seguiu por três principais caminhos: observação de registros ancestrais de sistemas turbidíticos, modelagem matemática e modelagem física. Cada uma destas diferentes abordagens apresenta características intrínsecas a sua metodologia, assim como restrições e facilidades para seu desenvolvimento.

Por seu caráter econômico, os fluxos gravitacionais que apresentam maior interesse atualmente são aqueles que geram depósitos de grande magnitude, os quais podem constituir-se em possíveis reservatórios. Porém, não é certo afirmar que estes depósitos sejam resultado

de fluxos de grande escala já que não há dados que comprovem este vínculo, devido à dificuldade de obtenção de dados reais destes fluxos. Com isso, modelos de pequena escala em laboratório foram utilizados com sucesso para explorar alguns aspectos hidráulicos dos fluxos, mas, em contrapartida, há restrições quanto à simulação dos processos deposicionais do fluxo. Deve-se também considerar que a complexa interação entre o sedimento em suspensão, a turbulência e a mistura que ocorre na camada superior da corrente vai além dos conhecimentos atuais dos modelos numéricos e de turbulência (Middleton, 1993).

4.2.1. Observação de registros deposicionais

Para inferir características, propriedades e até mesmo o comportamento de fluxos geradores de sistemas deposicionais, a metodologia mais utilizada por profissionais da área da geologia consiste na observação e estudo dos registros deposicionais encontrados na natureza. Para os fluxos turbidíticos, em muitos casos, fica difícil distinguir os depósitos por eles gerados, de depósitos gerados por outros fluxos semelhantes, principalmente por fluxos gravitacionais de sedimentos (fluxos de detritos; fluxos de grãos; fluxos de sedimentos fluidizados). Outra limitação desta abordagem é atestada por Middleton & Hampton (1973) e Lowe (1979,1982 *apud* Middleton, 1993), ao afirmarem que as fácies e as estruturas deposicionais observadas nos depósitos, formadas durante estágios finais do fluxo ou até mesmo logo após a deposição, não indicam necessariamente a verdadeira natureza do fluxo gerador do depósito em interesse.

Uma maneira encontrada pelos geólogos para melhor caracterizar os depósitos encontrados se faz através do estabelecimento de modelos deposicionais associados aos tipos de fluxos que o geraram. No caso das correntes turbidíticas, o mais antigo modelo deposicional é a chamada 'seqüência de Bouma' (Bouma, 1962 *apud* McLane, 1995). Este modelo deposicional (fig. 4.5) mostra a seqüência de estruturas formadas por uma corrente simples depositada numa planície ou leque submarino. Apesar de simples e pioneiro, este modelo, assim como outros posteriores (Mutti & Lucchi, 1972; Normark, 1978; Stow & Shanmugam, 1980; Lowe, 1982 *apud* Shanmugam, 2000), devem estar sempre preparados a absorver novos conceitos e evidências, e não serem idealizados, pois fica claro que não poderão expressar completamente a complexidade dos sistemas turbidíticos modernos e ancestrais .

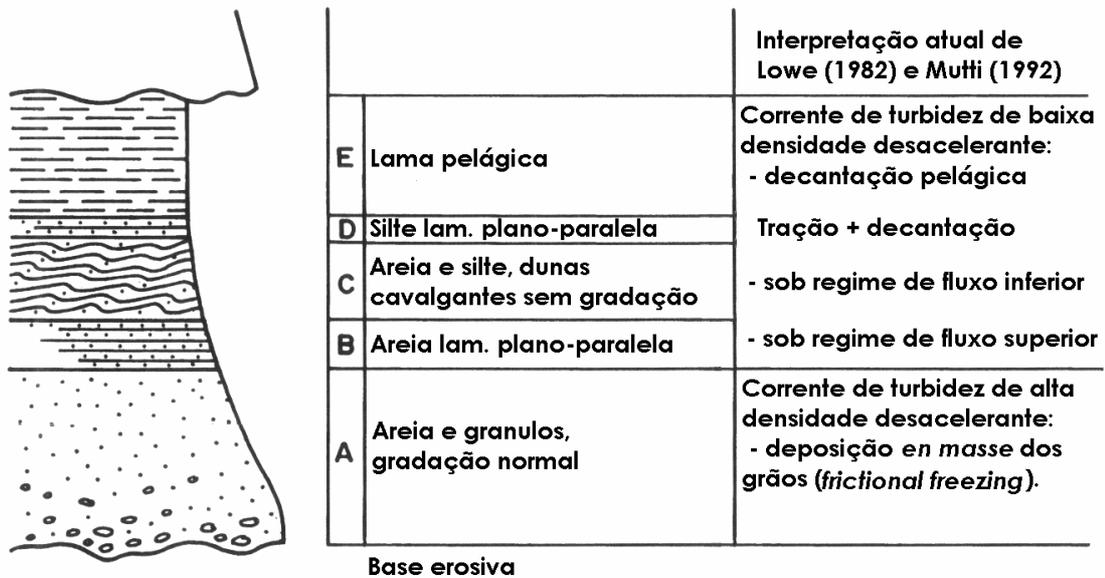


Figura 4.5 – Diagrama esquemático da seqüência de Bouma (1962) e os conceitos incorporados posteriormente por Lowe (1982) e Mutti (1992). (McLane, 1995 – adaptada)

4.2.2. Modelagem matemática

A simulação matemática das correntes de turbidez já tem uma longa história. Já houve trabalhos envolvendo desde modelos simples, como a aproximação de Chézy, até complexos modelos de turbulência. O trabalho de Kneller e Buckee (2000) traz uma elaborada revisão dos trabalhos realizados nesta área. A fim de que o fenômeno dos fluxos de gravidade possa ser modelado, uma série de equações deve ser resolvida: conservação da fase líquida, conservação da fase sólida e conservação da quantidade de movimento, podendo também ser adicionada alguma equação para conservação da energia turbulenta.

O primeiro modelo utilizado, a fim de obter características hidráulicas do fluxo, considera um fluxo bidimensional permanente (na região atrás da cabeça) e uniforme (proveniente de uma alimentação constante) (Middleton, 1993). O resultado desta simplificação é uma forma modificada da equação de Chézy, dada por:

$$U = \sqrt{\frac{8g'Sh}{f_b + f_i}}, \quad (4.1)$$

$$\text{sendo } g' = g \frac{\rho_s - \rho_a}{\rho_a},$$

onde:

U = velocidade média da corrente [m/s];

S = declividade do canal [-];

h = espessura da média da corrente [m];

g' = aceleração da gravidade reduzida [m/s²];

ρ_s = massa específica do sedimento [kg/m^3];

ρ_a = massa específica do fluido ambiente [kg/m^3];

f_b = coeficiente de atrito de Darcy-Weisbach na camada inferior [-];

f_i = coeficiente de atrito de Darcy-Weisbach na camada superior [-].

Equações do tipo (4.1) foram bastante utilizadas para analisar o fluxo das correntes de turbidez (Kersey e Hsü, 1976; Bowen *et al.*, 1984 *apud* Middleton, 1993), porém seu uso é limitado por considerações limitantes à cerca da densidade do fluxo, além da difícil determinação dos coeficientes de atrito (Middleton, 1993).

Já os modelos de média vertical consideram que as propriedades das correntes não apresentam grandes variações verticais, e portanto podem ser aproximadas por um valor médio, tornando as equações passíveis de serem resolvidas numericamente (Zeng & Lowe, 1997 *apud* Kneller & Buckee, 2000). Os complexos processos turbulentos, de grande importância ao fluxo, são então incorporados às equações unidimensionais através de coeficientes determinados experimentalmente a fim de expressar a tridimensionalidade destes fenômenos (Altinakar, 1988; Graf e Altinakar, 1998). Sabendo que a variação vertical das propriedades da corrente é muito grande, alguns estudos impuseram perfis verticais de velocidade e concentração, definidos a partir de coeficientes de forma (Parker *et al.*, 1987; García, 1994 *apud* Kneller & Buckee, 2000). Apesar de incorporarem importantes propriedades da corrente, estes modelos numéricos consideraram os coeficientes de forma constantes ao longo do tempo, enquanto que, na natureza, tanto o perfil de velocidade quanto o de concentração evoluem com o tempo e, conseqüentemente, seus coeficientes de forma. Um dos conjuntos de equações governantes para o caso das correntes não-conservativas foi elaborado por Parker *et al.* (1986) e, tomando como base a figura 4.6, o modelo é descrito a seguir.

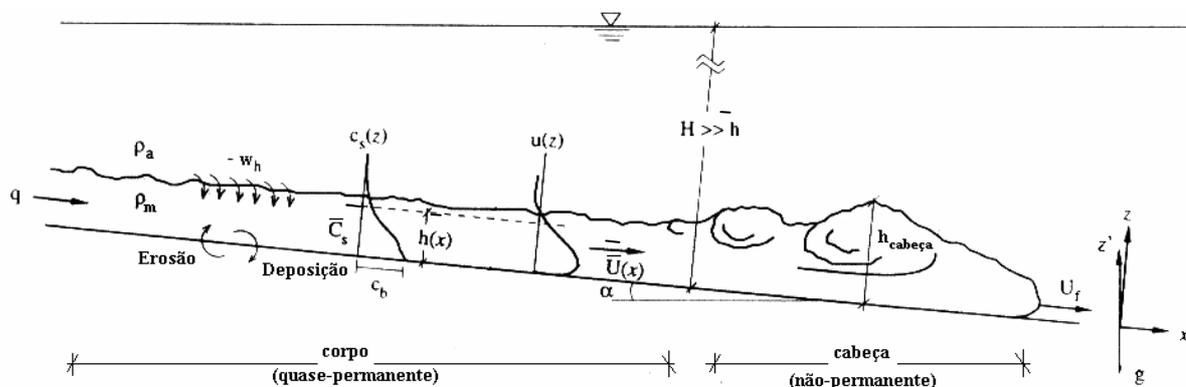


Figura 4.6 – Representação esquemática dos parâmetros de uma corrente de densidade. (Graf & Altinakar, 1998 – modificada)

Considerando a velocidade média da corrente local (u_i) e a concentração volumétrica de sedimento local (c_s) podemos definir as escalas integradas na espessura da corrente h , como:

$$\begin{aligned}\bar{U}h &= \int_0^{\infty} u_i dz \\ \bar{U}^2 h &= \int_0^{\infty} u_i^2 dz \quad , \\ \bar{C}_s \bar{U}h &= \int_0^{\infty} (u_i c_s) dz\end{aligned}\tag{4.2}$$

onde

\bar{C}_s = média vertical da concentração volumétrica de sedimento da corrente [-];

\bar{U} = média vertical da velocidade da corrente [m/s];

h = espessura média da corrente [m];

As hipóteses adotadas são as seguintes:

- ▶ Escoamento bidimensional;
- ▶ Escoamento incompressível;
- ▶ A altura da lâmina de fluido ambiente (H) é muito maior do que a altura da corrente de turbidez, ou seja, $H \ll h$. Logo, o escoamento é considerado similar ao escoamento de camada limite, ou seja, $\partial/\partial z \gg \partial/\partial x$;
- ▶ A velocidade de carreamento (w) é proporcional à velocidade média da corrente (U), relacionado por um coeficiente de carreamento do fluido ambiente (E_w), expresso por $w(h) = -E_w U$ (Turner, 1973);
- ▶ A difusão molecular (ε_m) é desprezível em relação à difusão turbulenta (ε_t), ou seja, $\varepsilon_m \ll \varepsilon_t$;
- ▶ Que o regime da corrente é quase permanente, ou seja, é formado por uma sucessão de regimes permanentes, logo: $\partial C_s / \partial t \approx 0$; $\partial U / \partial t \approx 0$; $\partial h / \partial t \approx 0$;
- ▶ Pela relação de Elder (1959 *apud* Graf e Altinakar, 1998), $\left(\varepsilon_t \frac{\partial C}{\partial z} \right) = -\bar{c}'\bar{w}'$, onde $(\bar{c}'\bar{w}')$ é o fluxo turbulento de Reynolds para a fase sólida. Foi proposto por Parker *et al.* (1987) que: $(\bar{c}'\bar{w}') = \omega_s E_s$;
- ▶ Que a variação da massa específica na horizontal é muito menor do que a variação na vertical, logo: $\frac{\partial \rho \bar{u}'\bar{u}'}{\partial x} \ll \frac{\partial \rho \bar{u}'\bar{w}'}{\partial x}$, onde \bar{u}' e \bar{w}' representam as variações das componentes horizontais e verticais da velocidade, respectivamente;

- A velocidade de cisalhamento, u_* , pode ser aproximada pelo valor de $C_f U^2$.
- Em termos conceituais, as três equações básicas podem ser explicadas da seguinte forma:
- Equação da continuidade para a fase líquida: mostra que a variação do fluxo da corrente é igual à taxa de carreamento de fluido ambiente

$$\frac{d(\bar{U}h)}{dx} = E_w \bar{U}; \quad (4.3)$$

onde:

h = espessura média da corrente [m];

x = distância ao longo do canal [m];

E_w = coeficiente de carreamento do fluido ambiente [-];

\bar{U} = média vertical da velocidade da corrente [m/s].

- Equação da continuidade para a fase sólida: explicita que a variação do fluxo de sedimento da corrente é igual à diferença entre a erosão e deposição dos sedimentos do leito

$$\frac{d(\bar{C}_s \bar{U}h)}{dx} = \omega_s (E_s - c_b); \quad (4.4)$$

onde:

\bar{C}_s = média vertical da concentração volumétrica de sedimento da corrente [-];

ω_s = velocidade de queda do sedimento [m/s].

E_s = coeficiente de entrada de sedimento da base para o corpo [-];

c_b = concentração volumétrica de sedimento na camada inferior [-];

- Equação da conservação da quantidade de movimento: representa a força de pressão, resultado da variação da profundidade, mais o termo da força da gravidade reduzida que acelera a corrente, menos o termo da força de cisalhamento com o leito.

$$\frac{d(\bar{U}^2 h)}{dx} = -\frac{1}{2} \cos \alpha \frac{d(S_1 g' h^2)}{dx} + S_2 g' h \sin \alpha - C_f \bar{U}^2; \quad (4.5)$$

onde:

$$S_1 = \frac{2}{g' h^2} \int_0^h (g R c_s) (H - z) dz$$

$$S_2 = \frac{1}{g' h} \int_0^h (g R c_s) dz \quad ;$$

$$g' = g \frac{\rho_m - \rho_a}{\rho_a} = g \frac{\rho_s - \rho_a}{\rho_a} \bar{C}_s = g R \bar{C}_s$$

$$\rho_m = \bar{C}_s \rho_s + (1 - \bar{C}_s) \rho_a = \rho_a + (\rho_s - \rho_a) \bar{C}_s$$

α = declividade do canal [°];

C_f = coeficiente de cisalhamento [-];

g' = aceleração da gravidade reduzida [m/s²];

ρ_m = massa específica média da mistura [kg/m³];

ρ_a = massa específica do fluido ambiente [kg/m³];

ρ_s = massa específica do sedimento [kg/m³];

R = densidade submersa do sedimento [-];

z = distância ao longo da vertical do canal [m].

As hipóteses de que $S_1 \cong 1$ e $S_2 \cong 1$ são freqüentemente usadas (Parker *et al.*, 1987; Altinakar; Graf; Hopfinger, 1993) sendo uma boa aproximação. Os coeficientes do perfil de concentração da corrente podem ser desprezados para os casos em que a distribuição da concentração é homogênea, i.e., escoamento altamente turbulento.

Combinando as três equações básicas do movimento – equações da continuidade para fase líquida (eq. 4.3) e para a fase sólida (eq. 4.4) e equação da conservação da quantidade de movimento (eq. 4.5) – chegamos à expressão abaixo, a qual mostra a variação da altura que a corrente alcança ao longo do percurso ou, em outras palavras, a evolução da fronteira entre corrente-fluido ambiente.

$$\frac{dh}{dx} = \frac{1}{1-Ri} \left[\frac{1}{2}(4-Ri)E_w + \frac{1}{2} Ri \frac{\omega_s}{UC_s} (E_s - C_b) - Ri \tan \alpha - C_f \right], \quad (4.6)$$

$$\text{onde: } Ri = \frac{g'h \cos \alpha}{U^2} = \frac{gRC_s h \cos \alpha}{U^2}.$$

Desta combinação surge um parâmetro adimensional bastante representativo para o caso das correntes de turbidez, o chamado número de Richardson (Ri), que expressa a razão entre as forças de empuxo e inércia. Além deste parâmetro característico, temos o fluxo de sedimento reduzido por unidade de largura, expresso por $B = g'hU = g'q$, que distingue duas possibilidades: i) se $dB/dx = 0$, então o fluxo é de correntes conservativas; ii) se $dB/dx \neq 0$, então o fluxo é de correntes não-conservativas. Sua variação é causada pela erosão e/ou deposição do material junto ao fundo.

Os coeficientes empíricos intrínsecos às equações apresentadas foram alvo de trabalhos experimentais por muitos pesquisadores (Ashida e Egashira, 1975; García, 1985; Fukuoka e Fukushima, 1980 *apud* Altinakar, 1988). O trabalho realizado por Altinakar (1988) revela a grande dificuldade envolvida para o cálculo destes coeficientes. Altinakar realizou um total de 98 experimentos em canal bidimensional, dos quais 38 foram elaborados para a determinação destes coeficientes, para o qual se fez uso de 3 pontos de medição dos perfis de velocidade e

de concentração volumétrica durante o percurso da corrente. Porém, mesmo obtendo dados de trabalhos anteriores, ao realizar os cálculos dos coeficientes, o próprio autor reconhece a dificuldade para a estimativa dos coeficientes, além de afirmar o cuidado no uso destes valores.

No caso de simulações numéricas, podemos afirmar que houve uma grande variabilidade de uso dos modelos, em vista de seu enfoque e também das características do fluxo que buscaram simular. Equações modificadas de Chezy foram utilizadas para modelar propriedades dos fluxos naturais, como também sua erosão e deposição (Mulder *et al.*, 1998 *apud* Kneller & Buckee, 2000). No caso de fluxos com volume fixo de mistura (no termo em inglês *Box models*), baixa concentração e ignição instantânea, os modelos mais utilizados foram os modelos tipo caixa (revisados por Huppert, 1998 *apud* Kneller & Buckee, 2000). Segundo Huppert, os modelos tipo caixa não são baseados nas equações de Navier-Stokes, mas são formulados a partir da evolução de uma série de retângulos finitos, sem variações horizontais e verticais nas propriedades da corrente. Estes modelos têm bons resultados quando comparados aos experimentos com ignição por pulso, apesar de raramente serem comparados com casos naturais por não se adequarem às condições iniciais. Além disso, Piper *et al.* (1999) mostraram que mesmo fluxos gerados por desestabilização de taludes (*e.g.* Grand Banks em 1929) geram correntes com grande duração, portanto, tais fluxos não podem ser simulados por modelos do tipo caixa (Kneller & Buckee, 2000).

4.2.3. Modelagem física

Modelos matemáticos são bons modelos para o entendimento e a predição dos complexos fenômenos e mecanismos envolvidos nas correntes de turbidez, desde que se conheçam as equações que regem o fenômeno. Além disso, dados de campo ou de experimentos em laboratório são necessários para validar as simplificações necessárias em tais modelos (Kneller & Buckee, 2000). Neste contexto, os estudos em simulação física são de grande importância para as correntes de turbidez, visto a sua complexidade e, também a necessidade do entendimento das características do fluxo gerador dos sistemas deposicionais em interesse.

A ciência que envolve os princípios a serem obedecidos a fim de projetar, construir, operar e interpretar os sistemas (chamados ‘modelos’), a partir dos quais se deseja prever o comportamento de sistemas reais semelhantes (chamados ‘protótipos’), é denominada teoria da semelhança (Motta, 1972). Segundo Barenblatt (2003), o qual adota o termo “escalonar” para designar a teoria dos modelos (*scaling* no inglês), esta ciência tem como fundamento básico a obtenção de leis de escala do tipo lei de potência, ou seja, relações entre duas variáveis y e x , na forma $y=Ax^\alpha$, onde A e α são constantes. Ao contrário do que se pensa, estas relações não são apenas casos particulares mais simplificados de uma relação mais geral,

mas sua obtenção é de grande importância para o fenômeno pois sempre revela uma importante propriedade do mesmo: sua auto-similaridade. A auto-similaridade está associada a fenômenos que de alguma forma repetem-se em diferentes escalas temporais e/ou espaciais (para maiores detalhes v. Barenblatt, 2003). Esta ciência já vem de uma longa história, principalmente na área da mecânica dos fluidos e, ao longo deste tempo, teorias e metodologias foram criadas para melhor entendimento e aplicação desta ferramenta. Abaixo estão descritas algumas destas diferentes teorias, porém baseadas nos mesmos princípios.

4.2.3.1. Análise dimensional

A ferramenta utilizada para se garantir a similaridade entre modelo e protótipo é a chamada análise dimensional, a qual consiste em obter parâmetros adimensionais (chamados parâmetros Π) a partir das variáveis dimensionais que influenciam no fenômeno em estudo. A similaridade entre modelo e protótipo será garantida à medida que os valores adimensionais forem idênticos nos dois casos. O ‘teorema dos Pi (Π)’ parte do conceito de que uma lei física não pode depender da escolha das unidades, logo deve ser possível expressá-la usando relações que não dependam desta escolha arbitrária, ou seja, através de grupos adimensionais. Este teorema foi concebido há muito tempo atrás e conceitos da análise dimensional já foram utilizados muito antes o que teorema dos Pi fosse reconhecido, formulado e provado formalmente; devem ser citados alguns nomes como Galileu, Newton, Fourier, Maxwell, Reynolds e Rayleigh (Barenblatt, 2003). Outra característica da análise dimensional é reduzir o esforço necessário para obter a relação entre as variáveis dimensionais, pois agrupa as variáveis envolvidas em novos parâmetros adimensionais. Esta redução se dá na mesma ordem de magnitude do número de parâmetros independentes da relação.

Uma aplicação da análise dimensional ao caso das correntes de turbidez foi elaborada por Middleton (1966a) considerando tanto variáveis do fluxo, como também variáveis do sedimento em suspensão. As variáveis escolhidas como mais influentes no fenômeno foram as seguintes: aceleração da gravidade reduzida, representando a diferença de densidade fluido-corrente (g'), a velocidade média da corrente (U), a espessura média da corrente (h), a declividade do canal (α), os fatores de atrito junto ao fundo (f_b) e na interface (f_i), a coeficiente de viscosidade cinemática aparente da mistura (ν_m), o diâmetro médio do sedimento (d_m), o desvio padrão do diâmetro do sedimento (σ) e a fração volumétrica de sedimento da corrente (ϕ). Assim, levando em conta tais grandezas, chegamos a uma função da forma:

$$f(g', U, h, \alpha, f_b, f_i, \nu_m, d_m, \sigma, \phi) = 0. \quad (4.7)$$

Escrevendo as variáveis em forma adimensional, tem-se:

$$f\left(\frac{U}{\sqrt{g'h}}, \alpha, f_b, f_i, \frac{u_* d_m}{v_m}, \sigma, \phi\right) = 0 \quad (4.8)$$

onde:

$$\frac{U}{\sqrt{g'h}} = \text{Número de Froude densimétrico};$$

$$\frac{u_* d_m}{v_m} = \text{Número de Reynolds};$$

u_* = velocidade de cisalhamento [m/s].

A escolha desta forma particular do número de Reynolds foi feita de forma arbitrária pelo autor. Considerando-se ainda, como uma simplificação, que o comportamento hidrodinâmico do sedimento pode ser expresso pela velocidade de queda (ω_s) do mesmo, medida para a fração volumétrica de sedimento de interesse (ϕ), pode-se obter a expressão a seguir:

$$f\left(\frac{U}{\sqrt{g'h}}, \alpha, f_b, f_i, \frac{\omega_s}{U}, \sigma\right) = 0 \quad (4.9)$$

A partir desta análise o autor fez as seguintes considerações sobre a modelagem física de correntes de turbidez em escala reduzida:

- ▶ Para garantir a similaridade do fenômeno, os números de Froude do modelo e do protótipo devem ser semelhantes; para que isto seja possível recorre-se ao aumento da inclinação do fundo;
- ▶ Se a similaridade do número de Froude for alcançada, então a resistência do fundo e a mistura na camada superior também devem ser praticamente similares;
- ▶ Ao preservar a semelhança do número de Froude, a velocidade da corrente no modelo deve ser inferior a velocidade no protótipo, sua escala deve ser da ordem da raiz quadrada da escala geométrica;
- ▶ A velocidade de queda da partícula deve ser dimensionada proporcionalmente à escala da velocidade média da corrente. A solução deve ser uma combinação entre sedimento com menor diâmetro e/ou com menor densidade;
- ▶ A velocidade de queda da partícula é afetada pela concentração de sedimento, como também por partículas de granulometria fina;
- ▶ Os modelos de correntes de turbidez baseados na semelhança do número de Froude são apropriados apenas para fluxos totalmente turbulentos, ou seja, em que o número de Reynolds do fluxo tenha valores maiores do que 2000 (Kneller & Buckee, 2000).

O sucesso da aplicação deste tipo de análise dependerá essencialmente da escolha do conjunto de variáveis governantes do fenômeno em questão, devendo ser feita de modo a não

só conter as variáveis que são essenciais ao fenômeno, mas também a evitar os parâmetros supérfluos. Uma formulação matemática contendo as principais variáveis e constantes intrínsecas ao fenômeno contidas nas equações governantes, bem como as condições de contorno e condições iniciais, é de grande ajuda para a escolha deste conjunto. Porém, a ausência desta formulação fará com que a escolha dos parâmetros governantes dependa da experiência e da intuição do pesquisador (Barenblatt, 2003). Nos casos em que for possível obter esta formulação matemática, pode ser possível obter melhores resultados se as leis de semelhança forem aplicadas às próprias equações e suas condições de contorno que regem o fenômeno em estudo (Kline, 1965). Esta metodologia é chamada ‘adimensionalização’ ou ‘normalização das equações governantes’, seu procedimento é descrito na próxima seção.

4.2.3.2. Normalização das equações governantes

Como a normalização das equações parte da própria formulação do fenômeno, levando em consideração suas condições de contorno e condições iniciais, sua aplicação pode, na maioria dos casos, conduzir a resultados mais consistentes do que os obtidos com a análise dimensional (Kline, 1965). Porém, a necessidade de que haja uma formulação matemática do fenômeno em estudo, faz com que este método não possa ser aplicado em muitos fenômenos reais, limitando seu uso.

Kline (1965) realizou um estudo profundo e detalhado desta e de outras ferramentas utilizadas sob a luz da teoria da semelhança. O autor incluiu a normalização das equações dentro das metodologias utilizadas na chamada análise fracionada, ou seja, ao contrário da análise numérica em que se obtêm uma solução completa para um caso particular numa forma numérica, a análise fracionada é um procedimento para encontrar alguma informação sobre uma solução incompleta de um problema. Este procedimento é geralmente analítico, mas emprega também conceitos físicos e análise matemática. Além disso, as informações adquiridas podem ser transferidas para soluções da mesma classe de problemas. São definidos como mesma classe de problemas aqueles que possuem as mesmas formas adimensionalizadas de suas equações governantes e também de suas condições de contorno.

A normalização das equações é definida como sendo a metodologia a adotar para tornar adimensionais as equações governantes e suas condições de contorno, ou seja, expressá-las em termos de variáveis adimensionais. A metodologia consiste em três passos:

- ▶ Transformar todas as variáveis em variáveis adimensionais, adotando escalas apropriadas ao problema. Para que seja escolhida uma escala adequada, dois critérios são propostos: a) que todas as variáveis dependentes sejam aproximadamente unitárias em qualquer distância finita e que não excedam o valor unitário em nenhum lugar do domínio considerado; e b) que o incremento de todas as variáveis independentes seja

aproximadamente unitário dentro do domínio considerado (ou seja, que a extensão do domínio varie de 0 a 1, de 1 a 2, etc, em suas novas variáveis);

- ▶ Substituir as variáveis adimensionalizadas pelas variáveis das equações governantes e suas condições de contorno;
- ▶ Dividir cada equação por um dos coeficientes adimensionais de um dos termos da equação, resultante das escalas escolhidas para tornar as variáveis adimensionais, tornando assim a equação adimensional em todos os termos.

A partir desta metodologia, irão aparecer conjuntos adimensionais nos termos das equações (chamados parâmetros normalizados) formados a partir de condições de contorno, escalas ou tamanhos característicos do corpo e de parâmetros físicos da equação original.

Na medida em que forem escolhidas as equações e condições de contorno apropriadas, suas formas normalizadas conterão todos os parâmetros governantes. Sob essas condições, todas as variáveis, os parâmetros e todos os conceitos físicos relevantes, necessários para a solução, irão aparecer nas equações e condições de contorno normalizadas. Ou seja, a variável dependente normalizada pode ser expressa como uma função das variáveis independentes e dos parâmetros normalizados.

Um exemplo de aplicação desta metodologia foi realizado por Srivatsan *et al.* (2004), neste estudo os autores puderam, através da normalização das equações governantes, determinar a forma dos parâmetros governantes das correntes de turbidez. Além disso, puderam realizar simulações numéricas com diferentes regimes de fluxo, ao considerar, ou desconsiderar desprezíveis um, ou outro parâmetro governante do fluxo. Ao final, puderam validar os dados gerados pelo modelo numérico comparando-os a duas séries de dados de fluxos naturais: a primeira contém dados de volume total de depósito de leques submarinos modernos; já a segunda série foi composta por registros das dimensões de turbiditos ancestrais. Para que o método da normalização das equações seja mais bem compreendido, o estudo de Srivatsan *et al.* (2004) será descrito a seguir.

As hipóteses adotadas pelos autores foram as seguintes:

- ▶ O fluxo se encontra em seu estágio intermediário, ou seja, estágio em que a corrente percorre seu maior trajeto e ocorre a maioria da deposição;
- ▶ escoamento bidimensional;
- ▶ As acelerações verticais são desprezadas;
- ▶ O sedimento em suspensão é bem distribuído na vertical, considerando uma distribuição homogênea;

- A concentração volumétrica de sedimentos é considerada pequena neste estágio, portanto é desconsiderada qualquer interação entre as partículas do sedimento em suspensão;
- A distribuição de pressão é constante, ou seja, hidrostática.

As equações utilizadas no estudo compõem o conjunto de equações para águas-rasas, as quais, segundo os autores, governam o fluxo na fase de deposição das correntes de turbidez. Estas equações são derivadas das equações de conservação da fase líquida, da fase sólida e da quantidade de movimento, podendo ser descritas em termos conceituais da seguinte forma:

- Equação da variação da espessura da corrente: mostra que a taxa de variação da espessura da corrente depende da divergência da velocidade da corrente e do carreamento do fluido ambiente,

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{u}h) = E_w |u|, \quad (4.10)$$

onde:

h = espessura média da corrente [m];

t = tempo de propagação da corrente [s];

\vec{u} = vetor da velocidade da corrente paralela à superfície do fundo [m/s];

E_w = coeficiente de carreamento do fluido ambiente [-];

u = velocidade da corrente na direção radial [m/s];

- Equação da variação da quantidade de movimento da corrente: mostra que a taxa de variação da quantidade de movimento depende da convecção do fluido, da força causada pela inclinação do leito e da força de cisalhamento com o leito,

$$\frac{\partial(\vec{u} \cdot h)}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{u}\vec{u}h) + \frac{1}{2} g' \cos \alpha \nabla(\phi h^2) = g' \phi h \vec{e}_x \sin \alpha - \frac{1}{2} C_f |\vec{u}| \vec{u}, \quad (4.11)$$

onde:

g' = aceleração da gravidade reduzida [m/s²];

α = declividade do canal [°];

ϕ = fração volumétrica de sedimento da corrente [-];

\vec{e}_x = vetor unitário na direção da superfície do fundo [-];

C_f = coeficiente de cisalhamento [-];

- Equação da conservação do volume de sedimento: mostra que a taxa de variação do volume de sedimento depende da convecção dos sedimentos pela corrente e da deposição de sedimentos,

$$\frac{\partial(\phi \cdot h)}{\partial t} + \nabla \cdot (\phi \vec{u}h) = -\omega_s \phi, \quad (4.12)$$

onde:

ω_s = velocidade de queda do sedimento [m/s].

Além das equações que governam o fluxo, fez-se uso da equação que descreve a taxa de acréscimo do depósito gerado pela corrente, dada por:

$$\frac{\partial e}{\partial t} = \frac{\omega_s \phi}{(1 - \varepsilon)}, \quad (4.13)$$

onde:

e = espessura do depósito gerado [m];

ε = porosidade do depósito [-].

A fim de simular diferentes condições de fluxo, os autores consideraram diferentes mecanismos de ignição das correntes: volume fixo (pulso) e fluxo contínuo. Além destes dois cenários, foram simuladas diferentes superfícies de propagação: superfície plana horizontal, superfície plana inclinada, canal horizontal plano e canal inclinado plano. No caso das superfícies planas, foi utilizado o sistema de coordenadas cilíndricas. Já para as simulações em canal, o sistema adotado foi por coordenadas cartesianas. Por corresponder ao estágio intermediário do fluxo, as condições iniciais foram desprezadas pelos autores. A normalização das equações governantes (eq. 4.10, 4.11 e 4.12) é descrita para o cenário de plano horizontal ($\alpha=0^\circ$), utilizando coordenadas cilíndricas. Primeiramente, são determinadas as escalas apropriadas para tornar as variáveis adimensionais:

$$r_D = \frac{r}{r_0}, t_D = \frac{t}{t_0}, h_D = \frac{h}{h_0}, u_D = \frac{u}{u_0}, \phi_D = \frac{\phi}{\phi_0}, \quad (4.14)$$

onde:

r = módulo do vetor posição, dado por $r=(x^2+y^2)^{1/2}$ [m];

as variáveis com sub-índice D correspondem à forma adimensional das respectivas variáveis, já as variáveis com sub-índice 0 correspondem ao parâmetro de referência das respectivas variáveis.

Após a substituição das novas variáveis adimensionais pelas variáveis das equações governantes, estas equações assumem a forma:

$$\begin{cases} \frac{h_0}{t_0} \frac{\partial h_D}{\partial t_D} + \frac{r_0 u_0 h_0}{r_0^2} \frac{1}{r_D} \frac{\partial (r_D u_D h_D)}{\partial r_D} = E_w u_0 u_D \\ \frac{u_0 h_0}{t_0} \frac{\partial (u_D h_D)}{\partial t_D} + \frac{r_0 u_0^2 h_0}{r_0^2} \frac{1}{r_D} \frac{\partial (r_D u_D^2 h_D)}{\partial r_D} + \frac{\phi_0 h_0^2}{r_0} \frac{g'}{2} \frac{\partial (\phi_D h_D^2)}{\partial r_D} = -u_0^2 \frac{C_f}{2} u_D^2 \\ \frac{\phi_0 h_0}{t_0} \frac{\partial (\phi_D h_D)}{\partial t_D} + \frac{r_0 \phi_0 u_0 h_0}{r_0^2} \frac{1}{r_D} \frac{\partial (r_D \phi_D u_D h_D)}{\partial r_D} = -\phi_0 \omega_s \phi_D \end{cases} \quad (4.15)$$

Para que todos os termos das equações tornem-se adimensionais, deve-se dividir cada equação pelos parâmetros de referência formados em um de seus termos. Neste caso, cada equação foi dividida pelos coeficientes do seu primeiro termo, ou seja, a primeira equação foi dividida por (h_0/t_0) , a segunda por $(u_0 h_0/t_0)$ e a terceira por $(\phi_0 h_0/t_0)$. Desta forma, as equações resultam na seguinte expressão:

$$\begin{cases} \frac{\partial h_D}{\partial t_D} + D_1 \frac{1}{r_D} \frac{\partial(r_D u_D h_D)}{\partial r_D} = D_2 u_D \\ \frac{\partial(u_D h_D)}{\partial t_D} + D_1 \frac{1}{r_D} \frac{\partial(r_D u_D^2 h_D)}{\partial r_D} + D_3 \frac{\partial(\phi_D h_D^2)}{\partial r_D} = -D_4 u_D^2 \\ \frac{\partial(\phi_D h_D)}{\partial t_D} + D_1 \frac{1}{r_D} \frac{\partial(r_D \phi_D u_D h_D)}{\partial r_D} = -D_5 \phi_D \end{cases}, \quad (4.16)$$

onde:

$$D_1 = \frac{u_0 t_0}{r_0} = \text{coeficiente adimensional correspondente às forças de inércia};$$

$$D_2 = \frac{E_w u_0 t_0}{h_0} = \text{coeficiente adimensional correspondente ao carreamento do fluido}$$

ambiente;

$$D_3 = \frac{g' \phi_0 t_0 h_0}{2 u_0 r_0} = \text{coeficiente adimensional correspondente às forças de empuxo};$$

$$D_4 = \frac{C_f u_0 t_0}{2 h_0} = \text{coeficiente adimensional correspondente às forças de cisalhamento};$$

$$D_5 = \frac{\omega_s t_0}{h_0} = \text{coeficiente adimensional correspondente às forças de sedimentação};$$

Com os parâmetros normalizados, os autores puderam formar quatro diferentes modelos de simulação, baseados na significância dos coeficientes de carreamento (D_2) e de cisalhamento (D_4), tais quais: cisalhamento e carreamento desprezível (NFNE), cisalhamento desprezível e carreamento considerável (NFSE), cisalhamento considerável e carreamento desprezível (SFNE) e cisalhamento e carreamento considerável (SFSE). Os coeficientes da terceira equação (D_1 e D_5) foram considerados, em todos os casos, significantes – ou seja, $D_1=D_5=1$. Através destas relações entre os conjuntos adimensionais, os autores puderam solucionar o problema, determinando os valores de espessura (h_0) e concentração da corrente (ϕ_0), e as dimensões do depósito gerado (e_0 ou x_0 e y_0 , dependendo do sistema de coordenadas assumido), em termos dos parâmetros condicionantes do problema.

Para a validação das simulações realizadas e dos diferentes modelos de simulação, foram testadas as correspondências entre os valores calculados e reais das dimensões de cinco leques

submarinos modernos (Amazonas, Indus, Laurentian, Mississippi e Rhone obtidos por Bouma *et al.*, 1985 *apud* Sritvatsan *et al.*, 2004). O modelo que melhor correspondeu aos dados reais foi o NFNE (cisalhamento e carreamento desprezíveis), além disso, a relação entre os valores calculados e os valores reais apresentou valores em torno de uma ordem de grandeza, atestando a autenticidade do uso destes modelos para a predição da forma dos depósitos. Outra situação foi apresentada comparando os dados de depósito calculados com as dimensões reais de 50 turbiditos ancestrais (obtidos por Hamlin, 1999 *apud* Sritvatsan *et al.*, 2004). Novamente, a relação entre os valores calculados e os valores reais teve valores em torno de uma ordem de grandeza, o que justifica o método. Além disso, atestou-se que a falta de conhecimento das condições iniciais do fluxo não é impedimento para se conhecer as dimensões dos depósitos gerados.

Os resultados obtidos por Sritvatsan *et al.* (2004) mostram bons resultados e os dois casos testados na validação dos resultados, revelam um bom desempenho deste método de análise. A metodologia utilizada segue as considerações feitas por Kline (1965) e sua aplicação não é complexa, porém a interpretação dos coeficientes resultantes e a solução do problema requerem um pleno conhecimento das equações governantes.

5. METODOLOGIA

5.1. COLETA DOS DADOS

Servindo-se da tradição e da experiência do Instituto de Pesquisas Hidráulicas (IPH), o Núcleo de Estudos em Correntes de Densidade (NECOD) pôde aplicar ao estudo dos fluxos gravitacionais a longa experiência em simulações físicas do IPH. Num primeiro momento, foram realizados estudos com simulações de fluxos salinos. Após esta etapa, o laboratório partiu para a simulação de correntes de turbidez não-conservativas, levando em consideração as condições de semelhança obtidas através de análise dimensional.

Ao longo dos oito anos de existência do NECOD foram realizados vários trabalhos científicos, elaborados a partir de diferentes objetivos e propostas. Em consequência, além de fazer uso de diferentes escalas de simulação, os estudos realizados no NECOD também são distintos quanto à variação dos parâmetros impostos ao fluxo, que pode se dar de diferentes maneiras:

- ▶ Características do modelo físico: altura de lâmina d'água, inclinação do fundo, densidade do fluido ambiente;
- ▶ Características do material de mistura: velocidade de queda da partícula, densidade, granulometria e distribuição granulométrica (no caso de sedimento em suspensão);
- ▶ Características da mistura: concentração volumétrica de sedimento ou material dissolvido, volume total;
- ▶ Características do fluxo: vazão de alimentação, duração da alimentação, mecanismos de ignição do fluxo.

A coleta dos dados foi realizada de modo que se possa adquirir o máximo de variáveis possíveis para melhor caracterização dos ensaios, abrangendo cada aspecto do fenômeno.

5.1.1. Tanques de simulação empregados

Os trabalhos realizados pelo NECOD foram realizados em diferentes modelos físicos, a fim de abranger os diferentes aspectos do fenômeno em diferentes escalas de simulação. Os principais tanques de simulação utilizados estão descritos abaixo.

- ▶ Canal Unidirecional de Pequeno Porte (CUPP): possui dimensões de 3,0 m de comprimento; 0,125 m de largura e 0,15 m de altura (fig. 5.1), com declividade variável.
- ▶ Canal Unidirecional de Médio Porte (CUMP): considerando suas medidas internas, o canal tem altura de 1,0 m e comprimento total de 7,50 m, distribuídos da seguinte maneira: nos primeiros 6,50 m a sua largura é de 0,40 m, já o último 1,00m é

caracterizado por uma câmara de dissipação, logo, sua largura sofre um alargamento para 0,47 m e sua altura torna-se 2,00 m (fig. 5.2), com declividade variável.

- Canal Tridimensional de Geometria Simplificada (CTGS): considerando suas medidas internas, o canal tem altura de 1,20 m e comprimento total de 13,85 m, distribuídos da seguinte maneira: nos primeiros 6,85 m a sua largura é de 0,96 m e nos últimos 7,0 m sofre um alargamento para 4,66 m. Dentro do canal tridimensional de geometria simplificada, foi implementada uma configuração estilizada e simplificada de um cânion submarino com as seguintes características: a) seção transversal com forma parabólica com 20 cm de largura e 8 cm de profundidade na região confinada do canal, com 5,70 m de comprimento e terminando exatamente no início da região não confinada do canal ; b) declividades da calha parabólica: nos primeiros 4,20 m iniciais do canal com $7,60^\circ$, nos próximos 2,80 m do canal com $2,45^\circ$ e na região não confinada no canal, uma declividade plana (0°) (fig. 5.3).



Figura 5.1 Canal Unidirecional de Pequeno Porte (CUPP) – fonte: NECOD



Figura 5.2 Canal Unidirecional de Médio Porte (CUMP) – fonte: NECOD

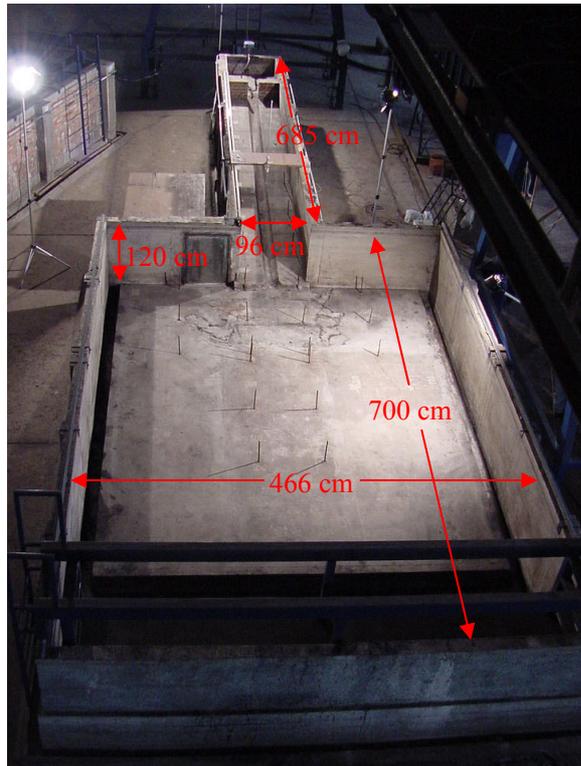


Figura 5.3 Canal Tridimensional de Geometria Simplificada (CTGS) – fonte: NECOD

5.1.2. Velocidade de queda

A fim de obter os valores de velocidade de queda do sedimento da corrente, foi utilizada uma aproximação analítica para suspensão de sedimentos em fluxos canalizados, conhecida como a lei de Rubey. A equação tem a seguinte forma:

$$\omega_s = f \sqrt{gd_m (\beta - 1)}, \quad (6.1)$$

$$\text{sendo } f = \sqrt{\frac{2}{3} + \frac{36\nu_a^2}{gd_m^3 (\beta - 1)}} - \sqrt{\frac{36\nu_a^2}{gd_m^3 (\beta - 1)}}$$

$$\beta = \frac{\rho_s}{\rho_a},$$

onde:

ω_s = velocidade de queda do sedimento [m/s];

g = aceleração da gravidade [m/s²];

d_m = diâmetro do sedimento [m];

ν_a = coeficiente de viscosidade cinemática do fluido ambiente [m²/s];

ρ_s = massa específica do sedimento [kg/m³];

ρ_a = massa específica do fluido ambiente [kg/m³].

5.1.3. Massa específica da mistura

A partir das características do fluido e do sedimento utilizado na confecção das misturas, os valores da massa específica da mistura (ρ_m) podem ser calculados segundo a relação:

$$\rho_m = \rho_a + (\rho_s - \rho_a) \cdot \left(\frac{C_v}{100} \right), \quad (6.2)$$

onde:

ρ_a = massa específica do fluido ambiente [kg/m³];

ρ_s = massa específica do sedimento [kg/m³];

C_v = concentração volumétrica de sedimento da mistura [%].

5.1.4. Coeficiente de viscosidade aparente da mistura

A viscosidade de suspensões de sedimentos é objeto de estudo por muitos pesquisadores, seu comportamento é bastante complexo, influenciado pela concentração, diâmetro e forma do sedimento da suspensão (Oliver e Ward, 1959). Para misturas compostas por sedimento não-coesivo, seu comportamento reológico pode ser aproximado a uma relação tensão-deformação linear (comportamento newtoniano) apenas para graus de concentração baixos ($C_v < 5\%$). Porém, para misturas com maior concentração de sedimentos há um acréscimo não-linear (comportamento não-newtoniano) na viscosidade devido ao choque entre as partículas.

Portanto, a avaliação da viscosidade da mistura foi relacionada ao coeficiente de viscosidade dinâmica aparente relativo da mistura (dado pela relação adimensional entre as viscosidades dinâmicas da mistura e do fluido padrão, ou seja, $\eta_r = \mu_m / \mu_a$), o qual será referenciado a partir deste momento apenas pelo termo ‘viscosidade dinâmica relativa da mistura’. Para o cálculo da viscosidade dinâmica relativa da mistura foram utilizadas diferentes leis que consideram a variabilidade do grau de concentração volumétrica dos ensaios coletados para este estudo. Estas leis são definidas para três diferentes intervalos de variação de concentração volumétrica da mistura:

- Para valores de $C_v < 2\%$ (*apud* Coussot, 1997), utilizou-se a relação proposta por Einstein (1911):

$$\eta_r = 1 + 2,5 \left(\frac{C_v}{100} \right), \quad (6.3)$$

onde:

η_r = coeficiente de viscosidade dinâmica aparente relativo da mistura [-];

C_v = concentração volumétrica de sedimento da mistura [%].

