UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO - USP
ESCOLA DE ENGENHARIA DE SÃO CARLOS - EESC
DEPARTAMENTO DE HIDRÁULICA E SANEAMENTO

JULIANA DORN NÓBREGA

**Metodologia Teórica e Experimental para Determinação das
Características do Ressalto Hidráulico Clássico**

VERSÃO CORRIGIDA

São Carlos

2014

JULIANA DORN NÓBREGA

Metodologia Teórica e Experimental para Determinação das Características do Ressalto Hidráulico Clássico

Dissertação apresentada à Escola de Engenharia de São Carlos, da Universidade de São Paulo, como parte dos requisitos para obtenção do título de Mestre em Ciências: Engenharia Hidráulica e Saneamento.

Orientador: Prof. Dr. Harry Edmar Schulz

VERSÃO CORRIGIDA

São Carlos

2014

AUTORIZO A REPRODUÇÃO TOTAL OU PARCIAL DESTE TRABALHO,
POR QUALQUER MEIO CONVENCIONAL OU ELETRÔNICO, PARA FINS
DE ESTUDO E PESQUISA, DESDE QUE CITADA A FONTE.

N754 Nóbrega, Juliana Dorn
/ Juliana Dorn Nóbrega; orientador Harry Edmar
Schulz. São Carlos, 2014.

Dissertação (Mestrado) - Programa de Pós-Graduação
e Área de Concentração em Hidráulica e Saneamento --
Escola de Engenharia de São Carlos da Universidade de
São Paulo, 2014.

1. sensor ultrassônico. 2. câmera de alta
velocidade. 3. processamento de imagens. 4. modelo
teórico. 5. comprimento do rolo. 6. comprimento do
ressalto. I. Título.

FOLHA DE JULGAMENTO

Candidata: Bacharel **JULIANA DORN NÓBREGA.**

Título da dissertação: "Metodologia teórica e experimental para determinação das características do ressalto hidráulico clássico".

Data da defesa: 10/06/2014

Comissão Julgadora:

Resultado:

Prof. Titular **Harry Edmar Schulz (Orientador)**
(Escola de Engenharia de São Carlos/EESC)

APROVADO

Prof. Dr. **Marcelo Giulian Marques**
(Universidade Federal do Rio Grande do Sul/UFRGS)

Aprovado

Prof. Associado **Jayme Pinto Ortiz**
(Escola Politécnica/EP-USP)

APROVADO

Coordenadora do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Hidráulica e Saneamento:

Profa. Associada **Maria Bernadete A. Varesche Silva**

Presidente da Comissão de Pós-Graduação:

Prof. Titular **Denis Vinicius Coury**

*À Tânia Maria, mãe dedicada e
mulher virtuosa, dedico.*

AGRADECIMENTOS

Agradeço a Deus pelo dom da vida, por seu amor incondicional, e pelas bênçãos durante a concretização dessa etapa.

Agradeço à minha mãe, Tânia Maria, pela dedicação como mãe, por sempre me incentivar a conquistar os meus sonhos, e porque mesmo distante fisicamente, se faz sempre presente nos momentos de alegria e dificuldades. Ao meu pai, Paulo César, pelos sábios conselhos e apoio. À minha irmã Gabriela pelo companheirismo de sempre. Aos demais parentes e amigos de família próximos, em especial, vó Inês, Maria Inês, Dona Mafalda, Elzinei, e Inês.

Agradeço ao professor orientador Harry E. Schulz, pela oportunidade de ser sua orientada, pelas impecáveis correções dos trabalhos, seriedade, e por sempre me transmitir confiança e entusiasmo. Além disso, por ser uma grande motivador no desenvolvimento deste trabalho. Ao professor Rodrigo de Melo Porto, pelo início de orientação do Mestrado e pelos ensinamentos. Aos professores David Z. Zhu e Nallamuthu Rajaratnam por terem me recebido na Universidade de Alberta e pelas contribuições em minha pesquisa. Ao André L. A. Simões pela solicitude em responder algumas dúvidas, e por ter tido forte influência na elaboração deste trabalho.

Agradeço aos técnicos Luiz Muzzeti, Roberto Bérghamo e Perry Fedun (da Universidade de Alberta) pelo auxílio nos experimentos. Aos funcionários do Depto. de Hidráulica e Saneamento, Sá, Rose, Luciane, Priscila, André Canale pela receptividade, ajuda e carinho.