- Para valores de $2\% < C_v < 10\%$ (*apud* Coussot, 1997), utilizou-se a relação proposta por Batchelor & Green (1972):

$$\eta_r = 1 + 2,5 \left(\frac{C_v}{100} \right) + 7,6 \left(\frac{C_v}{100} \right)^2, \quad (6.4)$$

- Para valores de $C_v > 10\%$ (*apud* Oliver e Ward, 1959), optou-se pela relação proposta por Oliver e Ward (1959), estudo no qual os autores realizaram medições com um polímero chamado Kallodoc ($d=1,196$ e $d_m=53-76\mu\text{m}$) com característica bastante próximas ao carvão com densidade 1,19, sedimento utilizado na maioria dos ensaios. Além disso, foram utilizados na equação os coeficientes obtidos no estudo para o polímero:

$$\eta_r = (1 + K_1) + (1 + 2K_1)K_2 \left(\frac{C_v}{100} \right) + (1 + 3K_1)K_2^2 \left(\frac{C_v}{100} \right)^2, \quad (6.5)$$

sendo:

$$K_1 = 0,1814 \left[\frac{(\rho_s - \rho_a)}{\nu_a} \right] - 0,0062 \text{ e } K_2 = 2,31;$$

onde:

ρ_s = massa específica do sedimento [kg/m^3];

ρ_a = massa específica do fluido ambiente [kg/m^3];

ν_a = viscosidade cinemática do fluido ambiente [m^2/s].

A figura 5.4 mostra a variação da viscosidade dinâmica relativa da mistura empregada nos ensaios do NECOD em função da concentração volumétrica da mistura, observando as leis acima citadas.

A partir do cálculo da viscosidade dinâmica da mistura (μ_m) foi possível obter os valores da viscosidade cinemática da mistura (ν_m) através da relação $\nu_m = \mu_m / \rho_m$, onde ρ_m é a massa específica da mistura.

5.1.5. Vazão injetada

Os ensaios selecionados diferem-se quanto ao mecanismo de ignição dos fluxos, havendo sido concebidos por dois tipos: ignição por pulso ou ignição por fluxo contínuo. No primeiro caso, simula-se um fluxo gerado pela remobilização de um volume restrito com duração instantânea, para isso o fluido mais denso e o fluido ambiente são separados no canal por uma comporta delgada. Tão logo a comporta é retirada, o fluxo gravitacional é formado e uma contra-corrente flui na direção oposta, alastrando-se na região superior do canal.

No caso dos fluxos gravitacionais iniciados por fluxo contínuo, o fluido mais denso é preparado num reservatório auxiliar, garantindo assim uma alimentação constante de mistura, além de ter a vantagem de não formar a contra-corrente. Este mecanismo de ignição representa os fluxos naturais com alimentação constante, provinda de sistemas fluviais.

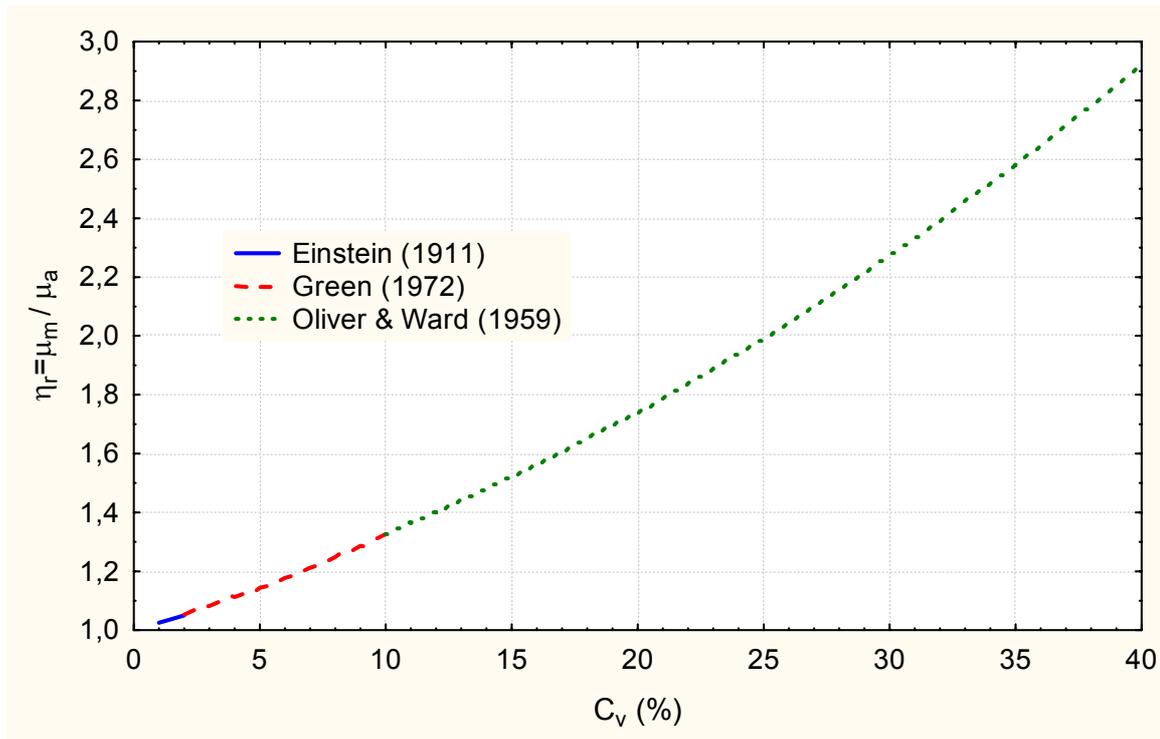


Figura 5.4 Relação entre o coeficiente de viscosidade dinâmica aparente relativa da mistura (η_r) e a concentração volumétrica de sedimento (C_v) obtida pelo uso de três leis de cálculo.

Durante a montagem do conjunto de resultados das simulações foi necessário realizar uma estimativa dos valores de vazão injetada no modelo unidirecional de pequeno porte, pois havia falta destes dados em alguns experimentos. O preenchimento destas falhas foi realizado a partir dos registros de outros experimentos deste modelo, nos quais a vazão foi registrada. Foi então criada uma curva correlacionando os valores de vazão e o tempo de percurso da corrente no modelo (fig. 5.5). Graças ao extenso intervalo de medidas foi possível obter uma curva com bom grau de ajuste a estes dados e, com isso, gerar os valores de vazão requeridos, a partir dos valores de tempo de percurso dos experimentos sem registro da medida de vazão.

Há uma ressalva na metodologia utilizada, pois os valores de vazão podem sofrer diferença segundo o tipo de mecanismo de ignição utilizado para realização dos fluxos. No caso das correntes geradas por fluxo contínuo de mistura, o fluxo pode ser aproximado por um regime permanente de alimentação e o valor da vazão pode ser aproximado pela razão entre volume de mistura e o tempo de duração da alimentação. Já no caso dos fluxos gerados a partir de ignição por pulso, o fluxo que se forma está longe de ser considerado de alimentação permanente, já que a corrente é formada a partir de interface vertical entre os dois fluidos, o que resulta na geração de uma contra-corrente. Porém, não havendo metodologia clara a fim de consubstanciar os dados oriundos destes dois tipos de fluxos, os valores de vazão dos fluxos gerados a partir da ignição por pulso do estudo da Fabian (2002) foram aproximados pela razão entre volume da mistura e o tempo de percurso da corrente, enquanto

que os ensaios do estudo de Manica *et al.* (2005) foram aproximados através da curva gerada por regressão.

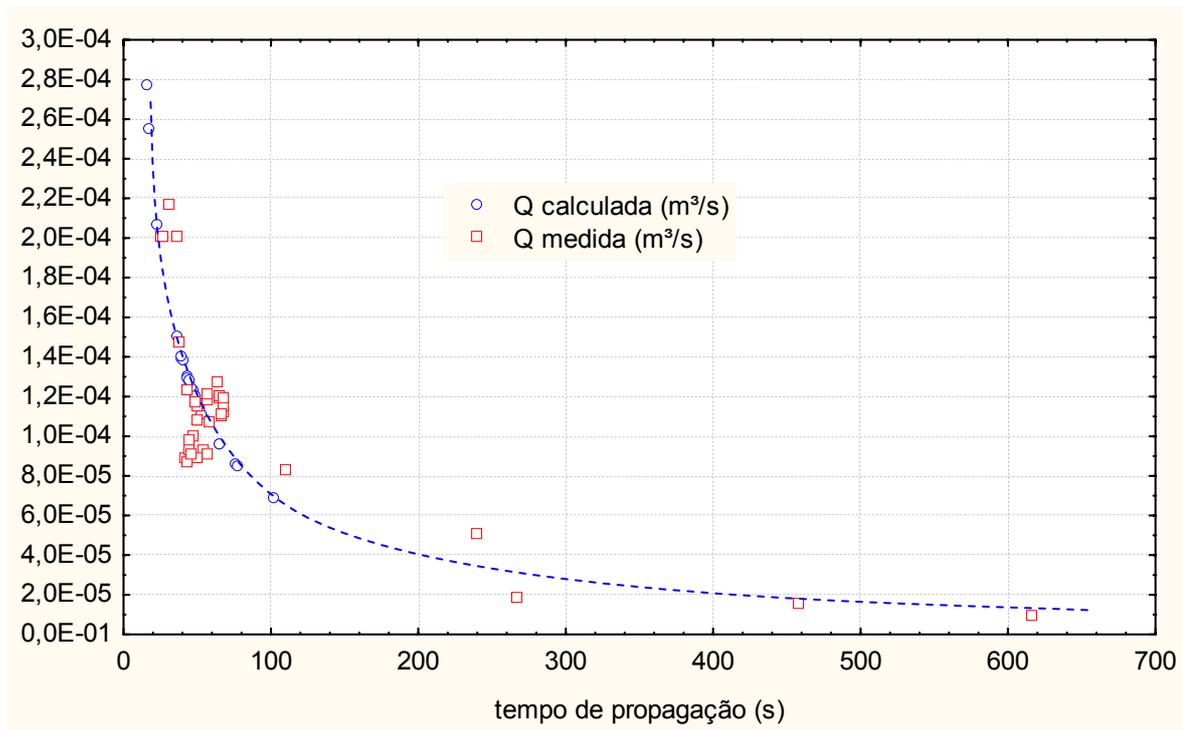


Figura 5.5 Dispersão e curva de ajuste para os valores de vazão no modelo CUPP

5.1.6. Variáveis de fluxo coletadas

Apesar dos diferentes objetivos específicos dos ensaios realizados pelos diferentes autores e colaboradores de cada trabalho, a maioria dos estudos procurou seguir as mesmas diretrizes para metodologia de ensaio, a qual é descrita por Manica (2002) e Ávila (2003). O mesmo acontece nas metodologias para obtenção das variáveis do fluxo, as quais são descritas abaixo:

- ▶ Velocidade: a partir do registro contínuo do escoamento, paralelo ao deslocamento do fluxo, em conjunto com a afixação prévia de escalas de referência para a transposição das distâncias percorridas pela corrente, foi possível obter seu valor pontual, medido a distâncias fixas (normalmente a cada 5 cm) e, a partir destes valores, obter o valor médio da velocidade de percurso.
- ▶ Espessuras do fluxo: nos modelos bidimensionais é possível obter, através do registro visual das simulações e da aferição nas escalas de referência dos modelos, as medidas características da anatomia da corrente, tais como: altura da cabeça, altura do corpo, altura do nariz. Os valores médios dos experimentos foram obtidos a partir da média dos valores pontuais calculados, excluindo os valores julgados como influenciados por efeitos secundários (condições de admissão da mistura, condições de reflexão na saída,

etc). Encontra-se no apêndice A uma análise do erro de medição da espessura do corpo da corrente utilizando um dos conjuntos de experimentos.

- Dimensões do fluxo: nas simulações tridimensionais foi possível obter, através do registro visual das simulações, as variações horizontais das correntes, tais quais, largura, comprimento e a geometria de desconfinamento do canal.

5.2. USO DAS FERRAMENTAS PARA ANÁLISE DOS DADOS

A fim de obter leis de correlação entre os ensaios, os dados das simulações físicas realizadas no NECOD serão explorados utilizando diferentes ferramentas para alcançar os objetivos propostos. Para que a similaridade entre modelo e protótipo seja garantida, as ferramentas utilizadas são baseadas na lei da semelhança (descrita na seção 4.2.3), porém consistem de diferentes metodologias. Neste trabalho serão utilizadas as seguintes ferramentas descritas abaixo: análise dimensional, normalização das equações governantes e regressão não-linear múltipla.

5.2.1. Análise dimensional

A análise dimensional será aplicada ao caso das correntes de turbidez e a escolha dos parâmetros governantes dependerá das variáveis obtidas na coleta dos dados, de forma a se testar diferentes conjuntos de parâmetros dependentes e independentes. Também será observada a obtenção de grupos adimensionais que contenham relações entre forças exercidas dentro do escoamento, normalmente as encontradas dentro dos fenômenos da mecânica dos fluidos.

Os dados gerados a partir da simulação física serão então aplicados aos grupos adimensionais provenientes da análise dimensional, observando assim a forma de sua dispersão ao confrontar diferentes grupos adimensionais. Primeiramente serão realizadas relações diretas entre grupos adimensionais, em seguida, nos casos em que sejam identificadas tendências na dispersão dos dados, ou seja, uma dispersão em que os dados estejam separados por alguma característica em comum, serão elaboradas novas tentativas de correlação através da criação de novos grupos adimensionais oriundos da multiplicação do grupo de um dos eixos por outro grupo obtido na análise. A metodologia para criação de novos grupos consistirá em tentar obter novos grupos com outras características incorporadas, porém sem perder seu significado físico.

Finalmente, obtidas relações adimensionais com bom agrupamento dos dados e tendência, serão estudadas suas relações a fim de obter conclusões sobre o escoamento expresso através destes grupos adimensionais.

5.2.2. Normalização das equações governantes

Outra ferramenta utilizada para estes casos será a normalização das equações governantes. Já que as simulações realizadas no NECOD não permitiram uma definição mais refinada dos parâmetros que caracterizam a dinâmica das correntes, serão utilizadas as equações derivadas por Parker *et al.* (1986) por serem um modelo simples, reconhecido pela comunidade e também já utilizado em diversos estudos (Parker *et al.*, 1987; Altınakar, 1988; García, 1994).

A fim de obter a forma adimensional das equações que melhor caracteriza o fenômeno das correntes de turbidez, aplicado ao caso das simulações realizadas no NECOD, serão testadas diferentes configurações de parametrização das variáveis e, conseqüentemente, das equações. Esta aplicação dependerá das grandezas obtidas na coleta dos dados e da escolha das variáveis apropriadas, além da adaptação destas variáveis às definidas por Parker *et al.* (1986) em suas equações. Devido à complexidade desta etapa de cálculo, serão observadas cuidadosamente as metodologias e diretrizes dadas por Kline (1965) a cerca da parametrização de variáveis e de suas equações.

A normalização das equações visa à obtenção de grupos adimensionais característicos, não por escolha arbitrária das variáveis envolvidas – no caso da análise dimensional, mas da obtenção de grupos intrínsecos ao fenômeno através de suas equações e condições de contorno na forma adimensionalizada. Os grupos gerados neste processo surgirão de forma indireta à parametrização das variáveis, de modo que cada termo das equações e das condições de contorno gere grupos adimensionais característicos às equações e também ao termo da equação em que se encontram, por isso a necessidade do pleno entendimento das equações utilizadas.

5.2.3. Regressão não-linear múltipla

Esta análise terá o objetivo de obter relações entre variáveis dependentes (ou de saída) com variáveis independentes (ou de entrada do escoamento), ou seja, obter relações entre os parâmetros de saída do escoamento, como velocidade e espessura da corrente, a partir dos parâmetros de entrada do escoamento, como o volume de mistura, a granulometria do material, vazão do escoamento. Com isso, esperam-se encontrar os parâmetros de entrada que mais influenciam nos parâmetros de resposta do modelo. Além disso, pode ser utilizado como um método empírico de previsão das características das simulações, utilizando as relações entre variáveis de entrada e de saída.

Buscou-se por relações do tipo lei de potência nominal, tal como $y = x_1^a x_2^b x_3^c$, em que a , b e c são constantes de ajuste a serem calculadas. A razão da busca por relações deste tipo é a

possibilidade de confrontar os resultados com os outros tipos de análise, já que a análise dimensional também utiliza relações deste tipo.

O parâmetro utilizado para avaliação dos ajustes é o coeficiente de determinação (r^2), o qual pode ser interpretado como a fração da variação total que é explicada pela função a ser ajustada (Spiegel, 2004). Seu valor gira em torno do intervalo entre -1 e 1. Para resultados próximos ao valor absoluto de 1, o ajuste é bom; em contrapartida, para valores próximos de zero, o ajuste é ruim.

A metodologia utilizada para a realização dos testes, a fim de obter as melhores relações entre os parâmetros, será composta por três etapas, descritas a seguir:

- ▶ Primeira etapa: Realização de testes envolvendo uma (1) variável de saída e uma (1) variável de entrada; nesta etapa serão realizados todos os testes possíveis, ou seja, serão relacionadas todas as variáveis de entrada com a variável de saída;
- ▶ Segunda etapa: Realização de testes envolvendo uma (1) variável de saída e duas (2) variáveis de entrada, igualmente, nesta etapa serão relacionadas todas as combinações entre variáveis de entrada com a variável de saída;
- ▶ Terceira etapa: Realização de testes envolvendo uma (1) variável de saída e três (3) variáveis de entrada, porém nesta etapa serão realizados testes a partir dos melhores resultados da segunda etapa, ou seja, tomando as duplas de variáveis de entrada que obtiveram os melhores resultados, serão feitas diferentes combinações com a terceira variável.

5.3. PARAMETRIZAÇÃO DOS RESULTADOS

Na etapa anterior as análises e os cálculos realizados pelas diferentes ferramentas apresentadas serão feitos de maneira isolada, ou seja, seus resultados serão analisados de maneira a não serem correlacionados aos resultados das outras ferramentas.

Na próxima etapa, chamada de parametrização dos resultados, será realizada uma análise geral de todos os resultados obtidos, ou seja, analisar os resultados, não mais de forma isolada, porém de maneira a confrontar estes diferentes resultados obtidos pelas diferentes ferramentas utilizadas. Deste modo, após visualizar as diferentes respostas dadas pelo fenômeno às diferentes ferramentas aplicadas na primeira etapa, será possível verificar seus resultados, além de obter novos resultados a partir desta análise combinada.

6. RESULTADOS E DISCUSSÕES

6.1. DADOS COLETADOS

Para que a seleção dos trabalhos para análise neste estudo fosse feita de maneira a obter a mais vasta abrangência do fenômeno, porém sem comprometer o estudo com dados incompletos ou não conclusivos, optou-se por restringir a seleção aos trabalhos realizados nos três principais modelos físicos do NECOD (descritos na seção 5.1). Em seguida, foi analisado o acesso aos dados dos ensaios e também sua consistência e, ao final, foi possível coletar os resultados de nove (9) trabalhos científicos, os quais são: Dücker *et al.*, 2002; Manica *et al.*, 2005; Puhl *et al.*, 2004; Giacomel *et al.*, 2003;2005; Fabian, 2002; Brito, 2005; Manica, 2002 e Del Rey, 2005. Totalizando 122 ensaios executados em três modelos físicos diferentes: CUPP, CUMP e CTGS – a partir deste momento esses modelos serão distinguidos graficamente através das cores vermelho, azul e verde, respectivamente.

As características dos trabalhos selecionados estão reunidas na tabela 6.1, apresentando os valores médios ou as faixas de variações das grandezas obtidas. Já seus valores brutos estão sumarizados no apêndice B.

Quanto à aplicação das ferramentas de análise dos dados obtidos, devido às diferenças de geometria e de escala de simulação entre os modelos unidimensionais e o modelo tridimensional, para fins de cálculo foram utilizados apenas os valores dos experimentos realizados nos modelos CUPP e CUMP. Além disto, como verificado em outros estudos, devido à grande influência no fluxo, por conta da densidade do material de mistura e do ângulo de inclinação do fundo utilizado, foram também excluídos dos cálculos destas análises os experimentos que utilizaram em suas misturas materiais diferentes do carvão e ângulos de inclinação diferentes de 0°. Apesar disto, os experimentos excluídos dos cálculos foram inseridos nos gráficos, podendo-se assim verificar em quais casos estes ensaios podem ser comparados ao outro grupo de experimentos. No total, foram excluídos dos cálculos 42 experimentos, dos quais 21 ensaios realizados no modelo CTGS, 15 ensaios compostos por sedimento diferente do carvão e 6 ensaios com inclinação do fundo diferente de 0°.

Tabela 6.1 Faixa de variação das principais características obtidas dos estudos

	Dücker <i>et al.</i> (2002)	Manica <i>et al.</i> (2005)	Puhl <i>et al.</i> (2004)	Giacomel <i>et al.</i> (2003)	Giacomel <i>et al.</i> (2005)	Fabian (2002)	Brito (2005)	Del Rey (2005)	Manica (2002)
Número de ensaios ¹	5	14	5	22	26	12	17	12	9
Modelo físico	CUPP	CUPP	CUPP	CUPP	CUPP	CUMP	CUMP	CTGS	CTGS
Ignição	Fluxo Contínuo	Fluxo Contínuo e Pulso	Fluxo Contínuo	Fluxo Contínuo	Fluxo Contínuo	Pulso	Fluxo Contínuo	Fluxo contínuo	Fluxo Contínuo
α [°]	0°	0°	0°	0°	0°	-0,5° - 4,0°	-0,5° - 2,0°	Variada	Variada
Material de mistura ²	Sal (d=2,2) e/ou carvão (d=1,365)	Carvão (d=1,365 e d=1,19), Calcáreo (d=2,832)	Carvão (d=1,365)	Carvão (d=1,365 e d=1,19)	Carvão (d=1,19)	Sal (d=2,2)	Carvão (d=1,365 e d=1,19)	Carvão (d=1,19)	Carvão (d=1,19)
d_m [10 ⁻⁶ m]	115 (Carvão)	125 (d=1,365) 60-113 (d=1,19) 45-56 (d=2,832)	125-139	42 (d=1,365) 40-95 (d=1,19)	95	D.N.O. ³	104-124 (d=1,365) 53-105 (d=1,19)	72-109	73-110
ω_s [10 ⁻³ m/s]	1,9	3 (d=1,365) 0,4-1,3 (d=1,19) 1,9-3,1 (d=2,832)	3-3,8	0,3 (d=1,365) 0,1-0,9 (d=1,19)	0,9	D.N.O. ³	2,1-3 (d=1,365) 0,3-1,1 (d=1,19)	0,5-1,2	0,5-1,2
C_v [%]	0,78 - 3,39	1,24 - 12,30	10,48	6,38 - 14,50	4,56 - 14,39	1,08 - 2,07	3,31 - 19,37	3,95 - 18,93	6,59 - 13,45
μ_m [10 ⁻³ Ns/m ²]	1,02 - 1,094	1,031 - 1,412	1,344	1,191 - 1,500	1,130 - 1,495	1,027 - 1,055	1,091 - 1,713	1,111 - 1,693	1,198 - 1,457
g' [m/s ²]	0,122 - 0,127	0,118 - 0,239	0,379	0,217 - 0,275	0,086 - 0,273	0,127 - 0,245	0,119 - 0,367	0,075 - 0,359	0,125 - 0,255
V_m [10 ⁻³ m ³]	4,00 - 4,15	4,04 - 4,57	4,00 - 4,47	4,00	4,00	71,30 - 117,70	50,00	50,00 - 480,00	120,00
Q [10 ⁻⁶ m ³ /s]	82,4 - 118,5	95,7 - 277,1 ⁵	68,6 - 139,7 ⁵	87,7 - 216,6	86,9 - 129,0	1073,6 - 2844,5	158,3 - 375,0	83,3 - 600,0	166,6 - 583,3
U [m/s]	0,029 - 0,045	0,014 - 0,081	0,028 - 0,067	0,005 - 0,103	0,039 - 0,058	0,071 - 0,118	0,033 - 0,090	0,019 - 0,107	0,052 - 0,086
$h_{cabeça}$ [m]	0,052 - 0,073	0,051 - 0,061	0,033 - 0,052	D.N.O.	0,025 - 0,053	0,062 - 0,080	0,050 - 0,137	D.N.O. ⁴	D.N.O. ⁴
h_{corpo} [m]	0,065 - 0,098	0,042 - 0,071	0,031 - 0,053	D.N.O.	0,034 - 0,072	0,025 - 0,034	0,073 - 0,223	D.N.O. ⁴	D.N.O. ⁴

¹ Considerando o número de ensaios distintos no trabalho. Nos casos em que houve repetições de ensaios, foram considerados os valores médios destas repetições.

² O valor entre parêntesis refere-se à densidade média do sedimento.

³ D.N.O.: Dado não obtido. O sedimento usado não permite realizar tais medidas, pois sofre dissolução em contato com o fluido ambiente

⁴ Devido à estrutura física do modelo CTGS não é possível coletar as dimensões da espessura da corrente.

⁵ Os valores de vazão dos ensaios pertencentes a estes trabalhos foram estimados através da curva de regressão (a metodologia foi descrita na seção 5.1.2).

6.2. USO DA ANÁLISE DIMENSIONAL

6.2.1. Aplicação do teorema dos Pi (II)

A partir das grandezas obtidas na coleta dos dados foi possível conceber o conjunto de parâmetros governantes do fenômeno, observando os princípios das leis da semelhança. O conjunto é dado por:

$$f(W^*, h^*, U, Q, g', \rho_m, \mu_m, \rho_s, \omega_s) = 0, \quad (6.1)$$

onde:

W^* = dimensão transversal característica da corrente [m];

h^* = espessura característica da corrente [m];

U = velocidade média da corrente [m/s];

Q = vazão média de entrada [m³/s];

g' = aceleração da gravidade reduzida [m/s²];

ρ_m = massa específica da mistura [kg/m³];

μ_m = coeficiente de viscosidade dinâmica aparente da mistura [Ns/m²];

ρ_s = massa específica do sedimento [kg/m³];

ω_s = velocidade de queda do sedimento [m/s].

No conjunto de parâmetros governantes (eq. 6.1), com base no teorema dos Pi (II), foram escolhidos parâmetros dependentes e independentes. A escolha dos parâmetros dependentes foi realizada de maneira que fossem envolvidos parâmetros que são melhor compreendidos no fenômeno, como recomenda o teorema dos Pi (II).

A escolha de diferentes parâmetros dependentes resultou na formação de diferentes grupos adimensionais. Tais relações adimensionais estão listadas abaixo conforme esta escolha:

- Base de parâmetros independentes: ρ_m, U, h^*

$$f_1 \left(\frac{W^*}{h^*}, \frac{Q}{Uh^{*2}}, \frac{g'h^*}{U^2}, \frac{\mu_m}{\rho_m Uh^*}, \frac{\rho_s}{\rho_m}, \frac{\omega_s}{U} \right) = 0$$

- Base de parâmetros independentes: ρ_m, Q, h^*

$$f_2 \left(\frac{W^*}{h^*}, \frac{Uh^{*2}}{Q}, \frac{g'h^{*5}}{Q^2}, \frac{\mu_m h^*}{\rho_m Q}, \frac{\rho_s}{\rho_m}, \frac{\omega_s h^{*2}}{Q} \right) = 0$$

- Base de parâmetros independentes: ρ_m, g', h^*

$$f_3 \left(\frac{W^*}{h^*}, \frac{U}{(h^* g')^{1/2}}, \frac{Q}{h^{*5/2} g'^{1/2}}, \frac{\mu_m}{\rho_m g'^{1/2} h^{*3/2}}, \frac{\rho_s}{\rho_m}, \frac{\omega_s}{(h^* g')^{1/2}} \right) = 0$$

- Base de parâmetros independentes: ρ_m, U, g'

$$f_4 \left(\frac{W^* g'}{U^2}, \frac{h^* g'}{U^2}, \frac{Q g'^2}{U^5}, \frac{\mu_m g'}{\rho_m U^3}, \frac{\rho_s}{\rho_m}, \frac{\omega_s}{U} \right) = 0$$

- Base de parâmetros independentes: ρ_m, Q, g'

$$f_5 \left(\frac{W^* g'^{1/5}}{Q^{2/5}}, \frac{h^* g'^{1/5}}{Q^{2/5}}, \frac{U}{g'^{2/5} Q^{1/5}}, \frac{\mu_m}{\rho_m g'^{1/5} Q^{3/5}}, \frac{\rho_s}{\rho_m}, \frac{\omega_s}{g'^{2/5} Q^{1/5}} \right) = 0$$

Observando as relações obtidas, pode-se notar que, por seu caráter combinatório, apesar das diferentes escolhas de parâmetros dependentes e independentes, alguns dos conjuntos adimensionais gerados apresentam a mesma razão entre as variáveis, porém, em graus de potência diferentes. Portanto, se faz necessário realizar uma seleção de parâmetros, a partir do seu grau de significância quanto à expressão de leis e forças que regem a mecânica dos fluidos; quanto à representatividade da corrente de turbidez e, também, quanto à sensibilidade dos parâmetros ao descrever o fenômeno em estudo, esta última baseando-se na intuição dos pesquisadores. Os parâmetros resultantes desta seleção, e que serão utilizados para as próximas fases de análise estão listados abaixo:

$$\frac{Q}{UW^*h^*} = \text{Razão entre vazão calculada e vazão medida;}$$

$$\frac{Uh^*}{v_m} = \text{Número de Reynolds (Re);}$$

$$\frac{g'h^*}{U^2} = \text{Número de Richardson (Ri);}$$

$$\frac{\omega_s}{U} = \text{Razão entre velocidade de queda do sedimento e a velocidade da corrente;}$$

$$\frac{h^* g'^{1/5}}{Q^{2/5}} = \text{Número de Richardson inicial;}$$

$$\frac{\rho_s}{\rho_m} = \text{Razão entre as massas específicas do sedimento e da corrente;}$$

$$\frac{W^*}{h^*} = \text{Razão entre largura e espessura característica da corrente;}$$

$$\frac{Qg'^{1/3}}{v_m^{5/3}} = \text{Parâmetro que vincula a vazão à viscosidade;}$$

$$\frac{h^{*3} g'}{v_m^2} = \text{Número de Arquimedes (Ar);}$$

$$\frac{U^3}{\nu_m g'} = \text{Número de Keulegan (Ke)}.$$

Estes e outros grupos podem ser expressos através das relações entre as forças envolvidas no fenômeno em estudo. As principais forças envolvidas no escoamento das correntes de turbidez são: força de inércia (dada por $F_I = \rho_m U^2 W^{*2}$), força viscosa (dada por $F_V = \mu_m U W^*$) e força de empuxo ($F_B = \rho_m W^{*3} g'$). Os grupos adimensionais resultantes das relações entre essas forças são:

- ▶ O número de Reynolds representa a razão entre as forças de inércia e as forças viscosas: $Re = F_I / F_V$;
- ▶ O número de Richardson representa a razão entre as forças de empuxo e as forças de inércia: $Ri = F_B / F_I$;
- ▶ O número de Arquimedes representa a razão entre as forças de inércia e de empuxo pelo quadrado das forças viscosas: $Ar = F_I F_B / F_V^2$;
- ▶ O número de Keulegan representa a razão entre o quadrado das forças de inércia e as forças viscosas e de empuxo: $Ke = F_I^2 / F_V F_B$;
- ▶ O número de Stokes representa a razão entre as forças viscosas e as forças de empuxo: $St = \frac{F_V}{F_B} = \frac{\mu_m U W^*}{\rho_m W^{*3} g'} = \frac{U \nu_m}{W^{*2} g'}$.

Para fins de cálculo, o número de Stokes (St) foi então adicionado ao conjunto de parâmetros selecionados. Este grupo adimensional é geralmente utilizado no estudo de partículas sob ação da gravidade.

Estes grupos adimensionais estão também relacionados entre si, de tal forma que:

- ▶ O quociente entre o número de Reynolds e o número de Richardson é igual ao número de Keulegan, ou seja, $Re/Ri = Ke$;
- ▶ O quociente entre o número de Reynolds e o número de Stokes é igual ao número de Arquimedes, ou seja, $Re/St = Ar$;
- ▶ O produto entre o número de Reynolds e o número de Richardson é igual ao inverso do número de Stokes, ou seja, $Re.Ri = 1/St$.

6.2.2. Concepção dos grupos adimensionais Pi (II)

A partir dos parâmetros obtidos na aplicação do teorema dos Pi (II), foram derivados outros grupos Pi (II), à medida que os parâmetros de referência (h^* , W^*) foram sendo escritos

considerando características específicas da corrente. Assim, os parâmetros adimensionais Pi (Π) inicialmente gerados foram desdobrados em:

$$\begin{aligned}
 \Pi_1 &= \frac{Q}{UWh_{cabeça}}; & \Pi_2 &= \frac{Q}{UWh_{corpo}}; \\
 \Pi_3 &= \frac{Ud_m}{v_m}; & \Pi_4 &= \frac{Uh_{cabeça}}{v_m}; & \Pi_5 &= \frac{Uh_{corpo}}{v_m}; \\
 \Pi_6 &= \frac{g'h_{cabeça}}{U^2}; & \Pi_7 &= \frac{g'h_{corpo}}{U^2}; \\
 \Pi_8 &= \frac{\omega_s}{U}; \\
 \Pi_9 &= \frac{h_{cabeça}g'^{1/5}}{Q^{2/5}}; & \Pi_{10} &= \frac{h_{corpo}g'^{1/5}}{Q^{2/5}}; \\
 \Pi_{11} &= \frac{\rho_s}{\rho_m}; & \Pi_{12} &= \frac{(\rho_s - \rho_m)}{\rho_m}; \\
 \Pi_{13} &= \frac{W}{h_{cabeça}}; & \Pi_{14} &= \frac{W}{h_{corpo}}; \\
 \Pi_{15} &= \frac{Qg'^{1/3}}{v_m^{5/3}}; \\
 \Pi_{16} &= \frac{h_{cabeça}^3 g'}{v_m^2}; & \Pi_{17} &= \frac{h_{corpo}^3 g'}{v_m^2}; \\
 \Pi_{18} &= \frac{U^3}{v_m g'}; \\
 \Pi_{19} &= \frac{Uv_m}{h_{cabeça}^2 g'}; & \Pi_{20} &= \frac{Uv_m}{h_{corpo}^2 g'}.
 \end{aligned}$$

6.2.3. Relação direta entre grupos Pi (Π)

Com os parâmetros selecionados em mãos, para a próxima etapa de análise, foi realizada a aplicação dos dados dos experimentos a estes conjuntos adimensionais optando-se, inicialmente, por analisar a existência de relações diretas entre estes grupos. A fim de facilitar a leitura, aconselha-se o uso do apêndice C.

Porém, nem todos os grupos foram correlacionados diretamente, ao invés disso, os parâmetros obtidos foram confrontados apenas com parâmetros adimensionais de maior relevância e embasamento na literatura. Para formar este conjunto menor de parâmetros, foram escolhidos os parâmetros vinculados ao número de Reynolds e de Richardson: $\Pi_3=(Re_h)_{grão}$, $\Pi_4=(Re_h)_{cabeça}$, $\Pi_5=(Re_h)_{corpo}$, $\Pi_6=(Ri_h)_{cabeça}$, $\Pi_7=(Ri_h)_{corpo}$. Com este procedimento foi obtido um menor número de relações, porém a presença destes parâmetros

de maior relevância possibilita uma melhor interpretação dos resultados, já que possuem um amplo uso e fundamento na bibliografia.

Após a análise visual das dispersões obtidas, foram selecionados os melhores resultados, os quais encontram-se descritos a seguir.

6.2.3.1. Aplicação aos dados coletados

Nos gráficos desta seção, as curvas pontilhadas foram ajustadas a sentimento pelo autor. Já os símbolos identificando os pontos dos gráficos fazem referência à nomenclatura dada aos experimentos no apêndice B, por exemplo ‘DB001’ que referência ao primeiro experimento realizado por Brito, 2005.

a) Relações com números de Reynolds:

As figuras 6.1 e 6.2 apresentam as melhores relações obtidas para o número de Reynolds do grão (Π_3), podendo-se observar, de maneira geral, que, nos dois casos, a dispersão segue uma única tendência, porém cada conjunto de experimentos encontra-se em regiões diferentes da dispersão, ou seja, os diferentes experimentos foram discriminados (separados) em tendências. Desta forma, não houve o estabelecimento de uma tendência única e geral, agrupando todos os dados. No caso da fig. 6.1 ($\Pi_8 \times \Pi_3$), a tendência é de que, à medida que o valor de Π_3 diminui, o valor de Π_8 aumenta e vice-versa. Já no caso da fig. 6.2 ($\Pi_{18} \times \Pi_3$), à medida que o valor de Π_3 aumenta, o valor de Π_{18} também cresce. Essa separação dentro das dispersões pode estar associada a uma característica comum que não está sendo levada em

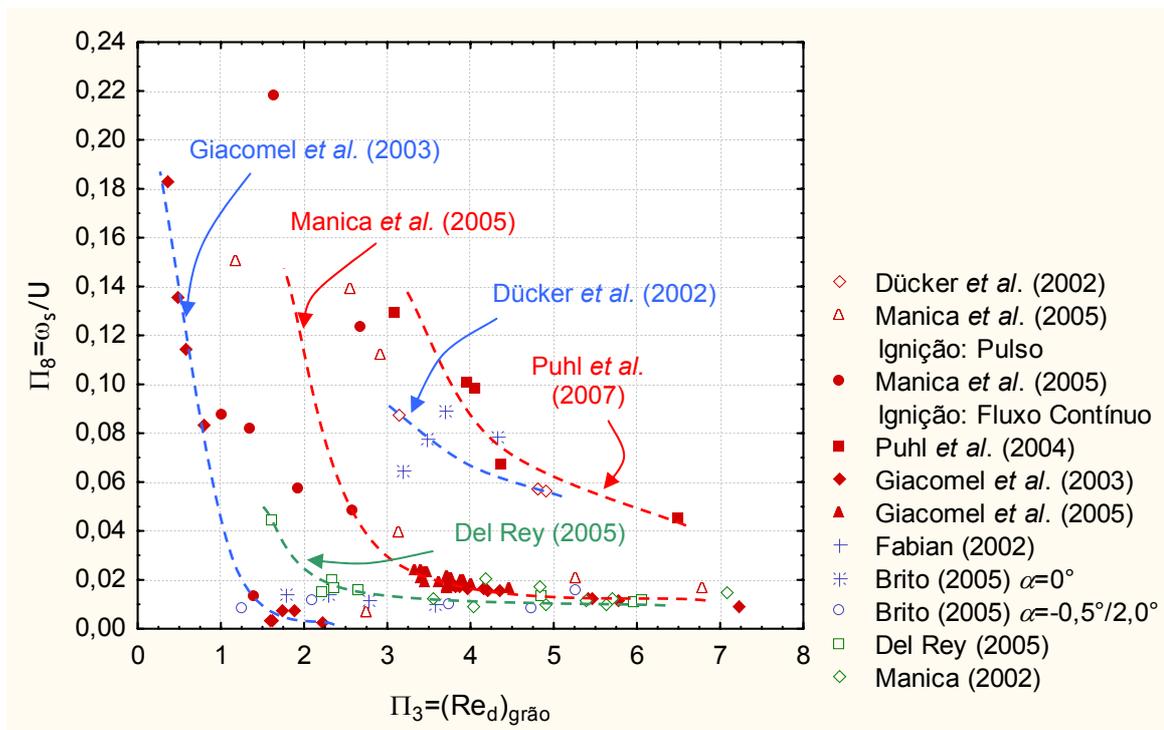


Figura 6.1 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais $\Pi_3 \times \Pi_8$.

conta nestas relações, o que nos leva a relacionar novos conjuntos adimensionais, criados a partir da operação entre os conjuntos já existentes (este procedimento será realizado na próxima etapa da metodologia, seção 6.2.4).

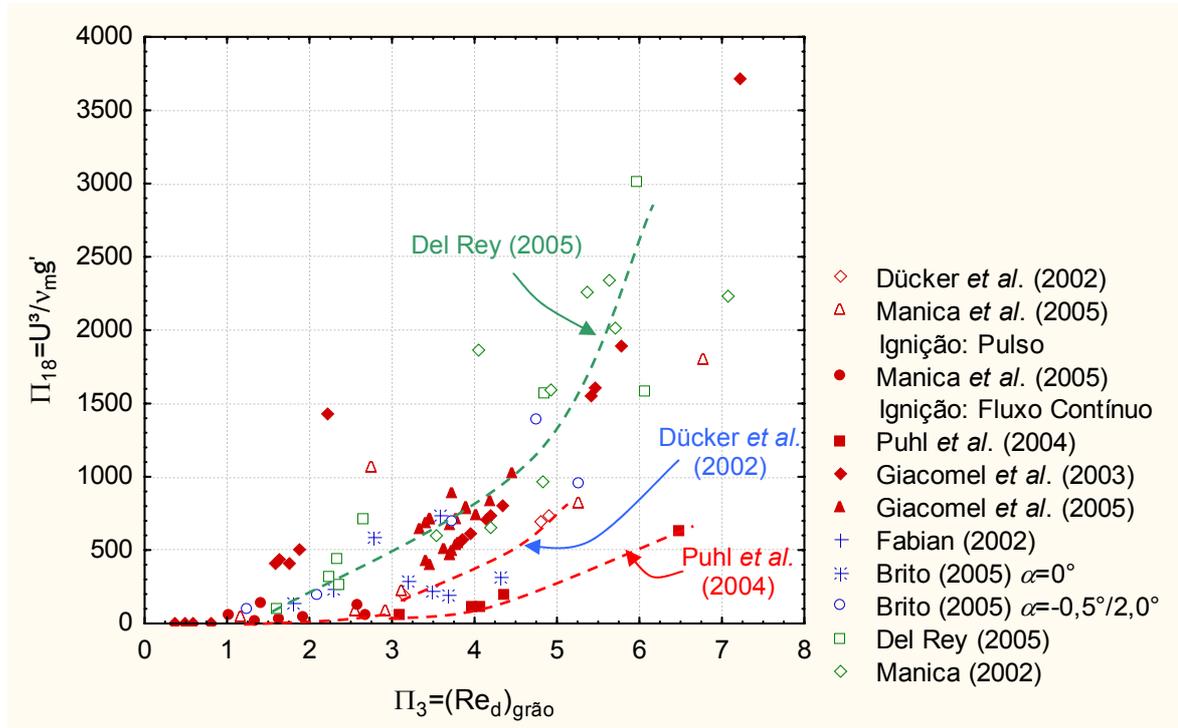


Figura 6.2 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais Π_3 x Π_{18} .

A dispersão apresentada na figura 6.3, para o caso da relação entre o número de Reynolds avaliado com a espessura da cabeça (Π_4) com a razão entre a vazão calculada pela vazão medida (Π_1), apresenta uma tendência separando os experimentos segundo o mecanismo de ignição do fluxo. Apesar de separadas, as duas tendências têm a mesma forma de decaimento do valor de Π_1 à medida em que aumenta o valor de Π_4 , porém, no caso dos fluxos iniciados por pulso, esta tendência é suavizada. Esta diferença entre os fluxos, a partir dos mecanismos de ignição, pode ser associada à avaliação aproximada da vazão da corrente que, no caso daqueles iniciados por pulso, alguns (no caso, os experimentos de Fabian, 2002) foram aproximados pela razão entre volume da mistura e o tempo de percurso da corrente e os outros (no caso, os experimentos de Manica *et al.*, 2002) foram aproximados através da curva gerada por regressão (fig. 6.2 – seção 6.1).

Na figura 6.4 observa-se a relação entre o número de Reynolds avaliado na espessura da cabeça (Π_4) com a razão entre a velocidade de queda da partícula pela velocidade da corrente (Π_8). Nota-se que, à medida que diminui o valor de Π_8 , ou seja, à medida que a velocidade de queda do grão é pequena em relação à velocidade média de propagação da corrente, há uma tendência a aumentar o número de Reynolds avaliado com a altura da cabeça. Além disso, podem-se notar alguns casos que ficam fora da tendência apresentada pela dispersão, os quais

foram identificados como fluxos de baixa concentração e alta velocidade de queda da partícula, pertencentes ao estudo de Brito (2005).

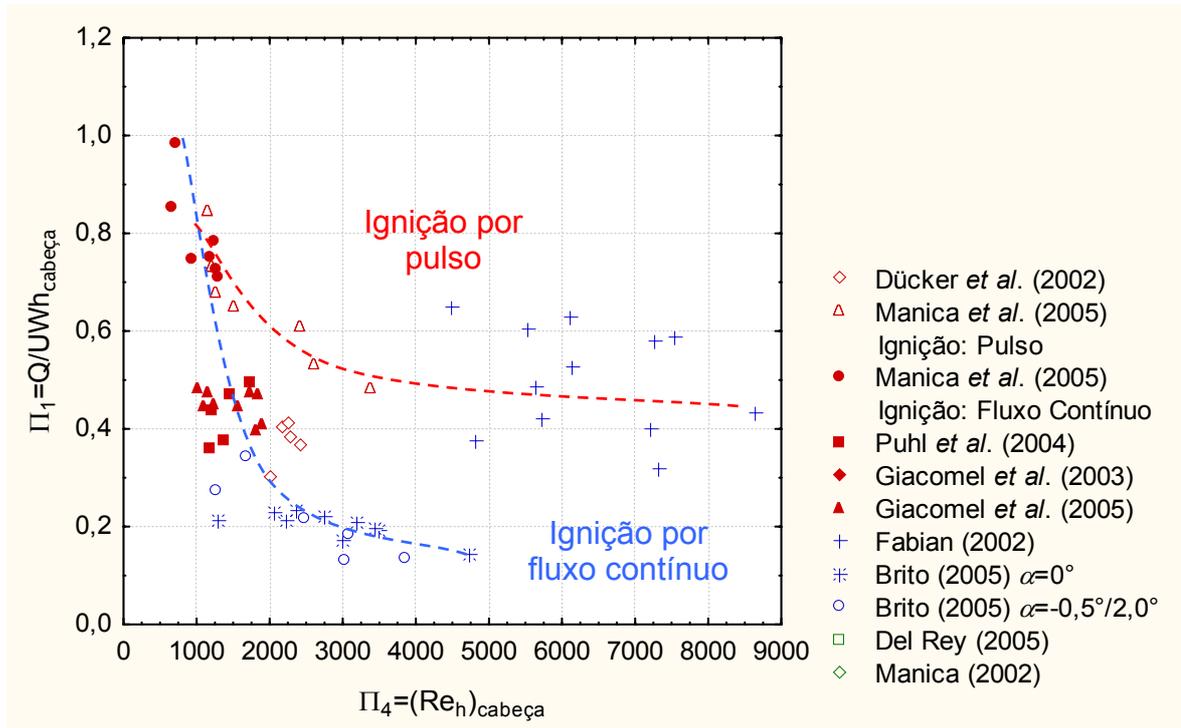


Figura 6.3 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais Π_4 x Π_1 .

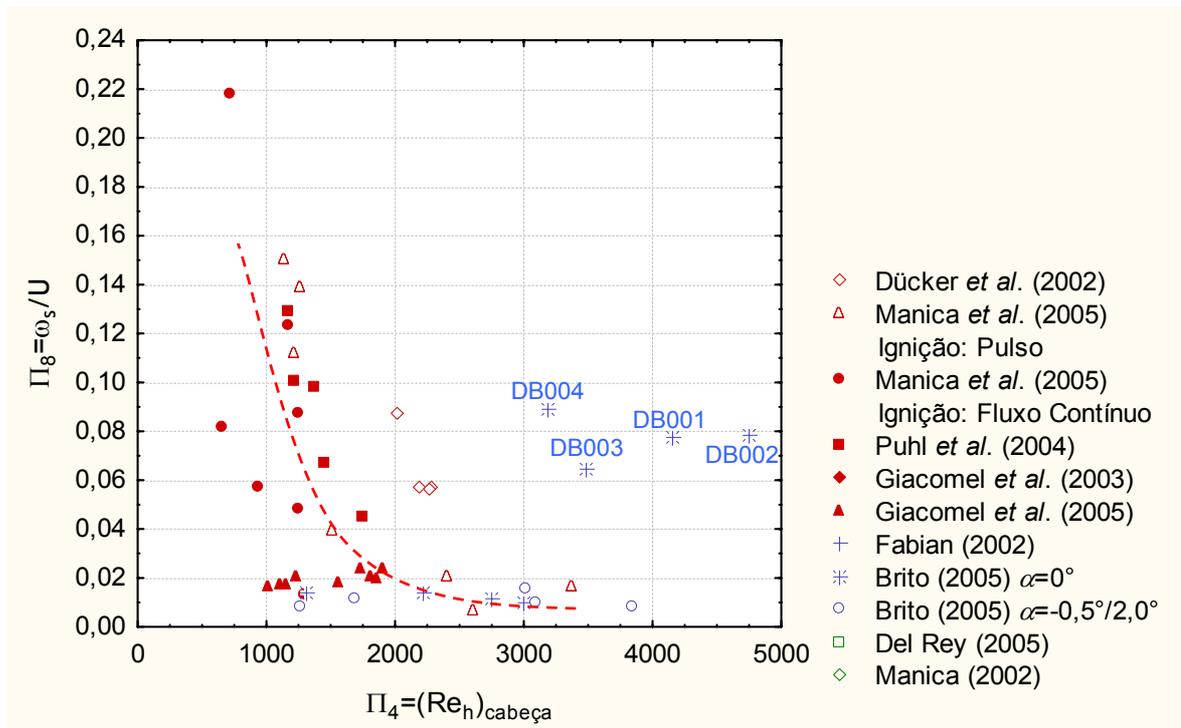


Figura 6.4 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais Π_4 x Π_8 .

A dispersão apresentada na figura 6.5, na qual o número de Reynolds avaliado com a espessura da cabeça (Π_4) agora está relacionado com o número de Arquimedes (Π_{16}), sugere uma relação diretamente proporcional entre os dois conjuntos adimensionais. Apesar dos

fluxos salinos adequem-se à tendência, também como no caso da dispersão com Π_4 (fig. 6.4), há pontos fora da tendência apresentada e, novamente, são identificados como fluxos de alta velocidade de queda da partícula e baixa concentração, conseqüentemente menor coeficiente de viscosidade cinemática da mistura .

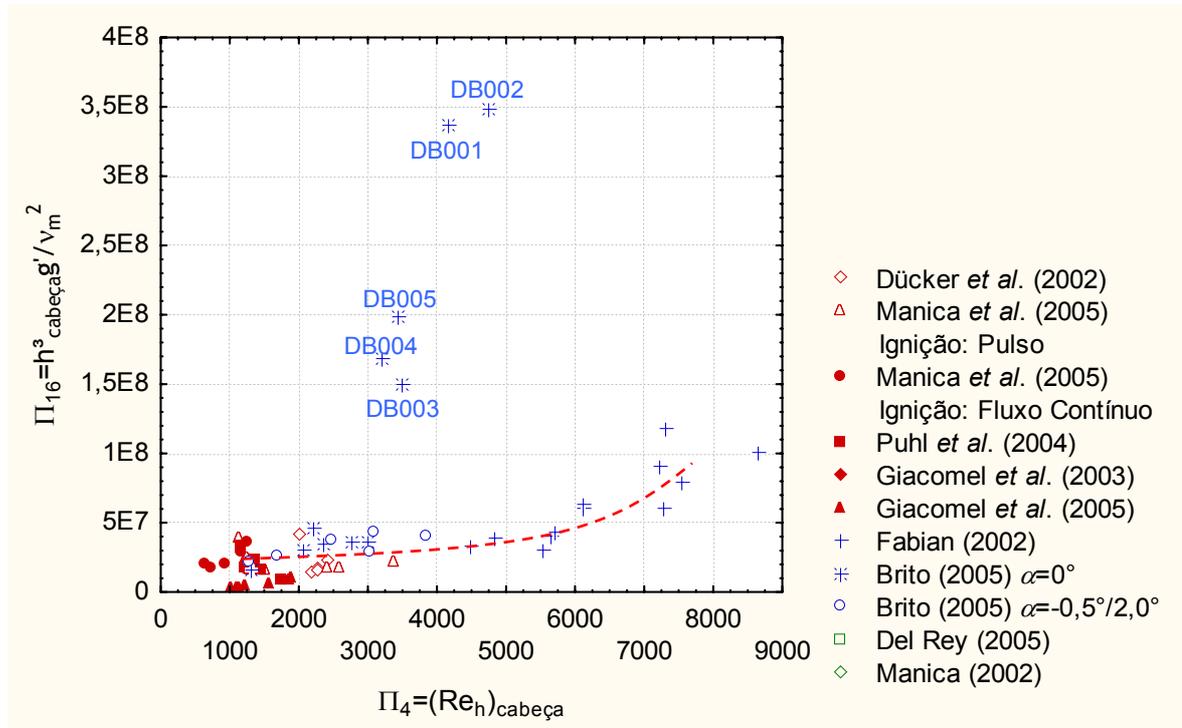


Figura 6.5 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais Π_4 x Π_{16} .

A relação do número de Reynolds avaliado com a espessura da cabeça (Π_4) com o número de Keulegan (Π_{18}) (fig. 6.6) apresenta uma dispersão com uma visível tendência exponencial, relacionando diretamente os dois conjuntos adimensionais. Também neste caso, os fluxos de baixa concentração e alta velocidade de queda da partícula ficam fora da tendência apresentada pelo restante da dispersão. Apesar disso, formou-se uma tendência que agrupa os dados oriundos de fluxos salinos e não-conservativos, ou seja, os dados dos dois tipos de fluxos seguem a mesma tendência. Para que fosse melhor explorada a tendência apresentada, fez-se a relação entre o número de Reynolds avaliado com a espessura da cabeça (Π_4) com o inverso do número de Kuelegan (Π_{18}), resultando na figura 6.7. Similarmente à outra relação, há uma tendência única agrupando todos os dados, com exceção daqueles antes excluídos provindos dos experimentos de Brito (2005). Porém, além disso, podemos observar que próximo ao valor de Π_4 igual a 500 cria-se uma assíntota vertical, revelando que, para valores de Π_4 desta ordem, o conjunto Π_{18} tende a valores extremamente altos.

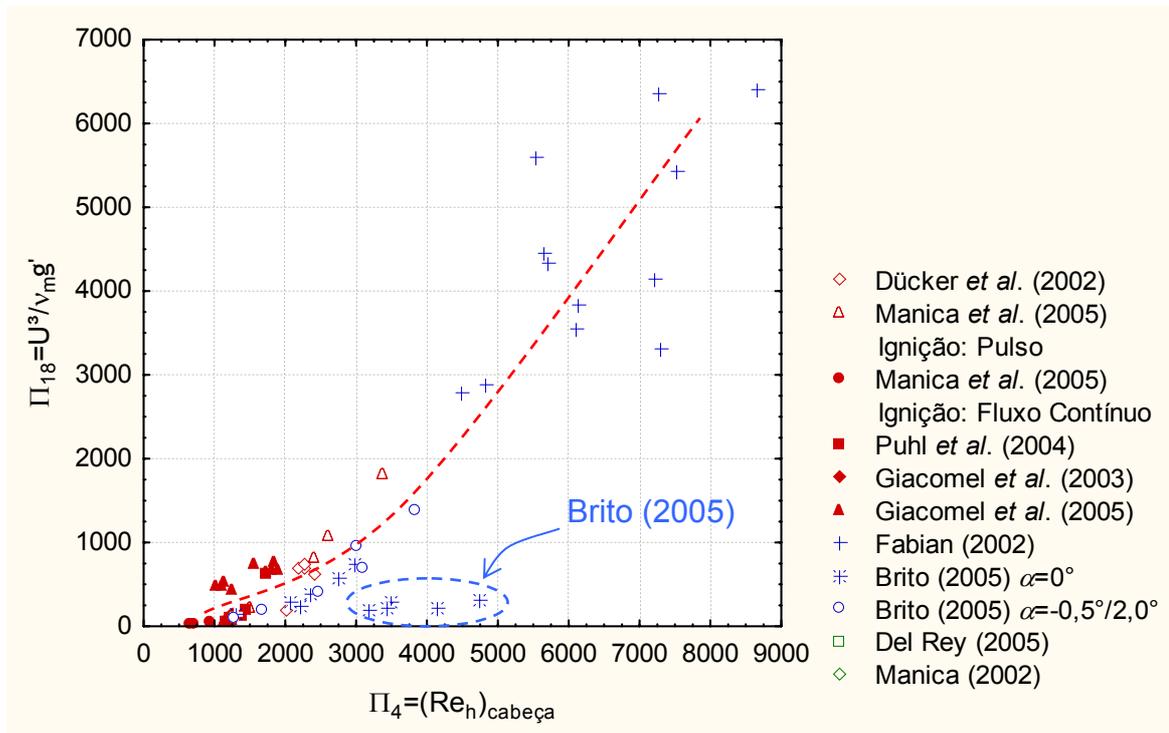


Figura 6.6 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais Π_4 x Π_{18} .

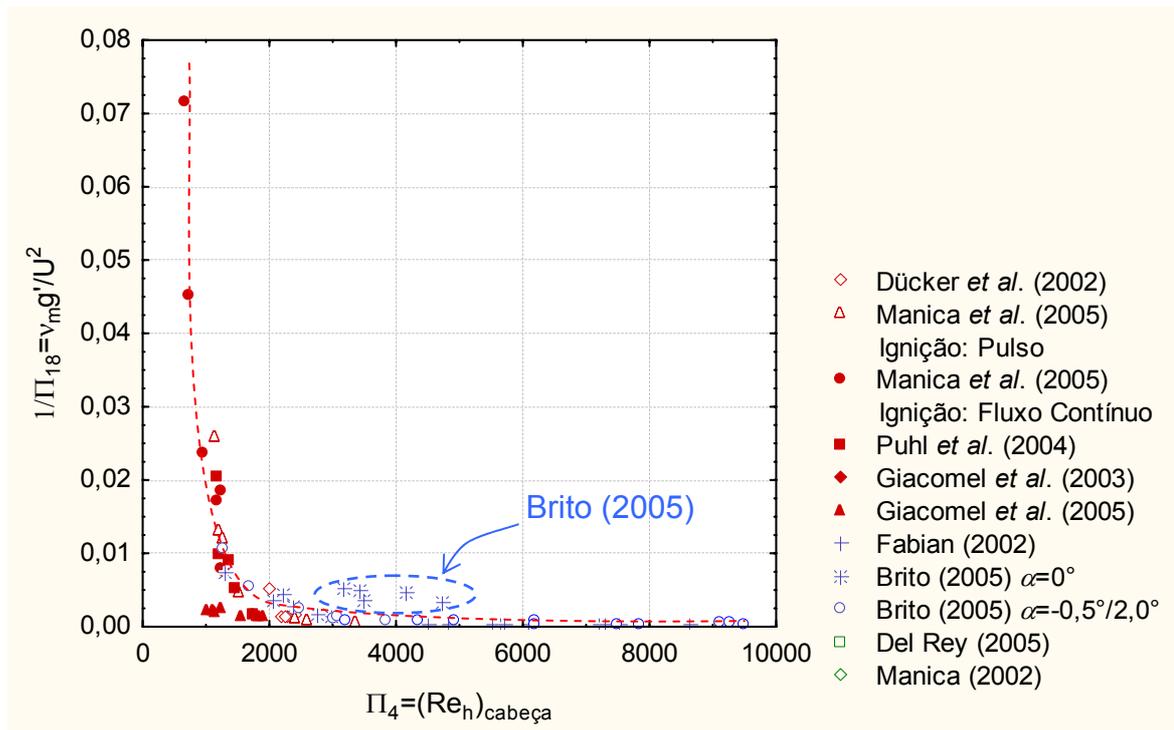


Figura 6.7 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais Π_4 x $(1/\Pi_{18})$.

No caso em que estão relacionados o número de Reynolds avaliado com a espessura da cabeça (Π_4) e o parâmetro que vincula a vazão injetada à viscosidade (Π_{15}), a dispersão apresenta duas tendências lineares (fig. 6.8), as quais classificam os fluxos segundo o tipo de material que os compõem. Para o caso dos fluxos compostos por sal (conservativos), o ângulo de inclinação da reta é mais acentuado, já para os fluxos compostos por sedimento em

suspensão (não-conservativos), a inclinação da reta é menor, mostrando que à medida que cresce o número de Reynolds há um menor aumento no valor de Π_{15} , em relação aos fluxos conservativos.

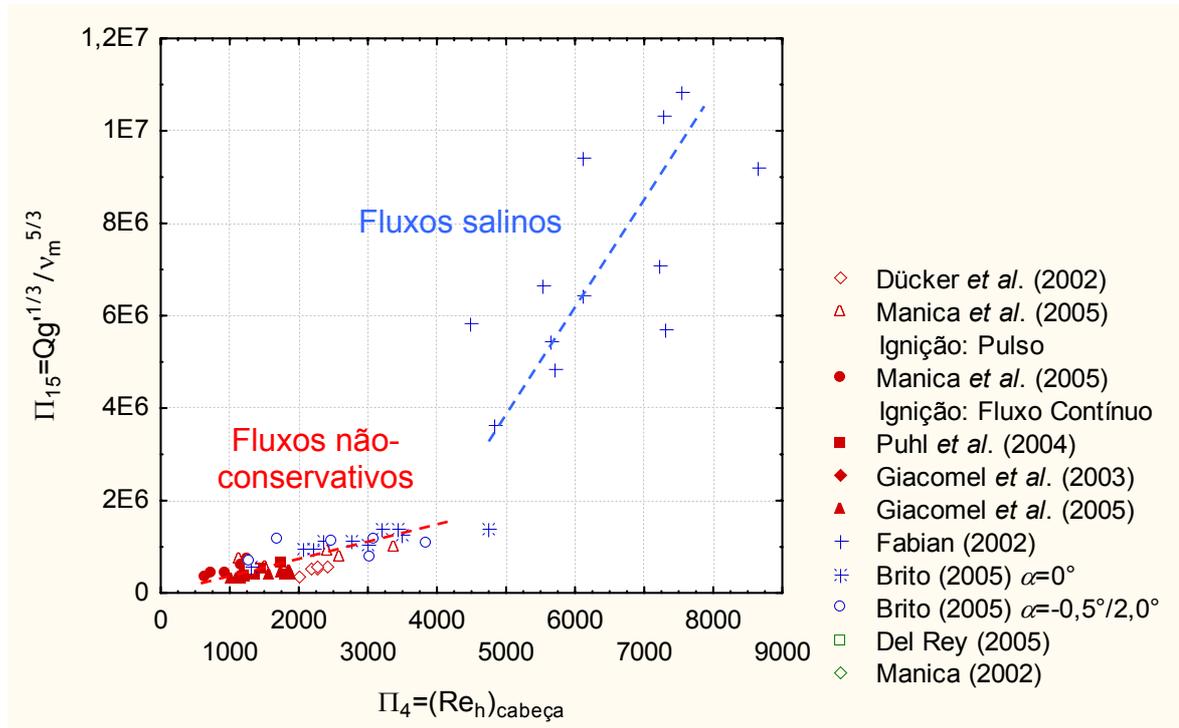


Figura 6.8 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais Π_4 x Π_{15} .

A figura 6.9 apresenta a dispersão da relação do número de Reynolds avaliado com a espessura do corpo (Π_5) com a razão entre a vazão injetada pela vazão da corrente (Π_2), mostrando uma separação na dispersão, igualmente como o no caso da relação (fig. 6.3) avaliada na espessura da cabeça (Π_1 x Π_4). Porém, neste caso, além da classificação segundo o mecanismo de ignição, que apresentou formas bastante semelhantes ao outro caso, pode-se observar uma representativa separação dos fluxos salinos, ao contrário do caso anterior em que estes fluxos davam continuidade à tendência daqueles com mecanismo de ignição por. Em comparação com a relação entre Π_1 x Π_4 (fig. 6.3), o único parâmetro que foi alterado dentro destas relações é a espessura da corrente, no caso, a espessura da cabeça pela espessura do corpo. Além disso, na relação entre Π_2 x Π_5 , os fluxos salinos apresentaram um decréscimo no valor do número de Reynolds e um acréscimo no valor da razão entre a vazão calculada pela vazão medida, já no caso dos fluxos não-conservativos com ignição por fluxo contínuo, há um acréscimo no valor do número de Reynolds, o que não ocorre no caso dos fluxos não-conservativos com ignição por pulso. Esta alteração de valores pode estar associada ao fato de que não foi possível calcular a velocidade associada à espessura do corpo da corrente, neste caso, a velocidade do corpo da corrente, já que não foram obtidos dados mais detalhados da dinâmica da corrente.

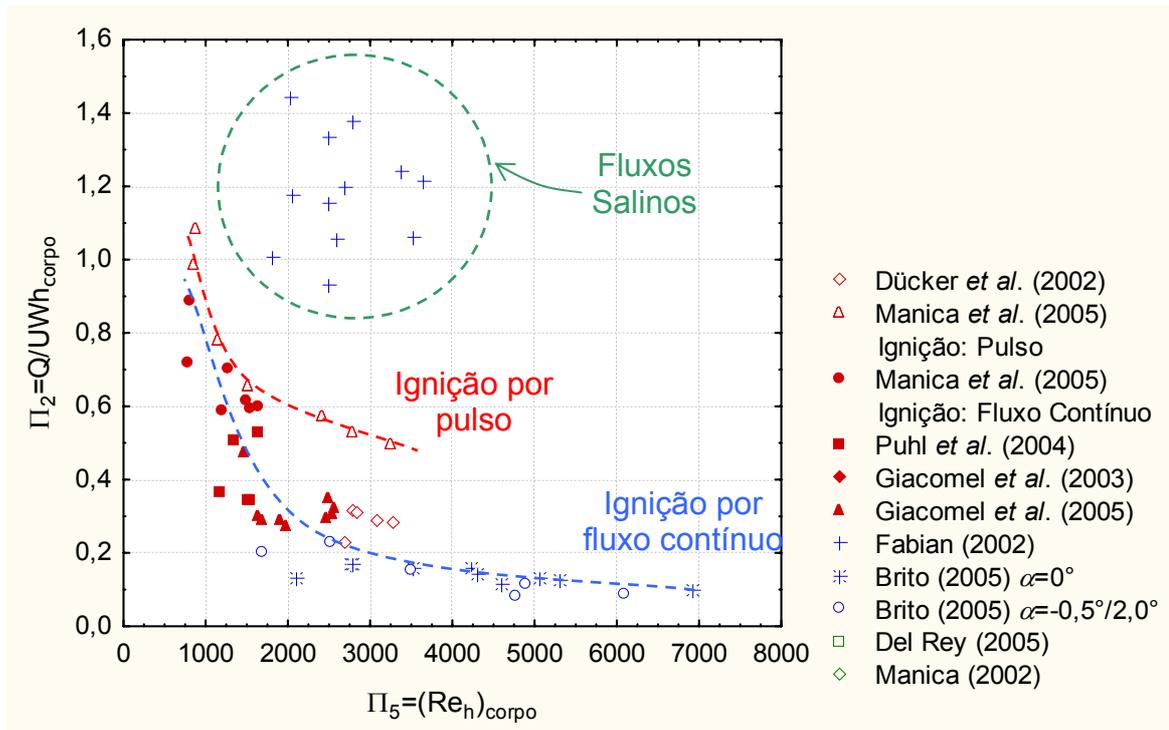


Figura 6.9 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais Π_5 x Π_2 .

A dispersão da relação entre a razão da velocidade de queda da partícula pela velocidade da corrente (Π_8) com o número de Reynolds, tanto da espessura da cabeça (Π_4) – fig. 6.4, quanto da espessura do corpo (Π_5) – fig. 6.10, revela uma tendência inversamente proporcional entre os conjuntos adimensionais. Além disso, nos dois casos, alguns fluxos identificados pela baixa concentração e alta velocidade de queda posicionam-se fora desta tendência apresentada.

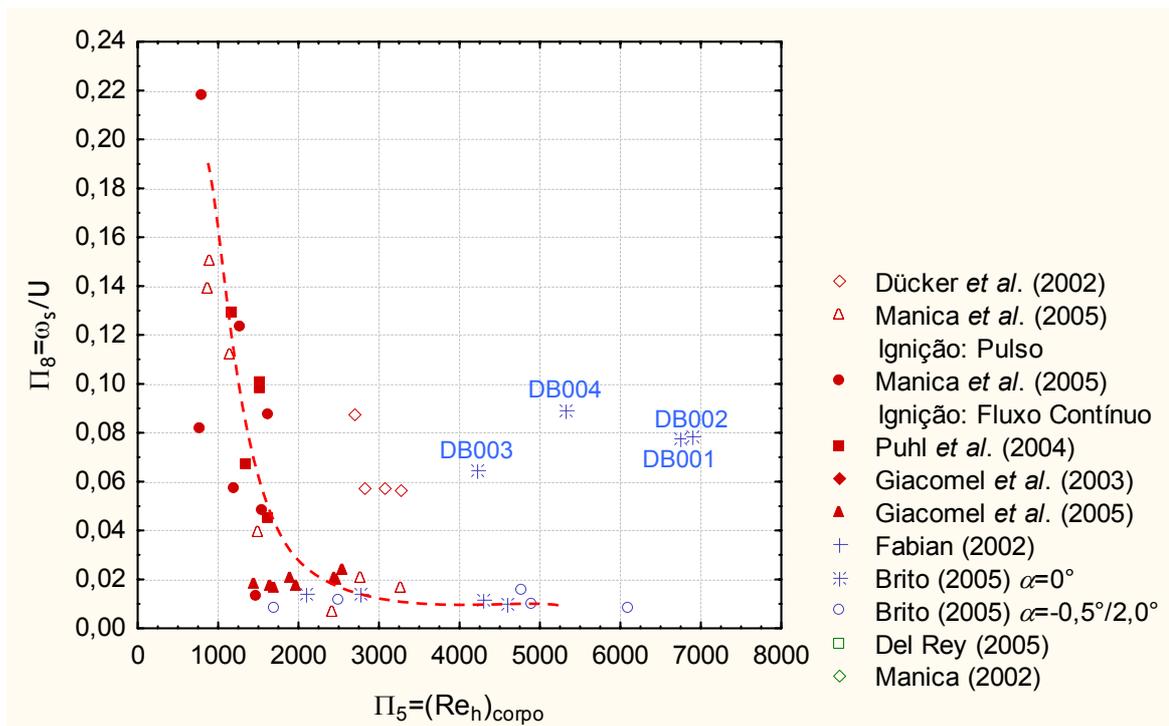


Figura 6.10 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais Π_5 x Π_8 .

Ao contrário da dispersão apresentada pela relação do número de Keulegan (Π_{18}) com o número de Reynolds avaliado com a espessura da cabeça (Π_4) – fig. 6.6, na qual revela-se uma única tendência, a relação de Π_{18} com o número de Reynolds avaliado com a espessura do corpo (Π_5) – fig. 6.11 – revela uma dispersão com tendências mais definidas e claras. Os fluxos salinos encontram-se numa região distinta do gráfico, já os fluxos não-conservativos apresentam duas tendências, classificadas segundo o modelo físico utilizado nos experimentos: Canal Unidirecional de Pequeno Porte (CUPP) e Canal Unidirecional de Médio Porte (CUMP). Apesar da separação de cada uma das dispersões, todas apresentam tendências exponenciais, sugerindo uma relação direta entre os conjuntos adimensionais.

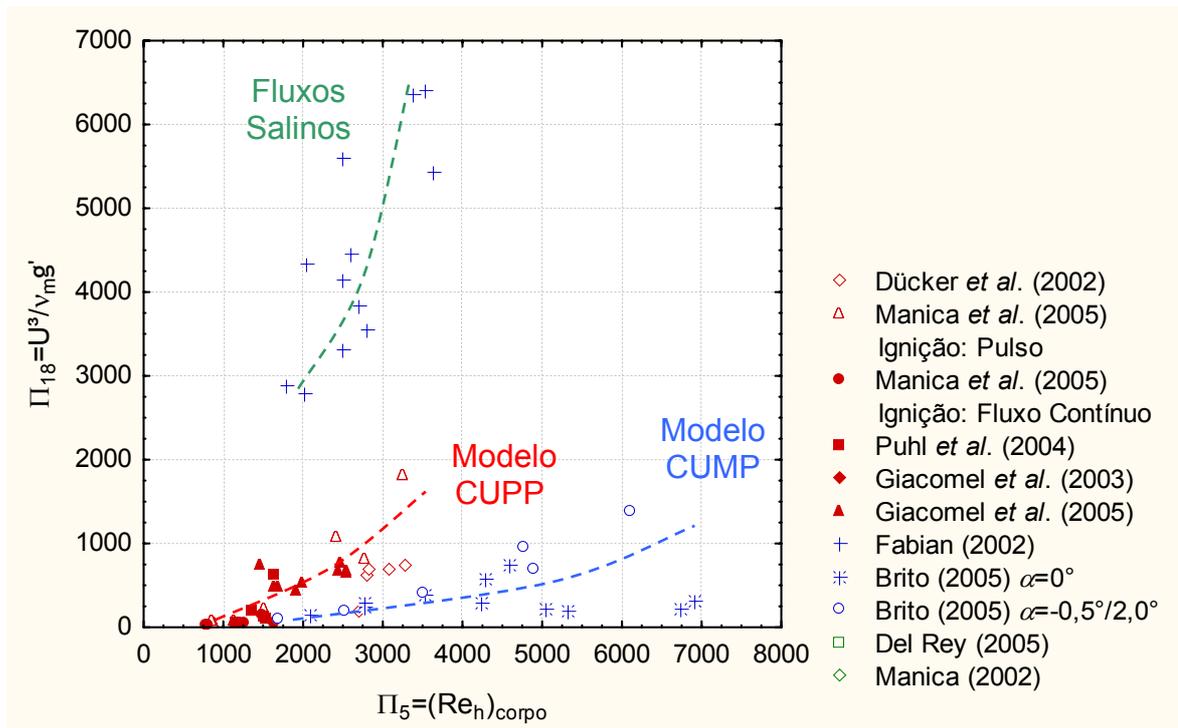


Figura 6.11 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais Π_5 x Π_{18} .

b) Relações com números de Richardson:

A relação entre o número de Richardson avaliado com a espessura da cabeça (Π_6) com o número de Stokes avaliado na espessura da cabeça (Π_{19}) – fig. 6.12, apresenta duas tendências de dispersão que classificam os dados segundo a instalação física utilizada na simulação (CUPP ou CUMP). As duas tendências relacionam os adimensionais de forma inversamente proporcional. De forma semelhante, a relação entre o número de Richardson avaliado com a espessura da cabeça (Π_6) com o número de Keulegan (Π_{18}) – fig. 6.13, também discrimina os dados em duas tendências, segundo a instalação física utilizada nos experimentos. Porém, neste caso, a diferença entre as duas tendências não é tão significativa (melhor observado na zona em detalhe no gráfico).

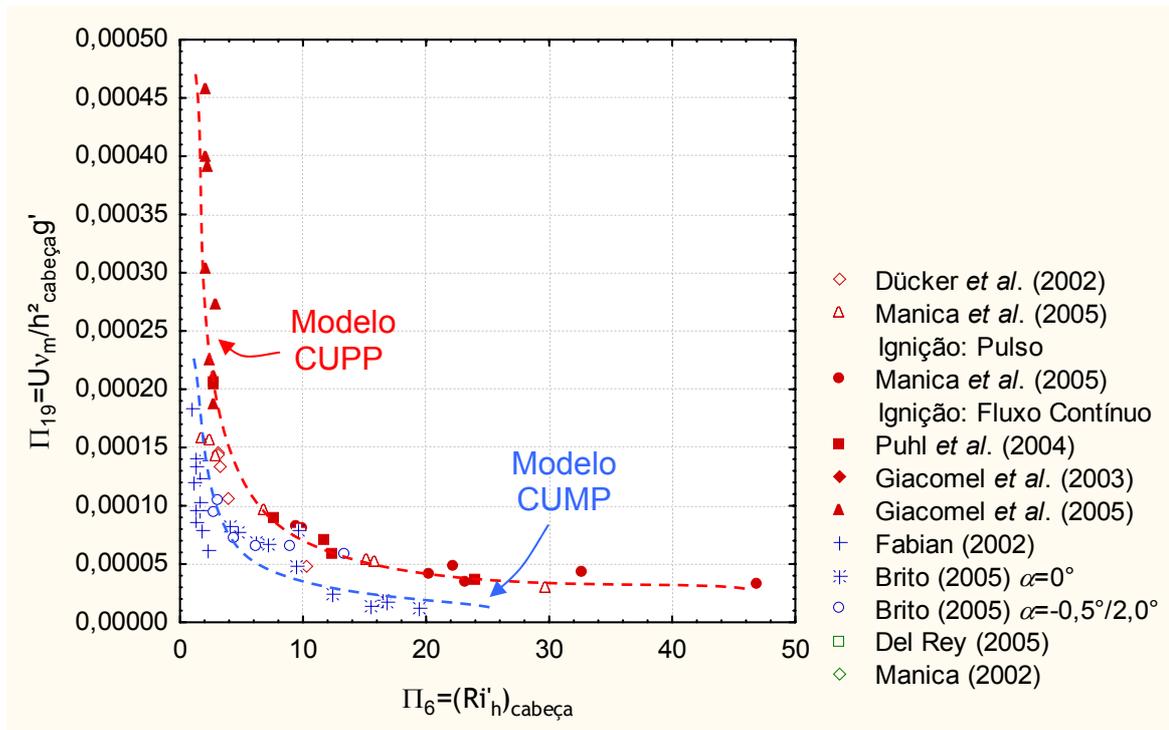


Figura 6.12 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais Π_6 x Π_{19} .

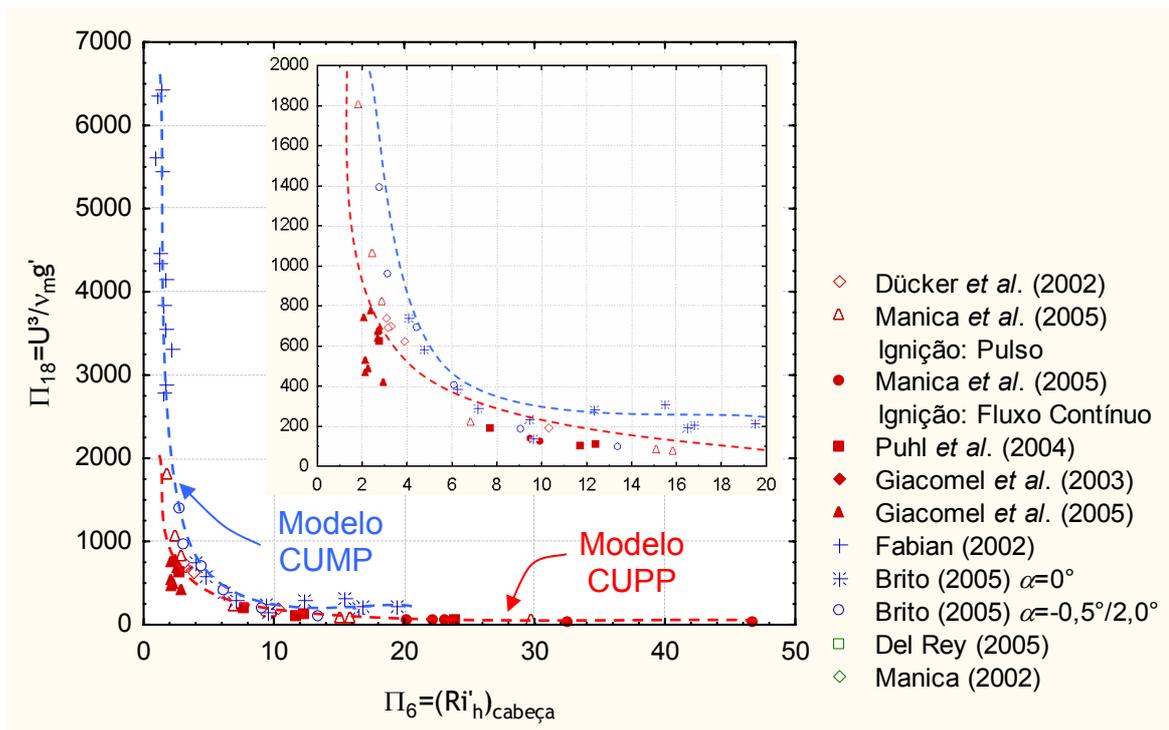


Figura 6.13 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais Π_6 x Π_{18} .

A figura 6.14 apresenta a dispersão resultante da relação direta entre o número de Richardson avaliado com a espessura da cabeça (Π_6) com o número de Richardson inicial avaliado pela espessura da cabeça (Π_9). Visualmente, a dispersão apresenta dois momentos distintos: para valores de Π_6 menores que quatro ($\Pi_6 < 4$), aproximadamente, a dispersão apresenta uma única tendência linear com pequena variação; já para valores de Π_6 maiores

($\Pi_6 > 4$), ambos os conjuntos adimensionais apresentam grande variação. Destaca-se que os dados que seguem a tendência formada (para valores de $\Pi_6 < 4$), foram obtidos com diferentes condições, tais como: modelo físico utilizado, tipo de fluxo (conservativo ou não-conservativo), declividade do canal e mecanismo de ignição.

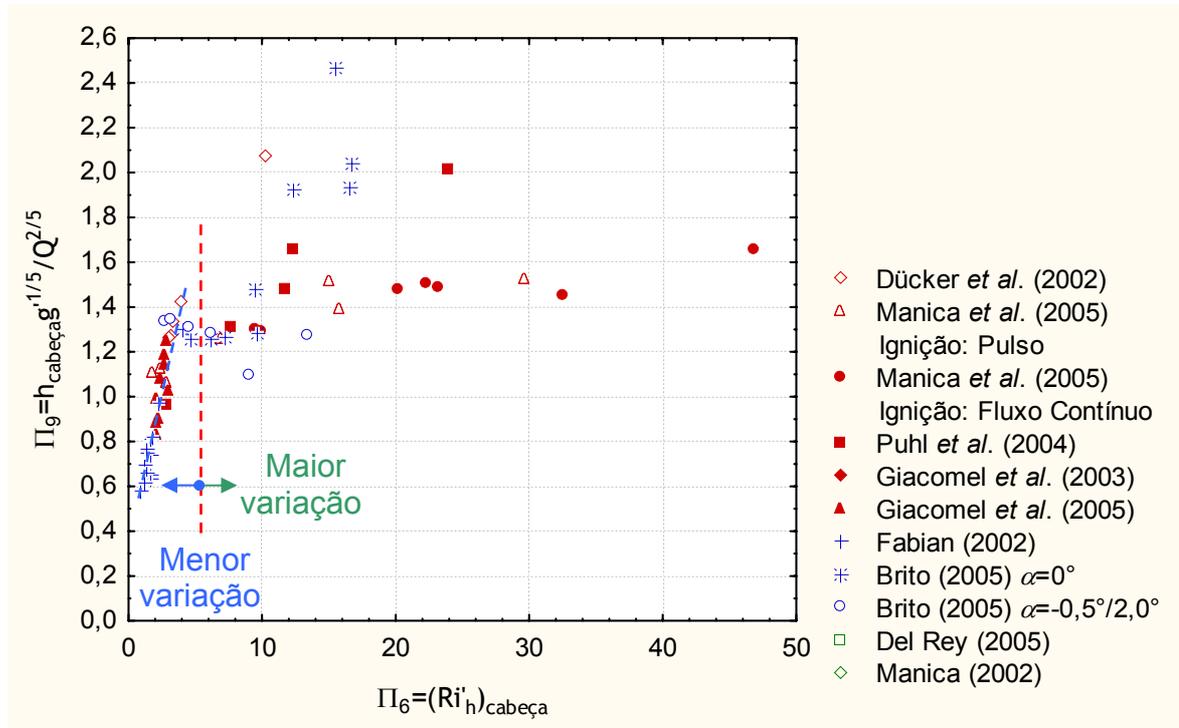


Figura 6.14 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais Π_6 x Π_9 .

Como no caso da relação entre o número de Richardson avaliado com a espessura da cabeça (Π_6) com o número de Stokes avaliado na espessura da cabeça (Π_{19}) – fig. 6.12, a relação do número de Richardson avaliado com a espessura do corpo (Π_7) com o número de Stokes avaliado na espessura do corpo (Π_{20}) - fig. 6.15 apresenta duas tendências de dispersão classificadas segundo o modelo físico utilizado no experimento. Essas tendências relacionam os adimensionais de forma inversamente proporcional e podem ser mais bem observadas na zona em detalhe no gráfico. Similarmente, a relação entre o número de Richardson avaliado com a espessura do corpo (Π_7) com o número de Keulegan (Π_{18}) – fig. 6.16, também classifica os dados em duas tendências (mais bem observado na zona em detalhe no gráfico) que classificam os dados segundo o modelo físico utilizado nos experimentos, além de relacionar os conjuntos adimensionais de forma inversamente proporcional.

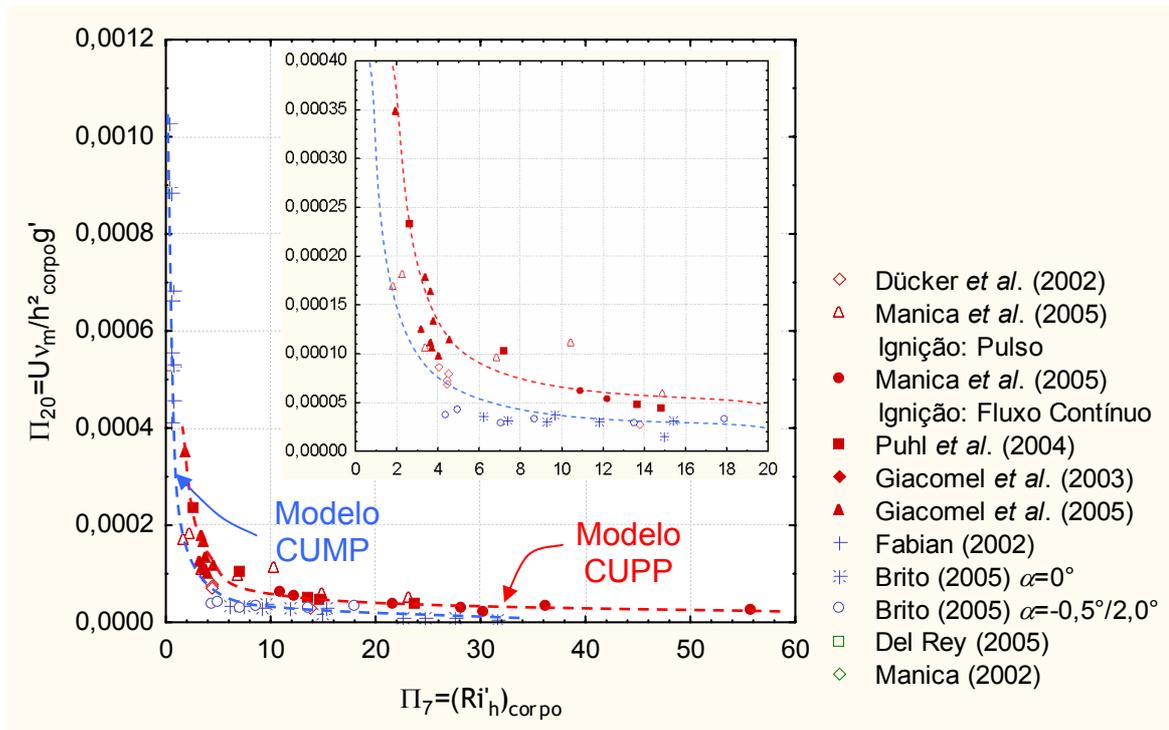


Figura 6.15 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais Π_7 x Π_{20} .

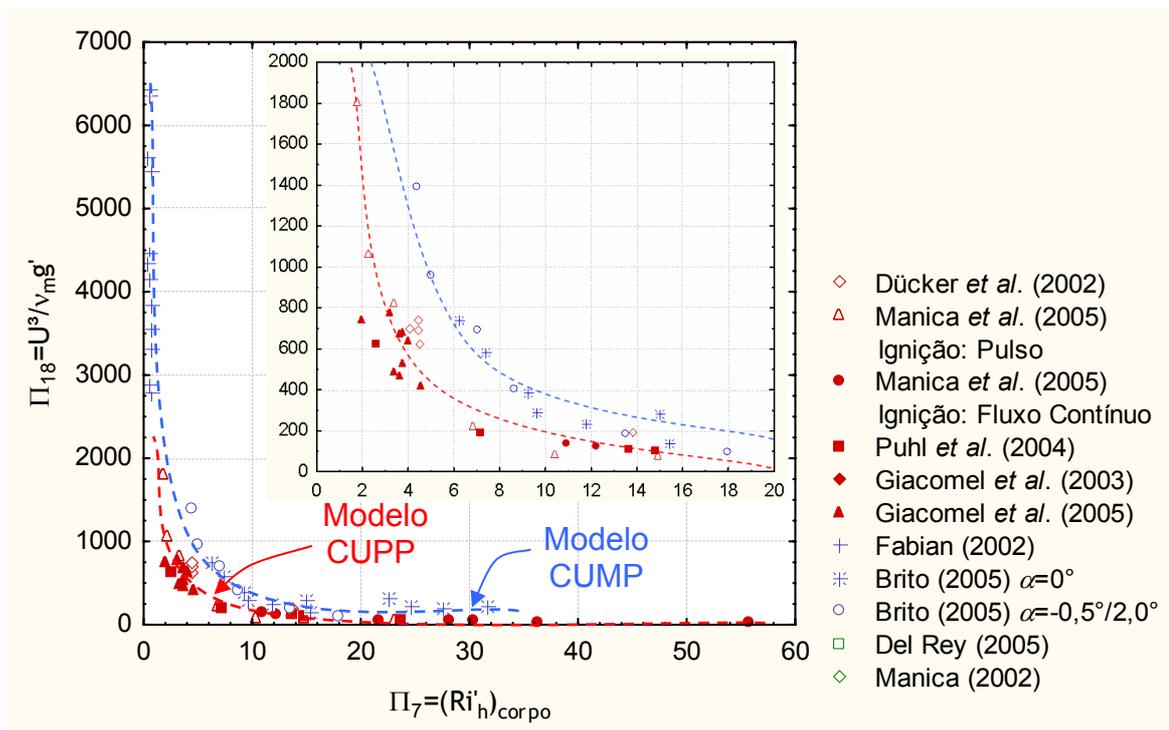


Figura 6.16 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais Π_7 x Π_{18} .

A fim de obter uma melhor condição de observação das dispersões que apresentaram uma tendência inversamente proporcional entre os conjuntos adimensionais, relacionados com o número de Richardson (Π_6 e Π_7), será introduzido um novo grupo adimensional que está diretamente ligado ao número de Richardson, o número de Froude densimétrico (Fr'), dado por:

$$\Pi_{21} = (Fr'_h)_{cabeça} = \frac{U}{\sqrt{g'h_{cabeça}}} \quad \Pi_{22} = (Fr'_h)_{corpo} = \frac{U}{\sqrt{g'h_{corpo}}}$$

O número de Froude densimétrico é largamente utilizado na literatura, principalmente em estudos que envolvem fluidos que possuem diferentes densidades, como no caso dos fluxos gravitacionais. Na verdade, este adimensional representa uma outra forma de expressar as mesmas relações do número de Richardson, tendo o mesmo significado físico.

c) Relações com números de Froude densimétrico:

A figura 6.17 apresenta a relação do número de Froude densimétrico avaliado na espessura da cabeça (Π_{21}) com o número de Stokes avaliado na espessura da cabeça (Π_{19}). Nota-se que, ao relacionar estes números adimensionais, os dados experimentais são separados segundo o tipo de fluxo, conservativo e não-conservativo. A tendência observada é exponencial para ambos os grupos, contudo, no caso dos fluxos não-conservativos, a tendência apresenta uma assíntota ao valor de Π_{21} aproximadamente igual a 0,7. Comparando esta relação (fig. 6.17) e a relação do mesmo conjunto Π_{19} com o número de Richardson avaliado com a espessura da cabeça (Π_6) – figura 6.12 – podemos observar alguns pontos: primeiro, a tendência exponencial já era prevista, visto que Π_6 e Π_{21} são inversamente proporcionais; segundo, a relação com o Π_6 revela tendências que classificam os dados segundo o modelo físico utilizado, já na relação com o Π_{21} , as tendências apresentadas podem ser classificadas segundo o tipo de fluxo; finalmente, o valor da assíntota apresentada em Π_{21} ($\approx 0,7$) corresponde ao valor da assíntota apresentada na relação com Π_6 ($\approx 2,0$).

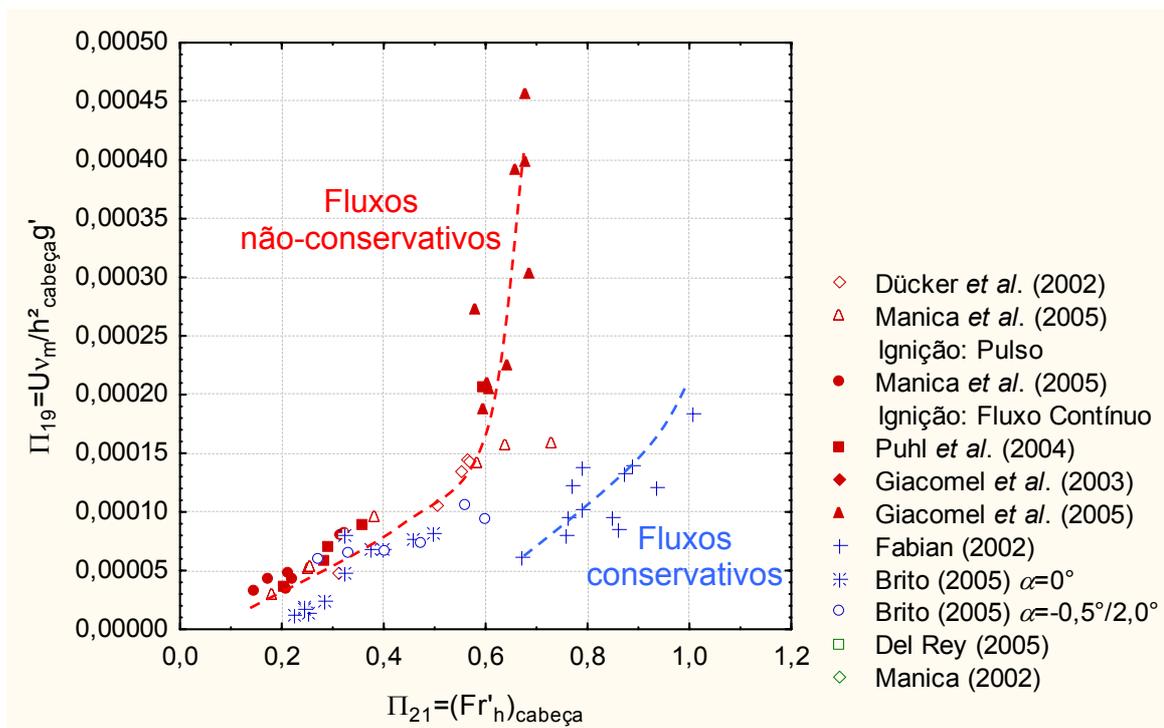


Figura 6.17 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais Π_{21} x Π_{19} .

A relação entre o número de Froude densimétrico avaliado na espessura da cabeça (Π_{21}) e o número de Keulegan (Π_{18}) – figura 6.18 – apresenta uma tendência exponencial, conformando todos os casos nesta mesma tendência. Quando essa relação é comparada à relação entre o número de Richardson avaliado com a espessura da cabeça com o mesmo conjunto Π_{18} – figura 6.13, percebe-se que a expectativa anterior de conformar os dados em uma única tendência é concretizada na relação com Π_{21} .