Agradeço às grandes amigas Carla Diniz e Karen Meca, pela convivência diária nos dois anos de Mestrado, afinidade, e felicidade compartilhada. À Carla Diniz, em particular, agradeço pela leitura crítica e auxílio na formatação de alguns trabalhos.

Agradeço aos demais amigos que tornaram minha estadia em São Carlos agradável e prazerosa: Anne, Amanara, Ana Paula, Andressa, Araceli, Bruno, Camila, Carolina, Daniele, Felipe, Fernanda, Frederico, Gabriela, Jairo, Júlia, Laís, Marcus, Matheus, Narumi, Nathália, Paulo, Rodrigo, Tácyo, Thalita, Tiago, e outros amigos da pós-graduação.

Agradeço também aos amigos do Canadá e da Universidade de Alberta: Baki, David Jones, Emily, Kim Sook, Marie-Ève, Sharmina, Truonghuy, Wanyun, Wenming, Yiyi MA, Xuezhi Tan.

Ao CNPq e Fapesp pela concessão da bolsa e auxílio financeiro na pesquisa.

À todos que direta ou indiretamente contribuíram no desenvolvimento deste trabalho.

RESUMO

NÓBREGA, J. D. **Metodologia teórica e experimental para determinação das características do ressalto hidráulico clássico**. 2014. 241 f. Dissertação (Mestrado). Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2014.

Embora o ressalto hidráulico seja um assunto já muito estudado, é igualmente um assunto de grande interesse, acerca do qual ainda existem diversos questionamentos a respeito de suas características. Por essa razão, buscou-se neste projeto o desenvolvimento de estudos experimentais e a proposição de um modelo teórico. Os trabalhos experimentais foram desenvolvidos com o uso de um sensor ultrassônico, para aquisição de dados instantâneos da superfície livre, sendo estudados ressaltos com número de Froude na seção supercrítica entre 1,94 e 5,26 e duas condições de controle a montante: comporta plana e vertedor de soleira espessa. As seguintes variáveis foram avaliadas a partir dos experimentos: comprimento do rolo, comprimento do ressalto, intensidade turbulenta vertical, perfil da superfície livre e frequências dos sinais de saída do sensor. Os perfis da superfície livre, considerando-se separadamente os dados de comporta e vertedor, foram ajustados a partir de uma equação heurística e as frequências características foram comparadas com os comprimentos característicos do ressalto. Além disso, foram efetuados registros fotográficos do escoamento com uma câmera de alta velocidade e luz laser para uma condição experimental (com baixo número de Froude supercrítico), sendo a superfície livre detectada por meio de técnicas usuais de processamento de imagens. O perfil médio obtido com o sensor foi semelhante ao perfil das imagens. Em relação ao modelo teórico proposto, este foi desenvolvido a partir de dois volumes de controle (VC) fixos, sendo obtidas duas equações para a relação entre o comprimento do rolo e a altura supercrítica. Verificou-se uma variação de quarenta por cento entre os valores previstos com as equações e os dados experimentais, em função da própria divergência dos dados de comprimento do rolo indicados pelos autores. De forma geral, o estudo mostrou-se relevante por possibilitar a avaliação da estrutura externa do ressalto hidráulico por meio de diferentes abordagens metodológicas.

Palavras-chave: sensor ultrassônico; câmera de alta velocidade; processamento de imagens; modelo teórico; comprimento do rolo; comprimento do ressalto.

ABSTRACT

NÓBREGA, J. D. **Theoretical and experimental methodology for determining the characteristics of classical hydraulic jump**. 2014. 241 f. Dissertação (Mestrado). Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2014.