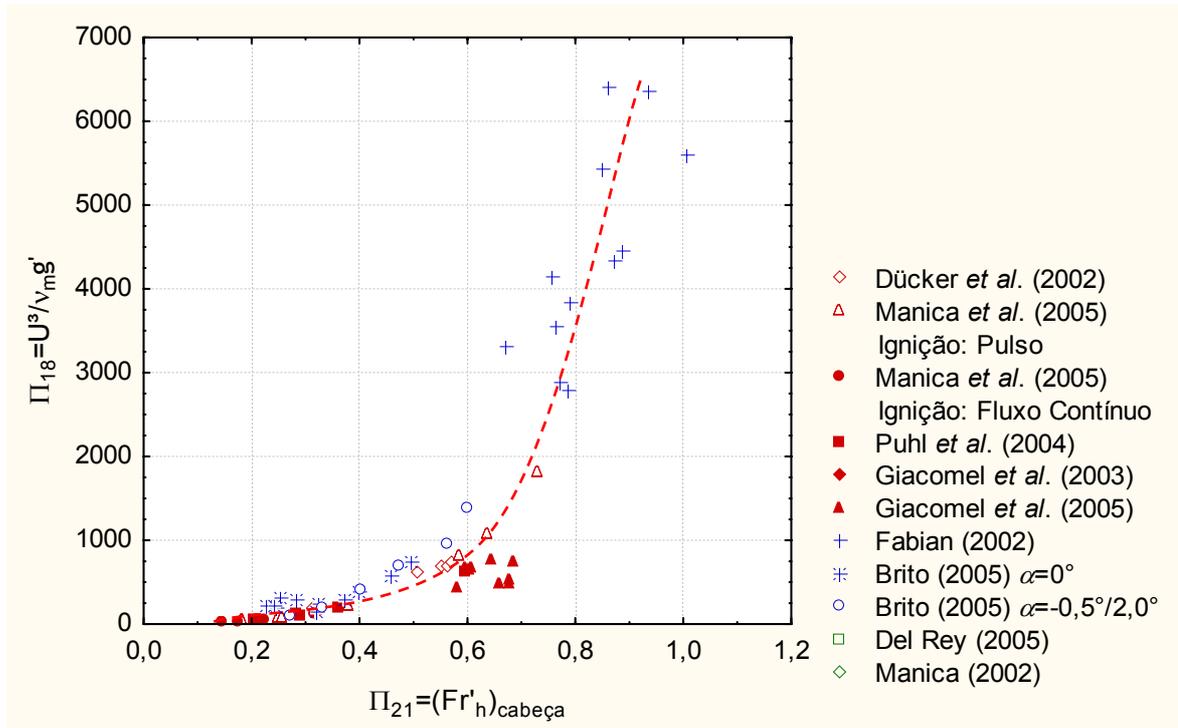


Figura 6.18 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais Π_{21} x Π_{18} .

A figura 6.19 mostra a dispersão resultante da relação entre o número de Froude densimétrico avaliado na espessura da cabeça (Π_{21}) com o número de Richardson inicial avaliado pela espessura da cabeça (Π_9). De forma similar à relação entre o número de Richardson avaliado com a espessura da cabeça (Π_6) com Π_9 (fig. 6.14), formam-se duas tendências distintas: para valores de Π_{21} menores que um meio ($\Pi_{21}<0,5$), os dados apresentam uma grande variação; já para valores de Π_{21} maiores que um meio ($\Pi_{21}>0,5$), ajusta-se uma tendência com pequena variação. A tendência formada no intervalo de menor variação ($\Pi_{21}>0,5$) tem a forma de decaimento exponencial tendendo a um valor constante de Π_9 , porém a falta de dados com maiores valores de Π_{21} não permite afirmar o valor exato de tendência. Destaca-se que, como no caso da relação entre Π_6 e Π_9 , os dados conformados pela tendência formada (para valores de $\Pi_{21}>0,5$) são distintos em vários aspectos, tais como: modelo físico utilizado, tipo de fluxo (conservativo ou não-conservativo), declividade do canal e mecanismo de ignição.

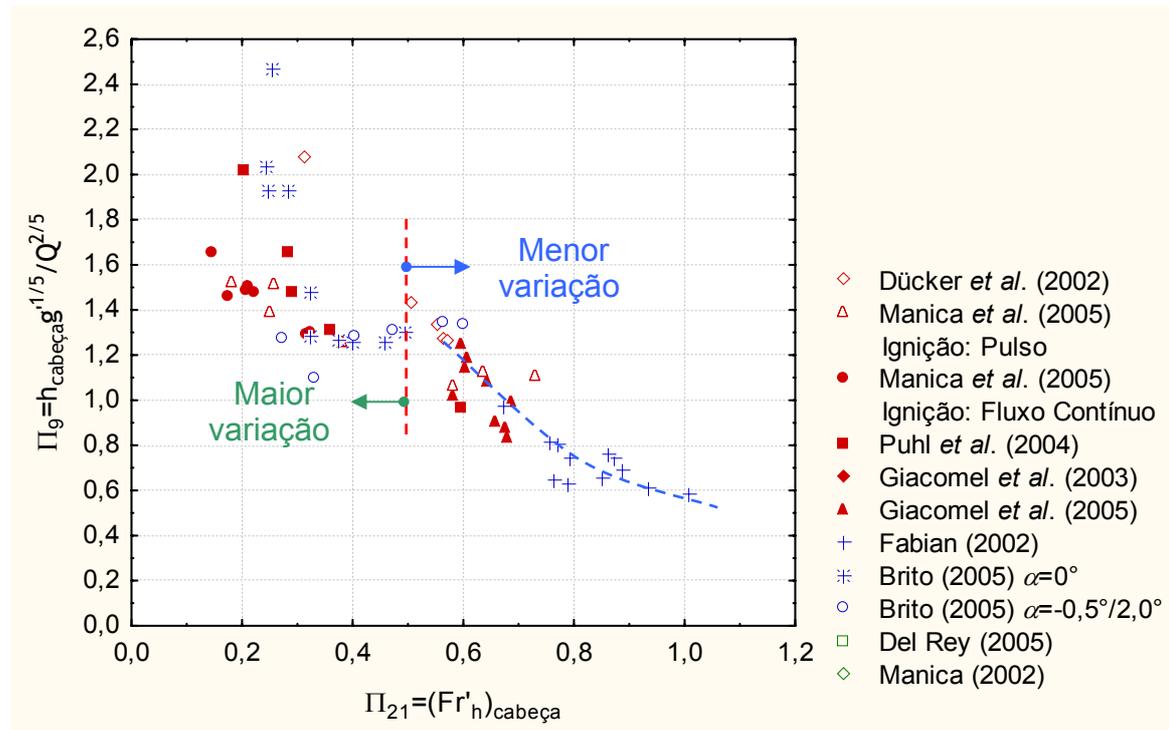


Figura 6.19 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais Π_{21} x Π_9 .

A relação entre o número de Froude densimétrico avaliado na espessura do corpo (Π_{22}) com o número de Stokes avaliado na espessura do corpo (Π_{20}) – figura 6.20, mostra duas tendências do tipo exponenciais que classificam os dados segundo o modelo físico utilizado. Essas tendências apresentam resultado similar à relação entre o número de Richardson avaliado com a espessura do corpo (Π_7) e Π_{20} (fig. 6.15), e sua forma exponencial já era esperada devido à correlação entre o número de Froude densimétrico e o número de Richardson.

Porém, no caso da relação entre o número de Froude densimétrico avaliado na espessura do corpo (Π_{22}) com o número de Keulegan (Π_{18}) – figura 6.21, as tendências exponenciais são classificadas segundo o tipo de fluxo (conservativo ou não-conservativo) e também pela declividade do canal (α). Comparando este resultado com a relação entre o número de Richardson avaliado com a espessura do corpo (Π_7) e Π_{18} (fig. 6.16), observa-se que a dispersão que antes fora classificada segundo o modelo físico não permitia uma observação mais criteriosa da conformação dos dados, quesito que foi obtido na relação com o número de Froude (Π_{22}).

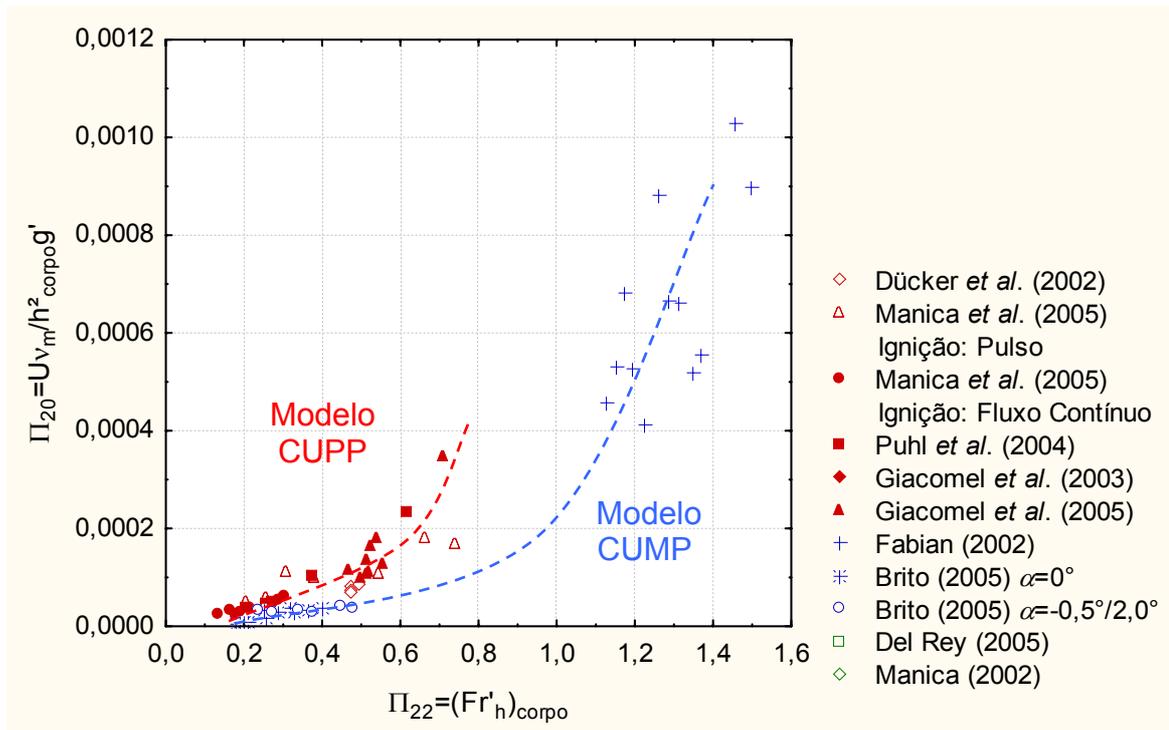


Figura 6.20 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais $\Pi_{22} \times \Pi_{20}$.

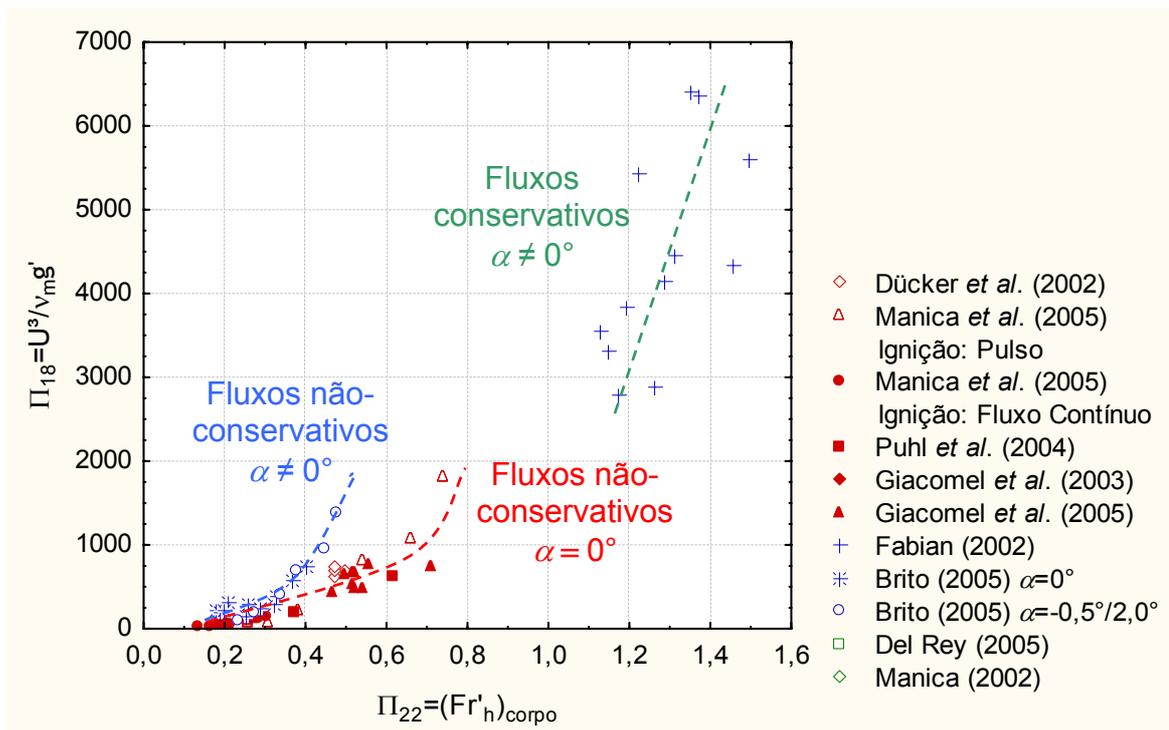


Figura 6.21 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais $\Pi_{22} \times \Pi_{18}$.

6.2.3.2. Discussões parciais

Tanto a relação do número de Reynolds do grão (Π_3) com a razão entre as velocidades características da corrente (Π_8) – figura 6.1, quanto com o número de Keulegan (Π_{18}) – figura 6.2, apresentaram dispersões que dispuseram os dados de tal maneira que as tendências identificadas, apesar de apresentarem forma semelhante, agrupam conjuntos diferentes de

dados. Espera-se incorporar nestas relações variáveis que possam consolidar as tendências apresentadas em uma única convergência.

A partir das relações do número de Reynolds (Π_4 e Π_5) com a razão entre a vazão medida e a calculada (Π_1 e Π_2) – figuras 6.3 e 6.9, pôde-se verificar que os fluxos iniciados por pulso (tanto os compostos por sal, quanto os compostos por carvão), apresentaram um comportamento distinto do restante dos dados. Estes dois grupos de experimentos têm em comum o fato de que seus valores de vazão de injeção foram estimados e não medidos, o que pode indicar uma má avaliação deste parâmetro. Já as relações entre o número de Reynolds (Π_4 e Π_5) com a razão entre as velocidades características do fluxo (Π_8) – figuras 6.4 e 6.10, mostram uma tendência que une a maioria dos dados experimentais, a qual relaciona os grupos de forma proporcionalmente inversa. A partir dessa tendência, podemos inferir que pequenos valores de velocidade de queda do sedimento (e altos valores de velocidade da corrente), estão associados a altos valores do número de Reynolds, portanto, maior índice de turbulência no escoamento.

O número de Reynolds avaliado pela espessura da cabeça (Π_4) quando relacionado com os números de Arquimedes (Π_{17}) e Keulegan (Π_{18}) – figuras 6.5 e 6.6, respectivamente, conforma em uma única tendência exponencial a maioria dos dados experimentais. A relação direta entre esses grupos adimensionais já era esperada, pois a simples relação entre as forças envolvidas no fenômeno (seção 6.2.1) indicam uma relação de proporcionalidade direta. Porém, a relação entre o número de Reynolds avaliado pela espessura do corpo (Π_5) com o número de Keulegan (Π_{18}) – figura 6.11, apresenta tendências classificadas, apesar de manter a forma exponencial. Os dados são classificados por tipo de fluxo, conservativo (material dissolvido) e não-conservativo (sedimento em suspensão), e, também por modelo físico utilizado, CUPP ou CUMP. A classificação resultante da avaliação pela espessura do corpo pode estar associada à imprecisão da metodologia de medição do parâmetro (apêndice A).

A relação entre o número de Reynolds avaliado pela espessura da cabeça (Π_4) com o parâmetro que vincula a vazão à viscosidade (Π_{15}) – figura 6.8, apresentou duas tendências lineares, as quais dispõem os dados segundo o tipo de fluxo, conservativo (com maior ângulo de inclinação) e não-conservativo (com menor ângulo de inclinação). Como no caso da relação entre Π_5 e Π_{18} (fig. 6.11), esta classificação pode ser associada à incorreta avaliação dos valores de vazão de injeção.

Em todas as relações em que o número de Richardson (Π_6 e Π_7) foi relacionado com o número de Stokes (Π_{19} e Π_{20}) – figuras 6.12 e 6.15, ou com o número de Keulegan (Π_{18}) – figuras 6.13 e 6.16, a dispersão resultou em duas tendências que relacionam os adimensionais

de forma inversamente proporcional, assim como classificam os dados segundo o modelo físico utilizado na concepção do ensaio. Similar ao caso das relações entre o número de Reynolds com os números de Arquimedes e de Keulegan, a tendência apresentada é resultado da relação entre as forças envolvidas no fenômeno (seção 6.2.1). E, justamente por apresentar a tendência desta forma, é que foram propostas as relações com o número de Froude (dado pelo inverso da raiz do número de Richardson), a fim de possibilitar uma melhor definição e observação da dispersão resultante.

As relações do número de Froude (Π_{21} e Π_{22}) com o número de Stokes (Π_{19} e Π_{20}) – figuras 6.17 e 6.20, resultam em tendências exponenciais, porém, os dados são classificados segundo diferentes aspectos: tipo de fluxo (quando avaliada pela espessura da cabeça) e modelo físico (quando avaliada pela espessura do corpo). Além disso, na relação entre Π_{21} e Π_{19} , os fluxos não-conservativos conformaram-se numa assíntota vertical no valor de $\Pi_{21}=0,7$, os dados que compõem os maiores valores de Π_{19} são identificados como fluxos de alta-concentração e, conseqüentemente, altos valores de velocidade da corrente e pequenos valores de espessura da cabeça. A dispersão resultante da relação entre o número de Froude avaliado com a espessura da cabeça (Π_{21}) com o número de Keulegan (Π_{18}) – figura 6.18, apresentou uma única tendência exponencial, conjugando todos os dados experimentais. Porém, quando o número de Froude é avaliado na espessura do corpo (Π_{22}) e relacionado com Π_{18} (fig. 6.21), os dados são classificados segundo o tipo de fluxo (conservativo e não-conservativo) e a declividade do canal (nula ou não), no caso dos fluxos não-conservativos a tendência apresentou forma exponencial, já para os fluxos conservativos a tendência é linear. Nenhuma outra relação apresentou classificação dos dados segundo a declividade do canal, fato bastante intrigante, talvez explicado pelo alto grau da velocidade, obtida numa região diferente da qual foi avaliada a espessura da corrente.

A dispersão resultante da relação entre o número de Richardson avaliado pela espessura da cabeça (Π_6) com o número de Richardson inicial (Π_9) – figura 6.14, pode ser separada em dois intervalos distintos: para valores menores que quatro (4), aproximadamente, a dispersão apresenta uma única tendência e uma pequena variação; já para valores de Π_6 maiores, ambos os conjuntos adimensionais apresentam grande variação. Da mesma maneira, a relação entre o número de Froude avaliado com a espessura da cabeça (Π_{21}) com Π_9 (fig. 6.19) também transpõe os intervalos de maior e menor variação da dispersão, tendo como limite o valor aproximado de $\Pi_{21}=0,5$. Pelo fato de que o número de Richardson incorpora a diferença de densidade entre os fluidos envolvidos no fenômeno e os parâmetros dinâmicos do escoamento, seu significado físico nos revela a homogeneidade do fluxo. Portanto, a relação

entre o número de Richardson calculado (Π_6) e o injetado (Π_9) mostra a permanência da homogeneidade do escoamento durante o percurso da corrente, ou seja, a manutenção dos valores dinâmicos do fluxo. Este fato é confirmado pela análise mais criteriosa dos dados que se encontram na região com maior dispersão, os quais são identificados como fluxos que geraram resultados inferiores aos esperados pelas suas características de entrada.

6.2.4. Operação algébrica entre grupos Pi (Π)

A partir destes primeiros resultados, buscou-se criar novos grupos Pi (Π), através de operações algébricas entre os grupos já criados, a fim de diminuir as dispersões incorporando novas características do fenômeno a estas relações. Foram criados 12 novos grupos Pi (Π) a partir dos grupos já existentes, dados por:

$$\begin{aligned}\Pi_{23} &= \frac{\Pi_8}{\Pi_6} = \frac{U\omega_s}{g'h_{cabeça}}; & \Pi_{24} &= \frac{\Pi_8}{\Pi_7} = \frac{U\omega_s}{g'h_{corpo}}; \\ \Pi_{25} &= \Pi_{18} \times \Pi_{13} = \frac{U^3W}{v_m g'h_{cabeça}}; & \Pi_{26} &= \Pi_{18} \times \Pi_{14} = \frac{U^3W}{v_m g'h_{corpo}}; \\ \Pi_{27} &= \Pi_{18} \times \Pi_8 = \frac{U^2\omega_s}{v_m g'}; \\ \Pi_{28} &= \frac{\Pi_{15}}{\Pi_1} = \frac{UWh_{cabeça}g'^{1/3}}{v_m^{5/3}}; & \Pi_{29} &= \frac{\Pi_{15}}{\Pi_2} = \frac{UWh_{corpo}g'^{1/3}}{v_m^{5/3}}; \\ \Pi_{30} &= \Pi_9 \times \Pi_{13} = \frac{Wg'^{1/5}}{Q^{2/5}}; \\ \Pi_{31} &= \Pi_1 \times \Pi_{11} = \frac{Q\rho_s}{UWh_{cabeça}\rho_m}; & \Pi_{32} &= \Pi_1 \times \Pi_{12} = \frac{Q(\rho_s - \rho_m)}{UWh_{cabeça}\rho_m},\end{aligned}$$

Com os novos grupos adimensionais em mãos foi possível obter novas relações entre os grupos Pi (Π). A seguir são apresentadas as melhores relações selecionadas a partir da análise visual das dispersões.

6.2.4.1. Aplicação aos dados coletados

Nos gráficos desta seção, as curvas pontilhadas foram ajustadas a sentimento pelo autor.

Tanto a relação do número de Reynolds do grão (Π_3) com a razão entre a velocidade de queda e da corrente (Π_8), como com o número de Keulegan (Π_{18}) apresentaram tendências classificadas (fig. 6.1 e 6.2, respectivamente). Porém, a partir da multiplicação entre Π_8 e Π_{18} foi criado o parâmetro Π_{27} , e sua relação com Π_3 (fig. 6.22) ajustou todos os experimentos em uma única tendência, unindo diferentes tipos de correntes e escalas de simulação.

No caso da relação entre Π_3 e Π_{27} (fig. 6.22), como foi observada uma boa tendência envolvendo todos os casos, resolveu-se analisar a distribuição dos dados experimentais

segundo o grau de concentração volumétrica da mistura. Cabe lembrar que a concentração volumétrica da mistura, em percentual, é dada por $C_v = [(\rho_m - \rho_a) / (\rho_s - \rho_a)] \times 100$. Na figura 6.23 é apresentada a relação $\Pi_3 \times \Pi_{27}$, na qual os dados estão separados por faixas de concentração volumétrica. Nota-se uma clara tendência de agrupamento segundo intervalos de C_v , de tal forma que para um mesmo valor de Π_{27} há um aumento no valor de Π_3 , à medida que aumenta C_v e vice-versa. Sutilmente, podemos notar que, apesar de alguns experimentos serem compostos por calcáreo, estes dados não parecem estar fora da tendência apresentada pelo restante dos dados.

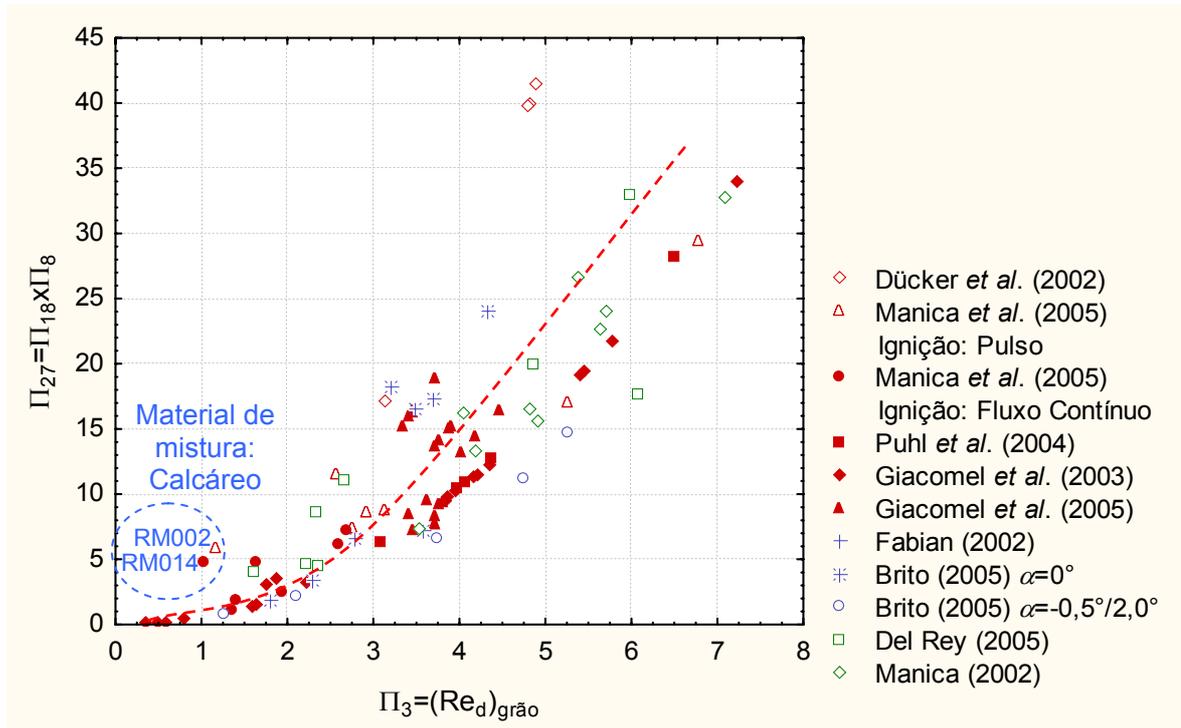


Figura 6.22 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais $\Pi_3 \times \Pi_{27}$.

A clara e forte relação entre os conjuntos Π_3 e Π_{27} (fig. 6.23) motivou a criação de um novo conjunto adimensional, simplesmente multiplicando o parâmetro Π_{27} pela fração volumétrica de sedimento da mistura (ϕ) (dada pela forma adimensional da concentração volumétrica da mistura $\phi = C_v / 100$ [-]), formando-se o conjunto $\Pi_{33} = \Pi_{27} \times \phi$. Este conjunto, relacionado com o número de Reynolds do diâmetro do grão (Π_3), produz um claro agrupamento dos dados (fig. 6.24), de forma a reduzir quase totalmente a dispersão dos pontos e colocando juntas diferentes escalas de simulação, materiais, tipos de corrente e declividades do canal. A esta nova expressão do conjunto de dados experimentais pode-se ajustar uma única curva polinomial, descrita pela equação:

$$\Pi_{33} = 0,0542 - 0,0605\Pi_3 + 0,0821\Pi_3^2, \quad (6.2)$$

tendo coeficiente de determinação $r^2 = 0,964$.

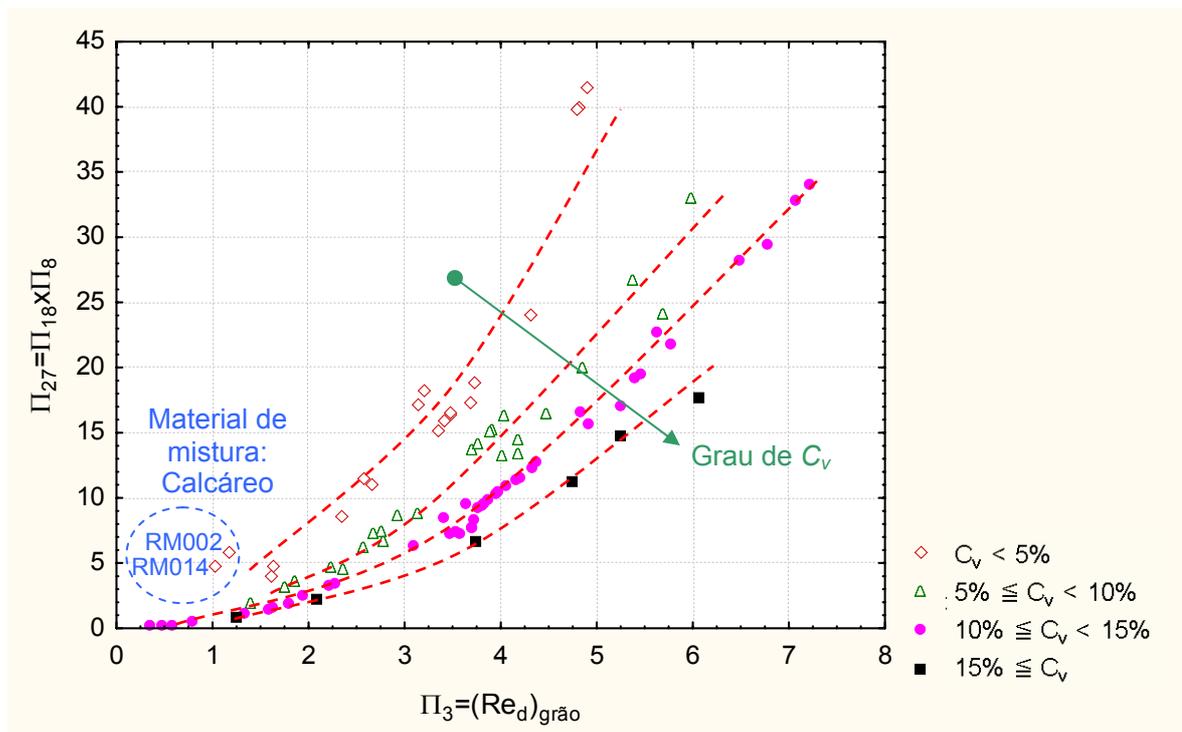


Figura 6.23 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais Π_3 x Π_{27} , classificada pela concentração volumétrica da mistura (C_v), dada por $C_v = [(\rho_m - \rho) / (\rho_s - \rho)] \times 100$ [%].

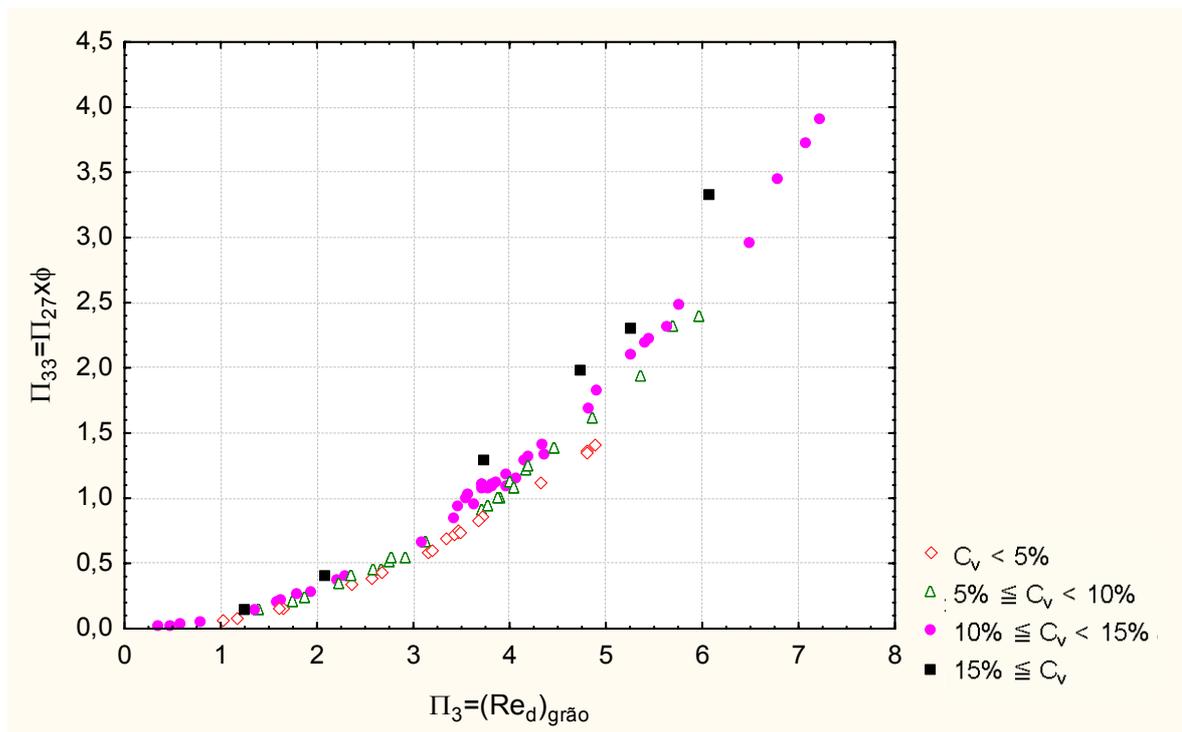


Figura 6.24 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais Π_3 x Π_{33} , classificada segundo a concentração volumétrica da mistura (C_v), dada por $C_v = [(\rho_m - \rho) / (\rho_s - \rho)] \times 100$ [%].

Numa tentativa de discriminar os dados pelo tipo de material empregado, a relação entre o número de Reynolds avaliado com a espessura da cabeça (Π_4) e o parâmetro Π_{31} , derivado do produto entre Π_1 e Π_{11} está apresentada na figura 6.25. Nesta relação optou-se por não incluir os dados provindos de experimentos salinos, pois a razão entre a massa específica do

experimentos compostos por sal, os que utilizaram carvão e aqueles com declividade do canal diferente de zero conformaram-se em apenas uma curva.

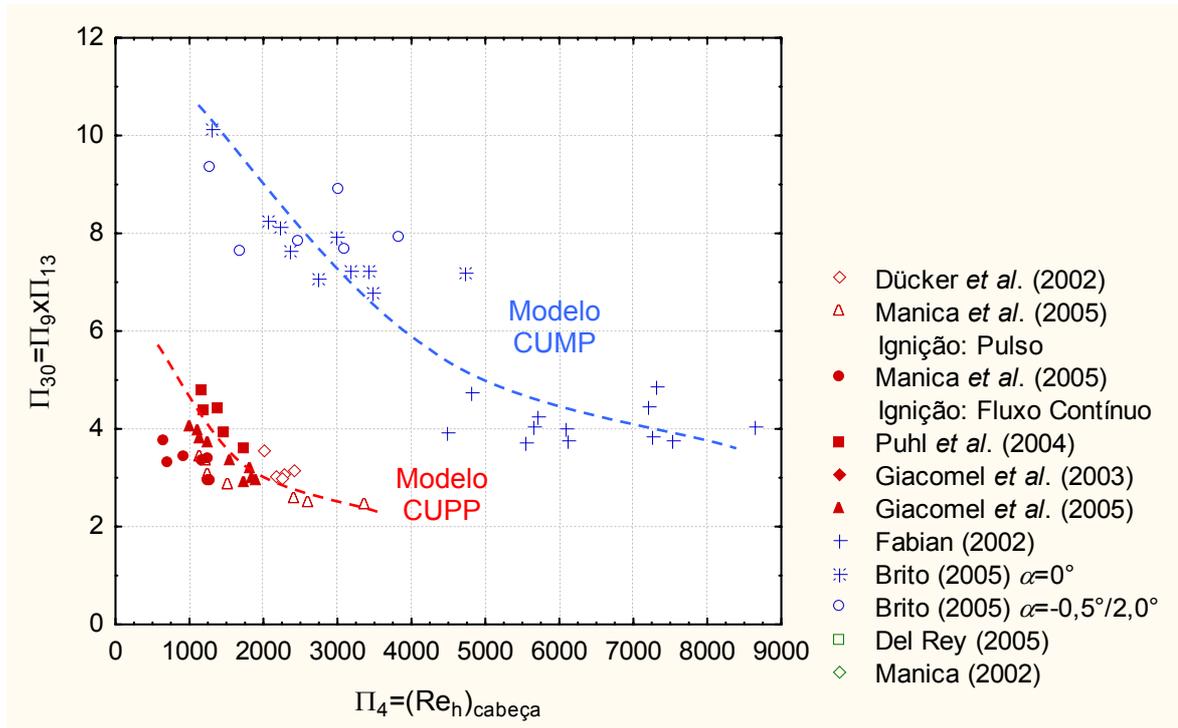


Figura 6.26 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais $\Pi_4 \times \Pi_{30}$.

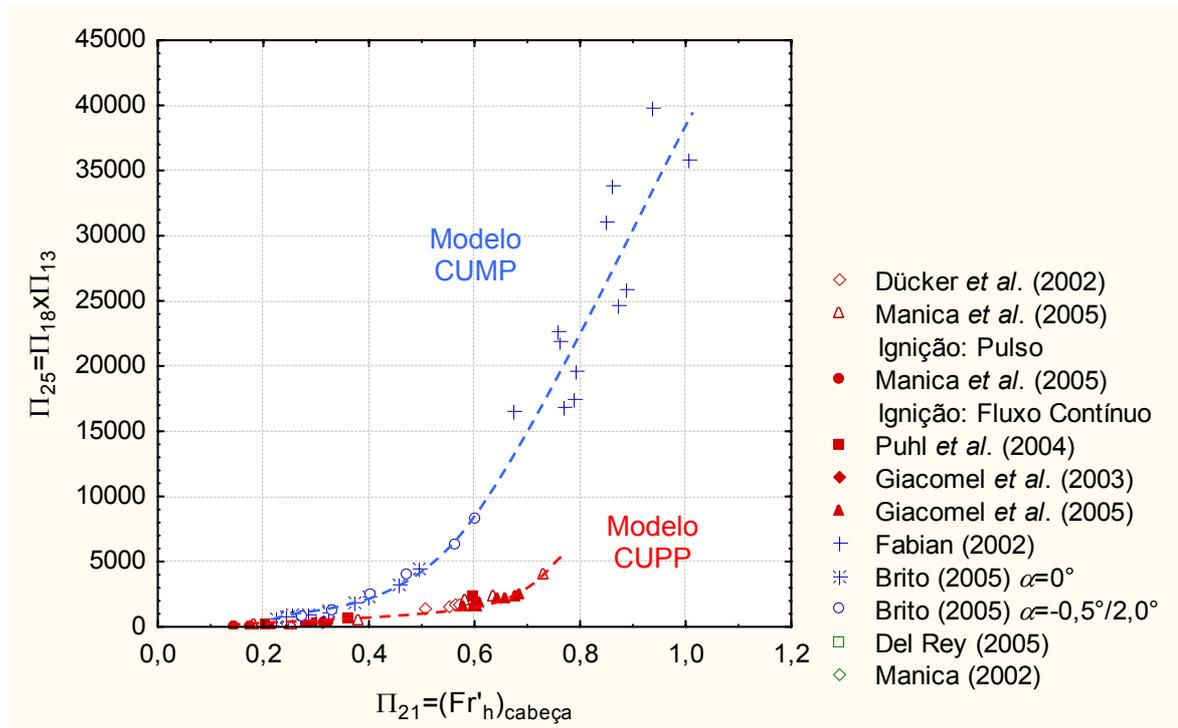


Figura 6.27 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais $\Pi_{21} \times \Pi_{25}$.

6.2.4.2. Discussões parciais

A expectativa criada a partir das relações do número de Reynolds do grão (Π_3) com a razão entre as velocidades (Π_8) e o número de Keulegan (Π_{18}) – figura 6.1 e 6.2, foi superada

pela tendência exponencial única (fig. 6.22 e 6.23), resultante da relação de Π_3 com o novo grupo adimensional Π_{27} (dado pela multiplicação de Π_8 e Π_{18}). A identificação da existência de outra classificação dos dados experimentais (pelo nível de concentração volumétrica de sedimento da mistura) conduziu à concepção de um novo grupo adimensional Π_{33} (dado pela multiplicação de Π_{27} e a fração volumétrica de sedimento, ϕ). A relação entre Π_3 e Π_{33} (fig. 6.24) é o resultado mais consistente até o momento, pois conforma os dados de forma a eliminar quase totalmente a variação dos dados, além de ajustar com ótima correlação uma tendência polinomial. Interessante notar a consistência desta relação, pois molda em uma única tendência dados obtidos em diferentes modelos físicos (até mesmo no Canal Tridimensional de Geometria Simplificada), com diferentes condições iniciais, declividade do canal e sedimento da mistura. A partir da tendência polinomial obtida (eq. 6.2), se considerarmos insignificante o termo independente (0,0542) podemos obter a seguinte expressão:

$$\frac{U\omega_s\phi}{g'd_m} = 0,0821 \frac{Ud_m}{v_m} - 0,0605. \quad (6.3)$$

Ao observar a relação resultante (eq. 6.3) pode-se identificar dois (2) parâmetros governantes: a fração volumétrica de sedimento (ϕ) e o diâmetro do sedimento (d_m), ou seja, o restante dos parâmetros são dependentes destes dois. Verifica-se que, neste estudo, tanto a velocidade de queda do sedimento, como a aceleração da gravidade reduzida e a coeficiente de viscosidade dinâmica da mistura foram obtidas a partir de leis de correlação com um dos parâmetros governantes, assim como a velocidade de propagação, que também é fortemente dependente destas variáveis. A partir desta observação, pode-se dizer que esta tendência tem grande significado físico ao relacionar os parâmetros mais significativos da dinâmica da região da cabeça da corrente de turbidez.

O conjunto adimensional Π_{31} , criado pela multiplicação da razão entre a vazão medida e calculada (Π_1) pelo gradiente de densidade entre o sedimento e a corrente (Π_{11}), quando relacionado com o número de Reynolds avaliado pela espessura da cabeça (Π_4) – fig. 6.25, resultou em uma tendência semelhante à da relação entre Π_4 e Π_1 (fig. 6.3), porém, discriminando os dados dos experimentos realizados com materiais diferentes do carvão (no caso, o calcáreo). Para que esta tendência seja mais bem compreendida se faz necessário incluir uma maior quantidade de dados de experimentos concebidos com diferentes tipos de sedimento, por exemplo: areia ($d=2,65$) e esferas de vidro ($d=2,40-2,60$).

A relação entre o número de Reynolds avaliado pela espessura da cabeça (Π_4) com o parâmetro Π_{30} , criado a partir da multiplicação do número de Richardson inicial (Π_9) pela

razão entre largura e espessura da corrente (Π_{13}) – fig. 6.26, resultou em duas tendências, classificadas segundo o modelo físico utilizado, as quais relacionam os conjuntos adimensionais de forma inversamente proporcional. Pelo fato do número de Reynolds representar o nível de turbulência do escoamento e, portanto, a sua capacidade de manter o sedimento em suspensão, a classificação desta dispersão revela a influência da largura do canal nos efeitos turbulentos da corrente de turbidez. Isto pode ser mais bem argumentado através de uma análise das dimensões características dos modelos (tabela 6.2), a qual mostra que a relação entre as dimensões de espessura da cabeça e do corpo da corrente obtidas nos modelos CUMP e CUPP tem ordem dois (2), porém a relação entre as larguras dos canais é maior que a ordem três (3). Portanto, pode-se afirmar que a geração de efeitos turbulentos, principalmente a zona de instabilidade gravitacional tridimensional, é inibida pelo efeito de parede no modelo físico CUPP. Além disso, este fato é evidenciado na relação entre o número de Froude avaliado com a espessura da cabeça (Π_{21}) com o parâmetro Π_{25} , criado a partir da multiplicação do número de Keulegan (Π_{18}) pela razão entre largura e espessura da corrente (Π_{13}) – fig. 6.27, pois novamente a dispersão resulta em duas tendências exponenciais, classificadas segundo o modelo físico utilizado. O efeito de parede pode associar-se à relação entre forças de inércia e de empuxo e, portanto, diminuindo o grau de homogeneidade do escoamento.

Tabela 6.2 Comparação de dimensões características entre modelos físicos

Modelo físico	$h_{cabeça}$ [m]	h_{corpo} [m]	W [m]
CUMP	0,05 – 0,13	0,025 – 0,22	0,40
CUPP	0,025 – 0,07	0,03 – 0,10	0,125

6.3. USO DA NORMALIZAÇÃO DAS EQUAÇÕES GOVERNANTES

Conforme dito durante a concepção da metodologia da análise (seção 5.2.2), devido à pobre definição dos parâmetros que caracterizam as correntes de turbidez por parte dos experimentos realizados no NECOD, serão utilizadas as equações de média vertical derivadas por Parker *et al.* (1986), as quais foram definidas e apresentadas anteriormente na seção 4.2.2.

Além de observar cuidadosamente as diretrizes dadas por Kline (1965) ao aplicar a metodologia, para que seja obtida a forma mais apropriada ao fenômeno das correntes de turbidez, foram testadas diferentes configurações de parametrização das variáveis envolvidas e, conseqüentemente, diferentes formas de parametrização das equações governantes e de suas condições de contorno.

Na próxima seção está descrita a aplicação desta metodologia aos dados obtidos para os experimentos do NECOD. A configuração aqui apresentada foi tida como a que apresentou o

melhor resultado dentre as diferentes configurações testadas para a parametrização das variáveis.

6.3.1. Aplicação aos dados coletados

Tomando o conjunto de equações governantes (sumarizadas no sistema de equações 6.4), se faz necessário expressar as condições de contorno deste problema. No caso das simulações realizadas no NECOD, as condições de contorno podem ser avaliadas nos limites horizontais do canal, no começo ($x=0$) e no fim ($x=L$) e, a partir disto, as variáveis podem ser avaliadas nestes limites, resultando na eq. 6.5:

$$\begin{cases} \frac{d(\bar{U}h)}{dx} = E_w \bar{U} \\ \frac{d(\bar{C}_s \bar{U}h)}{dx} = \omega_s (E_s - c_b) \\ \frac{d(\bar{U}^2 h)}{dx} = -\frac{gR \cos \alpha}{2} \frac{d(\bar{C}_s h^2)}{dx} + gR \bar{C}_s h \sin \alpha - C_f \bar{U}^2 \end{cases} \quad (6.4)$$

Condições de contorno :

$$\begin{aligned} \text{Em } x = 0 & : \bar{U} = q/h_n \\ x = L & : \bar{U} = U_f \end{aligned} \quad (6.5)$$

onde:

U_f = velocidade média da corrente ao final do percurso;

x = distância ao longo do canal;

h_n = espessura média da corrente no início do canal;

L = comprimento do canal.

É necessário, a partir das equações e de suas condições de contorno, diferenciar as variáveis que governam o problema. Observando o conjunto de equações (eq. 6.4) e suas condições de contorno (eq. 6.5) teremos como variáveis as seguintes grandezas: a média vertical da velocidade da corrente (\bar{U}), a espessura média da corrente (h), a distância percorrida pela corrente (x) e a média vertical da concentração de sedimento da corrente (\bar{C}_s).

Dentre estas variáveis, são identificadas como variáveis dependentes: a velocidade da corrente, a espessura da corrente e a concentração de sedimento na corrente, todas elas dependentes da distância percorrida pela corrente, única variável independente.

Para a escolha das formas de normalização das variáveis, tomam-se as considerações feitas por Kline (1965), nas quais recomenda que nenhuma das variáveis exceda o valor unitário dentro do domínio do problema. Desta forma, as variáveis foram parametrizadas (identificadas pelo ponto acima do símbolo) da seguinte forma:

$$\dot{x} = \frac{x}{L}; \quad \dot{U} = \frac{\bar{U}h_0}{q}; \quad \dot{h} = \frac{h}{h_n}; \quad \bar{C}_s, \quad (6.6)$$

Além disso, a concentração de sedimento da corrente já é expressa de forma adimensional.