Although hydraulic jump has been studied for a long time, it is equally a theme of large interest, which many aspects related to its characteristics remain unanswered. Therefore, the development of experimental studies and the proposal of a theoretical model was sought in this project. The experimental works were carried out using an ultrasonic sensor, in order to acquire instantaneous data of the free surface, being studied hydraulic jumps with inflow Froude number ranging between 1.94 and 5.26 and two upstream control structures: plane gate and broad-crested weir. The following variables were evaluated: roller length, hydraulic jump length, vertical turbulent intensity, free surface profile, frequencies of the output data sensor. The free surface profiles, considering individually the plane gate and broad-crested weir, were adjusted using a heuristic equation and characteristic frequencies were compared to the characteristic jump lengths. Furthermore, the flow was photographed using a high speed camera and a laser light for one experimental condition (for low inflow Froude number). The free surface in images were detected through usual image processing techniques. The mean profile obtained from the sensor was very similar to the images profile. Regarding the theoretical model, it was developed considering two fixed control volumes (VC), obtaining two equations for the roller length and supercritical depth ratio. A variation of forty percent was observed between the predicted and experimental values, due to the own divergence among the roller length data suggested by the authors. Overall, the study was relevant, because it allowed the evaluation of the external structure of hydraulic jumps by means of different methodological approaches.

Keywords: ultrasonic sensor; high speed camera; image processing; theoretical model; roller length; hydraulic jump length.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1. Tipos de ressaltos hidráulicos. Fonte: Adaptado de Rajaratnam (1967). y_t =profundidade no final do rolo; y_1 =profundidade supercrítica; y_2 =profundidade subcrítica; L_r =comprimento do rolo.	4
Figura 1.2. Características geométricas do ressalto hidráulico. Fonte: Adaptado de Rajaratnam (1967). L_r = comprimento do rolo; L_j = comprimento do ressalto; y_1 = profundidade supercrítica; y_2 = profundidade subcrítica; y_t = profundidade no final do rolo.	5
Figura 3.1. Ressalto hidráulico em uma bacia horizontal. Fonte: Adaptado de Peterka (1984). L é o comprimento da bacia de dissipação de energia.	13
Figura 3.2. Distribuição de velocidade no eixo do canal. $F_1 = 4,95$, $y_1 = 63,8\text{mm}$	14
Figura 3.3. Esquema da entrada de ar no ressalto hidráulico. Fonte: Murzyn e Chanson (2007). x é a distância a partir da comporta; y é a profundidade de água em relação ao fundo do canal; y_1 e y_2 são as alturas conjugadas; δ é a profundidade da camada limite.	14
Figura 3.4. Ressalto ondular. Fonte: Chanson (2009). Condições de escoamento: $F_1 = 1,35$, $y_1 = 9\text{ cm}$, $Re = 1,1 \times 10^5$	17
Figura 3.5. Pré-ressalto. F_1 entre 1,7 e 2,5. Fonte: Adaptado de Peterka (1984).	18
Figura 3.6. Ressalto oscilante. F_1 entre 2,5 e 4,5. Fonte: Adaptado de Peterka (1984).	18
Figura 3.7. Ressalto estável. F_1 entre 4,5 e 9,0. Fonte: Adaptado de Peterka (1984).	19
Figura 3.8. Ressalto forte. F_1 maior que 9,0. Fonte: Adaptado de Peterka (1984).	19
Figura 3.9. Alturas do ressalto hidráulico. Fonte: Adaptado de Rajaratnam (1967).	23
Figura 3.10. Curvas do comprimento do ressalto para diferentes bacias ensaiadas. Fonte: Adaptado de Peterka (1984).	28
Figura 3.11. Comprimentos característicos do ressalto.	29
Figura 3.12. Perfil adimensional das flutuações da superfície livre y'/y_1 em ressalto hidráulico para diversas condições experimentais ($F_1 = 3,1$ a $8,5$). Fonte: Murzyn e Chanson (2007). x_1 é a posição de início do ressalto; y_1 é a profundidade supercrítica do escoamento; y' é o valor rms das flutuações da superfície livre.	33
Figura 4.1. Modelo adotado por Hager e Hutter (1983). p é a profundidade da zona de separação e h é a profundidade da zona de escoamento.	37
Figura 4.2. Esboço do ressalto hidráulico. Fonte: Castro-Orgaz e Hager (2009). $r(x)$ é a profundidade da região do rolo e $h(x)$ é a profundidade da região do escoamento principal.	38
Figura 4.3. Volumes de controle do ressalto.	38