Para que sejam normalizadas as equações governantes e suas respectivas condições de contorno, expressas nas equações 6.4 e 6.5, substituem-se as variáveis não-parametrizadas, ou seja, que não foram adimensionalizadas, pelas formas das variáveis parametrizadas, expressas na equação 6.6. Esta substituição de variáveis resulta em:

$$\begin{cases} \frac{qh_n}{h_n L} \frac{d(\dot{U}\dot{h})}{d\dot{x}} = \frac{q}{h_n} E_w \bar{U} \\ \frac{qh_n}{h_n L} \frac{d(\bar{C}_s \dot{U}\dot{h})}{d\dot{x}} = \omega_s (E_s - c_b) \\ \frac{q^2 h_n}{h_n^2 L} \frac{d(\dot{U}^2 \dot{h})}{d\dot{x}} = -\frac{h_n^2}{L} \frac{gR \cos \alpha}{2} \frac{d(\bar{C}_s \dot{h}^2)}{d\dot{x}} + h_n gR \bar{C}_s \dot{h} \sin \alpha - \frac{q^2}{h_0^2} C_f \dot{U}^2 \end{cases} \quad (6.7)$$

Após a parametrização das variáveis, estas são avaliadas nas condições de contorno, as quais passam a ser:

$$\begin{aligned} \text{Em } \dot{x} = 0 & : \dot{U} = 1 \\ \dot{x} = 1 & : \dot{U} = U_f h_n / q \end{aligned} \quad (6.8)$$

Na forma parametrizada (eq. 6.7 e 6.8), pode-se observar que estão presentes, além de suas variáveis, as escalas características ao problema, formadas a partir das características da corrente. A combinação de cada um destes parâmetros dentro do conjunto de equações resultará em conjuntos adimensionais característicos ao fenômeno. Para tanto se deve adimensionalizar cada uma das equações. Fazendo com que cada equação seja dividida por um dos conjuntos adimensionais (formados pelas escalas características) de um dos termos, cada uma das equações e suas condições de contorno se tornarão adimensionais, ou seja, nenhum de seus termos possuirá dimensão. O resultado desta aplicação ao caso dos experimentos do NECOD toma a forma a seguir:

$$\begin{cases} \frac{d(\dot{U}\dot{h})}{d\dot{x}} = \Pi_1 \dot{U} \\ \frac{d(\bar{C}_s \dot{U}\dot{h})}{d\dot{x}} = \Pi_2 \\ \frac{d(\dot{U}^2 \dot{h})}{d\dot{x}} = -\Pi_3 \frac{d(\bar{C}_s \dot{h}^2)}{d\dot{x}} + \Pi_4 \bar{C}_s \dot{h} - \Pi_5 \dot{U}^2 \end{cases}, \quad (6.9)$$

onde:

$$\Pi_1 = \frac{LE_w}{h_n} = \text{coeficiente adimensional correspondente ao carregamento do fluido ambiente;}$$

$$\Pi_2 = \frac{\omega_s L(E_s - c_b)}{q} = \text{coeficiente adimensional correspondente à erosão e deposição do}$$

sedimento;

$$\Pi_3 = \frac{h_n^3 g R}{2q^2} \cos \alpha = \text{coeficiente adimensional correspondente às forças de empuxo;}$$

$$\Pi_4 = \frac{h_n^2 L g R}{q^2} \sin \alpha = \text{coeficiente adimensional correspondente à força resultante da}$$

inclinação do fundo;

$$\Pi_5 = \frac{LC_f}{h_n} = \text{coeficiente adimensional correspondente às forças de cisalhamento;}$$

Um conjunto adimensional também surge a partir das condições de contorno:

$$\begin{aligned} \text{Em } \dot{x} = 0 & : \dot{U} = 1 \\ \dot{x} = 1 & : \dot{U} = \Pi_6 \end{aligned} \quad (6.10)$$

onde:

$$\Pi_6 = \frac{U_f h_n}{q} = \text{coeficiente adimensional formado pelas condições iniciais e condições de}$$

contorno.

As expressões resultantes revelam que as variáveis dependentes (velocidade média, espessura e concentração de sedimento da corrente) são função, além da variável independente (distância percorrida pela corrente), também dos parâmetros normalizados obtidos pela normalização do conjunto de equações e suas condições de contorno, ou seja:

$$\dot{U}, \dot{h}, \bar{C}_s = f[\dot{x}, \Pi_1, \Pi_2, \Pi_3, \Pi_4, \Pi_5, \Pi_6] \quad (6.11)$$

Tendo em mãos os conjuntos adimensionais resultantes da normalização das equações governantes e de suas condições de contorno, parte-se então para a chamada análise fracionada. Ao contrário da modelagem numérica, em que se obtêm uma solução completa para um caso particular numa forma numérica, a análise fracionada é um procedimento para encontrar alguma informação sobre uma solução incompleta de um problema. Portanto, para o caso dos experimentos realizados no NECOD, os termos da eq. 6.11, que contêm a declividade do canal (α) podem ser resolvidos, já que foi admitida uma declividade horizontal do fundo do canal de zero grau. Os conjuntos adimensionais Π_3 e Π_4 tomam a nova forma Π'_3 e Π'_4 , respectivamente:

$$\Pi'_3 = \frac{h_n^3 g R}{2q^2},$$

$$\Pi'_4 = 0.$$

A fim de melhor analisar o conjunto de parâmetros, é interessante agrupar, quando possível, parâmetros através de operações matemáticas. Neste caso, pode-se realizar a seguinte operação entre grupos adimensionais:

$$\frac{\Pi_1}{\Pi_5} = \frac{E_w}{C_f} = \Pi_7 \quad (6.12)$$

Além desta operação, é possível realizar outra simplificação do tipo:

$$\frac{\Pi_6^2}{\Pi_3'} = \frac{2U_f^2}{h_n g R} = \Pi_8 \quad (6.13)$$

A partir das equações 6.12 e 6.13, a equação 6.11 assume a seguinte forma:

$$\dot{U}, \dot{h}, \bar{C}_s = f[\dot{x}, \Pi_2, \Pi_7, \Pi_8] = f\left[\dot{x}, \frac{\omega_s L(E_s - c_b)}{q}, \frac{E_w}{C_f}, \frac{2U_f^2}{h_n g R}\right] \quad (6.14)$$

6.3.2. Discussões parciais

A equação resultante da análise através da normalização das equações que definem uma corrente de turbidez (eq. 6.14) assume uma forma bastante simplificada, pois a metodologia aplicada eliminou boa parte dos parâmetros existentes e ainda permitiu escrever os parâmetros em função dos outros. Porém, apesar do conjunto de equações conformarem-se bem aos experimentos realizados no NECOD, avaliando as grandezas em termos médios, a incorporação dos coeficientes empíricos para considerar os processos turbulentos limita o uso da metodologia até esta etapa. O maior obstáculo para o uso deste método é a avaliação destes coeficientes, a qual não é possível a partir dos dados das simulações realizadas do NECOD, já que foram concebidos com uma definição insuficiente dos parâmetros hidrodinâmicos destes fluxos.

Assim, para que este tipo de análise seja aplicado de maneira a obter melhores e mais completos resultados, deve-se buscar por uma maior conformidade entre o conjunto de equações e os dados que serão aplicados à análise. Deste modo, os coeficientes empíricos ou intrínsecos ao fenômeno podem ser avaliados a partir dos resultados das simulações, para que, ao serem obtidos os conjuntos adimensionais característicos do fenômeno, estes possam ser devidamente avaliados e analisados.

6.4. USO DE REGRESSÃO NÃO-LINEAR MÚLTIPLA

A partir das variáveis coletadas foi possível definir dois conjuntos de variáveis para realizar a análise: as variáveis impostas, ou de entrada; e as variáveis do escoamento, ou de saída. Com base na experiência de simulação física de correntes de turbidez, foram

selecionadas as variáveis que exercem uma maior influência no escoamento. Os conjuntos de variáveis foram definidos da seguinte forma:

- Parâmetros de entrada: diâmetro médio do sedimento (d_m), velocidade de queda do sedimento (ω_s), massa específica da mistura (ρ_m), gravidade reduzida da mistura (g'), coeficiente de viscosidade dinâmica aparente da mistura (μ_m), coeficiente de viscosidade cinemática aparente da mistura (ν_m), concentração volumétrica da mistura (C_v), vazão média da corrente (Q), vazão média linear da corrente (q).
- Parâmetros de saída: velocidade média da corrente (U), altura média da cabeça da corrente ($h_{cabeça}$) e altura média do corpo da corrente (h_{corpo}).

O instrumento utilizado para a realização dos ajustes e obtenção dos parâmetros de correlação foi o programa *Statistica*¹, utilizando a ferramenta para ajuste de modelos não-lineares através de mínimos quadráticos (em inglês: *Nonlinear Least Squares Model Estimation*), utilizando o algoritmo definido por Levenberg-Marquardt².

Foram realizadas três etapas de cálculo. Na primeira etapa foi relacionado um parâmetro de saída com um parâmetro de entrada. De forma semelhante, na segunda etapa de cálculo estabeleceram-se relações entre um parâmetro de saída e dois parâmetros de entrada. Ao contrário das duas primeiras etapas, em que foram realizadas todas as relações possíveis, na terceira etapa fez-se uso das relações que apresentaram os melhores resultados nas primeiras etapas e, adicionou-se mais um parâmetro à relação, ou seja, foram feitas relações entre um parâmetro de saída e três parâmetros de entrada. Os resultados de cada uma das etapas estão apresentados separadamente.

6.4.1. Primeira etapa: uma variável de entrada

Nesta etapa foram realizados testes envolvendo uma variável de entrada e uma variável de saída, realizando todas as combinações possíveis entre as variáveis. Na tabela 6.3 são sintetizados os resultados encontrados na correlação entre as variáveis, seguidos do valor do coeficiente de determinação (r^2) e do tamanho da amostra (n). Quando não indicado o coeficiente de determinação, não foi possível estabelecer uma correlação entre as variáveis envolvidas.

¹ Direitos reservados© a StatSoft, Inc. 1984-2004

² Vide manual do programa

Tabela 6.3 Resultados dos testes da primeira etapa da análise por regressão múltipla¹

Variável de saída	Variável de entrada	r^2	n
U	d_m	–	
U	ω_s	–	
U	ρ_m	–	
U	g'	–	
U	μ_m	0,06	71
U	v_m	0,03	71
U	C_v	–	
U	Q	0,22	70
U	q	0,42	70
$h_{cabeça}$	d_m	0,00	38
$h_{cabeça}$	ω_s	–	
$h_{cabeça}$	ρ_m	0,00	41
$h_{cabeça}$	g'	–	
$h_{cabeça}$	μ_m	–	
$h_{cabeça}$	v_m	–	
$h_{cabeça}$	C_v	–	
$h_{cabeça}$	Q	0,38	40
$h_{cabeça}$	q	–	
h_{corpo}	d_m	–	
h_{corpo}	ω_s	–	
h_{corpo}	ρ_m	0,00	41
h_{corpo}	g'	–	
h_{corpo}	μ_m	–	
h_{corpo}	v_m	–	
h_{corpo}	C_v	–	
h_{corpo}	Q	0,30	40
h_{corpo}	q	–	

Nestes resultados podemos verificar a boa correlação de todos os parâmetros com a vazão média da corrente, porém, no caso da velocidade, a melhor correlação foi feita com a vazão linear da corrente.

6.4.2. Segunda etapa: duas variáveis de entrada

Nesta etapa foram realizados testes envolvendo duas variáveis de entrada e uma variável de saída. Igualmente à etapa anterior, foram realizadas todas as combinações possíveis entre as variáveis. Na tabela 6.4 seguem os resultados encontrados para cada variável dependente, seguidos do valor do coeficiente de determinação (r^2) e do tamanho da amostra (n):

É possível verificar o significativo acréscimo no coeficiente de determinação ao ser adicionada mais uma variável às relações, além de serem mantidas, nas melhores relações, as variáveis que já tinham sido correlacionadas anteriormente.

¹ Os testes em destaque são aqueles que apresentaram os melhores resultados, ou seja, melhores coeficientes de determinação.

Tabela 6.4 Resultados dos testes da segunda etapa da análise por regressão múltipla

Variável de saída		Variáveis de entrada		r^2	n	Variável de saída		Variáveis de entrada		r^2	n
Velocidade da corrente (U)		d_m	ω_s	0,11	68	Espessura da cabeça ($h_{cabeça}$)		d_m	ω_s	0,03	38
		d_m	ρ_m	0,05	68			d_m	ρ_m	0,01	38
		d_m	g'	-				d_m	g'	0,09	38
		d_m	μ_m	0,13	68			d_m	μ_m	0,05	38
		d_m	v_m	0,10	68			d_m	v_m	0,01	38
		d_m	C_v	-				d_m	C_v	0,19	38
		d_m	Q	0,28	67			d_m	Q	0,40	37
		ω_s	q	0,50	67			d_m	q	-	
		ω_s	ρ_m	0,09	68			ω_s	ρ_m	0,06	38
		ω_s	g'	-				ω_s	g'	0,05	38
		ω_s	μ_m	0,14	68			ω_s	μ_m	0,01	38
		ω_s	v_m	0,12	68			ω_s	v_m	0,03	38
		ω_s	C_v	-				ω_s	C_v	0,11	38
		ω_s	Q	0,34	67			ω_s	Q	0,38	37
		ω_s	q	0,53	67			ω_s	q	-	
		ρ_m	g'	0,03	71			ρ_m	g'	0,05	41
		ρ_m	μ_m	0,11	71			ρ_m	μ_m	0,18	41
		ρ_m	v_m	0,11	71			ρ_m	v_m	0,18	41
		ρ_m	C_v	0,12	71			ρ_m	C_v	0,19	41
ρ_m	Q	0,23	70	ρ_m	Q	0,47	40				
ρ_m	q	0,47	70	ρ_m	q	0,02	40				
g'	μ_m	0,07	71	g'	μ_m	0,00	41				
g'	v_m	0,05	71	g'	v_m	0,02	41				
g'	C_v	-		g'	C_v	0,16	41				
g'	Q	0,28	70	g'	Q	0,49	41				
g'	q	0,47	70	g'	q	-					
μ_m	v_m	0,11	71	μ_m	v_m	0,18	41				
μ_m	C_v	0,12	71	μ_m	C_v	0,19	41				
μ_m	Q	0,24	70	μ_m	Q	0,59	40				
μ_m	q	0,43	70	μ_m	q	-					
v_m	C_v	0,12	71	v_m	C_v	0,19	41				
v_m	Q	0,23	70	v_m	Q	0,52	40				
v_m	q	0,45	70	v_m	q	-					
C_v	Q	0,37	70	C_v	Q	0,54	40				
C_v	q	0,62	70	C_v	q	0,04	40				
Espessura do corpo (h_{corpo})		d_m	ω_s	-		Espessura do corpo (h_{corpo})		d_m	ω_s	-	
		d_m	ρ_m	0,00	38			d_m	ρ_m	0,00	38
		d_m	g'	0,05	38			d_m	g'	0,05	38
		d_m	μ_m	0,01	38			d_m	μ_m	0,01	38
		d_m	v_m	-				d_m	v_m	-	
		d_m	C_v	0,12	38			d_m	C_v	0,12	38
		d_m	Q	0,37	37			d_m	Q	0,37	37
		d_m	q	0,00	37			d_m	q	0,00	37
		ω_s	ρ_m	0,02	38			ω_s	ρ_m	0,02	38
		ω_s	g'	0,02	38			ω_s	g'	0,02	38
		ω_s	μ_m	-				ω_s	μ_m	-	
		ω_s	v_m	0,00				ω_s	v_m	0,00	
		ω_s	C_v	0,07	38			ω_s	C_v	0,07	38
ω_s	Q	0,28	37	ω_s	Q	0,28	37				
ω_s	q	-		ω_s	q	-					
ρ_m	g'	0,03	41	ρ_m	g'	0,03	41				
ρ_m	μ_m	0,12	41	ρ_m	μ_m	0,12	41				
ρ_m	v_m	0,12	41	ρ_m	v_m	0,12	41				
ρ_m	C_v	0,12	41	ρ_m	C_v	0,12	41				
ρ_m	Q	0,47	40	ρ_m	Q	0,47	40				
ρ_m	q	0,07	40	ρ_m	q	0,07	40				
g'	μ_m	0,00	41	g'	μ_m	0,00	41				
g'	v_m	0,02	41	g'	v_m	0,02	41				
g'	C_v	0,11	41	g'	C_v	0,11	41				
g'	Q	0,39	40	g'	Q	0,39	40				
g'	q	-		g'	q	-					
μ_m	v_m	0,12	41	μ_m	v_m	0,12	41				
μ_m	C_v	0,12	41	μ_m	C_v	0,12	41				
μ_m	Q	0,60	40	μ_m	Q	0,60	40				
μ_m	q	-		μ_m	q	-					
v_m	C_v	0,12	41	v_m	C_v	0,12	41				
v_m	Q	0,53	40	v_m	Q	0,53	40				
v_m	q	0,00		v_m	q	0,00					
C_v	Q	0,37	40	C_v	Q	0,37	40				
C_v	q	-		C_v	q	-					

6.4.3. Terceira etapa: três variáveis de entrada

Os testes realizados nesta etapa envolvem três variáveis de entrada e uma variável de saída, porém, diferentemente das outras etapas, não serão realizados testes envolvendo todas as combinações possíveis entre as variáveis. Ao invés disso, tomam-se as combinações que obtiveram os melhores resultados na segunda etapa, e, a partir destas serão feitas diferentes combinações com uma terceira variável. A escolha das combinações realizadas foi feita a partir da sensibilidade dos pesquisadores às alterações de resultados conforme os resultados já obtidos. Na tabela 6.5 seguem os resultados encontrados para cada variável dependente, seguidos do valor do coeficiente de determinação (r^2) e do tamanho da amostra (n):

Tabela 6.5 Resultados dos testes da terceira etapa da análise por regressão múltipla¹

Variável de saída	Variáveis de entrada	r ²	n	Variável de saída	Variáveis de entrada	r ²	n	Variável de saída	Variáveis de entrada	r ²	n				
Velocidade da corrente (U)	q	C _v	d _m	0,62	67	Q	μ _m	d _m	0,74	37	Q	v _m	d _m	0,60	37
	q	C _v	ω _s	0,63	67	Q	μ _m	ω _s	0,73	37	Q	v _m	ω _s	0,60	37
	q	C _v	ρ _m	0,62	70	Q	μ _m	ρ	0,76	40	Q	v _m	ρ _m	0,69	40
	q	C _v	g'	0,62	70	Q	μ _m	g'	0,63	40	Q	v _m	g'	0,59	40
	q	C _v	v _m	0,62	70	Q	μ _m	v _m	0,76	40	Q	v _m	μ _m	0,69	40
	q	C _v	μ _m	0,62	70	Q	μ _m	C _v	0,77	40	Q	v _m	C _v	0,70	40
	q	ω _s	d _m	0,53	67	Q	v _m	d _m	0,68	37	Q	μ _m	d _m	0,65	37
	q	ω _s	ρ _m	0,53	67	Q	v _m	ω _s	0,69	37	Q	μ _m	ω _s	0,64	37
	q	ω _s	g'	0,60	67	Q	v _m	ρ _m	0,76	40	Q	μ _m	ρ _m	0,69	40
	q	ω _s	μ _m	0,53	67	Q	v _m	g'	0,60	40	Q	μ _m	g'	0,62	40
	q	ω _s	v _m	0,53	67	Q	v _m	C _v	0,77	40	Q	μ _m	C _v	0,70	12
	Q	ω _s	v _m	0,36	67	Q	C _v	d _m	0,65	37	Q	ρ _m	d _m	0,50	37
	Espessura da cabeça (h ^{cabeça})	Q	C _v	ω _s	0,53	37	Q	C _v	ω _s	0,53	37	Q	ρ _m	ω _s	0,55
Q		C _v	ρ _m	0,77	40	Q	C _v	ρ _m	0,77	40	Q	ρ _m	g'	0,56	40
Q		C _v	g'	0,54	40	Q	C _v	g'	0,54	40	Q	ρ _m	C _v	0,70	40
Q		C _v	d _m	0,43	37	Q	C _v	d _m	0,43	37	Q	g'	d _m	0,43	37
Q		C _v	ω _s	0,38	37	Q	C _v	ω _s	0,38	37	Q	g'	ω _s	0,38	37
Q		C _v	g'	0,40	40	Q	C _v	g'	0,40	40	Q	g'	C _v	0,40	40
Q		C _v	d _m	0,40	40	Q	C _v	d _m	0,40	40	Q	g'	C _v	0,40	40
Espessura do corpo (h ^{corpo})	Q	C _v	ω _s	0,62	67	Q	μ _m	d _m	0,74	37	Q	μ _m	d _m	0,74	37
	Q	C _v	ρ _m	0,62	70	Q	μ _m	ω _s	0,73	37	Q	μ _m	ω _s	0,73	37
	Q	C _v	g'	0,62	70	Q	μ _m	ρ	0,76	40	Q	μ _m	ρ	0,76	40
	Q	C _v	v _m	0,62	70	Q	μ _m	g'	0,63	40	Q	μ _m	g'	0,63	40
	Q	C _v	μ _m	0,62	70	Q	μ _m	v _m	0,76	40	Q	μ _m	v _m	0,76	40
	Q	C _v	μ _m	0,62	70	Q	μ _m	C _v	0,77	40	Q	μ _m	C _v	0,77	40
	Q	ω _s	d _m	0,53	67	Q	v _m	d _m	0,68	37	Q	v _m	d _m	0,68	37
	Q	ω _s	ρ _m	0,53	67	Q	v _m	ω _s	0,69	37	Q	v _m	ω _s	0,69	37
	Q	ω _s	g'	0,60	67	Q	v _m	ρ _m	0,76	40	Q	v _m	ρ _m	0,76	40
	Q	ω _s	μ _m	0,53	67	Q	v _m	g'	0,60	40	Q	v _m	g'	0,60	40
	Q	ω _s	v _m	0,53	67	Q	v _m	C _v	0,77	40	Q	v _m	C _v	0,77	40
	Q	ω _s	v _m	0,36	67	Q	C _v	d _m	0,65	37	Q	C _v	d _m	0,65	37

¹ Os testes em destaque são aqueles que apresentaram os melhores resultados, ou seja, melhores coeficientes de determinação

6.4.4. Comparação entre os modelos de regressão e os valores medidos:

A fim de testar a adequabilidade dos modelos de regressão, os ajustes que apresentaram os melhores coeficientes de determinação serão representados graficamente e confrontados com os dados medidos. Nos gráficos que seguem, são apresentadas as variáveis medidas e a mesma variável calculada a partir dos modelos de regressão, além do ajuste linear e de bandas de confiança a 95%.

a) Velocidade média da corrente:

Através da comparação entre as duas melhores relações obtidas a partir da velocidade média da corrente, apresentadas nas figuras 6.28 e 6.29, podemos observar que os experimentos compostos por material salino não ficaram bem ajustados à função obtida; o mesmo não ocorreu com os casos compostos por calcáreo, que apresentaram um bom ajuste. Também se nota um mau ajuste dos experimentos realizados no modelo CTGS.

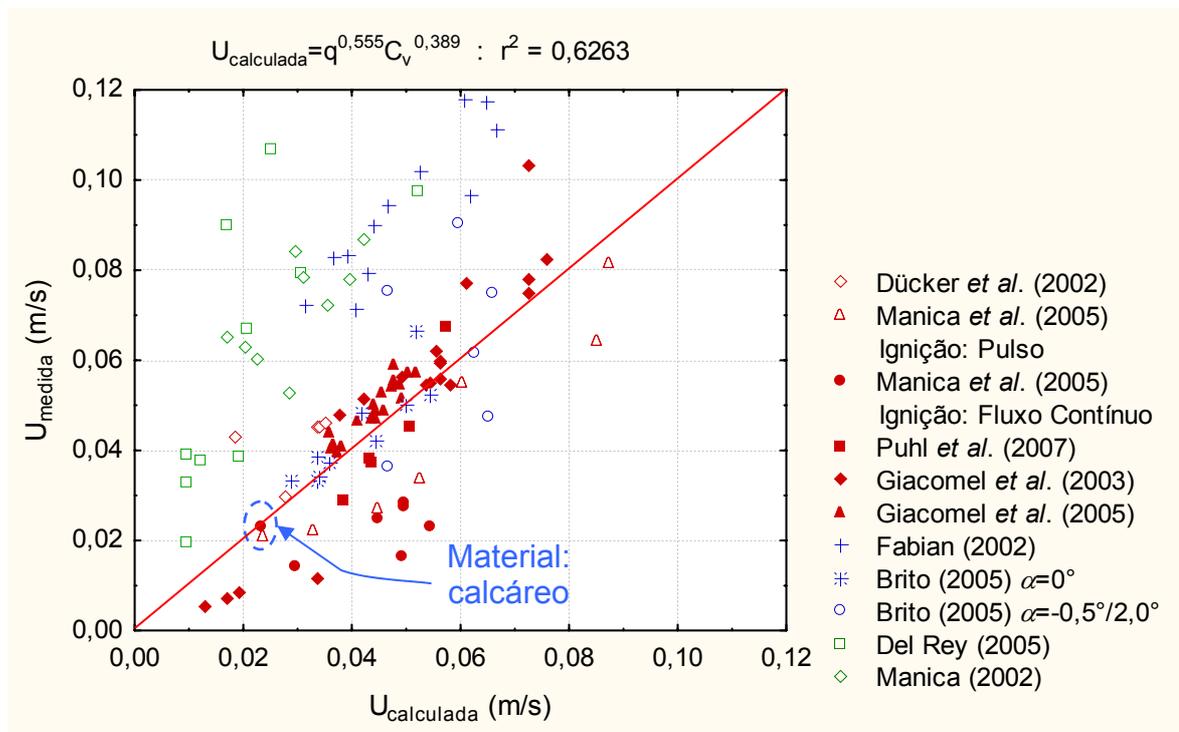


Figura 6.28 Dispersão resultante da relação entre os a velocidade (U) medida e a calculada a partir de regressão não-linear múltipla – modelo com duas variáveis.

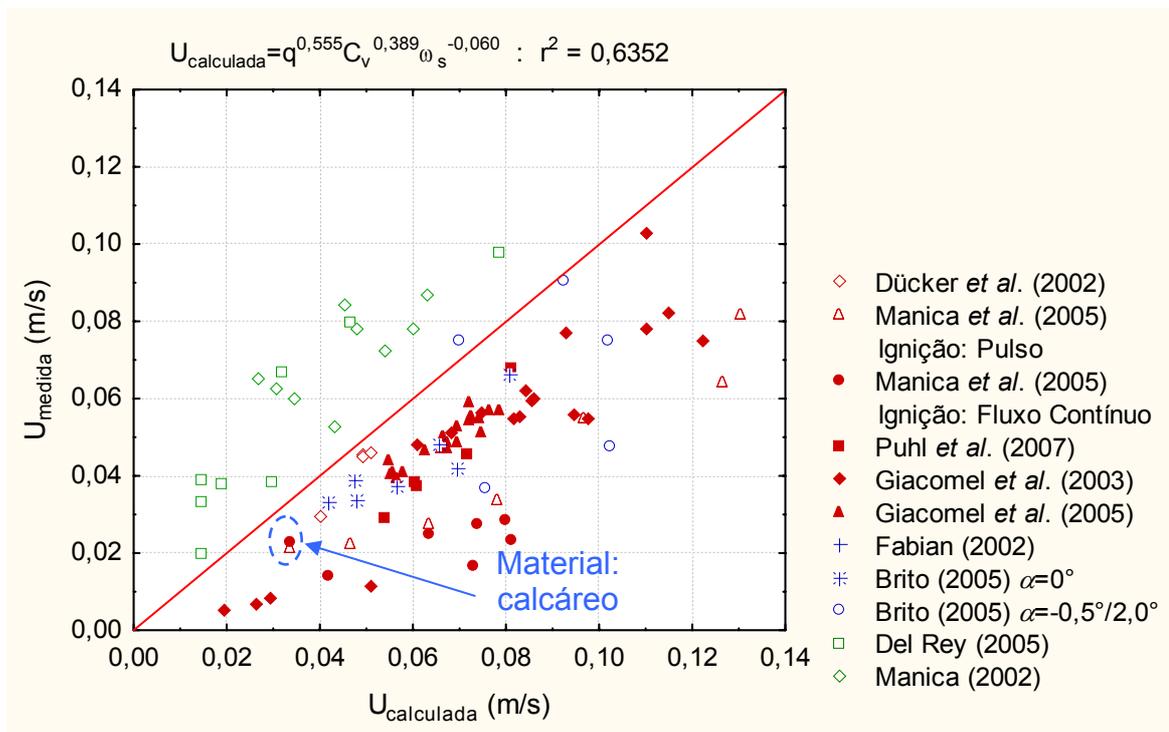


Figura 6.29 Dispersão resultante da relação entre os a velocidade (U) medida e a calculada a partir de regressão não-linear múltipla – modelo com três variáveis.

b) Espessura da cabeça da corrente:

A figura 6.30 apresenta a relação entre a espessura da cabeça medida e a espessura da cabeça calculada a partir da regressão não-linear múltipla com duas variáveis de entrada. Podemos notar que os experimentos realizados no modelo de médio porte (CUMP), além dos

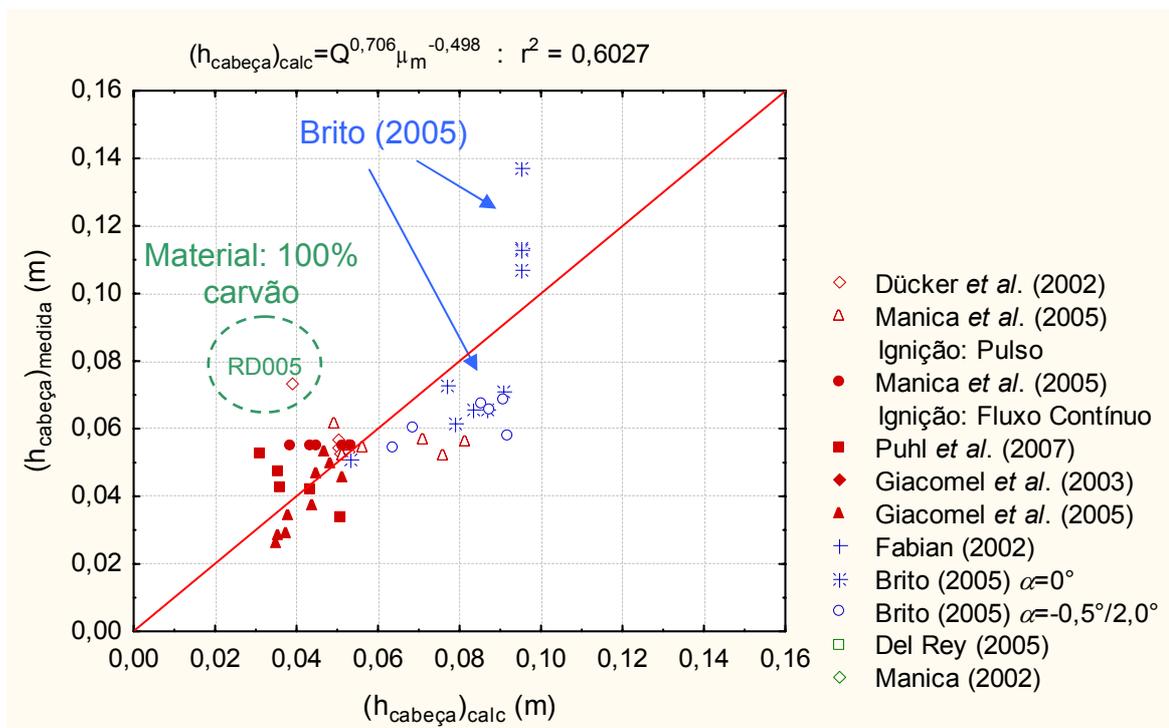


Figura 6.30 Dispersão resultante da relação entre os a espessura da cabeça ($h_{\text{cabeça}}$) medida e a calculada a partir de regressão não-linear múltipla – modelo com duas variáveis.

casos identificados como fluxos de baixa concentração e alta velocidade de queda da partícula, pertencentes ao estudo de Brito (2005), ficam fora da tendência. Outro experimento que não apresentou bom ajuste foi o experimento composto por 100% de carvão no estudo de Dücker (2003).

A introdução da concentração volumétrica no modelo de regressão com três variáveis para explicar a espessura da cabeça, diminui a dispersão dos dados e melhora os coeficientes de determinação. Os modelos com três variáveis são escritos em função da vazão, da concentração volumétrica de sedimento e de características da mistura: ora massa específica (fig. 6.31), ora viscosidade dinâmica (6.32), ora a viscosidade cinemática (fig. 6.33). Nota-se que os experimentos compostos por material salino revelaram um mau ajuste à tendência, semelhante ao caso do experimento composto por 100% de carvão no estudo de Dücker (2003). Apesar disso, os fluxos simulados no modelo de médio porte (CUMP) se ajustaram bem à tendência, ao contrário do apresentado na dispersão gerada pelo modelo com duas variáveis (fig. 6.30), mostrando que a concentração volumétrica é um parâmetro importante para explicar a transposição de escalas de simulação.

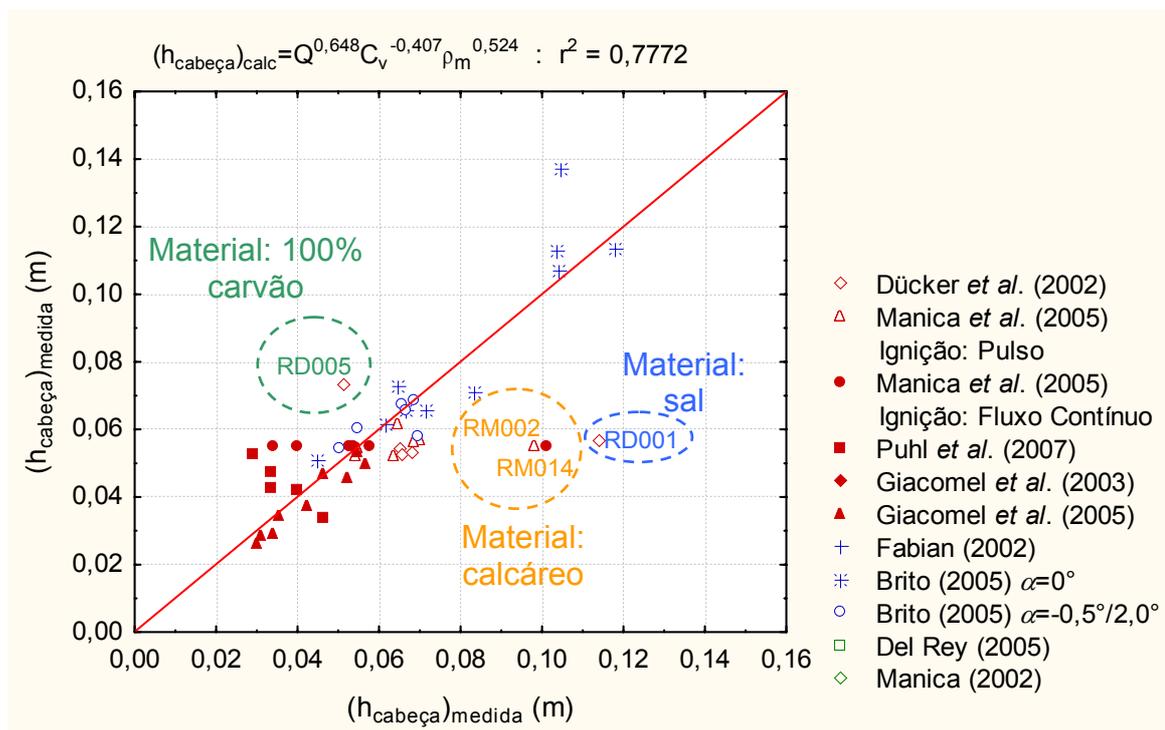


Figura 6.31 Dispersão resultante da relação entre os a espessura da cabeça ($h_{\text{cabeça}}$) medida e a calculada a partir de regressão não-linear múltipla – modelo com três variáveis.

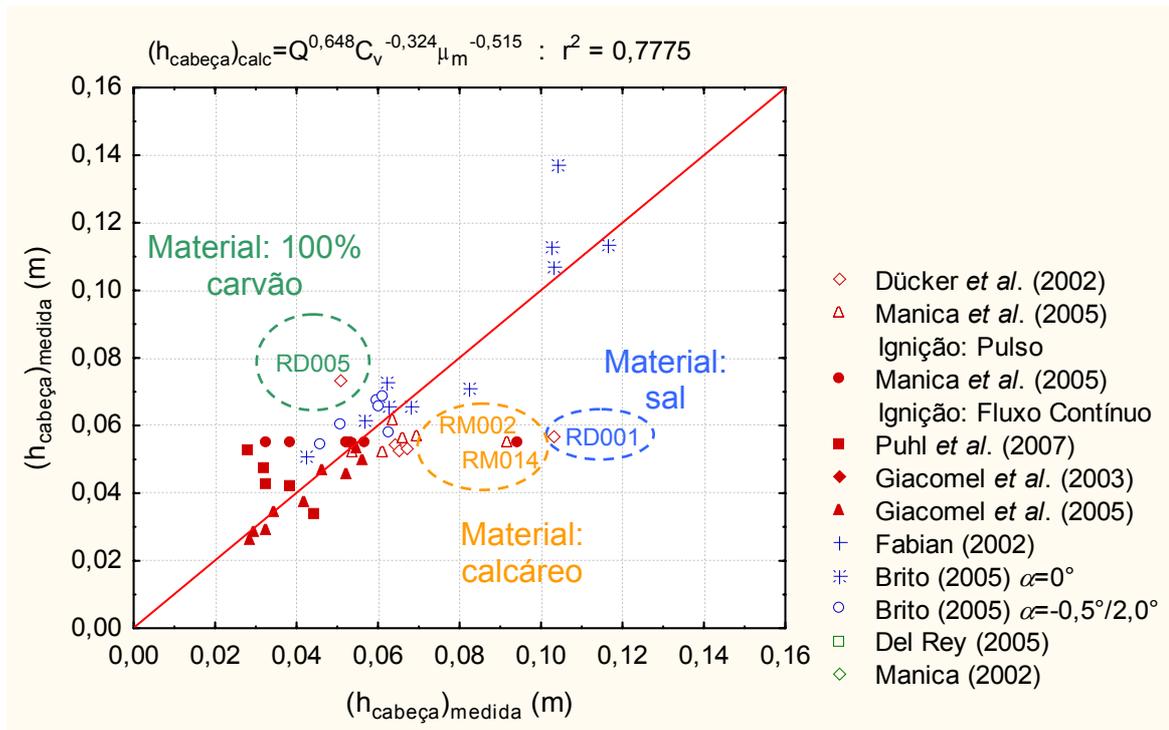


Figura 6.32 Dispersão resultante da relação entre os a espessura da cabeça ($h_{\text{cabeça}}$) medida e a calculada a partir de regressão não-linear múltipla – modelo com três variáveis.

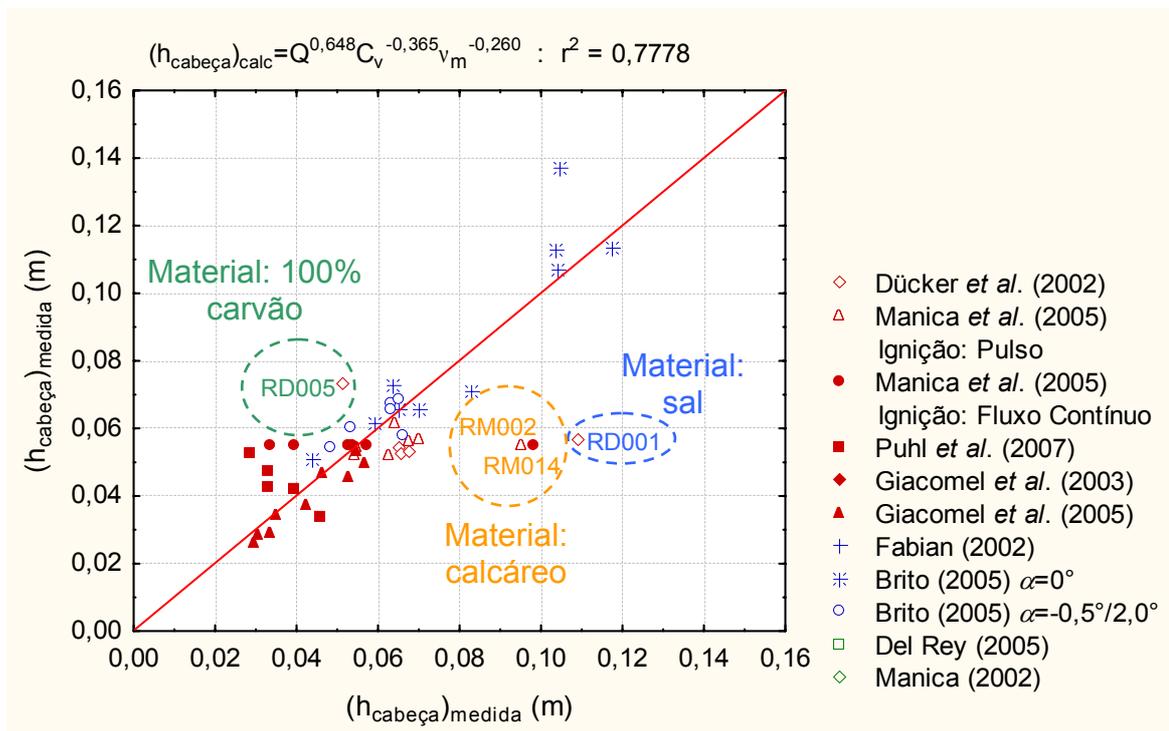


Figura 6.33 Dispersão resultante da relação entre os a espessura da cabeça ($h_{\text{cabeça}}$) medida e a calculada a partir de regressão não-linear múltipla – modelo com três variáveis.

c) Espessura do corpo da corrente:

Para o caso da variável de saída sendo a espessura do corpo, a relação obtida com duas variáveis de entrada (fig. 6.34) apresenta um mau ajuste dos experimentos com mecanismo de ignição por pulso, o mesmo acontecendo com o caso do experimento composto por 100% de

carvão no estudo de Dücker (2003). Porém, os experimentos simulados no modelo de médio porte (CUMP) não apresentaram ajuste uniforme, mesmo aqueles com declividade de fundo diferente de zero grau, tendo casos de bom e de mau ajuste à tendência.

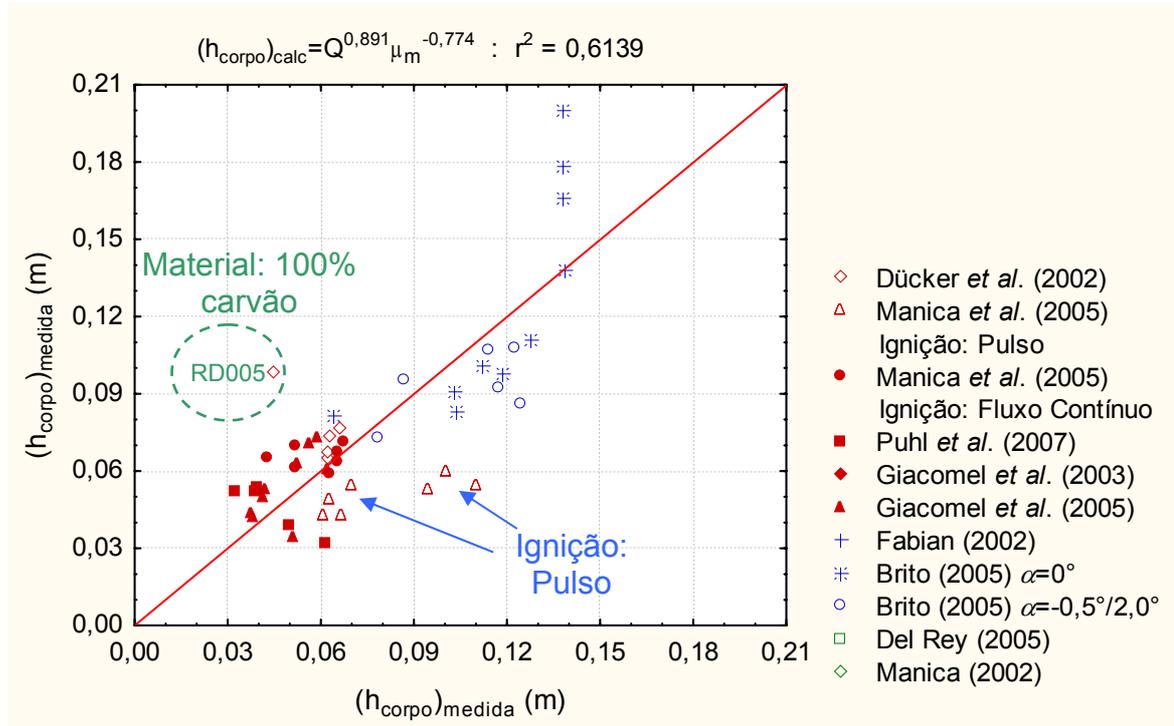


Figura 6.34 Dispersão resultante da relação entre os a espessura do corpo (h_{corpo}) medida e a calculada a partir de regressão não-linear múltipla – modelo com duas variáveis.

De maneira similar aos modelos apresentados para a determinação da espessura da cabeça, ao ser introduzida a concentração volumétrica da mistura no modelo de regressão com três variáveis a fim de explicar a espessura do corpo, os coeficientes de determinação apresentam melhores resultados. As correlações entre a espessura do corpo são apresentadas escrevendo-a em função da vazão, da concentração volumétrica e de características da mistura: ora massa específica (fig. 6.35), ora viscosidade dinâmica (fig. 6.36), ora a viscosidade cinemática (fig. 6.37). Nota-se que os experimentos com mecanismo de ignição por pulso apresentaram um mau ajuste à tendência, o mesmo ocorrendo com os experimentos compostos por material salino e com o do experimento composto por 100% de carvão no estudo de Dücker (2003). Comparando estes resultados com o modelo de duas variáveis (fig. 6.34), vemos que os experimentos simulados no modelo de médio porte apresentaram melhor ajuste à tendência.

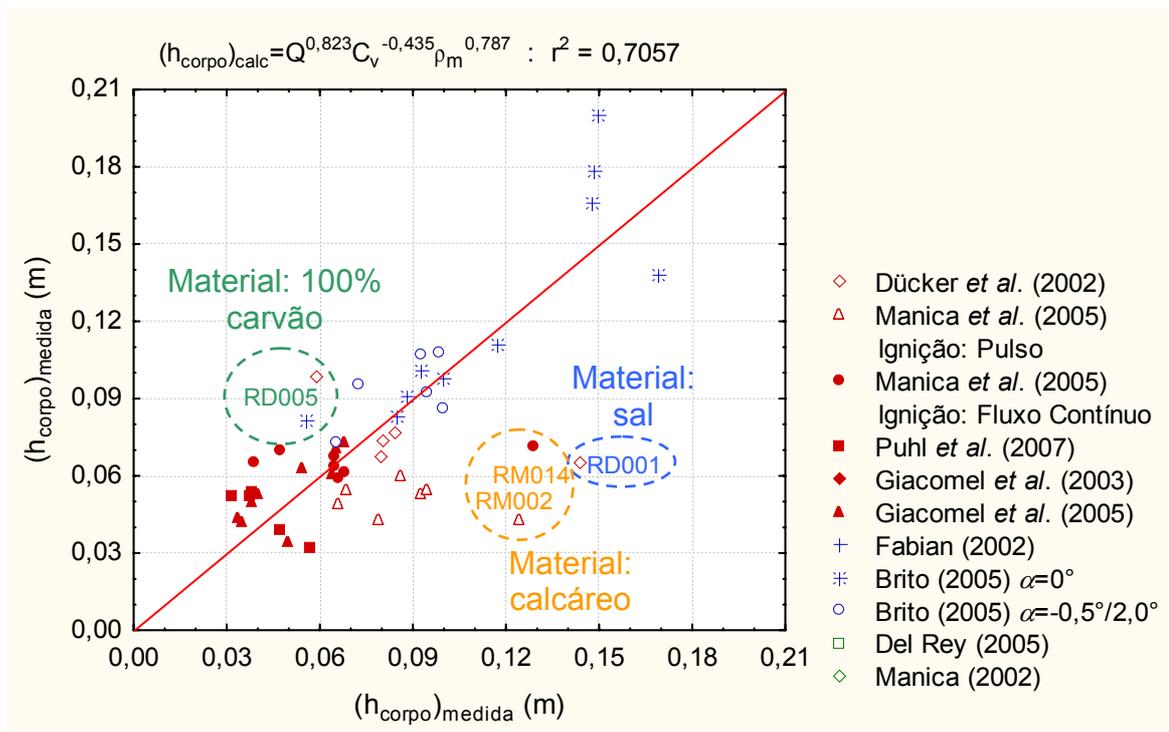


Figura 6.35 Dispersão resultante da relação entre os a espessura do corpo (h_{corpo}) medida e a calculada a partir de regressão não-linear múltipla – modelo com três variáveis.

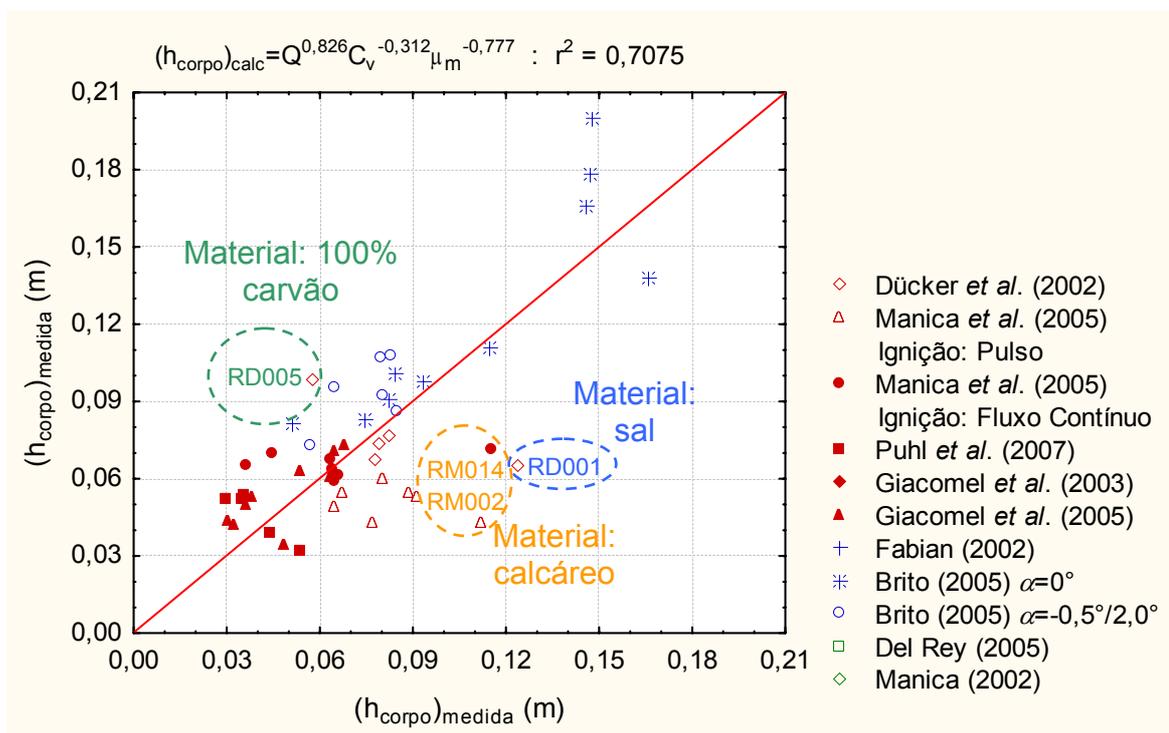


Figura 6.36 Dispersão resultante da relação entre os a espessura do corpo (h_{corpo}) medida e a calculada a partir de regressão não-linear múltipla – modelo com três variáveis.

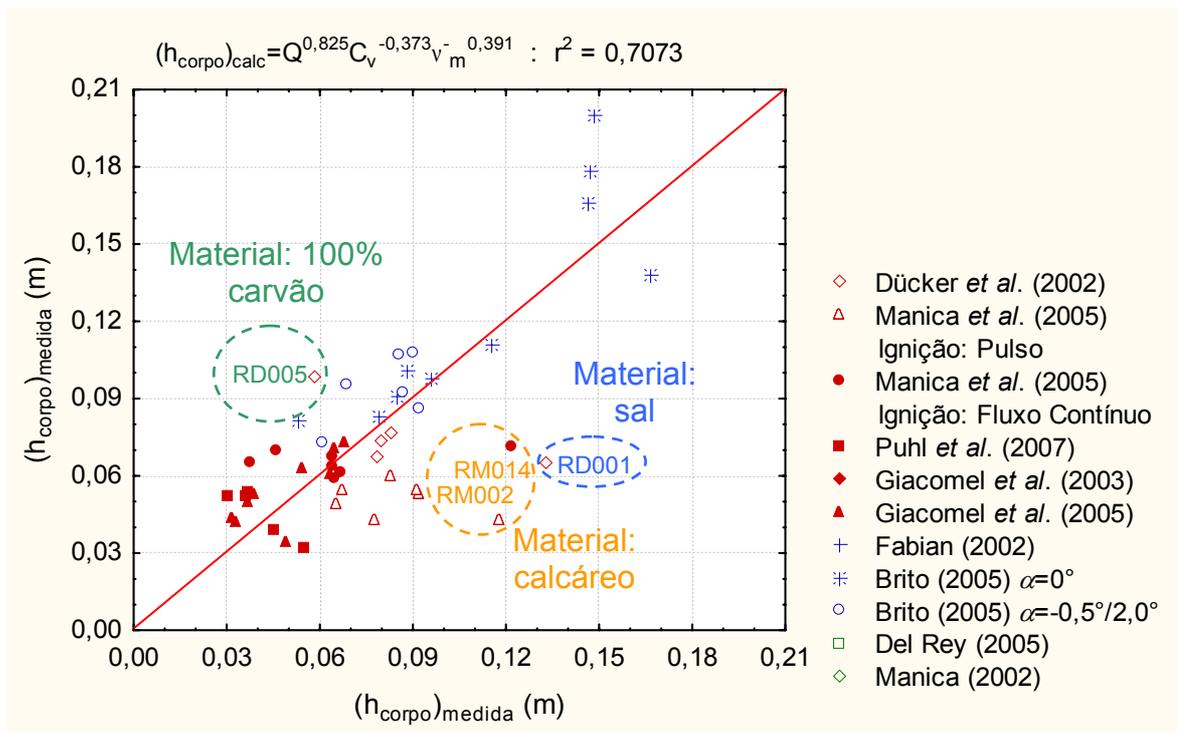


Figura 6.37 Dispersão resultante da relação entre os a espessura do corpo (h_{corpo}) medida e a calculada a partir de regressão não-linear múltipla – modelo com três variáveis.

6.4.5. Aplicação das leis obtidas para previsão de parâmetros

A fim de utilizar os resultados obtidos por esta ferramenta na previsão das características das correntes de turbidez, realizou-se a concepção de ábacos (figs. 6.38, 6.39 e 6.40) que relacionam as variáveis dependentes (velocidade, espessura da cabeça e do corpo da corrente)

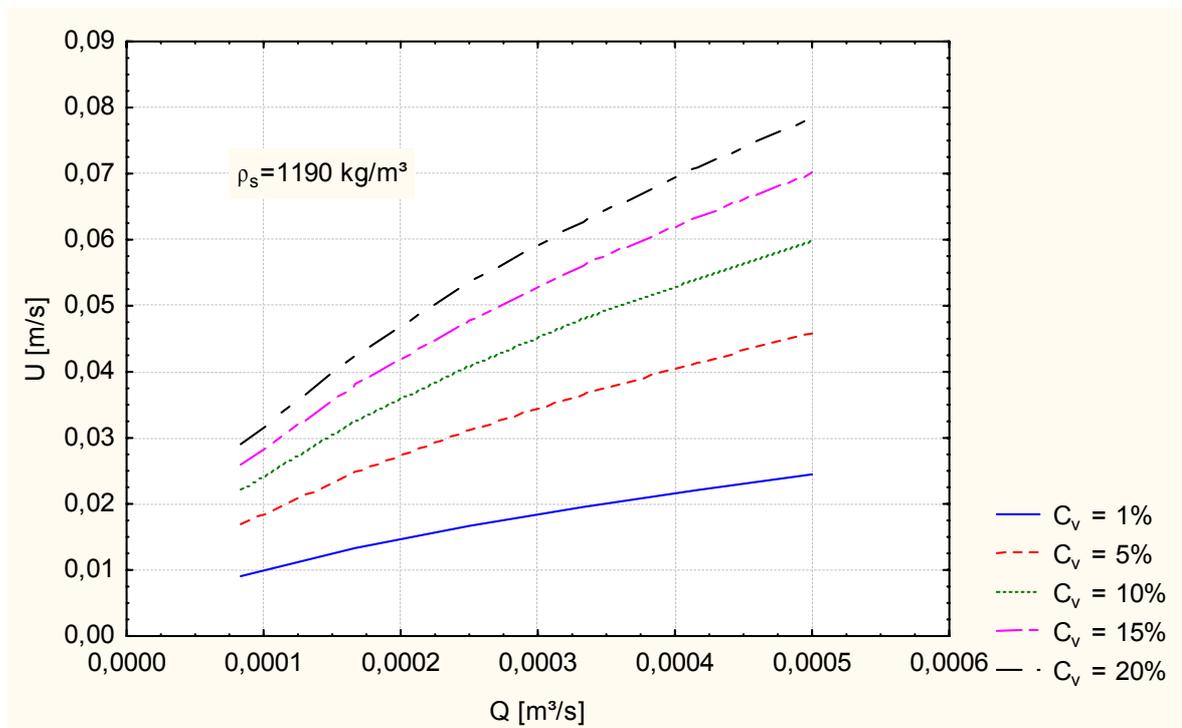


Figura 6.38 Ábaco obtido por regressão não-linear múltipla relacionando a vazão média (Q), a velocidade média da corrente (U) e a concentração volumétrica de sedimento (C_v).

com as diferentes variáveis de entrada. Deve-se ressaltar, estes resultados são limitados ao uso apenas dos modelos CUPP e CUMP (excluindo o caso do modelo CTGS), e que seu uso em instalações bastante semelhantes deve ser feito com o devido cuidado, pois a metodologia não incorpora plenamente as leis de semelhança de modelos físicos.

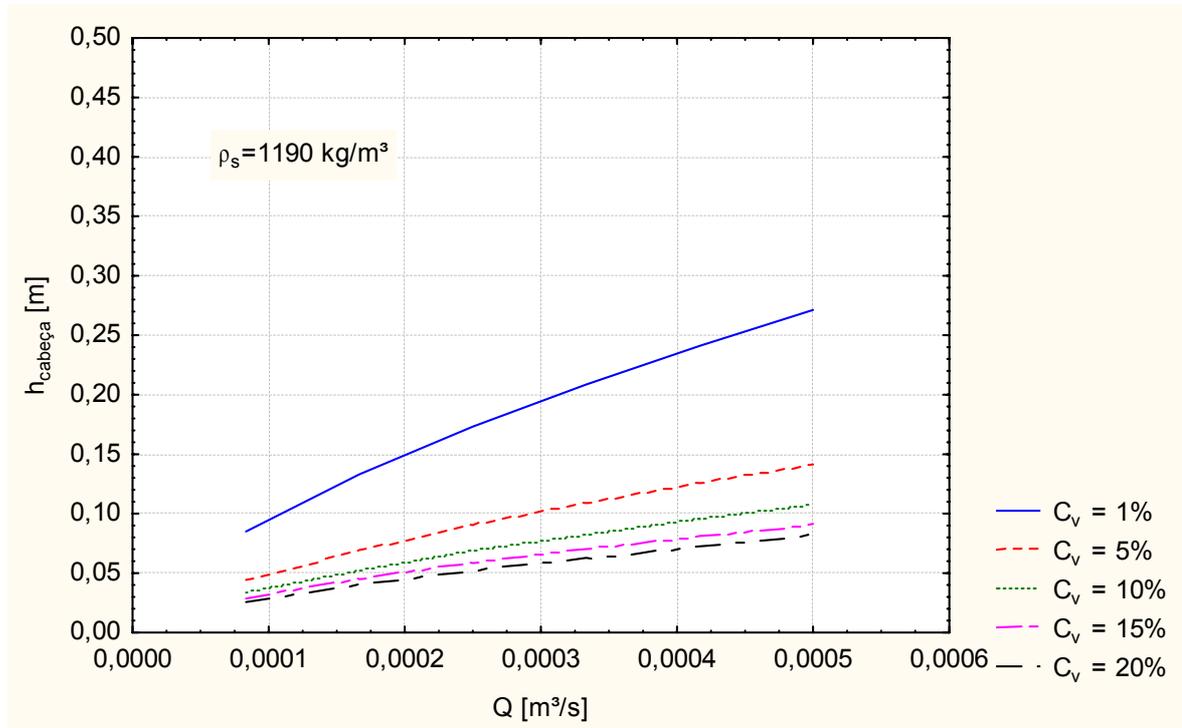


Figura 6.39 Ábaco obtido por regressão não-linear múltipla relacionando a vazão média (Q), a espessura da cabeça da corrente ($h_{\text{cabeça}}$) e a concentração volumétrica de sedimento (C_v).

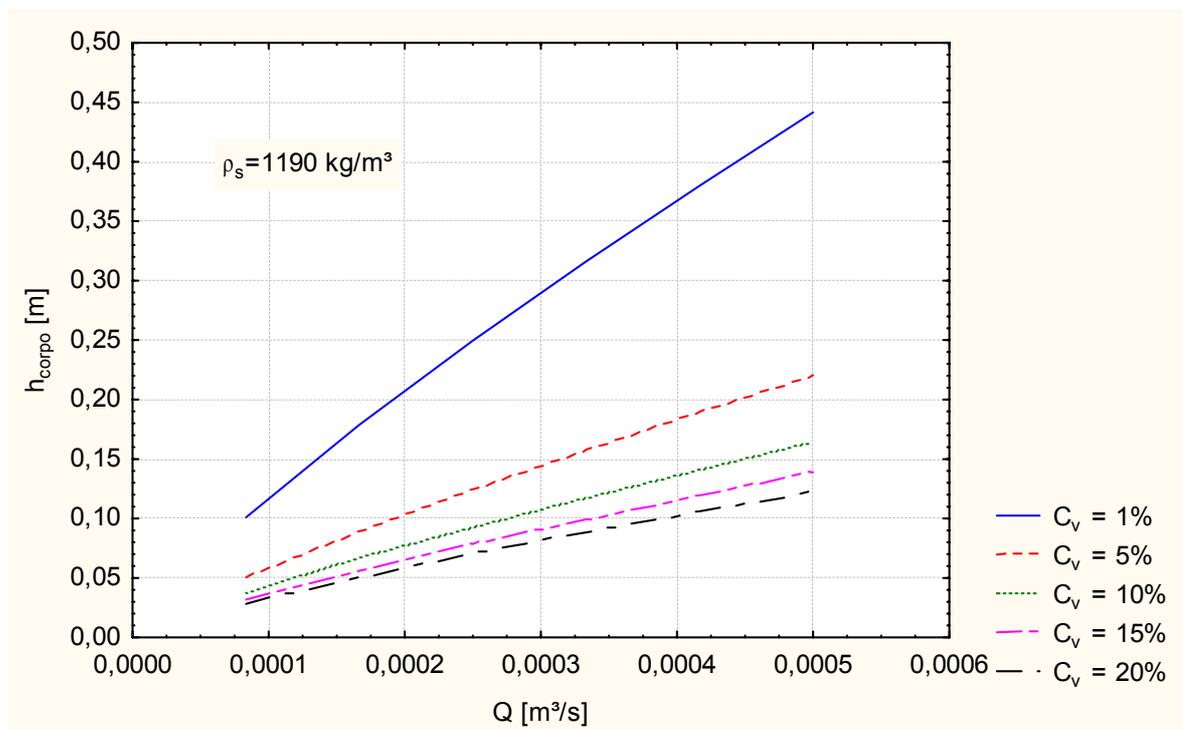


Figura 6.40 Ábaco obtido por regressão não-linear múltipla relacionando a vazão média (Q), a espessura do corpo da corrente (h_{corpo}) e a concentração volumétrica de sedimento (C_v).

6.4.6. Discussões parciais

À luz dos modelos de regressão ajustados, nota-se que as variáveis dependentes: velocidade da corrente, espessura do corpo, espessura da cabeça, estão correlacionadas com a vazão, a concentração volumétrica da mistura e com propriedades físicas da mistura (ou massa específica, ou viscosidade). Em outras palavras, as variáveis mais sensíveis na definição (ou as que mais influenciam as variáveis dependentes) são: a vazão, a concentração volumétrica e propriedades físicas da misturas (ou massa específica, ou viscosidade).

6.5. COMENTÁRIOS E DISCUSSÕES

A fim de obter resultados satisfatórios, a aplicação das ferramentas propostas foi feita de modo a conformar-se da melhor maneira aos dados obtidos dos experimentos, conservando assim as características do fenômeno simulado. Porém, em alguns aspectos, a característica dos dados não permitiu a aplicação ótima das ferramentas, já que são, em sua maioria, valores médios, os quais não representam a total variação ao longo do percurso de simulação.

A aplicação da análise dimensional foi realizada de forma bastante satisfatória, obtendo bons resultados a partir do pouco detalhamento do fenômeno em estudo. Este aspecto revela a robustez desta ferramenta que mesmo empregando variáveis expressas em valores médios, conduziu a relações adimensionais com grande uniformização das dispersões.

No caso da normalização das equações governantes, verifica-se o porquê do seu uso limitado na literatura, já que necessita de um grande detalhamento do fenômeno em estudo para a obtenção de resultados satisfatórios. A característica dos dados fez com que não fosse possível a estimativa dos coeficientes empíricos da equação, os quais representam a tridimensionalidade do fenômeno, portanto a ferramenta gerou resultados limitados.

As relações obtidas pelas leis de regressão múltipla não-linear geraram resultados satisfatórios, não influenciadas pela característica das variáveis envolvidas. Porém, essas relações ficam restritas às instalações nas quais foram concebidas, ao contrário das relações obtidas pela análise dimensional, as quais podem ser extrapoladas a outras instalações, pois são concebidas em conformidade com as leis de semelhança de modelos.

Dentre as ferramentas utilizadas, a que melhor conformou-se aos dados dos experimentos, e que gerou bons resultados foi a análise dimensional, que traz também a vantagem de gerar relações que podem ser extrapoladas a outras instalações, e até mesmo a diferentes características de sedimento, da mistura e do fluxo, conservando-se o mesmo fenômeno simulado. Os resultados obtidos a partir das outras ferramentas têm seu uso limitado, porém.

6.6. COMPARAÇÃO COM ESTUDOS ANTERIORES

A fim de validar o uso dos resultados obtidos pela análise dimensional em outras instalações, será realizada uma comparação com estudos anteriores obtidos da literatura, podendo assim confirmar as tendências encontradas nas instalações do NECOD. Procurou-se por trabalhos semelhantes aos aqui estudados, ou seja, concebidos por simulação física de correntes de turbidez. Outra restrição foi a necessidade de que os trabalhos apresentassem os dados brutos das simulações. Porém, foi possível obter os resultados de três trabalhos da literatura: Altinakar, 1988; Michon *et al.*, 1955 e Garcia, 1985, cujas características estão reunidas na tabela 6.6. Já seus valores brutos estão sumarizados no apêndice B.

Tabela 6.6 Faixa de variação das principais características obtidas dos estudos

	Altinakar (1988)	Michon <i>et al.</i> (1955)	Garcia (1985)
Número de ensaios	17	21	15
Dimensões do modelo físico ¹ [m]	16,50 x 0,50 x 0,80	21,00 x 0,80 x 0,47	25,00 x 0,70 x 1,80
Ignição	Fluxo Contínuo	Fluxo Contínuo	Fluxo Contínuo
α [°]	0° - 2,07°	0,34° - 2,06°	2,87° - 4,57°
Material de mistura ²	Quartzo ($d=2,65$)	Caulim ($d=2,15$ e $d=2,45$)	Sílica ($d=2,65$)
d_m [10^{-6} m]	26 e 46,7	15	30 - 60
ω_s [10^{-3} m/s]	0,61 ($d_m=26$) 1,96 ($d_m=46,7$)	0,011 - 0,31	0,5 - 4,4
C_v [%]	0,15 - 0,45	0,09 - 0,58	0,3 - 0,83
μ_m [10^{-3} Ns/m ²]	1,004 - 1,011	1,002 - 1,014	1,008 - 1,021
g' [m/s ²]	0,018 - 0,055	0,012 - 0,082	0,049 - 0,134
V_m [10^{-3} m ³]	D.N.O. ³	D.N.O. ³	D.N.O. ³
Q [10^{-6} m ³ /s]	1300,0 - 4850,0	3000,0 - 20000,0	10500,0 - 25000,0
U [m/s]	0,03 - 0,068	0,042 - 0,128	0,116 - 0,189
$h_{cabeça}$ [m]	0,128 - 0,300 ⁴	0,064 - 0,22	0,19 - 0,26
h_{corpo} [m]	D.N.O. ³	D.N.O. ³	D.N.O. ³

¹ Apresentam-se as dimensões do modelo na respectiva ordem: comprimento x largura x altura.

² O valor entre parênteses refere-se à densidade média do sedimento.

³ D.N.O.: Dado não obtido.

⁴ O valor da espessura da cabeça foi obtido apenas para 10 dos 17 ensaios selecionados.

6.6.1. Aplicação aos dados coletados

Nos gráficos desta seção, as curvas pontilhadas foram ajustadas a sentimento pelo autor.

Na figura 6.32 é apresentada a relação entre o número de Reynolds do grão (Π_3) com o conjunto adimensional Π_{33} (dado pela multiplicação de Π_{27} e a fração volumétrica de sedimento, ϕ), bem como as funções polinomiais ajustadas para os dados oriundos de estudos anteriores e os dados deste estudo. Nota-se uma semelhança entre a forma das funções, sobretudo se considerarmos os dados oriundos dos experimentos de Michon *et al.* (1955) e Garcia (1985). Já os dados de Altinakar (1988), apresentaram uma taxa de variação levemente maior.

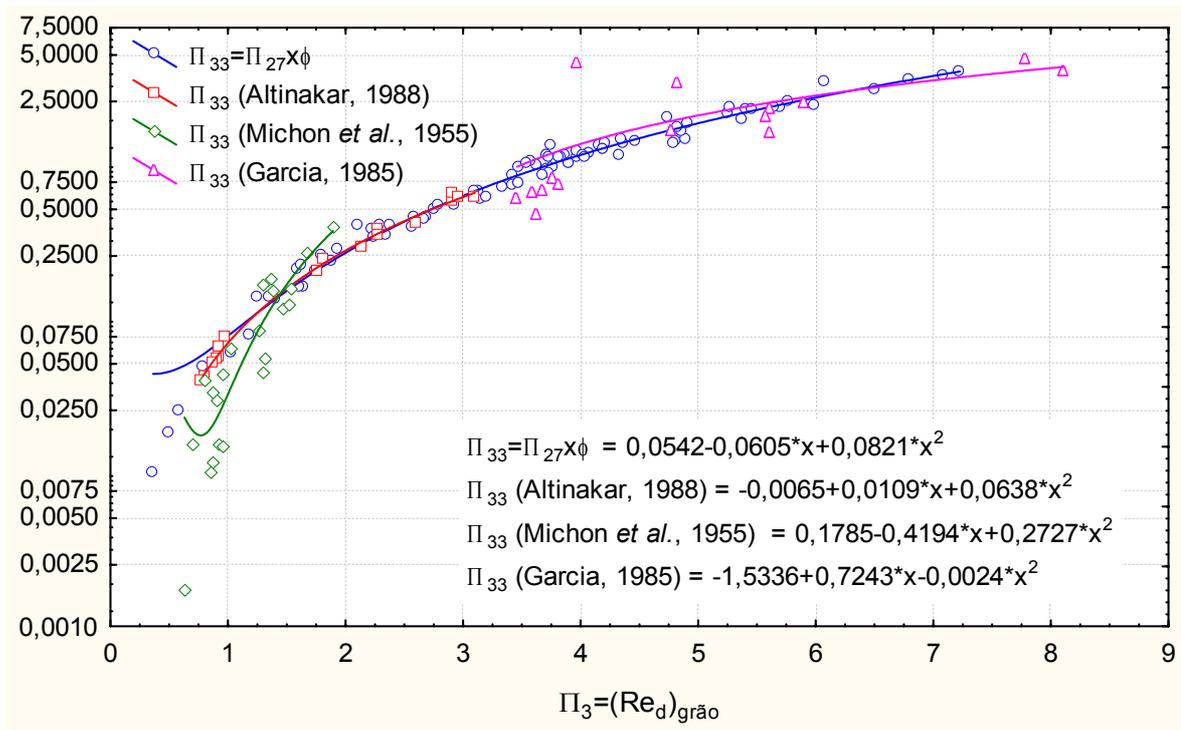


Figura 6.41 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais Π_3 x Π_{33} .

A figura 6.42 mostra a comparação de dados para a relação entre o número de Reynolds avaliado pela espessura da cabeça da corrente (Π_4) com o conjunto adimensional Π_{30} , criado a partir da multiplicação do número de Richardson inicial (Π_9) pela razão entre largura e espessura da corrente (Π_{13}). Consta-se que a dispersão correspondente ao modelo físico CUPP fica fora da tendência formada pelo restante da dispersão.

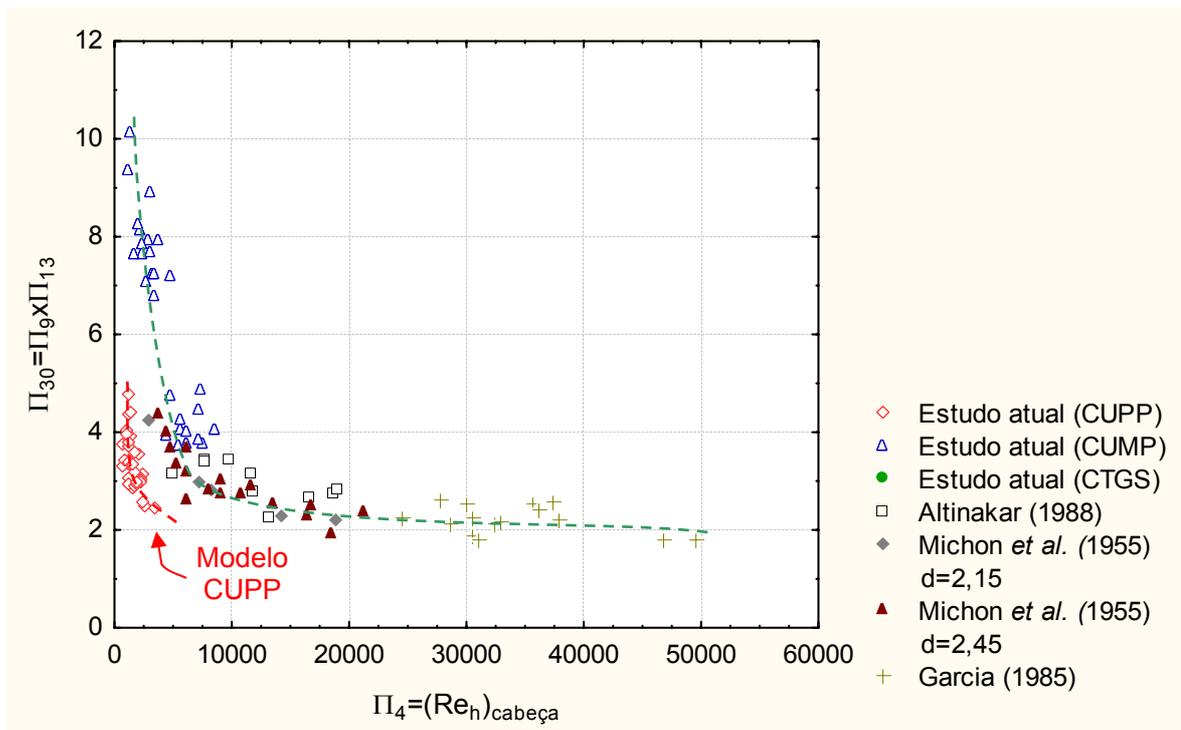


Figura 6.42 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais Π_4 x Π_{30} .

Já a relação de Π_4 com Π_{31} (fig. 6.43), criado pela multiplicação da razão entre a vazão medida e calculada (Π_1) pelo gradiente de densidade entre o sedimento e a corrente (Π_{11}), resulta em uma dispersão classificada segundo a densidade do sedimento, mas também os parâmetros dinâmicos influenciam a disposição dos dados, não sendo possível determinar tendências comuns neste caso. Cabe notar que os dados de Michon *et al.* (1955), obtidos com densidade de sedimento de 2,45, situam-se entre a tendência observada para os demais dados e aqueles gerados por Garcia (1985).

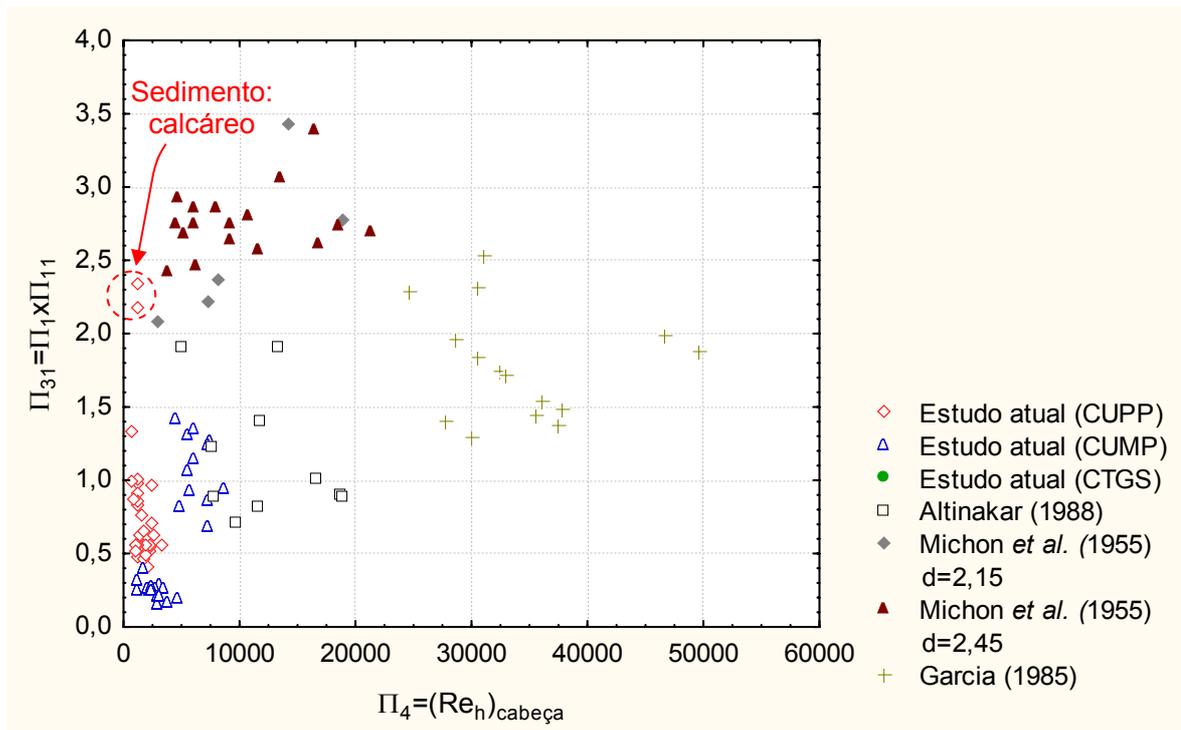


Figura 6.43 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais Π_4 x Π_{31} .

Ao relacionar o número de Richardson avaliado com a espessura da cabeça (Π_6) e o mesmo número inicial (Π_9), os dados de estudo anteriores conformam-se na região dita como de menor variação dos dados (fig. 6.44), sendo possível propor uma tendência linear entre os conjuntos nesta região. Além disso, o limite entre as duas regiões sofre uma modificação, não mais sendo aproximadamente para valores de $\Pi_6 > 4$, mas para valores de $\Pi_6 > 6$.

De maneira similar, a relação do número de Froude avaliado pela espessura da cabeça (Π_{21}) com Π_9 , também apresenta uma dispersão com boa conformação dos dados provindos de estudos anteriores (fig. 6.45), prolongando e confirmando a tendência já apresentada anteriormente.

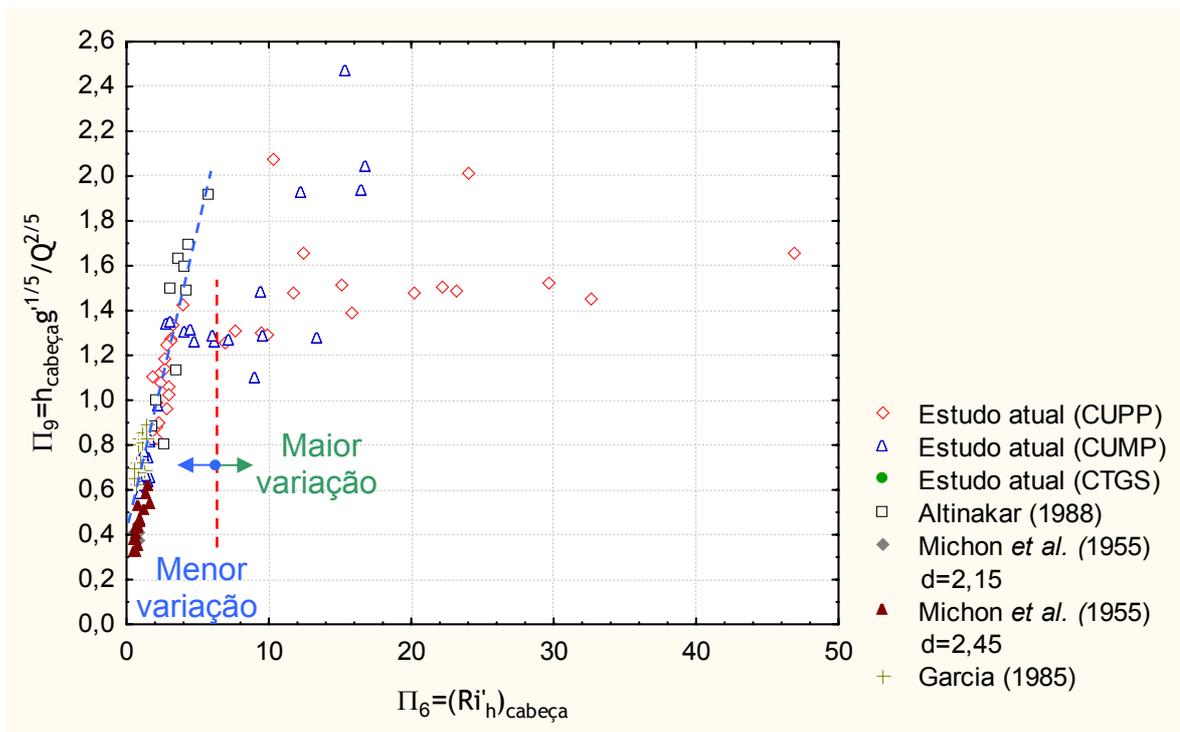


Figura 6.44 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais Π_6 x Π_9 .

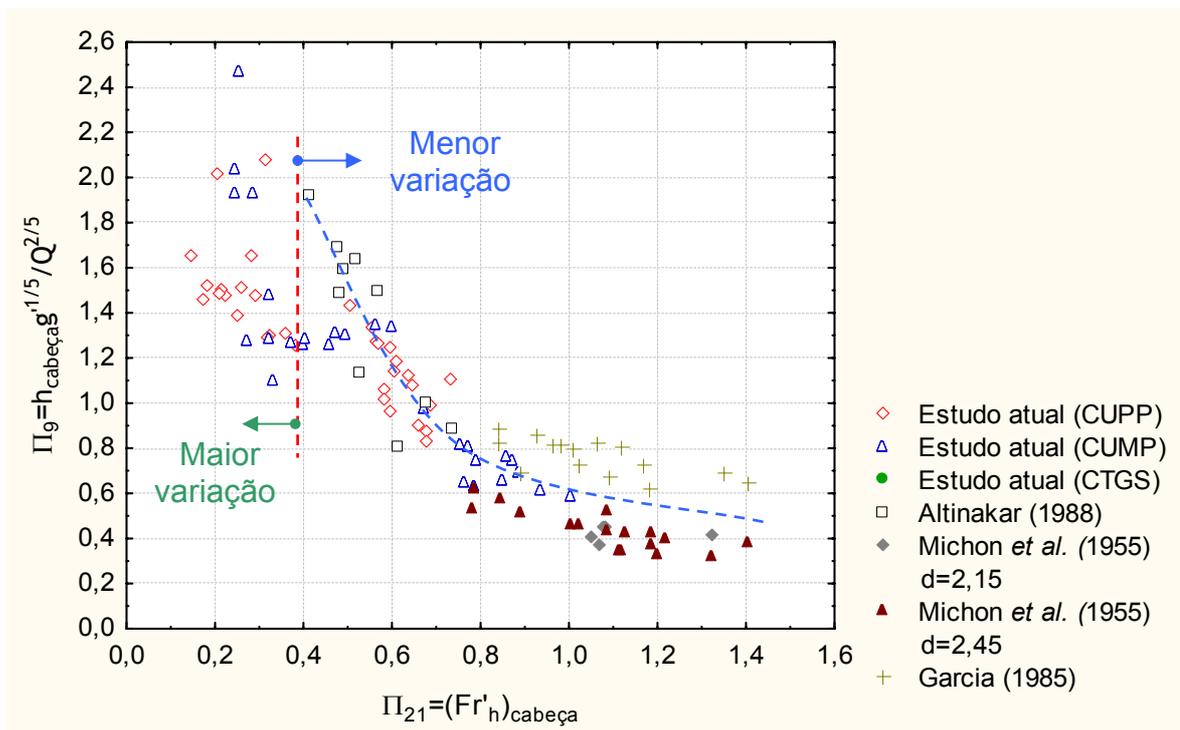


Figura 6.45 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais Π_{21} x Π_9 .

A relação entre o número de Froude avaliado pela espessura da cabeça da corrente (Π_{21}) com o número de Stokes (Π_{19}), revela que os dados obtidos de estudos anteriores adequaram-se à tendência exponencial (fig. 6.46), porém não houve o estabelecimento de uma tendência única e geral, agrupando todos os dados.

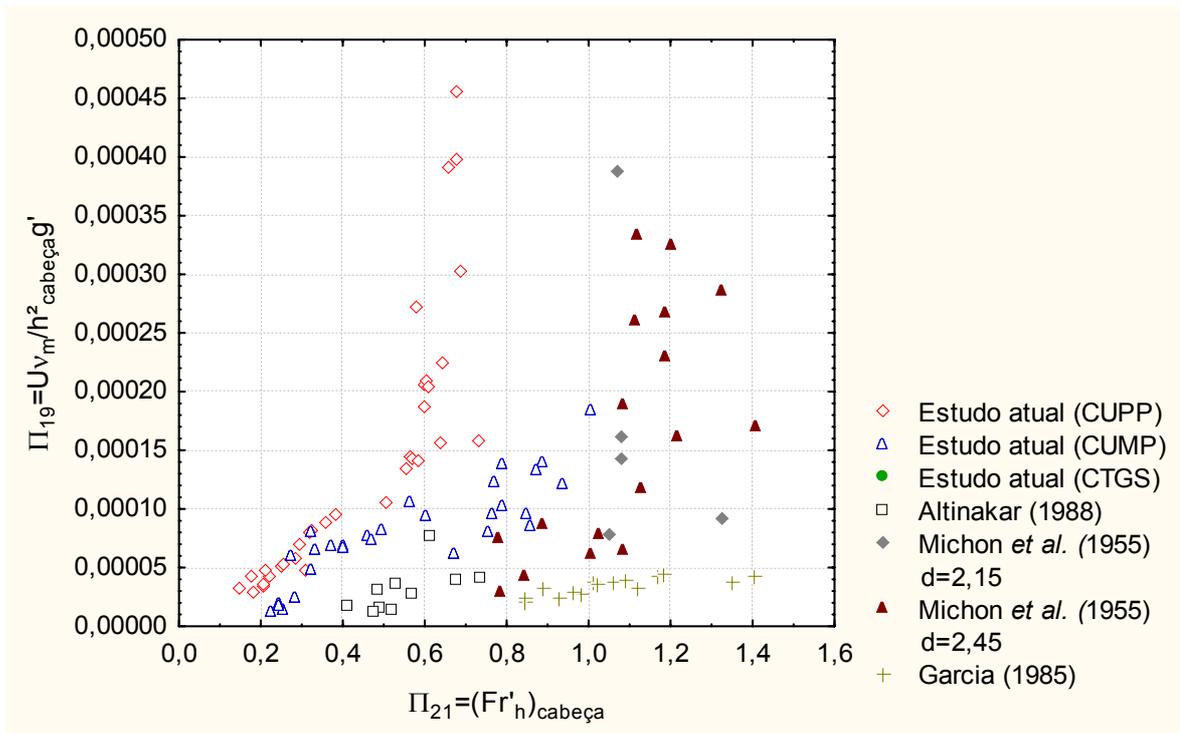


Figura 6.46 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais Π_{21} x Π_{19} .

Por outro lado, no caso da relação de Π_{21} com o número de Keulegan (Π_{18}) – figura 6.47, os dados inclusos conformam-se à tendência observada anteriormente, além de conjugar todos os dados na mesma tendência. Já uma análise mais detalhada (ver quadro em destaque na figura), mostra que os experimentos correspondentes às simulações realizadas no modelo físico CUPP.

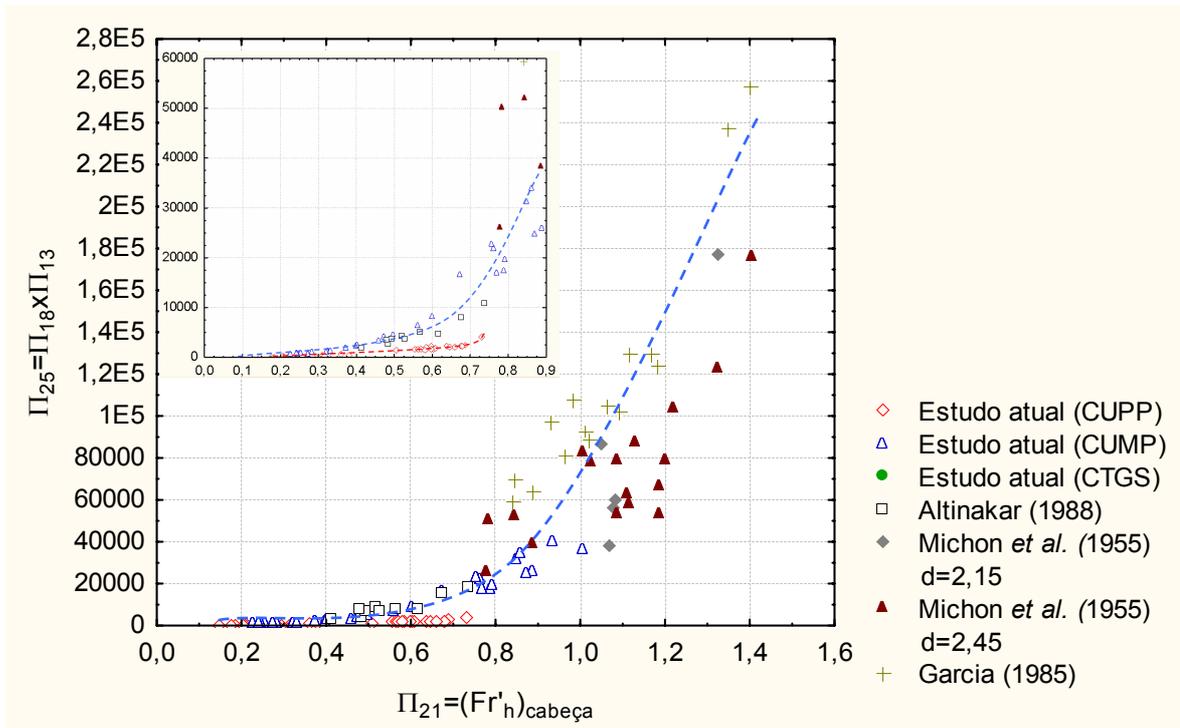


Figura 6.47 Dispersão resultante da relação entre os grupos adimensionais Π_{21} x Π_{25} .

apresentam uma tendência diferente do restante dos dados. Apesar da mesma forma exponencial, a variação dos valores de Π_{18} , à medida em que aumenta o valor de Π_{21} , é menor.

6.6.2. Discussões parciais

Apesar das grandes diferenças entre as características dos experimentos realizados pelo NECOD e pelos demais autores citados (modelo físico, declividade do canal, sedimento, fração volumétrica da mistura e vazão), a função polinomial ajustada entre os parâmetros Π_3 e Π_{33} (fig. 6.41) para os dados do NECOD, foi capaz de explicar a variabilidade dos dados dos outros autores. Os outros conjuntos de dados ou posicionaram-se na mesma tendência ajustada aos dados do NECOD, ou permitiram extrapolar a relação para outras faixas dos parâmetros.

A relação entre o número de Reynolds (fig. 6.42) avaliado pela espessura da cabeça da corrente (Π_4) com o conjunto adimensional Π_{30} , confirma a influência da largura do canal nos efeitos turbulentos do escoamento, pois a dispersão correspondente ao modelo físico CUPP fica fora da tendência formada pelo restante da dispersão. O prolongamento da tendência ajustada aos dados do NECOD, ou seja, a conformação da dispersão de outras faixas de valores dos adimensionais a esta tendência pode ser associada à permanência do fluxo, alcançada por modelos físicos com grande comprimento. Pela relação (fig. 6.43) de Π_4 com Π_{31} , fica evidente a influência da densidade do sedimento nos parâmetros dinâmicos do escoamento.

Ao relacionar o número de Richardson (fig. 6.44) avaliado com a espessura da cabeça (Π_6) e o mesmo número inicial (Π_9), surgem evidências mais fortes da representatividade da homogeneidade do escoamento pelo número de Richardson, pois os dados de estudos anteriores incluídos na análise conformam-se na região de pequena variação. Este é fato confirmado, também, pela relação entre o número de Froude (fig. 6.45) avaliado com a espessura da cabeça (Π_{21}) com Π_9 , onde os dados de estudos anteriores, da mesma forma, conformam-se na tendência anterior. Novamente, o prolongamento da tendência apresentada é associado à permanência do fluxo, alcançada por modelos físicos com grande comprimento.

A relação entre o número de Froude (Π_{21}) e número de Stokes (Π_{19}) avaliados pela espessura da cabeça (fig. 6.46) mostra, com a ampliação da base de dados através da consideração de trabalhos da literatura, que a definição anterior (fig. 6.17) de duas tendências classificadas pelo tipo de fluxo (conservativo ou não-conservativo) não é válida, porém, não é possível identificar qual o parâmetro que classifica as tendências apresentadas. Contudo, a tendência apresentada anteriormente (fig. 6.18) para a relação entre Π_{21} e Π_{25} , é confirmada

ao serem inseridos dados de estudos anteriores (fig. 6.47), ou seja, evidencia-se a influencia da largura do canal também na relação entre as forças de inércia e de empuxo.

7. CONCLUSÕES

7.1. QUANTO À BASE DE DADOS ADOTADA

Quanto ao uso da espessura do corpo para caracterizar a corrente, as relações obtidas mostram que este parâmetro mostrou-se sensível às condições do fluxo, tais como, modelo físico utilizado, tipo de fluxo (conservativo ou não-conservativo) e declividade do canal. Podem-se atestar duas possibilidades para este fato: ou a dinâmica do escoamento na região do corpo é mais complexa e, portanto, é mais suscetível às condições do escoamento; ou os parâmetros avaliados com a velocidade da cabeça não descrevem corretamente a dinâmica na região do corpo e, portanto, o parâmetro deve ser utilizado juntamente com a velocidade do corpo da corrente.