Figura 4.4. Ressalto hidráulico idealizado segundo dois VCs. y_1 e y_2 são as profundidades conjugadas, sendo H a diferença entre elas.....	39
Figura 4.5. Volume de Controle 1 isolado e em equilíbrio.....	41
Figura 4.6. Regiões I, II e III do VC1, com velocidades V_{down} , V_1 e V_{up} , respectivamente....	41
Figura 4.7. Perfis de velocidade em cada região característica.	44
Figura 4.8. Representação do fluxo de energia no VC1.	45
Figura 4.9. Volume de Controle 2.....	49
Figura 4.10. Comprimento do rolo para escoamento a montante do ressalto: a) desenvolvido e b) não desenvolvido. Fonte: Adaptado de Hager, Bremen e Kawagoshi (1990).....	52
Figura 4.11. Conjunto de valores de L_r / y_1 com relação ao número de Froude.....	53
Figura 4.12. Comparação entre L_r/y_1 experimental e teórico. a) Hughes e Flack (1984); b) Carollo, Ferro e Pampalone (2007); c) DaiPrá (2011); d) Peterka (1984); e) Hager, Bremen e Kawagoshi (1990). (•) L_r/y calculados com a Eq. 4.31 do VC1; (◦) L_r/y_1 calculados com a Eq. 4.32 do VC2.....	55
Figura 4.13. Solução da equação do VC1 (Eq. 4.31) para cada teste experimental.	56
Figura 4.14. Solução da equação do VC2 (Eq. 4.32) para cada teste experimental.	56
Figura 4.15. Solução da equação do VC1 para todos os testes experimentais. Valores teóricos calculados com a Eq. 4.33.....	57
Figura 4.16. Solução da equação do VC2 para todos os testes experimentais. Valores teóricos calculados com a Eq. 4.34.....	58
Figura 4.17. Solução para F_1 (continua).	59
Figura 4.18. Solução para F_1 com a Eq. 4.37.....	61
Figura 5.1. Canal I, de laterais de acrílico (300 cm de comprimento e 10 cm de largura).	68
Figura 5.2. Detalhe do (a) vertedor de soleira espessa; (b) da comporta plana do Canal I.....	68
Figura 5.3. Desenho esquemático do aparato experimental do Canal II.....	69
Figura 5.4. Canal de concreto (Canal II). a) Comporta a montante; b) Detalhe da ponta linimétrica, soleira espessa, e final do canal. Canal de 41 cm de largura.	69
Figura 5.5. Aparato experimental do canal III. 1) Conduto de abastecimento; 2) Válvula de gaveta; 3) Reservatório; 4) Indicador do medidor de vazão magnético; 5) Comporta de montante; 6) Luz laser; 7) Sensor ultrasônico; 8) Canal; 9) Comporta de jusante.	70
Figura 5.6. Canal III, de 48 cm de largura e 5 m de comprimento.	70
Figura 5.7. Sensor ultrasônico posicionado acima da superfície livre.	71
Figura 5.8. Curva de calibração do medidor eletrônico de vazão.....	72