Os resultados da análise da estimativa do erro de medição da espessura do corpo da corrente revelaram um grau relativo de incerteza de 20 a 30%, associado à dificuldade na definição da interface corrente-fluido ambiente e também à metodologia empregada. Por ter sido uma análise específica de um conjunto de experimentos, é necessário fazer algumas observações: os erros de calibração estão associados à metodologia empregada, portanto necessitam ser avaliados em cada situação; já os erros de medição, estão associados à própria natureza do fenômeno, portanto podem ser extrapolados para outras realidades semelhantes.

Quanto ao uso da espessura da cabeça para caracterizar a corrente, pode-se afirmar que a dinâmica desta região da corrente apresenta maior similaridade que o corpo, pois se mostrou mais estável às mudanças de condição do escoamento, tais como, modelo físico, tipo de fluxo e declividade do canal.

A estimativa da vazão injetada, no caso dos experimentos iniciados por pulso, deve ser revista, pois se constatou que o regime transitório de escoamento não pôde ser aproximado como um regime permanente, segundo as relações com a razão entre a vazão calculada e a medida (Π_1 e Π_2).

A utilização de dados médios horizontais para a caracterização das correntes de turbidez, mostrou-se válida quanto à dinâmica do escoamento, podendo ser possível identificar as diferentes condições dinâmicas do fluxo. Porém, a aproximação dos parâmetros por média vertical não se mostrou efetiva para a quantificação específica dos fenômenos turbulentos envolvidos no fenômeno, segundo o uso da metodologia de normalização das equações governantes.

Quanto ao uso das leis analíticas para a determinação da viscosidade da mistura, pode-se afirmar que, dentro das faixas de variação utilizadas, ajustaram de maneira correta os parâmetros calculados, não apresentando inconformidades de valores.

Quanto ao uso da lei analítica para o cálculo da velocidade de queda do sedimento deve ser revista, visto que em alguns casos extremos (alguns experimentos de Brito, 2005) apresentaram inconformidades com os outros dados.

7.2. QUANTO AOS ESCOAMENTOS ANALISADOS

Já para os fluxos concebidos em declividade do canal não-nula, pôde-se notar um comportamento dinâmico na região da cabeça semelhante aos fluxos gerados com declividade nula. Porém, ao serem avaliados na região do corpo da corrente, seu comportamento apresenta distinção quanto à avaliação da espessura da corrente, através das relações com o número de Keulegan (Π_{18}).

Quanto aos efeitos de parede, pode-se afirmar que fluxos gerados em modelos físicos com pequenos valores de largura (como os ensaios executados no modelo CUPP) inibem a geração da zona de instabilidade gravitacional tridimensional, além de influenciar na relação entre as forças de inércia e de empuxo, segundo as relações entre o número de Reynolds avaliado pela espessura da cabeça (Π_4) com o parâmetro Π_{30} , criado a partir da multiplicação do número de Richardson inicial (Π_9) pela razão entre largura e espessura da corrente (Π_{13}) e, também, na relação entre o número de Froude avaliado com a espessura da cabeça (Π_{21}) com o parâmetro Π_{25} , criado a partir da multiplicação do número de Keulegan (Π_{18}) pela razão entre largura e espessura da corrente (Π_{13}).

Quanto à influência do sedimento presente na corrente, pode-se afirmar que as características do sedimento afetam sensivelmente a dinâmica do escoamento, ou seja, sedimentos com menor velocidade de queda apresentarão maiores índices de turbulência e, portanto, maiores valores de velocidade de propagação, segundo as relações com a razão entre a velocidade de queda do sedimento e a velocidade da corrente (Π_8).

O comportamento dinâmico dos fluxos conservativos (compostos por material dissolvido) pode ser considerado similar ao dos fluxos não-conservativos (compostos por sedimento em suspensão), segundo as relações com o número de Reynolds (Π_4 e Π_5) e, também, com o número de Froude (Π_{21} e Π_{22}).

Quanto à metodologia utilizada para a realização dos experimentos, pode-se afirmar que, com exceção dos efeitos turbulentos tridimensionais, ela permitiu estabelecer leis de similaridade entre as diferentes escalas de simulação, facultando o uso de leis de transposição de escalas. Este fato ficou evidenciado na relação entre do número de Reynolds do grão (Π_3) e grupo adimensional Π_{33} (dado pela multiplicação de Π_{27} e a fração volumétrica de sedimento, ϕ).

Quanto à metodologia empregada para a obtenção das variáveis dos experimentos, concluiu-se que, com exceção dos valores de vazão de injeção dos fluxos iniciados por pulso, os dados obtidos podem ser comparados através das leis de semelhança de modelos.

7.3. QUANTO AOS PARÂMETROS ADIMENSIONAIS OBTIDOS

Por apresentarem dispersões com menor variação e tendências mais claras, pode-se afirmar que os parâmetros que melhor caracterizam o fenômeno das correntes de turbidez são o número de Reynolds e de Froude avaliados pela espessura da cabeça da corrente (Π_4 e Π_{21}) e, também, o número de Reynolds do grão (Π_3).

A permanência da homogeneidade do escoamento ao longo do percurso da corrente, ou seja, a manutenção dos valores dinâmicos do fluxo, pode ser medida através da relação entre as forças de inércia e de empuxo, evidenciado nas relações com o número de Richardson inicial (Π_9).

A relação entre o conjunto adimensional Π_{33} (dado pela multiplicação de Π_{27} e a fração volumétrica de sedimento, ϕ) com o número de Reynolds do grão (Π_3) expressa a relação entre os parâmetros dinâmicos mais significativos da região da cabeça da corrente de turbidez.

Quanto à similaridade entre o modelo físico CTGS e os modelos unidirecionais, nota-se que ela foi alcançada quando consideramos os parâmetros que governam a dinâmica da região da cabeça da corrente, evidente através da relação entre o número de Reynolds do grão (Π_3) e o conjunto adimensional Π_{33} (dado pela multiplicação de Π_{27} e a fração volumétrica de sedimento, ϕ).

Os fluxos são classificados segundo o grau de concentração volumétrica de sedimento da mistura (C_v) quando são relacionados pelo número de Reynolds do grão (Π_3) e o conjunto Π_{27} (dado pela multiplicação entre a razão entre as velocidades e o número de Keulegan).

Pode-se concluir que as relações com os parâmetros resultantes da operação entre grupos adimensionais permitiram identificar propriedades físicas do fenômeno que conjugaram e, também, discriminaram os dados experimentais, portanto a metodologia foi aplicada com sucesso.

Em suma, a aplicação da análise dimensional ao fenômeno das correntes de turbidez, permite afirmar que a metodologia foi utilizada com sucesso, e os conjuntos adimensionais formados exprimiram corretamente os diferentes aspectos do fenômeno.

7.4. QUANTO À NORMALIZAÇÃO DAS EQUAÇÕES GOVERNANTES

Quanto à aplicação da normalização às equações de média vertical que descrevem as correntes de turbidez, pode-se afirmar que a pobre definição da dinâmica do escoamento

impossibilitou a avaliação dos coeficientes empíricos e, conseqüentemente, não tornou possível a satisfatória aplicação da ferramenta.

7.5. QUANTO ÀS LEIS DE REGRESSÃO NÃO-LINEAR MÚLTIPLA

Quanto ao uso de modelos de regressão múltipla, pode-se afirmar que o modelo que obteve o melhor ajuste às leis de regressão foi o modelo com três variáveis, obtendo valores de coeficiente de determinação até 77%.

As variáveis mais sensíveis na definição das leis de regressão múltipla (ou as que mais influenciam as variáveis dependentes) são: a vazão, a concentração volumétrica e propriedades físicas da misturas (ou massa específica, ou viscosidade).

Quanto à extrapolação das leis obtidas por regressão múltipla para a previsão das características do escoamento, pode-se afirmar que a metodologia não incorpora totalmente os princípios de semelhança entre modelos, portanto seu uso limita-se às instalações nas quais foi concebida.

7.6. QUANTO À COMPARAÇÃO COM ESTUDOS ANTERIORES

A tendência aproximada para os dados deste estudo, na relação entre os conjuntos adimensionais Π_3 e Π_{33} , pode ser aplicada à outras realidades semelhantes, fato evidenciado pela conformação dos dados dos estudos anteriores a esta tendência. Assim, esta relação demonstra sua capacidade de expressar os dados experimentais independente das condições de simulação física.

A influência da largura do canal nos efeitos turbulentos do escoamento foi confirmada através da relação entre o número de Reynolds (Π_4) e o conjunto Π_{30} (criado a partir da multiplicação do número de Richardson inicial pela razão entre largura e espessura da corrente).

Quanto à similaridade entre fluxos com diferentes sedimentos, pode-se concluir que a compensação da densidade do material, através do uso da porção fina do sedimento, mantém a similaridade dos parâmetros dinâmicos do escoamento, evidenciada na relação entre o número de Reynolds (Π_4) e o conjunto Π_{30} (criado a partir da multiplicação do número de Richardson inicial pela razão entre largura e espessura da corrente) e, também, na relação entre os conjuntos adimensionais Π_3 e Π_{33} .

Modelos físicos com grande comprimento tendem a alcançar regimes de fluxo com características mais próximas dos fluxos permanentes, prolongando as tendências obtidas em modelos menores, afirmado pelas relações com o número de Richardson inicial (Π_9).

8. RECOMENDAÇÕES

Para que possam ser comparáveis os valores de vazão injetada nos experimentos iniciados por pulso com aqueles iniciados por fluxo contínuo, recomenda-se uma análise dos parâmetros hidráulicos que regem o esvaziamento do reservatório de alimentação, sobretudo no caso de liberação do fluxo via comporta, considerando que estes mecanismos de injeção geram dois tipos distintos de regime: transitório e permanente.

A fim de obter a correta avaliação dos parâmetros dinâmicos na região do corpo das correntes de turbidez, indica-se a obtenção dos valores de velocidade nesta região, para que haja compatibilidade entre as medições de espessura e velocidade nesta região.

Para que os valores de velocidade de queda do sedimento possam ser mais bem avaliados, recomenda-se a determinação de leis experimentais, obtidas a partir de cada realidade experimental (tipo de sedimento e faixa granulométrica).

A fim de que não surjam efeitos de parede que possam inibir a formação de mecanismos turbulentos para a sustentação do sedimento, recomenda-se a simulação em modelos físicos com largura maior do que 0,40 m, valor que corresponde à largura do canal CUMP.

Recomenda-se o uso da relação entre o número de Richardson inicial (Π_9) com o número de Richardson (Π_6) ou Froude (Π_{21}), para avaliação da permanência da homogeneidade do escoamento durante o percurso da corrente.

Recomenda-se a realização da análise do erro de medição da espessura do corpo da corrente a cada realidade experimental, a fim de identificar possíveis falhas e meios para que seja minimizado este tipo de erro. Segundo a análise realizada, um dos meios mais efetivos para esta correção é através da busca por metodologias que reduzam a interpretação humana na medição do parâmetro, trazendo assim, maior homogeneidade ao resultado.

A fim de congrega e correlacionar os processos dinâmicos com os processos deposicionais do escoamento, recomenda-se a incorporação de parâmetros característicos destes processos deposicionais no uso da análise dimensional e da regressão múltipla.

A partir da análise realizada, recomenda-se a incorporação de parâmetros característicos ao desconfinamento do fluxo, a fim de que possam ser correlacionados os dois processos dinâmicos do escoamento das correntes de turbidez. Além disso, permitirá analisar as condições de fluxo ao considerar modelos com largura “infinita”.

Recomenda-se a obtenção de dados de simulações que possam ser utilizadas para analisar a influência da declividade do canal nas condições dinâmicas do fluxo e, se possível, correlacioná-las com as características deposicionais.

Tendo em mãos instrumentos de medição que possam obter parâmetros dinâmicos com definição suficiente, recomenda-se a quantificação das forças envolvidas no fenômeno, para que seja possível quantificar de maneira correta os parâmetros adimensionais representados por estas relações. Além disso, aconselha-se uma análise mais apurada da relação entre o número de Reynolds (Π_4) com o número que relaciona a vazão à viscosidade da mistura (Π_{15}), para verificar sua relação com os processos turbulentos do fluxo.

9. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ALLEN, J. R. L. 1985. Principles of Physical Sedimentology. *George Allen & Unwin*. London *apud* KNELLER, B.; BUCKEE, C. 2000. The structure and fluid mechanics of turbidity currents: a review of some recent studies and their geological implications. *Sedimentology* 47(1):62-94.
- ÁVILA, M. D. 2003. Modelagem física de correntes de densidade no estudo de depósitos turbidíticos. [manuscrito]. [106 f.]: il. Dissertação (mestrado) - *Universidade Federal do Rio Grande do Sul*. Instituto de Geociências. Programa de Pós-Graduação em Geociências, Porto Alegre, BR-RS, 2000. Ori.: Correa, Iran Carlos Stalliviere.
- ALTINAKAR, M. S. 1988. Weakly depositing turbidity currents on small slopes. Tese submetida à *Ecol. Pol. Fed. Lausanne*.
- ALTINAKAR, M. S.; GRAF, W. H.; HOPFINGER, E. J. 1993. Water and Sediment Entrainment in Weakly Depositing Turbidity Currents on Small Slopes. *Proc. IAHR Congress*, Tokyo, 1993
- ASHIDA, K.; EGASHIRA, S. 1975. Basic study on turbidity currents. *Proc. JSCE* 237: 37-50 (em japonês) *apud* ALTINAKAR, M. S. 1988. Weakly depositing turbidity currents on small slopes. Tese submetida à *Ecol. Pol. Fed. Lausanne*.
- BARENBLATT, G. I. 2003. *Scaling*. Cambridge University Press.
- BATCHELOR, G. K.; GREEN, J. T. 1972. The determination of the bulk stress in a suspension of spherical particles to order c^2 . *J. Fluid Mec.* 56: 401-427.
- BOUMA, A. H. 1962. Sedimentology of some flysch deposits: a graphic approach to facies interpretation. *Amsterdam: Elsevier apud* McLANE, M. 1995. *Sedimentology*. New York: Oxford Univer. Press.
- BOUMA A. H.; NORMARK W. R.; BARNES N. E. 1985. Submarine fans and related turbidite systems. *Springer apud* SRIVATSAN, L.; LAKE L.W. e BONNECAZE R.T., 2004. Scaling analysis of deposition from turbidity currents. *Geo. Mar. Lett.* 24: 63-74.
- BOWEN, A. J.; NORMARK, W. R.; PIPER, D. J. P. 1984. Modelling of turbidity currents on Navy Submarine Fan, California Continental Borderland. *Sedimentology* 31: 169-85 *apud* MIDDLETON, G. V., 1993. Sediment deposition from turbidity currents. *Annual Review of Earth Planet Science* 21:89-114.
- BRITO, D. U. de. 2005. Efeito das escalas de simulação sobre os padrões deposicionais de fluxos turbidíticos. xvi, 99 f. : il. Dissertação (mestrado) - *Universidade Federal do Rio Grande do Sul*. Instituto de Pesquisas Hidráulicas. Programa de Pós-Graduação em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental, Porto Alegre, BR-RS, 2005 Ori.: Borges, Ana Luiza de

Oliveira. Texto completo: www.biblioteca.ufrgs.br/bibliotecadigital/2005-2/tese-iph-488175.pdf

BRITTER, R. E.; SIMPSON, E. J. 1978. Experiments on the dynamics of a gravity current head. *Journal of Fluid Mechanics* 88:223-240.

BRITTER, R. E.; LINDEN, P. F. 1980. The motion of the front of a gravity current travelling down a incline. *Journal of Fluid Mechanics* 99(3):531-543.

COUSSOT, P. 1997. Mudflow Rheology and Dynamics. *IAHR Monograph Series*. Ed. Taylor & Francis.

D'ÁVILA, R. S. F.; PAIM, P. S. G., 2003. Mecanismos de transporte e deposição de turbiditos. In: *Geometria, arquitetura e heterogeneidades de corpos sedimentares*. PAIM, P. S. G.; FACCINI, U. F.; NETTO, R. G. (Eds.). Univ. Vale do Rio dos Sinos.

Del REY, A. C. 2005. Simulação Física de Processos Gravitacionais Subaquosos: uma aproximação para o entendimento da sedimentação marinha profunda. Tese submetida à *Univ. Fed. Rio Grande do Sul*.

DENGLER, A. T.; WILDE, P.; NODA, E. K.; NORMARK, W. R. 1984. Turbidity currents generated by Hurricane Iwa. *Geo-Mar. Lett* 4:5-11 *apud* MIDDLETON, G. V., 1993. Sediment deposition from turbidity currents. *Annual Review of Earth Planet Science* 21:89-114.

DOTT Jr, R. H. 1963. Dynamics of subaqueous gravity depositional processes. *American Association of Petroleum Geologists Bulletin* 47: 104-128.

DÜCKER, R. E.; SARTOR, R.; MANICA, R.; ÁVILA, M. D.; BORGES, A. L. de O.; MAESTRI, R. D. 2002. Simulação física da presença de material muito fino na evolução de correntes de densidade. In: *Salão de Iniciação Científica*. Livro de Resumos. Porto Alegre: UFRGS, 2003. p. 294 Engenharias t224

EINSTEIN, A. 1911. Berichtigung Zu meiner Arbeit: "Eine neue Bestimmung der Moleküldimensionen". *Ann Physk* 34: 591-592.

ELDER, J. W. 1959. The dispersion of marked fluid in turbulent shear flow. *J. Fluid Mech.* 5: 544-560 *apud* GRAF, W.H.; ALTINAKAR, M.S., 1998. Fluvial Hydraulics, *J. Wiley and Sons*.

ELISSON, T.H.; TURNER, J. S. 1959. Turbulent entrainment in stratified flows. *Journal of Fluid Mechanics* 6:423-448.

FABIAN, S., 2002. Modelagem física de correntes de densidade conservativas em canal de declividade variável. Dissertação de Mestrado, *Univer. Fed. do Rio Grande do Sul*.

FUKUOKA, S.; FUKUSHIMA, Y. 1980. On dynamic behavior of the head of the gravity current in a stratified reservoir. *2º Int. Symp. On Strat. Flows*. Norway *apud* ALTINAKAR,

- M. S. 1988. Weakly depositing turbidity currents on small slopes. Tese submetida à *Ecol. Pol. Fed. Lausanne*.
- GARCIA, 1985. Experimental study of turbidity currents. Dissertação de mestrado. *Univ. de Minnesota apud* ALTINAKAR, M. S. 1988. Weakly depositing turbidity currents on small slopes. Tese submetida à *Ecol. Pol. Fed. Lausanne*.
- GARCIA, M. 1994. Depositional turbidity currents laden with poorly sorted sediment. *Journal of Hydraulic Engineering* 120(11):1240-1263 *apud* KNELLER, B.; BUCKEE, C. 2000. The structure and fluid mechanics of turbidity currents: a review of some recent studies and their geological implications. *Sedimentology* 47(1):62-94.
- GIACOMEL, R. dos S.; ÁVILA, M. D. 2003. Ocorrência da gradação inversa em depósitos gerados por simulação física. In: *Salão de Iniciação Científica*. Livro de resumos. Porto Alegre: UFRGS, 2003. p. 22, resumo 036 Ori.: Borges, Ana Luiza de Oliveira.
- GIACOMEL, R. dos S.; ÁVILA, M. D.; BORGES, A. L. de O.; TOLDO Jr., E. E. 2005. Determinação dos limites de concentração entre correntes de alta e baixa densidade. In: *Congresso Brasileiro de P & D em Petróleo e Gás*. Trabalhos técnicos [recurso eletrônico] IBP0152-05, 5 p.
- GRAF, W.H.; ALTINAKAR, M.S., 1998. Fluvial Hydraulics, *J. Wiley and Sons*.
- HAMLIN, S. 1999. Syn-orogenic slope and basin depositional systems, ozona sandstone, Val Verde basin, southwest Texas. Tese submetida à Univ. Texas em Austin *apud* SRIVATSAN, L.; LAKE L.W. e BONNECAZE R.T., 2004. Scaling analysis of deposition from turbidity currents. *Geo. Mar. Lett.* 24: 63-74.
- HAY, A. E.; BURLING, R. W.; MURRAY, J. W. 1982. Remote acoustic detection of a turbidity current surge. *Science* 217:833-835.
- HEEZEN, B. C.; EWING, M. 1952. Turbidity currents and submarine slumps, and the 1929 Grand Banks earthquake. *Am. J. Sci.* 250:849-873.
- HOPFINGER, E. J. 1983. Snow Avalanche Motion and Related Phenomena. *Annual Review of Fluid Mechanics* 15:47-76 *apud* PICKERING, K. T.; HISCOTT, R. N. e HEIN, F. J. 1989. Deep marine environments, clastic sedimentation and tectonics. *Unwin Hyman*, London, 416p.
- HUPPERT, H. E. 1998. Quantitative modelling of granular suspension flows. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A* , 356:2471-2496 *apud* KNELLER, B.; BUCKEE, C. 2000. The structure and fluid mechanics of turbidity currents: a review of some recent studies and their geological implications. *Sedimentology* 47(1):62-94.
- KERSEY, D. G.; HSÜ, K. J. 1976. Energy relations of density-current flow: an experimental investigation. *Sedimentology* 23: 761-89 *apud* MIDDLETON, G. V., 1993. Sediment deposition from turbidity currents. *Annual Review of Earth Planet Science* 21:89-114.

- KLIN, S.J. 1965. Similitude and Approximation Theory. *McGraw-Hill*.
- KNELLER, B.; BUCKEE, C. 2000. The structure and fluid mechanics of turbidity currents: a review of some recent studies and their geological implications. *Sedimentology* 47(1):62-94.
- KOLLA, V.; PERLMUTTER, M. A. 1993. Timing of turbidite sedimentation on the Mississippi fan. *Amer. Assoc. Petrol. Geol. Bull.* 77: 1129-1141 *apud* KNELLER, B.; BUCKEE, C. 2000. The structure and fluid mechanics of turbidity currents: a review of some recent studies and their geological implications. *Sedimentology* 47(1):62-94.
- KUENEN, Ph H. 1937. Experiments in connection with Daly's hypothesis on the formation of submarine canyons. *Leidse Geol. Meded.* 8: 327-335.
- KUENEN, Ph H.; MIGLIORINI, C. I., 1950. Turbidity currents as a cause of graded bedding. *Journal of Geology* 58:91-127.
- LOWE, D. R. 1979. Sediment gravity flows: their classification and some problems of application to natural flows and deposits. In: *Geology of Continental Slopes*, DOYLE, L. J.; PILKEY Jr., O. H. (Eds.) SEPM Spec. Publ. 27: 75-82 *apud* MIDDLETON, G. V., 1993. Sediment deposition from turbidity currents. *Annual Review of Earth Planet Science* 21:89-114.
- LOWE, D. R. 1982. Sediment gravity flows: II. Depositional models with special reference to the deposits of high-density turbidity currents. *Journal of Sedimentary Petrology* 52(1):279-297 *apud* MIDDLETON, G. V., 1993. Sediment deposition from turbidity currents. *Annual Review of Earth Planet Science* 21:89-114.
- MANICA, R. 2002. Modelagem física de correntes de densidade não conservativas em canal tridimensional de geometria simplificada. xv, [146] f. : il. + 1 cd-rom Dissertação (mestrado) - *Universidade Federal do Rio Grande do Sul*. Instituto de Pesquisas Hidráulicas. Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental, Porto Alegre, BR-RS, 2002. Ori.: Borges, Ana Luiza de Oliveira. Texto completo: <http://www.biblioteca.ufrgs.br/bibliotecadigital/2002-1/tese-iph-0330955.pdf>
- MANICA, R.; DEL REY, A. C.; MAESTRI, R. D.; BORGES, A. L. de O.; VIANA, A. R. 2005. Influência do mecanismo de iniciação na dinâmica dos fluxos e na geometria dos depósitos gerados: observações obtidas a partir de estudo experimental de correntes de densidade não-conservativas. *B. Geoci. Petrobras* 13(1): 43-60.
- McLANE, M. 1995. *Sedimentology*. New York: *Oxford Univer. Press*.
- McCAVE, I. N.; JONES, K. P. N. 1988. Deposition of ungraded muds from high-density non-turbulent turbidity currents. *Nature* 333:250-52
- MIDDLETON, G. V. 1966a. Small-scale models of turbidity currents and the criterion for auto-suspension. *Journal of Sedimentary Petrology* 36(1):202-208.

- MIDDLETON, G. V. 1966b. Experiments on density and turbidity currents I. Motion of the head. *Canadian Journal of Earth Sciences* 3:523-546.
- MIDDLETON, G. V., 1993. Sediment deposition from turbidity currents. *Annual Review of Earth Planet Science* 21:89-114.
- MIDDLETON, G. V.; HAMPTON, M. A. 1973. Part I. Sediment gravity flows: mechanics of flow and deposition. In *Turbidites and Deep Water Sedimentation*, ed. G. V. Middleton, A. H. Bouma, SEPM Pac. Sec. Short Course Notes. Anaheim, Calif: SEPM. 38p.
- MOTTA, V. F. 1972. Curso de Teoria da Semelhança. Porto Alegre, Ed. URGs. 154p.
- MULDER, T.; SYVITSKI, J. P. M.; SKENE, K. I. 1998. Modeling of erosion and deposition by turbidity currents generated at river mouths. *J. Sedim. Res.* A68:124-137 *apud* KNELLER, B.; BUCKEE, C. 2000. The structure and fluid mechanics of turbidity currents: a review of some recent studies and their geological implications. *Sedimentology* 47(1):62-94.
- MULDER, T.; ALEXANDER, J. 2001. The physical character of subaqueous sedimentary density flows and their deposits. *Sedimentology* 48:269-299.
- MUTTI, E.; RICCI LUCCHI, F. 1972. Turbidities of the northern Apennines: introduction to facies analysis. *Int. Geol. Rev.* 20:125-166 (1978 English translation by T. H. Nilsen,) *apud* SHANMUGAM, G. 2000. 50 years of the turbidite paradigm 1950s-1990s. Deep-water processes and facies models: a critical perspective. *Marine and Petroleum Geology* 17:285-342.
- MUTTI, E.; RICCI LUCCHI, F.; SÉGURET, M.; ZANZUCCHI, G. 1984. Seismoturbidites: a new group of resedimented deposits. *Mar. Geol.* 55:103-16.
- NORMARK, W. R. 1978. Fan Valleys, channels, and depositional lobes on modern submarine fans; characters for recognition of sandy turbidite environments. *AAPG Bulletin* 62(6):912-931 *apud* SHANMUGAM, G. 2000. 50 years of the turbidite paradigm 1950s-1990s. Deep-water processes and facies models: a critical perspective. *Marine and Petroleum Geology* 17:285-342.
- NORMARK, W. R.; POSAMENTIER, H.; MUTTI, E. 1993. Turbidite systems: state of the art and future directions. *Rev. Geophys.* B31:91-116.
- OLIVER, D. R.; WARD, S. G. 1959. Studies of the viscosity and sedimentation of suspensions Part 5 - The viscosity of settling suspensions of spherical particles. *Brit. J. Applied Physics* 10: 317-321.
- PARKER, G.; FUKUSHIMA, Y.; PANTIN, H. M. 1986. Self-accelerating turbidity currents. *Journal of Fluid Mechanics* 171:145-181.
- PARKER, G.; GARCÍA, M.; FUKUSHIMA, Y.; YU, W. 1987. Experiments on turbidity currents over an erodible bed. *Journal of Hydraulic Research* 25:123-147 *apud* KNELLER,

- B.; BUCKEE, C. 2000. The structure and fluid mechanics of turbidity currents: a review of some recent studies and their geological implications. *Sedimentology* 47(1):62-94.
- PHILLIPS, A. C.; SMITH, N. D. 1992. Delta slope processes and turbidity currents in prodeltaic submarine channels, Queen Inlet, Glacier Bay, Alaska, *Can. J. Earth Sci.* 29:93-101.
- PICKERING, K. T.; HISCOTT, R. N. e HEIN, F. J. 1989. Deep marine environments, clastic sedimentation and tectonics. *Unwin Hyman*, London, 416p.
- PIERSON, T. C.; COSTA, J. E. 1987. A rheological classification of subaerial sediment-water flows. *Geol. Soc. Am. Rev. Eng. Geol.* 7:1-12
- PIPER, D. J. W.; COCHONAT, P.; MORRISON, M. L. 1999. The sequence of events around the epicentre of the 1929 Grand Banks earthquake: initiation of debris flow and turbidity current inferred from sidescan sonar. *Sedimentology* 46:79-97.
- PUHL, E.; DÜCKER, R. E.; BORGES, A. L. de O.; MAESTRI, R. D. 2007. Uso de Parâmetros Geométricos e Cinemáticos para Avaliar o Efeito do Material Dissolvido nas Simulações Físicas de Correntes de Turbidez. In: *VII ENES: Encontro Nacional de Engenharia de Sedimentos*. MERTEN, G. H.; POLETO, C.; BORGES, A. L. de O. (Orgs.). Ed. ABRH
- PUHL, E.; MANICA, R. 2004. Fluxos gravitacionais de alta densidade: influência das populações de grãos nos mecanismos de suporte e deposição. In: *Salão de Iniciação Científica* (16. : 2004: Porto Alegre). Livro de resumos. Porto Alegre: UFRGS, 2004. p. 318, resumo 308 Ori.: Borges, Ana Luiza de Oliveira. Ori.: Maestri, Rogério Dornelles.
- REYNOLDS, S. 1987. A recent turbidity current event, Hueneme Fan, California: reconstruction of flow properties. *Sedimentology* 34:129-37 *apud* MIDDLETON, G. V., 1993. Sediment deposition from turbidity currents. *Annual Review of Earth Planet Science* 21:89-114.
- SHANMUGAM, G. 2000. 50 years of the turbidite paradigm 1950s-1990s. Deep-water processes and facies models: a critical perspective. *Marine and Petroleum Geology* 17:285-342.
- SHEPARD, F. P.; MARSHALL, N. F.; McLOUGHLIN, P. A.; SULLIVAN, G. G. 1979. Currents in Submarine Canyons and Other Seavalleys. *Am. Assoc. Petrol. Geol. Stud. Geol.* 8, 173 pp *apud* MIDDLETON, G. V., 1993. Sediment deposition from turbidity currents. *Annual Review of Earth Planet Science* 21:89-114.
- SIMPSON, J. E., 1982. Gravity currents in the laboratory, atmosphere, and ocean. *Ann. Rev. Fluid Mechanics* 14:213-234 *apud* PICKERING, K. T.; HISCOTT, R. N. e HEIN, F. J. 1989. Deep marine environments, clastic sedimentation and tectonics. *Unwin Hyman*, London, 416p.

- SIMPSON, J. E., 1997. Gravity currents in the environment and the laboratory. *Cambridge Univer. Press*.
- SMITH, G. A. 1986. Coarse-grained nonmarine volcanoclastic sediment: terminology and depositional process. *Geol. Soc. Am. Bull.* 97:1-10.
- SPIEGEL, M. 2004. Teoria e Problemas de Probabilidade e Estatística. 2ª ed. Bookman, Porto Alegre.
- SRIVATSAN, L.; LAKE L.W. e BONNECAZE R.T., 2004. Scaling analysis of deposition from turbidity currents. *Geo. Mar. Lett.* 24: 63-74.
- STATSOFT, Inc. (2004). STATISTICA (data analysis software system), version 7. www.statsoft.com.
- STOW, D. A. V.; SHANMUGAM, G. 1980. Sequence of structures in fine-grained turbidites: comparison of recent deep sea and ancient flysch sediments. *Sed. Geol.* 25:23-42 *apud* SHANMUGAM, G. 2000. 50 years of the turbidite paradigm 1950s-1990s. Deep-water processes and facies models: a critical perspective. *Marine and Petroleum Geology* 17:285-342.
- TURNER, J. S., 1973. Buoyancy effects in fluids, *Cambridge Univ. Press*.
- WEIMER, P.; LINK, M.H. 1991. Global petroleum occurrences in submarine fans and turbidite systems. In: *Frontiers in Sedim. Geol. Seismic Facies and Sedimentary Processes of Submarine Fans and Turbidite Systems* WEIMER, P.; LINK, M. H. (Eds.) 9-67. Springer Verlag, New York *apud* KNELLER, B.; BUCKEE, C. 2000. The structure and fluid mechanics of turbidity currents: a review of some recent studies and their geological implications. *Sedimentology* 47(1):62-94.
- ZENG, J. e LOWE, R. D. 1997. Numerical simulation of turbidity currents flow and sedimentation: I. Theory. *Sedimentology* 44:67-84 *apud* KNELLER, B.; BUCKEE, C. 2000. The structure and fluid mechanics of turbidity currents: a review of some recent studies and their geological implications. *Sedimentology* 47(1):62-94.

APÊNDICES

**APÊNDICE A: ESTIMATIVA DO ERRO DE MEDIÇÃO DA ESPESSURA DA
CORRENTE DE TURBIDEZ A PARTIR DAS IMAGENS DE PROPAGAÇÃO**

Devido aos relevantes processos de mistura que ocorrem nas correntes de densidade, principalmente com a presença de material granular em suspensão, no caso dos fluxos de turbidez, a interface fluido-corrente possui características visuais de difícil definição deste limite. Portanto, as medidas de espessura da cabeça e do corpo da corrente, realizadas neste estudo, possuem algum valor de incerteza na sua medição.

Em vista disto, este apêndice tem como objetivo realizar uma estimativa do erro de medição do valor da espessura vertical das correntes de turbidez, a fim de obter valores de erro que possam ser associados aos resultados deste estudo.

Para tanto, foram selecionados os ensaios de Dücker *et al.* (2003), realizados no Canal Unidirecional de Pequeno Porte (CUPP), tais quais possuem variações na presença de material salino e carvão, sendo possível compará-los tanto com correntes conservativas, como com correntes não-conservativas. Os diferentes fluxos são classificados segundo sua concentração de sedimento em suspensão (no caso, carvão) e/ou material dissolvido (no caso, sal): ‘100% sed.’ (composto somente por carvão), ‘75% sed.’, ‘50% sed.’, ‘25% sed.’ e ‘0% sed.’ (composto somente por sal).

Metodologia de medição:

Primeiramente se faz necessário analisar a metodologia aplicada para a medição dos parâmetros geométricos, descrevendo todos os passos realizados:

- ▶ Primeiro passo: registro visual do fluxo de turbidez, através de câmeras filmadoras digitais posicionadas perpendicularmente ao canal;
- ▶ Segundo passo: obtenção de registros instantâneos do fluxo, utilizando um programa de computador que extrai, do registro visual do fluxo, a imagem de um dos instantes do percurso.
- ▶ Terceiro passo: através do programa *ImageTool* (desenvolvido na University of Texas Health Science Center em San Antonio, Texas disponível pela internet através de *FTP* anônimo de <ftp://maxrad6.uthscsa.edu>), fazer a calibração para medição de distâncias reais, necessitando uma distância conhecida na imagem em que se queiram realizar as medições. Para tanto, foram realizadas escalas de medidas conhecidas (fig. A.1), e afixadas previamente, junto ao canal. Para a calibração usa-se a medida de 10cm na escala.
- ▶ Quarto passo: utilizando o programa de computador, já calibrado, realizar as medições dos parâmetros geométricos da corrente.

Neste caso, dentre os parâmetros geométricos obtidos, será analisada a obtenção da espessura do corpo da corrente, por apresentar maior dificuldade de medição, em vista de sua

interface não-definida – observe a fig. A.1. Para a medição da altura do corpo os próximos passos da metodologia são os seguintes:

- ▶ Quinto passo: determinar o ponto de ocorrência da cabeça da corrente, buscando o ponto de maior inflexão do perfil da corrente.
- ▶ Sexto passo: obter a espessura média do corpo (h_{corpo}) através da seguinte relação:

$$h_{corpo} = \sum_{i=1}^n \frac{h_i}{n} \quad (A.1)$$

onde:

h_i = medições sucessivas da espessura da corrente à montante da cabeça, realizadas nos i pontos de marcação do canal;

n = número total de marcações do canal à montante da cabeça da corrente.

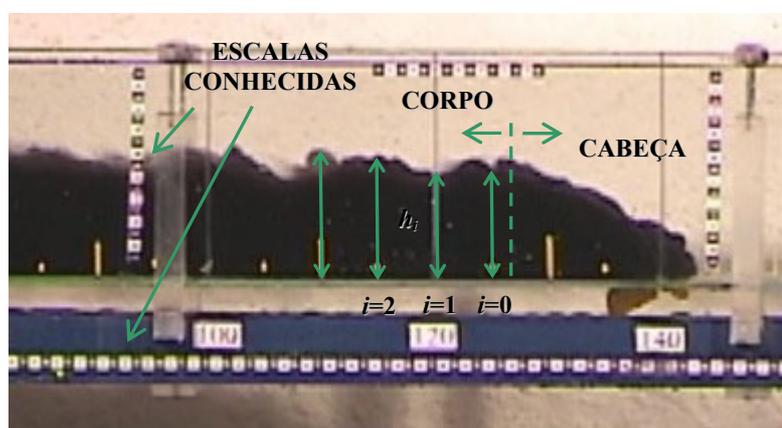


Figura A.1 – Parâmetros geométricos obtidos a partir das imagens, e as escalas de medidas conhecidas afixadas previamente no canal. O sentido do fluxo é da esquerda para a direita.

Estimativa do erro⁵:

Dentre os passos metodológicos descritos acima, podemos apontar alguns dos principais erros de medição da grandeza que se quer obter, no caso, a espessura do corpo do fluxo de turbidez: 1) erro de paralaxe da câmera filmadora; 2) erro de calibração do programa *ImageTool*, a partir das escalas de medidas conhecidas; 3) erro de medição das distâncias, devido à interface não-definida.

Os erros podem ser classificados em três tipos: pessoais, metodológicos ou de instrumentos. Os erros, neste caso, são todos classificados como erros metodológicos sistemáticos com limites conhecidos, pois não são incorporados por nenhum instrumento ou pessoa, mas sim pela metodologia de medição.

⁵ Material de apoio: Souza, P.K.; Sobrinho, M.D. 2005. 'Instrumentos de Medida e Sistemas de Instrumentação'. Apostila de disciplina.

Erros sistemáticos com limites conhecidos (determinísticos) devem ser tratados como quantidades determinísticas, e sua composição é feita por soma simples. Logo, a análise e o cálculo de cada um dos erros identificados será realizado de maneira individual.

Para o cálculo dos erros serão utilizadas três imagens de cada um dos tipos de fluxos, associadas ao estágio do fluxo considerado permanente, nas posições 150, 200 e 250 cm do canal. A análise e cálculo de cada um dos erros são descritos abaixo:

a) Erro de paralaxe

O erro causado pela paralaxe no registro visual do fluxo tem grande influência nas medições feitas na parte mais frontal do fluxo, principalmente na medição da posição mais frontal da corrente. Este erro será desprezado, já que o objeto desta análise é a espessura do corpo do fluxo.

b) Erro de calibração

A precisão do programa é de 1 *pixel*, as imagens obtidas pela câmera filmadora possuem definição de 640x480x16M, portanto, em média, cada centímetro da escala conhecida tem o comprimento de 6 *pixel* em média. No caso, a medida usada para a calibração é de 10 cm, o erro de medição está na definição dos dois pontos limites desta distância conhecida na escala (fig. A.2). Estimando um erro, em cada uma das extremidades, de 2 *pixel*, têm-se um erro total de 4 *pixel*, ou seja, 0,66 cm.

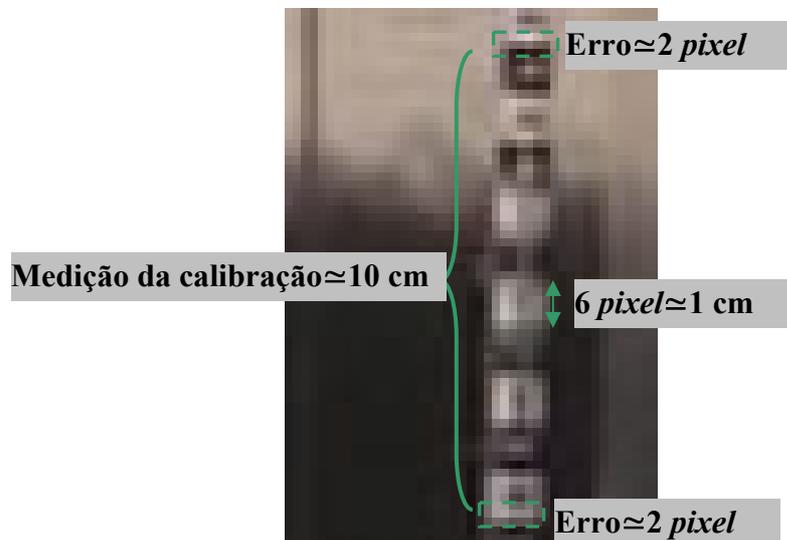


Figura A.2 – Diagrama esquemático da estimativa do erro de calibração.

A estimativa do erro de calibração foi realizado associando os valores às medições sucessivas da espessura do corpo da corrente. A figura A.3 apresenta os valores de erro relativo médio de calibração $e_{calibração}$, dado por:

$$e_{calibração} [\%] = \sum_{i=1}^n \frac{|h_i - h'_i|}{|h_i|} \frac{1}{n} = \sum_{i=1}^n \frac{c_i}{|h_i|} \frac{1}{n}, \quad (A.2)$$

onde:

h_i = medições sucessivas da espessura da corrente à montante da cabeça, realizadas nos i pontos de marcação do canal;

h'_i = espessura real do corpo da corrente, subtraído o valor do erro de calibração, associado às medidas sucessivas realizadas;

c_i = valor do erro de calibração, associada às medidas sucessivas realizadas;

n = número total de marcações do canal à montante da cabeça da corrente.

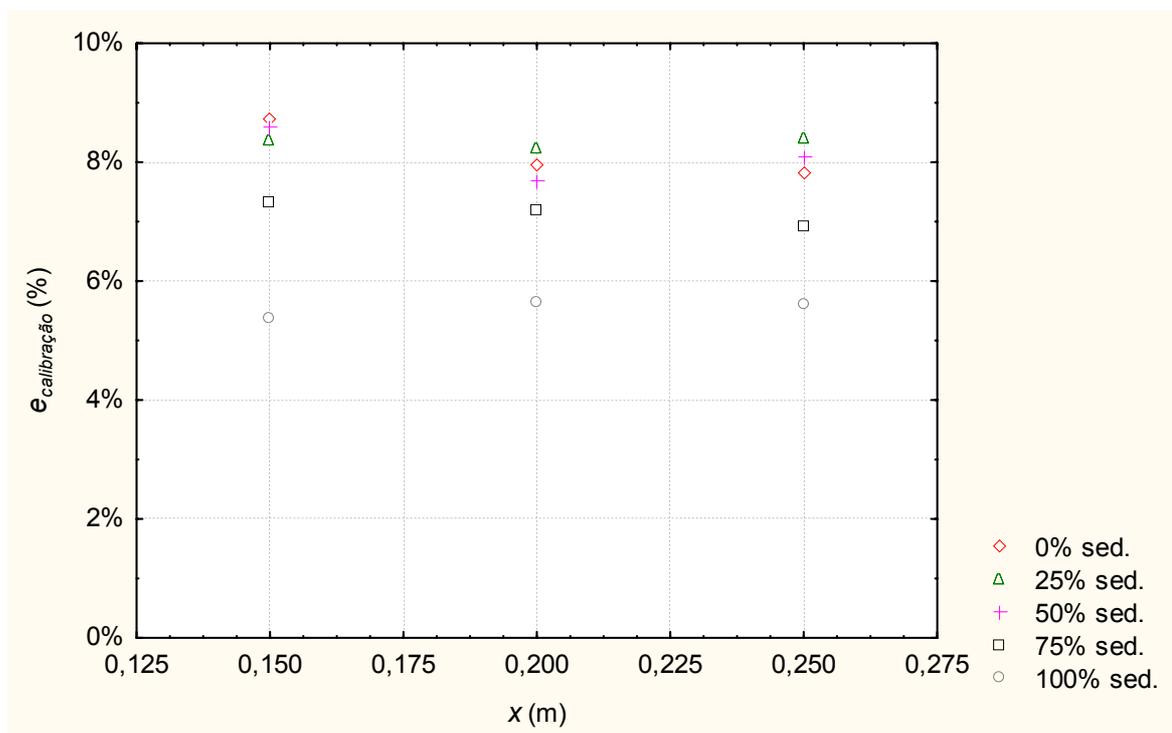


Figura A.3 – Erro relativo médio de calibração ($e_{calibração}$) calculado em três diferentes posições do canal.

c) Erro de medição

Este erro, referente à interface fluido-corrente, será estimado de forma individual para cada um dos cinco tipos de fluxos devido a seu comportamento complexo e não-uniforme. A análise aplicada considera que o erro, ou a incerteza da medida realizada é a própria medida da interface não-definida. Para realizar esta medida, utilizou-se a ferramenta de processamento de imagem do programa *ImageTool* chamada *Thresholding*, o que possibilita, após a conversão da imagem colorida para tons de cinza, tornar um intervalo específico de tons de cinza em preto, e o resto da imagem assume a cor branca, este processo está ilustrado na figura A.4.

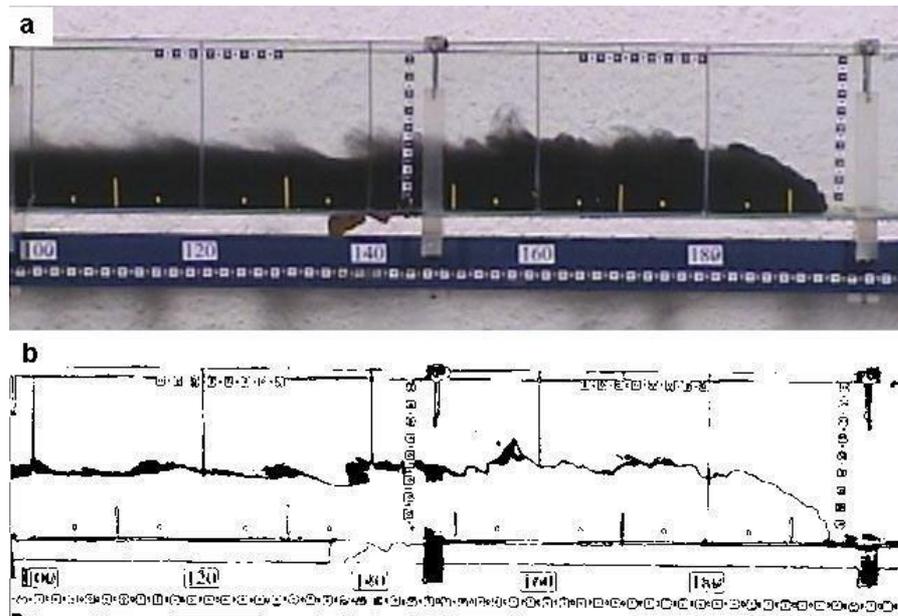


Figura A.4 – Imagem do fluxo composto por 75% de sedimento (a). Imagem resultante do processamento utilizado para determinação da interface fluido-ambiente (b). O sentido do fluxo é da esquerda para a direita.

Através desta ferramenta, foi possível medir com precisão a interface, associando às medidas de espessura do corpo realizadas anteriormente, e conseqüentemente, calcular o erro de medição.

A figura A.5 apresenta os valores de erro relativo médio de medição $e_{medição}$, dado por:

$$e_{medição} [\%] = \sum_{i=1}^n \frac{|h_i - h_i''|}{|h_i|} \frac{1}{n} = \sum_{i=1}^n \frac{l_i}{|h_i|} \frac{1}{n}, \quad (A.3)$$

onde:

h_i = medições sucessivas da espessura da corrente à montante da cabeça, realizadas nos i pontos de marcação do canal;

h_i'' = espessura real do corpo da corrente, subtraído o valor da interface não-definida, associada às medidas sucessivas realizadas;

l_i = espessura da interface não-definida, associada às medidas sucessivas realizadas;

n = número total de marcações do canal à montante da cabeça da corrente.

Em mãos da estimativa individual de cada erro computado, podemos associá-los por soma simples, já que são considerados erros sistemáticos de limites conhecidos. Tomemos, portanto, como h_{corpo} a medida a ser obtida, e um erro total composto e_{total} , o qual pode ser calculado pela seguinte equação:

$$e_{total} = e_{calibração} + e_{medição}. \quad (A.3)$$

Através do uso da equação A.3 foi possível calcular os valores do erro relativo total médio (fig. A.6), associado às medições sucessivas realizadas anteriormente.

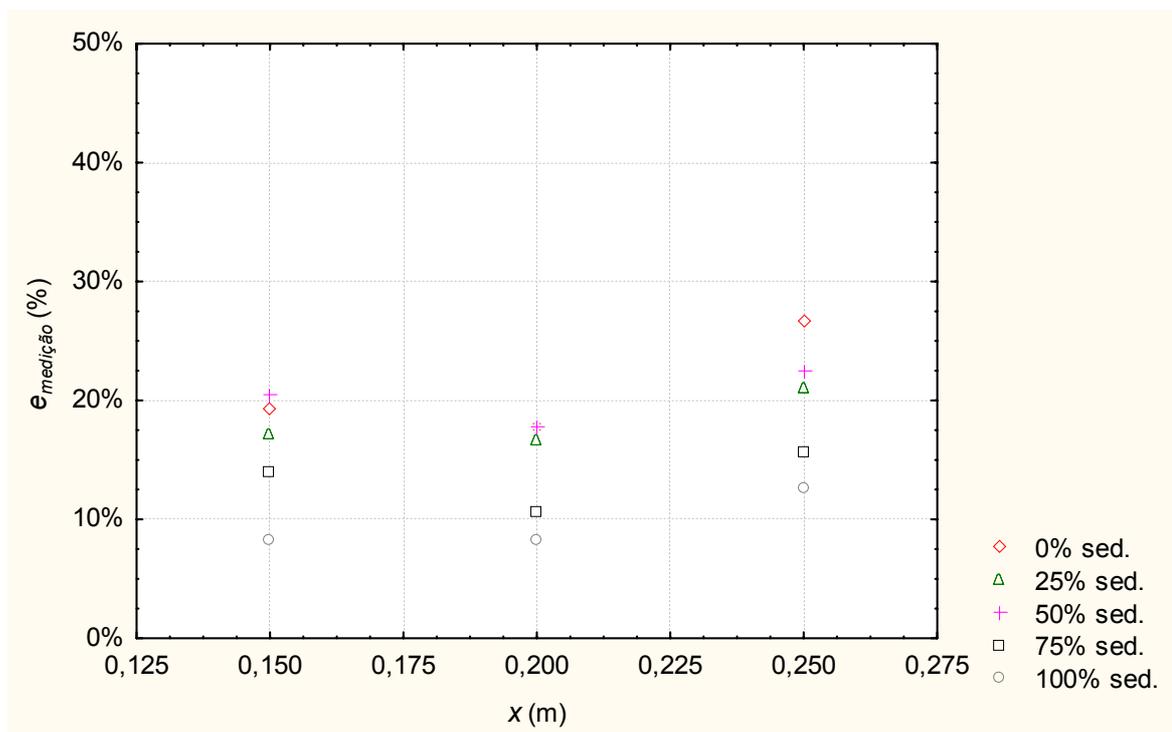


Figura A.5 – Erro relativo médio de medição ($e_{medição}$) calculado em três diferentes posições do canal.

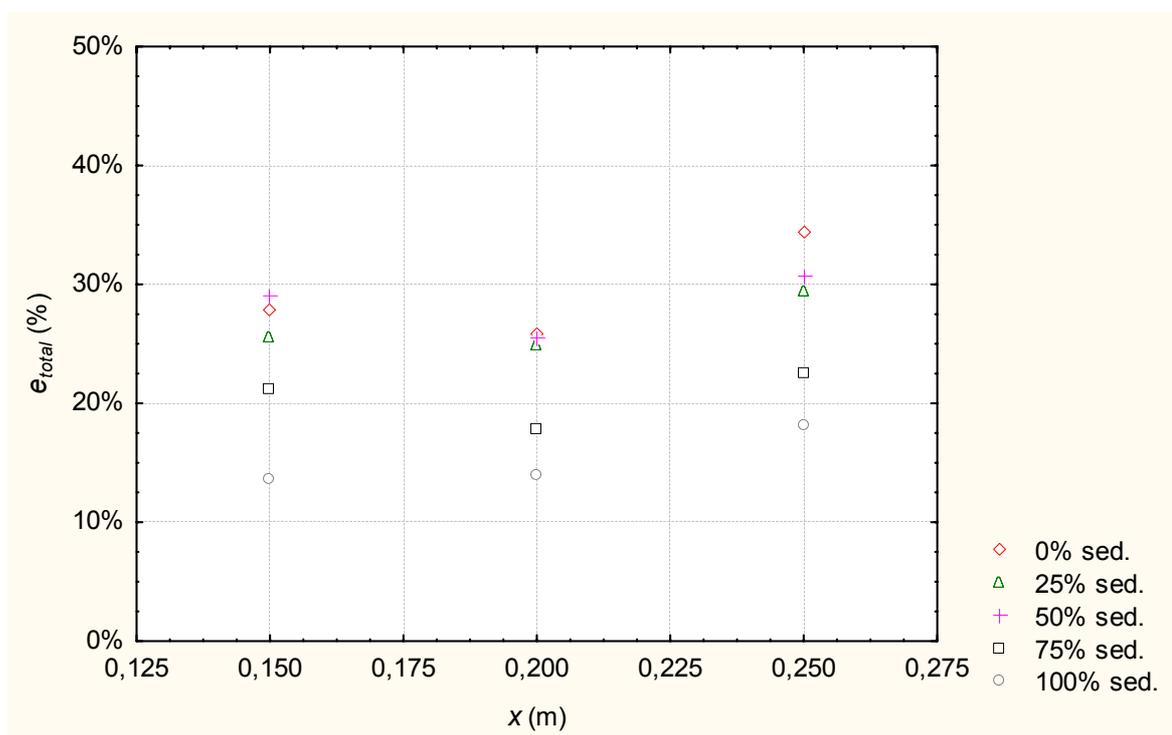


Figura A.6 – Erro relativo médio total (e_{total}) calculado em três diferentes posições do canal.

Análise dos resultados:

A análise da figura A.3, resultado da estimativa do erro de calibração, revela um valor quase uniforme para cada um dos tipos de fluxos, e também ao longo da distância do canal. Este valor varia entre 5% para os fluxos com maior concentração de sedimento em suspensão

(‘75% sed.’ e ‘100% sed.’) e 8% para os fluxos com maior concentração de material dissolvido.

Os erros de medição calculados (fig. A.5) variam segundo o tipo de fluxo e também ao longo da distância do canal. Para fluxos com maior concentração de sedimento os valores variam em torno de 12%, já para os fluxos com maior concentração de material salino este valor fica em torno de 20%. Ao longo do canal, os menores valores foram medidos na posição de 200 cm da entrada do canal e, os maiores valores foram obtidos na posição de 250 cm.

Os valores totais do erro (fig. A.6) seguiram o mesmo comportamento do apresentado pelos erros de medição, porém com maiores valores, isso se deve ao fato de que os valores de erro de calibração apresentaram valores praticamente uniformes. Ao final, os menores valores foram obtidos para o fluxo composto apenas por carvão (‘100% sed.’), ficando entre torno de 15%, já os maiores valores, em torno de 30%, resultaram do fluxo composto apenas por sal (‘0% sed.’).

Conclusões:

A análise utilizada para a estimativa do erro, apesar de simples, oferece resultados bastante satisfatórios, de tal maneira que podemos destacar alguns pontos importantes, mas também fazer algumas observações referentes aos resultados.

Através dos resultados obtidos, podemos verificar um nível considerável de incerteza associada ao valor medido, os maiores valores foram obtidos para os fluxos com maior concentração de sal, já os menores valores resultaram dos fluxos com maior presença de carvão.

Os altos valores de erro relativo de calibração mostram que há falhas na metodologia utilizada para a medição das espessuras da corrente e, portanto o procedimento deve ser revisto. Este erro poderia ser amenizado à medida que sejam utilizados instrumentos com maior definição para a obtenção das imagens, e conseqüentemente uma maior definição para a calibração do programa gráfico.

O fato de que os fluxos com maior proporção de sal apresentaram menores valores de espessura do corpo pode ser usado para justificar os altos valores de erro apresentados, porém este fato é logo descartado ao se verificar que todos os valores de erro calculado são valores relativos, ou seja, adimensionalizados pelo valor aproximado da medida. Porém, esse fato pode ser associado à própria dissolução do material utilizado nos fluxos e, conseqüentemente a maior perda de concentração por parte da entrada do fluido ambiente dentro do fluxo. Esta dissolução do material componente do fluxo pode, portanto ser associada ao prejuízo da homogeneização da interface, ao contrário do que ocorre com o sedimento em suspensão, o qual mantém suas características iniciais durante todo o percurso da corrente.

A variação horizontal apresentada pelo erro relativo de medição ao longo do canal, pode ser associada à duração da vazão de alimentação do fluxo e a influência das condições iniciais do fluxo. Em termos médios, o tempo de alimentação de um volume de quatro (4) litros (utilizado em todos os ensaios de Dücker, 2002) é de 40 a 45 segundos e, neste intervalo de tempo, o fluxo percorre uma distância entre 150 e 175 cm. Portanto, os maiores valores, apresentados na posição de 250 cm, são associados à interrupção da alimentação, e os valores na posição de 200 cm são associados ao regime de fluxo mais aproximado do quase-permanente. Os valores intermediários, obtidos na posição de 150 cm, podem ser associados à influência das condições iniciais do fluxo.

Ao final, as estimativas obtidas revelam um alto valor de incerteza destas medidas, fato que possibilita diferentes interpretações da mesma grandeza, principalmente interpretações humanas do ponto de medição. Este processo pode ser otimizado à medida que possam ser criadas metodologias que eliminem a interpretação humana, incorporando a homogeneidade aos resultados. Além disso, os erros de calibração revelaram uma falha na metodologia e, portanto deve ser revisada e ajustada para medidas futuras.

APÊNDICE B: DADOS BRUTOS DOS EXPERIMENTOS ANALISADOS

Tabela B.1 – Características dos ensaios de Dücker et al. (2002)

W [m]	H [m]	L [m]	α [°]	ρ_s [kg/m ³]	d_m [m]	ω_s [m]	ρ_m [kg/m ³]	g [m/s ²]	μ_m [Ns/m ²]	V_m [m ² /s]	C_v [%]	V_m [m ³]	\dot{Q} [m ³ /s]	U [m/s]	h_{cabeca} [m]	h_{corpo} [m]
RD001	0,125	0,2	3	0	2650	–	1010,0	0,128	1,020E-03	1,010E-06	0,79	0,0040	1,121E-04	0,043	0,057	0,065
RD002	0,125	0,2	3	0	1365	1,150E-04	0,00259	0,123	1,094E-03	1,083E-06	3,40	0,0040	1,185E-04	0,045	0,055	0,068
RD003	0,125	0,2	3	0	1365	1,150E-04	0,00259	0,123	1,094E-03	1,083E-06	3,40	0,0041	1,201E-04	0,045	0,052	0,074
RD004	0,125	0,2	3	0	1365	1,150E-04	0,00259	0,123	1,094E-03	1,083E-06	3,40	0,0041	1,265E-04	0,046	0,053	0,077
RD005	0,125	0,2	3	0	1365	1,150E-04	0,00259	0,123	1,094E-03	1,083E-06	3,40	0,0042	8,248E-05	0,030	0,073	0,099

Tabela B.2 – Características dos ensaios de Manica et al. (2005)

W [m]	H [m]	L [m]	α [°]	ρ_s [kg/m ³]	d_m [m]	ω_s [m]	ρ_m [kg/m ³]	g [m/s ²]	μ_m [Ns/m ²]	V_m [m ² /s]	C_v [%]	V_m [m ³]	\dot{Q} [m ³ /s]	U [m/s]	h_{cabeca} [m]	h_{corpo} [m]
RM001	0,125	0,2	3	0	1365	1,250E-04	0,00305	0,226	1,186E-03	1,163E-06	6,25	0,0043	1,295E-04	0,027	0,052	0,049
RM002	0,125	0,2	3	0	2832	5,650E-05	0,00315	0,239	1,033E-03	1,012E-06	1,32	0,0040	1,224E-04	0,021	0,055	0,043
RM003	0,125	0,2	3	0	1190	6,000E-05	0,00038	0,131	1,208E-03	1,196E-06	6,89	0,0043	2,064E-04	0,055	0,057	0,053
RM004	0,125	0,2	3	0	1365	1,256E-04	0,00307	0,120	1,092E-03	1,082E-06	3,33	0,0041	1,155E-04	0,022	0,062	0,042
RM005	0,125	0,2	3	0	1190	1,132E-04	0,00133	0,222	1,389E-03	1,363E-06	11,71	0,0045	2,771E-04	0,082	0,056	0,054
RM006	0,125	0,2	3	0	1190	1,132E-04	0,00133	0,144	1,233E-03	1,218E-06	7,56	0,0043	1,500E-04	0,034	0,055	0,055
RM007	0,125	0,2	3	0	1190	1,132E-04	0,00133	0,234	1,412E-03	1,383E-06	12,31	0,0046	2,543E-04	0,064	0,052	0,060
RM008	0,125	0,2	3	0	1365	1,256E-04	0,00307	0,226	1,186E-03	1,163E-06	6,25	0,0043	1,286E-04	0,025	0,055	0,059
RM009	0,125	0,2	3	0	1365	1,256E-04	0,00307	0,118	1,090E-03	1,080E-06	3,26	0,0041	9,575E-05	0,014	0,055	0,061
RM010	0,125	0,2	3	0	1190	6,000E-05	0,00038	0,139	1,224E-03	1,211E-06	7,33	0,0043	1,385E-04	0,028	0,055	0,063
RM011	0,125	0,2	3	0	1190	1,132E-04	0,00133	0,229	1,402E-03	1,374E-06	12,05	0,0046	9,610E-05	0,016	0,055	0,065
RM012	0,125	0,2	3	0	1190	1,132E-04	0,00133	0,139	1,223E-03	1,210E-06	7,31	0,0043	1,380E-04	0,028	0,055	0,067
RM013	0,125	0,2	3	0	1190	1,132E-04	0,00133	0,219	1,384E-03	1,357E-06	11,55	0,0046	1,191E-04	0,023	0,055	0,070
RM014	0,125	0,2	3	0	2832	4,500E-05	0,00201	0,224	1,031E-03	1,011E-06	1,24	0,0040	1,235E-04	0,023	0,055	0,072

Tabela B.3 – Características dos ensaios de Puhl *et al.* (2004)

W [m]	H [m]	L [m]	α [°]	ρ_s [kg/m ³]	d_m [m]	ω_s [m]	ρ_m [kg/m ³]	g [m/s ²]	μ_m [Ns/m ²]	V_m [m ² /s]	C_v [%]	V_m [m ³]	\dot{Q} [m ³ /s]	U [m/s]	$h_{cabeça}$ [m]	h_{corpo} [m]	
EP001	0,125	0,2	3	0	1365	1,390E-04	0,00372	1035,6	0,380	1,344E-03	1,298E-06	10,49	0,0040	8,576E-05	0,037	0,042	0,054
EP002	0,125	0,2	3	0	1365	1,390E-04	0,00372	1035,6	0,380	1,344E-03	1,298E-06	10,49	0,0045	8,430E-05	0,038	0,047	0,052
EP003	0,125	0,2	3	0	1365	1,390E-04	0,00372	1035,6	0,380	1,344E-03	1,298E-06	10,49	0,0045	6,861E-05	0,029	0,053	0,052
EP004	0,125	0,2	3	0	1365	1,250E-04	0,00305	1035,6	0,380	1,344E-03	1,298E-06	10,49	0,0045	1,112E-04	0,045	0,042	0,039
EP005	0,125	0,2	3	0	1365	1,250E-04	0,00305	1035,6	0,380	1,344E-03	1,298E-06	10,49	0,0050	1,397E-04	0,067	0,034	0,031

Tabela B.4 – Características dos ensaios de Giacomel *et al.* (2003)

W [m]	H [m]	L [m]	α [°]	ρ_s [kg/m ³]	d_m [m]	ω_s [m]	ρ_m [kg/m ³]	g [m/s ²]	μ_m [Ns/m ²]	V_m [m ² /s]	C_v [%]	V_m [m ³]	\dot{Q} [m ³ /s]	U [m/s]	$h_{cabeça}$ [m]	h_{corpo} [m]	
RG001	0,125	0,2	3	0	1190	9,500E-05	0,00094	1019,1	0,217	1,380E-03	1,354E-06	11,45	0,0040	1,000E-04	0,056	–	–
RG002	0,125	0,2	3	0	1190	9,500E-05	0,00094	1019,1	0,217	1,380E-03	1,354E-06	11,45	0,0040	1,233E-04	0,062	–	–
RG003	0,125	0,2	3	0	1365	4,258E-05	0,00036	1020,5	0,231	1,191E-03	1,167E-06	6,39	0,0040	9,302E-05	0,048	–	–
RG004	0,125	0,2	3	0	1365	4,258E-05	0,00036	1020,5	0,231	1,191E-03	1,167E-06	6,39	0,0040	1,143E-04	0,051	–	–
RG005	0,125	0,2	3	0	1190	4,258E-05	0,00019	1025,0	0,275	1,500E-03	1,463E-06	14,51	0,0040	1,143E-04	0,055	–	–
RG006	0,125	0,2	3	0	1190	4,258E-05	0,00019	1025,0	0,275	1,500E-03	1,463E-06	14,51	0,0040	1,081E-04	0,056	–	–
RG007	0,125	0,2	3	0	1190	4,020E-05	0,00017	1019,1	0,217	1,380E-03	1,354E-06	11,45	0,0040	2,000E-04	0,075	–	–
RG008	0,125	0,2	3	0	1190	4,020E-05	0,00017	1019,1	0,217	1,380E-03	1,354E-06	11,45	0,0040	–	–	–	–
RG009	0,125	0,2	3	0	1190	9,500E-05	0,00094	1019,1	0,217	1,380E-03	1,354E-06	11,45	0,0040	1,266E-04	0,059	–	–
RG010	0,125	0,2	3	0	1190	9,500E-05	0,00094	1019,1	0,217	1,380E-03	1,354E-06	11,45	0,0040	1,276E-04	0,060	–	–
RG011	0,125	0,2	3	0	1190	9,500E-05	0,00094	1019,1	0,217	1,380E-03	1,354E-06	11,45	0,0040	5,000E-05	0,011	–	–
RG012	0,125	0,2	3	0	1190	9,500E-05	0,00094	1019,1	0,217	1,380E-03	1,354E-06	11,45	0,0040	2,000E-04	0,103	–	–
RG013	0,125	0,2	3	0	1190	9,500E-05	0,00094	1019,1	0,217	1,380E-03	1,354E-06	11,45	0,0040	1,201E-04	0,055	–	–
RG014	0,125	0,2	3	0	1190	9,500E-05	0,00094	1019,1	0,217	1,380E-03	1,354E-06	11,45	0,0040	1,170E-04	0,055	–	–
RG015	0,125	0,2	3	0	1190	9,500E-05	0,00094	1019,1	0,217	1,380E-03	1,354E-06	11,45	0,0040	1,667E-05	–	–	–
RG016	0,125	0,2	3	0	1190	9,500E-05	0,00094	1019,1	0,217	1,380E-03	1,354E-06	11,45	0,0040	1,467E-04	0,077	–	–
RG017	0,125	0,2	3	0	1190	9,500E-05	0,00094	1019,1	0,217	1,380E-03	1,354E-06	11,45	0,0040	1,833E-05	0,008	–	–
RG018	0,125	0,2	3	0	1190	9,500E-05	0,00094	1019,1	0,217	1,380E-03	1,354E-06	11,45	0,0040	2,000E-04	0,078	–	–
RG019	0,125	0,2	3	0	1190	9,500E-05	0,00094	1019,1	0,217	1,380E-03	1,354E-06	11,45	0,0040	1,500E-05	0,007	–	–
RG020	0,125	0,2	3	0	1190	9,500E-05	0,00094	1019,1	0,217	1,380E-03	1,354E-06	11,45	0,0040	2,167E-04	0,082	–	–
RG021	0,125	0,2	3	0	1190	9,500E-05	0,00094	1019,1	0,217	1,380E-03	1,354E-06	11,45	0,0040	8,772E-06	0,005	–	–
RG022	0,125	0,2	3	0	1190	9,500E-05	0,00094	1019,1	0,217	1,380E-03	1,354E-06	11,45	–	–	–	–	–

Tabela B.5 – Características dos ensaios de Giacomel *et al.* (2005)

	W	H	L	α	ρ_s	d_m	ω_s	ρ_m	g	μ_m	V_m	C_v	V_m	\dot{Q}	U	$h_{cabeça}$	h_{corpo}
	[m]	[m]	[m]	[°]	[kg/m ³]	[m]	[m]	[kg/m ³]	[m/s ²]	[Ns/m ²]	[m ² /s]	[%]	[m ³]	[m ³ /s]	[m/s]	[m]	[m]
RG023	0,125	0,2	3	0	1190	9,500E-05	0,00094	1005,8	0,087	1,130E-03	1,123E-06	4,56	0,0040	1,152E-04	0,040	0,049	0,073
RG024	0,125	0,2	3	0	1190	9,500E-05	0,00094	1005,8	0,087	1,130E-03	1,123E-06	4,56	0,0040	1,190E-04	0,041	—	—
RG025	0,125	0,2	3	0	1190	9,500E-05	0,00094	1009,8	0,125	1,198E-03	1,187E-06	6,61	0,0040	1,067E-04	0,046	0,046	0,063
RG026	0,125	0,2	3	0	1190	9,500E-05	0,00094	1009,8	0,125	1,198E-03	1,187E-06	6,61	0,0040	1,176E-04	0,047	—	—
RG027	0,125	0,2	3	0	1190	9,500E-05	0,00094	1009,8	0,125	1,198E-03	1,187E-06	6,61	0,0040	1,211E-04	0,049	—	—
RG028	0,125	0,2	3	0	1190	9,500E-05	0,00094	1013,2	0,159	1,263E-03	1,247E-06	8,39	0,0040	1,081E-04	0,053	0,037	0,034
RG029	0,125	0,2	3	0	1190	9,500E-05	0,00094	1013,2	0,159	1,263E-03	1,247E-06	8,39	0,0040	1,169E-04	0,055	—	—
RG030	0,125	0,2	3	0	1190	9,500E-05	0,00094	1013,2	0,159	1,263E-03	1,247E-06	8,39	0,0040	1,166E-04	0,059	—	—
RG031	0,125	0,2	3	0	1190	9,500E-05	0,00094	1005,8	0,087	1,130E-03	1,123E-06	4,56	0,0040	1,096E-04	0,040	0,053	0,071
RG032	0,125	0,2	3	0	1190	9,500E-05	0,00094	1005,8	0,087	1,130E-03	1,123E-06	4,56	0,0040	1,111E-04	0,041	—	—
RG033	0,125	0,2	3	0	1190	9,500E-05	0,00094	1005,8	0,087	1,130E-03	1,123E-06	4,56	0,0040	1,081E-04	0,044	—	—
RG034	0,125	0,2	3	0	1190	9,500E-05	0,00094	1009,8	0,125	1,198E-03	1,187E-06	6,61	0,0040	1,290E-04	0,049	0,045	0,061
RG035	0,125	0,2	3	0	1190	9,500E-05	0,00094	1009,8	0,125	1,198E-03	1,187E-06	6,61	0,0040	1,274E-04	—	—	—
RG036	0,125	0,2	3	0	1190	9,500E-05	0,00094	1009,8	0,125	1,198E-03	1,187E-06	6,61	0,0040	1,274E-04	—	—	—
RG037	0,125	0,2	3	0	1190	9,500E-05	0,00094	1016,4	0,191	1,328E-03	1,307E-06	10,05	0,0040	9,091E-05	0,047	0,034	0,053
RG038	0,125	0,2	3	0	1190	9,500E-05	0,00094	1016,4	0,191	1,328E-03	1,307E-06	10,05	0,0040	8,889E-05	0,050	—	—
RG039	0,125	0,2	3	0	1190	9,500E-05	0,00094	1016,4	0,191	1,328E-03	1,307E-06	10,05	0,0040	8,696E-05	—	—	—
RG040	0,125	0,2	3	0	1190	9,500E-05	0,00094	1019,4	0,220	1,386E-03	1,359E-06	11,61	0,0040	9,270E-05	0,054	0,029	0,050
RG041	0,125	0,2	3	0	1190	9,500E-05	0,00094	1019,4	0,220	1,386E-03	1,359E-06	11,61	0,0040	9,728E-05	0,055	—	—
RG042	0,125	0,2	3	0	1190	9,500E-05	0,00094	1019,4	0,220	1,386E-03	1,359E-06	11,61	0,0040	9,618E-05	—	—	—
RG043	0,125	0,2	3	0	1190	9,500E-05	0,00094	1024,8	0,273	1,495E-03	1,459E-06	14,39	0,0040	8,850E-05	0,057	0,026	0,043
RG044	0,125	0,2	3	0	1190	9,500E-05	0,00094	1024,8	0,273	1,495E-03	1,459E-06	14,39	0,0040	9,302E-05	0,057	—	—
RG045	0,125	0,2	3	0	1190	9,500E-05	0,00094	1024,8	0,273	1,495E-03	1,459E-06	14,39	0,0040	9,227E-05	—	—	—
RG046	0,125	0,2	3	0	1190	9,500E-05	0,00094	1022,0	0,246	1,437E-03	1,406E-06	12,95	0,0040	8,696E-05	0,055	0,028	0,042
RG047	0,125	0,2	3	0	1190	9,500E-05	0,00094	1022,0	0,246	1,437E-03	1,406E-06	12,95	0,0040	9,091E-05	0,051	—	—
RG048	0,125	0,2	3	0	1190	9,500E-05	0,00094	1022,0	0,246	1,437E-03	1,406E-06	12,95	0,0040	9,195E-05	—	—	—

Tabela B.6 – Características dos ensaios de Fabian (2002)

W [m]	H [m]	L [m]	α [°]	ρ_s [kg/m ³]	d_m [m]	ω_s [m]	ρ_m [kg/m ³]	g [m/s ²]	μ_m [Ns/m ²]	V_m [m ² /s]	C_v [%]	V_m [m ³]	\dot{Q} [m ³ /s]	U [m/s]	$h_{cabeça}$ [m]	h_{corpo} [m]
SF001	0,4	1	6,5	-0,5	2200	–	1010,0	0,128	1,027E-03	1,017E-06	1,08	0,0790	1,189E-03	0,071	0,064	0,029
SF002	0,4	1	6,5	0	2200	–	1010,0	0,128	1,027E-03	1,017E-06	1,08	0,0790	1,314E-03	0,079	0,079	0,035
SF003	0,4	1	6,5	1	2200	–	1010,0	0,128	1,027E-03	1,017E-06	1,08	0,0720	1,357E-03	0,090	0,063	0,028
SF004	0,4	1	6,5	2	2200	–	1010,0	0,128	1,027E-03	1,017E-06	1,08	0,0640	1,115E-03	0,083	0,069	0,032
SF005	0,4	1	6,5	3	2200	–	1010,0	0,128	1,027E-03	1,017E-06	1,08	0,0570	9,829E-04	0,083	0,070	0,025
SF006	0,4	1	6,5	4	2200	–	1010,0	0,128	1,027E-03	1,017E-06	1,08	0,0490	7,408E-04	0,072	0,068	0,025
SF007	0,4	1	6,5	-0,5	2200	–	1022,0	0,246	1,055E-03	1,033E-06	2,08	0,0790	1,584E-03	0,097	0,065	0,030
SF008	0,4	1	6,5	0	2200	–	1022,0	0,246	1,055E-03	1,033E-06	2,08	0,0790	1,823E-03	0,111	0,070	0,034
SF009	0,4	1	6,5	1	2200	–	1022,0	0,246	1,055E-03	1,033E-06	2,08	0,0720	1,735E-03	0,117	0,064	0,030
SF010	0,4	1	6,5	2	2200	–	1022,0	0,246	1,055E-03	1,033E-06	2,08	0,0640	1,547E-03	0,118	0,076	0,031
SF011	0,4	1	6,5	3	2200	–	1022,0	0,246	1,055E-03	1,033E-06	2,08	0,0570	1,193E-03	0,102	0,073	0,025
SF012	0,4	1	6,5	4	2200	–	1022,0	0,246	1,055E-03	1,033E-06	2,08	0,0490	9,592E-04	0,094	0,080	0,027

Tabela B.7 – Características dos ensaios de Brito (2005)

W [m]	H [m]	L [m]	α [°]	ρ_s [kg/m ³]	d_m [m]	ω_s [m]	ρ_m [kg/m ³]	g [m/s ²]	μ_m [Ns/m ²]	V_m [m ² /s]	C_v [%]	V_m [m ³]	\dot{Q} [m ³ /s]	U [m/s]	$h_{cabeça}$ [m]	h_{corpo} [m]
DB001	0,4	0,6	6,5	0	1365	1,151E-04	0,00260	0,160	1,126E-03	1,111E-06	4,43	0,0500	–	0,034	0,137	0,223
DB002	0,4	0,6	6,5	0	1365	1,248E-04	0,00304	0,169	1,133E-03	1,118E-06	4,67	0,0500	3,000E-04	0,039	0,137	0,200
DB003	0,4	0,6	6,5	0	1365	1,041E-04	0,00214	0,120	1,091E-03	1,081E-06	3,32	0,0500	2,917E-04	0,033	0,114	0,138
DB004	0,4	0,6	6,5	0	1365	1,236E-04	0,00298	0,172	1,136E-03	1,120E-06	4,76	0,0500	3,000E-04	0,033	0,107	0,178
DB005	0,4	0,6	6,5	0	1365	–	–	0,174	1,138E-03	1,121E-06	4,81	0,0500	3,000E-04	0,034	0,113	0,166
DB006	0,4	0,6	6,5	0	1190	7,511E-05	0,00059	0,228	1,401E-03	1,373E-06	12,02	0,0500	2,583E-04	0,042	0,073	0,091
DB007	0,4	0,6	6,5	0	1190	7,171E-05	0,00054	0,155	1,256E-03	1,240E-06	8,19	0,0500	3,000E-04	0,048	0,071	0,111
DB008	0,4	0,6	6,5	0	1190	7,855E-05	0,00065	0,271	1,491E-03	1,455E-06	14,30	0,0500	3,000E-04	0,066	0,066	0,101
DB009	0,4	0,6	6,5	0	1190	–	–	0,317	1,593E-03	1,548E-06	16,73	0,0500	2,917E-04	0,052	0,061	0,083
DB010	0,4	0,6	6,5	0	1190	–	–	0,239	1,422E-03	1,393E-06	12,56	0,0500	3,083E-04	0,050	0,066	0,098
DB011	0,4	0,6	6,5	0	1190	6,959E-05	0,00051	0,260	1,467E-03	1,433E-06	13,70	0,0500	1,583E-04	0,037	0,051	0,081
DB012	0,4	0,6	6,5	2	1190	8,329E-05	0,00073	0,336	1,637E-03	1,587E-06	17,70	0,0500	3,333E-04	0,091	0,067	0,107
DB013	0,4	0,6	6,5	2	1190	1,054E-04	0,00116	0,295	1,543E-03	1,502E-06	15,54	0,0500	2,333E-04	0,075	0,060	0,095
DB014	0,4	0,6	6,5	2	1190	8,264E-05	0,00072	0,368	1,713E-03	1,656E-06	19,38	0,0500	3,750E-04	0,075	0,068	0,108
DB015	0,4	0,6	6,5	-0,5	1190	–	–	0,353	1,677E-03	1,624E-06	18,61	0,0500	3,500E-04	0,061	0,066	0,093
DB016	0,4	0,6	6,5	-0,5	1190	7,187E-05	0,00054	0,353	1,677E-03	1,624E-06	18,61	0,0500	3,750E-04	0,047	0,058	0,086
DB017	0,4	0,6	6,5	-0,5	1190	5,385E-05	0,00031	0,327	1,616E-03	1,569E-06	17,25	0,0500	2,167E-04	0,037	0,055	0,073

Tabela B.8 – Características dos ensaios de Del Rey (2005)

W [m]	H [m]	L [m]	α [°]	ρ_s [kg/m ³]	d_m [m]	ω_s [m]	ρ_m [kg/m ³]	g [m/s ²]	μ_m [Ns/m ²]	V_m [m ² /s]	C_v [%]	V_m [m ³]	\dot{Q} [m ³ /s]	U [m/s]	$h_{cabeça}$ [m]	h_{corpo} [m]
AR001	0,96	–	6	–	1190	9,200E-05	0,00089	1013,6	1,271E-03	1,254E-06	8,60	0,1200	1,500E-04	–	–	–
AR002	0,96	–	6	–	1190	7,600E-05	0,00061	1004,6	0,075	1,111E-03	1,106E-06	3,95	0,0500	8,333E-05	0,039	–
AR003	0,96	–	6	–	1190	7,200E-05	0,00054	1011,0	0,138	1,221E-03	1,208E-06	7,25	0,1250	8,333E-05	0,038	–
AR004	0,96	–	6	–	1190	9,000E-05	0,00085	1012,7	0,154	1,253E-03	1,237E-06	8,11	0,1250	2,083E-04	0,067	–
AR005	0,96	–	6	–	1190	7,900E-05	0,00066	1004,6	0,075	1,111E-03	1,106E-06	3,95	0,1250	8,333E-05	0,033	–
AR006	0,96	–	6	–	1190	9,100E-05	0,00087	1004,6	0,075	1,111E-03	1,106E-06	3,95	0,1250	8,333E-05	0,020	–
AR007	0,96	–	6	–	1190	7,800E-05	0,00064	1014,3	0,170	1,285E-03	1,267E-06	8,95	0,0700	1,667E-04	0,039	–
AR008	0,96	–	6	–	1190	–	–	1012,7	0,154	1,253E-03	1,237E-06	8,11	0,1000	1,417E-04	0,090	–
AR009	0,96	–	6	–	1190	1,090E-04	0,00124	1013,5	0,162	1,269E-03	1,252E-06	8,53	0,1250	4,167E-04	–	–
AR010	0,96	–	6	–	1190	9,100E-05	0,00087	1011,0	0,138	1,221E-03	1,208E-06	7,25	0,1240	4,500E-04	0,079	–
AR011	0,96	–	6	–	1190	1,020E-04	0,00109	1033,6	0,359	1,693E-03	1,638E-06	18,94	0,4800	6,000E-04	0,098	–
AR012	0,96	–	6	–	1190	–	–	1032,2	0,346	1,659E-03	1,608E-06	18,21	0,1200	1,667E-04	0,107	–

Tabela B.9 – Características dos ensaios de Manica (2002)

W [m]	H [m]	L [m]	α [°]	ρ_s [kg/m ³]	d_m [m]	ω_s [m]	ρ_m [kg/m ³]	g [m/s ²]	μ_m [Ns/m ²]	V_m [m ² /s]	C_v [%]	V_m [m ³]	\dot{Q} [m ³ /s]	U [m/s]	$h_{cabeça}$ [m]	h_{corpo} [m]
RM015	0,96	–	6	–	1190	1,103E-04	0,00127	1018,9	0,215	1,375E-03	1,350E-06	11,33	0,1200	5,833E-04	0,087	–
RM016	0,96	–	6	–	1190	9,010E-05	0,00085	1011,0	0,138	1,221E-03	1,208E-06	7,25	0,1200	5,833E-04	0,072	–
RM017	0,96	–	6	–	1190	9,420E-05	0,00093	1015,6	0,183	1,312E-03	1,292E-06	9,64	0,1200	5,833E-04	0,078	–
RM018	0,96	–	6	–	1190	1,013E-04	0,00107	1014,8	0,175	1,295E-03	1,277E-06	9,23	0,1200	3,333E-04	0,053	–
RM019	0,96	–	6	–	1190	8,550E-05	0,00077	1019,5	0,221	1,387E-03	1,361E-06	11,66	0,1200	3,333E-04	0,078	–
RM020	0,96	–	6	–	1190	8,810E-05	0,00081	1016,7	0,193	1,333E-03	1,311E-06	10,19	0,1200	3,333E-04	0,084	–
RM021	0,96	–	6	–	1190	8,400E-05	0,00074	1023,0	0,255	1,457E-03	1,424E-06	13,46	0,1200	1,667E-04	0,060	–
RM022	0,96	–	6	–	1190	7,360E-05	0,00057	1009,7	0,125	1,198E-03	1,186E-06	6,60	0,1200	1,667E-04	0,065	–
RM023	0,96	–	6	–	1190	1,011E-04	0,00107	1016,8	0,195	1,336E-03	1,314E-06	10,25	0,1200	1,667E-04	0,063	–

Tabela B.10 – Características dos ensaios de Altinakar (1988)

W [m]	H [m]	L [m]	α [°]	ρ_s [kg/m ³]	d_m [m]	ω_s [m]	ρ_m [kg/m ³]	g [m/s ²]	μ_m [Ns/m ²]	V_m [m ² /s]	C_v [%]	V_m [m ³]	Q [m ³ /s]	U [m/s]	$h_{cabeça}$ [m]	h_{corpo} [m]
MA001	0,5	0,8	16,6	0,653	2650	2,600E-05	1003,0	0,025	1,005E-03	1,005E-06	0,18	-	1,300E-03	0,036	0,217	-
MA002	0,5	0,8	16,6	0,653	2650	2,600E-05	1003,0	0,025	1,005E-03	1,005E-06	0,18	-	1,300E-03	0,035	0,280	-
MA003	0,5	0,8	16,6	0,653	2650	2,600E-05	1003,0	0,025	1,005E-03	1,005E-06	0,18	-	1,300E-03	0,034	-	-
MA004	0,5	0,8	16,6	0,653	2650	2,600E-05	1003,0	0,025	1,005E-03	1,005E-06	0,18	-	1,300E-03	0,031	-	-
MA005	0,5	0,8	16,6	0	2650	2,600E-05	1003,0	0,025	1,005E-03	1,005E-06	0,18	-	1,300E-03	0,030	-	-
MA006	0,5	0,8	16,6	0,653	2650	2,600E-05	1003,0	0,022	1,005E-03	1,005E-06	0,18	-	1,300E-03	0,038	-	-
MA007	0,5	0,8	16,6	0,653	2650	2,600E-05	1002,4	0,018	1,004E-03	1,004E-06	0,15	-	1,300E-03	0,036	-	-
MA008	0,5	0,8	16,6	0,653	2650	4,670E-05	1006,0	0,049	1,009E-03	1,009E-06	0,36	-	3,200E-03	0,063	0,300	-
MA009	0,5	0,8	16,6	0,653	2650	4,670E-05	1005,6	0,041	1,008E-03	1,008E-06	0,34	-	3,200E-03	0,063	-	-
MA010	0,5	0,8	16,6	0,653	2650	4,670E-05	1004,8	0,043	1,007E-03	1,007E-06	0,29	-	3,200E-03	0,056	0,300	-
MA011	0,5	0,8	16,6	0,653	2650	4,670E-05	1004,4	0,033	1,007E-03	1,007E-06	0,27	-	3,200E-03	0,049	-	-
MA012	0,5	0,8	16,6	1,203	2650	4,670E-05	1007,4	0,060	1,011E-03	1,011E-06	0,45	-	3,250E-03	0,064	0,300	-
MA013	0,5	0,8	16,6	1,203	2650	4,670E-05	1004,2	0,031	1,006E-03	1,006E-06	0,25	-	1,800E-03	0,039	0,128	-
MA014	0,5	0,8	16,6	1,203	2650	4,670E-05	1005,2	0,045	1,008E-03	1,008E-06	0,32	-	1,800E-03	0,046	0,168	-
MA015	0,5	0,8	16,6	2,073	2650	4,670E-05	1003,8	0,031	1,006E-03	1,006E-06	0,23	-	1,800E-03	0,049	0,238	-
MA016	0,5	0,8	16,6	2,073	2650	4,670E-05	1006,2	0,055	1,009E-03	1,009E-06	0,38	-	3,200E-03	0,067	0,179	-
MA017	0,5	0,8	16,6	2,073	2650	2,600E-05	1005,0	0,043	1,008E-03	1,008E-06	0,30	-	4,850E-03	0,068	0,197	-

Tabela B.11 – Características dos ensaios de Michon *et al.* (1955)

W [m]	H [m]	L [m]	α [°]	ρ_s [kg/m ³]	d_m [m]	ω_s [m]	ρ_m [kg/m ³]	g [m/s ²]	μ_m [Ns/m ²]	V_m [m ² /s]	C_v [%]	V_m [m ³]	\dot{Q} [m ³ /s]	U [m/s]	$h_{cabeça}$ [m]	h_{corpo} [m]	
XM001	0,8	0,5	21,0	36	2150	1,500E-05	0,00013	1006,4	0,063	1,014E-03	1,014E-06	0,56	-	1,850E-02	0,100	0,144	-
XM002	0,8	0,5	21,0	36	2150	1,500E-05	0,00027	1006,4	0,062	1,014E-03	1,014E-06	0,55	-	2,000E-02	0,128	0,150	-
XM003	0,8	0,5	21,0	6	2150	1,500E-05	0,00001	1002,3	0,022	1,005E-03	1,005E-06	0,20	-	2,300E-03	0,042	0,070	-
XM004	0,8	0,5	21,0	12	2150	1,500E-05	0,00012	1002,8	0,028	1,006E-03	1,006E-06	0,25	-	7,300E-03	0,065	0,128	-
XM005	0,8	0,5	21,0	24	2150	1,500E-05	0,00009	1002,7	0,026	1,006E-03	1,006E-06	0,23	-	6,000E-03	0,061	0,120	-
XM006	0,8	0,5	21,0	24	2150	1,500E-05	0,00013	1002,8	0,028	1,006E-03	1,006E-06	0,24	-	1,900E-02	0,085	0,220	-
XM007	0,8	0,5	21,0	12	2450	1,500E-05	0,00006	1003,3	0,032	1,006E-03	1,006E-06	0,22	-	8,300E-03	0,062	0,150	-
XM008	0,8	0,5	21,0	12	2450	1,500E-05	0,00019	1003,3	0,032	1,006E-03	1,006E-06	0,22	-	7,600E-03	0,054	0,150	-
XM009	0,8	0,5	21,0	24	2450	1,500E-05	0,00005	1002,8	0,027	1,005E-03	1,005E-06	0,19	-	4,650E-03	0,059	0,090	-
XM010	0,8	0,5	21,0	12	2450	1,500E-05	0,00004	1002,5	0,025	1,004E-03	1,004E-06	0,18	-	5,050E-03	0,057	0,110	-
XM011	0,8	0,5	21,0	36	2450	1,500E-05	0,00010	1001,2	0,012	1,002E-03	1,002E-06	0,09	-	5,720E-03	0,047	0,130	-
XM012	0,8	0,5	21,0	36	2450	1,500E-05	0,00030	1006,2	0,061	1,011E-03	1,011E-06	0,43	-	1,000E-02	0,113	0,105	-
XM013	0,8	0,5	21,0	36	2450	1,500E-05	0,00024	1005,9	0,058	1,010E-03	1,010E-06	0,41	-	1,370E-02	0,094	0,145	-
XM014	0,8	0,5	21,0	36	2450	1,500E-05	0,00020	1006,8	0,067	1,012E-03	1,012E-06	0,47	-	1,850E-02	0,104	0,160	-
XM015	0,8	0,5	21,0	36	2450	1,500E-05	0,00010	1006,5	0,064	1,011E-03	1,011E-06	0,45	-	5,600E-03	0,089	0,070	-
XM016	0,8	0,5	21,0	36	2450	1,500E-05	0,00019	1005,2	0,051	1,009E-03	1,009E-06	0,36	-	4,050E-03	0,069	0,065	-
XM017	0,8	0,5	21,0	24	2450	1,500E-05	0,00005	1004,5	0,044	1,008E-03	1,008E-06	0,31	-	4,600E-03	0,064	0,075	-
XM018	0,8	0,5	21,0	24	2450	1,500E-05	0,00017	1008,3	0,082	1,014E-03	1,014E-06	0,58	-	1,920E-02	0,103	0,210	-
XM019	0,8	0,5	21,0	24	2450	1,500E-05	0,00030	1006,5	0,064	1,011E-03	1,011E-06	0,45	-	1,460E-02	0,092	0,185	-
XM020	0,8	0,5	21,0	24	2450	1,500E-05	0,00031	1004,9	0,048	1,008E-03	1,008E-06	0,33	-	1,000E-02	0,087	0,125	-
XM021	0,8	0,5	21,0	24	2450	1,500E-05	0,00008	1005,1	0,050	1,009E-03	1,009E-06	0,35	-	8,000E-03	0,088	0,105	-
XM022	0,8	0,5	21,0	24	2450	1,500E-05	0,00013	1004,4	0,044	1,008E-03	1,008E-06	0,31	-	3,000E-03	0,059	0,064	-

Tabela B.12 – Características dos ensaios de Garcia (1985)

W [m]	H [m]	L [m]	α [°]	ρ_s [kg/m ³]	d_m [m]	ω_s [m]	ρ_m [kg/m ³]	g [m/s ²]	μ_m [Ns/m ²]	V_m [m ² /s]	C_v [%]	V_m [m ³]	Q [m ³ /s]	U [m/s]	$h_{cabeça}$ [m]	h_{corpo} [m]
MG001	0,7	1,8	2,862	2650	6,000E-05	0,00440	1008,1	0,079	1,012E-03	1,012E-06	0,49	-	1,050E-02	0,131	0,214	-
MG002	0,7	1,8	2,862	2650	3,000E-05	0,00400	1007,1	0,070	1,011E-03	1,011E-06	0,43	-	1,050E-02	0,134	0,228	-
MG003	0,7	1,8	2,862	2650	3,000E-05	0,00100	1012,4	0,121	1,019E-03	1,019E-06	0,75	-	1,400E-02	0,162	0,224	-
MG004	0,7	1,8	2,862	2650	3,000E-05	0,00200	1013,7	0,134	1,021E-03	1,021E-06	0,83	-	1,400E-02	0,164	0,233	-
MG005	0,7	1,8	2,862	2650	4,000E-05	0,00180	1011,4	0,112	1,017E-03	1,017E-06	0,69	-	1,512E-02	0,143	0,257	-
MG006	0,7	1,8	2,862	2650	4,000E-05	0,00180	1007,1	0,070	1,011E-03	1,011E-06	0,43	-	1,512E-02	0,149	0,256	-
MG007	0,7	1,8	2,862	2650	6,000E-05	0,00340	1005,8	0,057	1,009E-03	1,009E-06	0,35	-	1,512E-02	0,136	0,240	-
MG008	0,7	1,8	2,862	2650	3,000E-05	0,00080	1006,8	0,066	1,010E-03	1,010E-06	0,41	-	1,512E-02	0,127	0,262	-
MG009	0,7	1,8	2,862	2650	3,000E-05	0,00070	1008,3	0,081	1,013E-03	1,013E-06	0,50	-	1,512E-02	0,121	0,255	-
MG010	0,7	1,8	4,574	2650	3,000E-05	0,00070	1008,3	0,081	1,013E-03	1,013E-06	0,50	-	1,512E-02	0,117	0,213	-
MG011	0,7	1,8	4,574	2650	3,000E-05	0,00050	1006,1	0,060	1,009E-03	1,009E-06	0,37	-	1,512E-02	0,122	0,238	-
MG012	0,7	1,8	4,574	2650	3,000E-05	0,00070	1005,3	0,052	1,008E-03	1,008E-06	0,32	-	1,890E-02	0,124	0,249	-
MG013	0,7	1,8	4,574	2650	3,000E-05	0,00070	1005,0	0,049	1,008E-03	1,008E-06	0,30	-	2,100E-02	0,128	0,243	-
MG014	0,7	1,8	4,574	2650	3,000E-05	0,00070	1007,4	0,073	1,011E-03	1,011E-06	0,45	-	2,499E-02	0,189	0,250	-
MG015	0,7	1,8	4,574	2650	3,000E-05	0,00090	1007,4	0,073	1,011E-03	1,011E-06	0,45	-	2,499E-02	0,188	0,267	-