Figura 5.9. Canal de concreto (Canal II). a) Vertedor triangular de parede delgada a montante do canal; b) Piezômetro na lateral do canal.	73
Figura 5.10. Detalhe da comporta plana e do ressalto hidráulico.	74
Figura 5.11. Escoamento a jusante do jato em queda livre.	74
Figura 5.12. Interface gráfica do do programa Logger Lite, da Vernier®. (Leituras representam distância em relação ao fundo). Cada cor representa uma seção longitudinal de medida. Experimento III 27 (parte dos dados). Canal III.	76
Figura 5.13. Elementos de um Box-plot. Fonte: Adaptado de Magalhães e Lima (2010).	77
Figura 5.14. Diagrama box-plot dos dados brutos do sensor ultrassônico, com outliers, para as 30 primeiras posições medidas. $F_1 = 3,0$. Fonte: Adaptado de Simões, Schulz e Porto (2010).	78
Figura 5.15. Diagrama box-plot dos dados do sensor ultrassônico após a exclusão dos outliers, para as 30 primeiras posições medidas. $F_1 = 3,0$. Fonte: Adaptado de Simões, Schulz e Porto (2010).	78
Figura 5.16. Ressalto com comprimentos característicos.	80
Figura 5.17. Detalhe do comprimentos: L_r (comprimento do rolo), L_j (comprimento do ressalto), L_{zt} (comprimento de transição). Tempo de exposição: $1/160$ s. $F_1=2,99$; $Q=4,6$ L/s; - $y_1=2,9$ $y_2=13,2$	81
Figura 5.18. Detalhe do comprimentos: L_r (comprimento do rolo), L_j (comprimento do ressalto), L_{zt} (comprimento de transição). Mesma condição experimental da Figura 5.17. Tempo de exposição: $1/6$ s. $F_1=2,99$; $Q=4,6$ L/s; $y_1=2,9$ $y_2=13,2$	81
Figura 5.19. Nomenclatura dos experimentos.	82
Figura 5.20. Relação entre os números de Froude calculados.	83
Figura 5.21. Relação entre o número de Froude e a razão entre profundidades conjugadas. ..	84
Figura 5.22. Adaptado de Gill (1979). y_c é a profundidade crítica; y_0 é a profundidade no final do degrau; y_p é a profundidade da água abaixo da lâmina d'água; y_1 e y_2 são as profundidades conjugadas; H é a altura do degrau; L_0 é a distância do final do degrau até a seção de profundidade y_1	85
Figura 5.23. Perfil médio da superfície livre do experimento I-S.	86
Figura 5.24. Perfil médio da superfície livre do experimento I-C.	87
Figura 5.25. Perfil médio da superfície livre do experimento II.	88
Figura 5.26. Perfil médio da superfície livre do experimento III.	89
Figura 5.27. Perfil médio da superfície livre do experimento III. Detalhe do perfil para distância longitudinal -20 a 120 cm.	89

Figura 5.28. Formação de ondas laterais contrárias ao escoamento. Vista de cima do escoamento. $F_1 = 5,26$, Exp. III 39.	90
Figura 5.29. Perfil médio para a posição central (M) e posição lateral (S) do experimento III.	90
Figura 5.30. Definição do escoamento supercrítico a montante do ressalto.	91
Figura 5.31. Perfis de velocidade para ressalto com escoamento a montante: a) não desenvolvido, b) desenvolvido. Fonte: Resch, Leutheusser e Coantic (1976).	91
Figura 5.32. Perfil apresentado no Apêndice C. Experimento: III 34. x_1 é a posição de início do ressalto. ($\circ$) Média com outliers; (—) Média $\pm$ desvio-padrão; ($\bullet$) Média sem outliers; (- - -) Valiani (1997); (.....) Hager (1993).	93
Figura 5.33. Exemplo de profundidades negativas registradas. Experimento I 6S. Canal I. x_1 é a posição de início do ressalto.	94
Figura 5.34. Gráfico box-plot com redução de número de <i>outliers</i> e da altura da caixa box-plot. Experimento II 31. Canal II. x_1 é a posição de início do ressalto.	94
Figura 5.35. Gráfico box-plot do Experimento I 3 S com assimetria. Canal I.	95
Figura 5.36. Presença de picos nos dados de profundidade do Exp. III 39. Canal III.	95
Figura 5.37. Profundidades inferiores à média inconsistentes do Exp. I3S. Canal I.	96
Figura 5.38. Perfil de intensidade turbulenta vertical do experimento I-S. x_1 é a posição de início do ressalto.	97
Figura 5.39. Perfil de intensidade turbulenta vertical do experimento I-C. Canal I, com comporta plana. x_1 é a posição de início do ressalto.	97
Figura 5.40. Perfil de intensidade turbulenta vertical do experimento II. Canal II. x_1 é a posição de início do ressalto.	98
Figura 5.41. Perfil de intensidade turbulenta vertical do experimento III. x_1 é a posição de início do ressalto.	98
Figura 5.42a. Valores teóricos do L_r para o experimento I-S (continua).	99
Figura 5.43a. Comprimento do rolo adimensional do Exp. I-S, soleira espessa (continua). .	102
Figura 5.44. Valores experimentais e semi-empíricos calculados com a Eq. 5.11 e 5.12.	106
Figura 5.45a. Valores teóricos de L_j/y_1 para o Exp. I-S.	108
Figura 5.46a. Valores teóricos e observados de L_j/y_1 do Exp. I S.	110
Figura 5.47. Distribuição do número de Strouhal ao longo do ressalto hidráulico.	113
Figura 5.48. Distribuição de frequências dominantes ao longo do ressalto hidráulico.	113
Figura 5.49. Gráfico frequência <i>versus</i> amplitude com duas frequências características. Posição $x - x_1 = 4$ cm. Exp. I 1.8C.	114

Figura 5.50. Gráfico frequência <i>versus</i> amplitude com uma frequência característica. Posição $x - x_1 = 8$ cm. Exp. I 1.8C.	115
Figura 5.51. Gráfico frequência <i>versus</i> amplitude com curva decrescente.	115
Figura 5.52. Exemplo de gráfico de frequência máxima (■) e frequência adicional (●) apresentado no Apêndice E.	116
Figura 5.53a. Relação entre os comprimentos característicos do ressalto e frequências de corte do Exp. I-S.	117
Figura 5.54. Perfil adimensional do Experimento I S. Canal de acrílico de 10 cm de largura, com uso da soleira espessa.	121
Figura 5.55. Perfil adimensional do Experimento I C. Canal de acrílico de 10 cm de largura, com uso da comporta plana.	121
Figura 5.56. Perfil adimensional do Experimento II. Canal de concreto de 41 cm de largura, com uso da soleira espessa.	122
Figura 5.57. Perfil adimensional do Experimento III (eixo adimensional até 3). Canal de paredes de acrílico de 48 cm de largura, com uso da comporta plana.	122
Figura 5.58. Perfil adimensional do Experimento III (eixo adimensional até 6). Canal de paredes de acrílico de 48 cm de largura, com uso da comporta plana.	123
Figura 6.1. Detecção de fronteira em: a) ressalto. Fonte: Misra et al. (2006); b) degrau de um vertedor escalonado. Fonte: Bung (2013).	130
Figura 6.2. Detalhe da difração da luz laser causada pelas bolhas ao longo do ressalto e pelas bolhas aderidas a parede do canal. <i>Imagem # 296</i> do vídeo. Escala da imagem: centímetros.	132
Figura 6.3. Resultados sequenciais do processamento: a) Imagem #11 do vídeo; b) Intensidade média de pixels; c) Imagem binária; d) Intensidade mínima de pixels; e) Intensidade máxima de pixel; f) Perímetro e objetos classificados; g) Exclusão de objetos classificados com menos de 80 pixels componentes; h) Imagem final.	133
Figura 6.4. Esquema das etapas sequenciais da análise das imagens.	134
Figura 6.5. Região aproximada da Figura 6.3h.	135
Figura 6.6. Perfil médio da superfície livre para experimento com $F_1=2,27$. Comparativo entre os perfis do sensor ultrassônico, análise de imagens, e perfil de Hager (1993). x é a distância longitudinal; x_1 é a posição de início do ressalto; y é a profundidade média em cada posição; y_1 é a profundidade supercrítica.	136
Figura 6.7. Evolução temporal da superfície livre a cada 2,5 segundos (500 imagens).	136

Figura 6.8. Variação da posição de início do ressaltos. Posição de início definida a partir do primeiro pixel das imagens.	137
Figura 6.9. <i>RSD</i> for <i>i</i> variando entre 1 a 4000 imagens.	138
Figura 6.10. Movimentos das células turbulentas.	139
Figura 6.11. Observação da evolução dos turbilhões durante um período de 7 segundos de registro fotográfico do escoamento. Exp. I - 5.0 C.	140
Figura 8.1. Experimento: I 3 S. Vazão: 2,8 L/s. $y_1 = 2,2$ cm, $y_2 = 7,9$ cm. $F_1 = 2,72$	169
Figura 8.2. Experimento: I 3.6 S. Vazão: 3,3 L/s. $y_1 = 2,5$ cm, $y_2 = 8,7$ cm. $F_1 = 2,69$	169
Figura 8.3. Experimento: I 4 S. Vazão: 3,7 L/s. $y_1 = 2,8$ cm, $y_2 = 9,5$ cm. $F_1 = 2,52$	169
Figura 8.4. Experimento: I 5 S. Vazão: 4,6 L/s. $y_1 = 3,4$ cm, $y_2 = 10,8$ cm. $F_1 = 2,36$	170
Figura 8.5. Experimento: I 6 S. Vazão: 5,6 L/s. $y_1 = 3,9$ cm, $y_2 = 12,1$ cm. $F_1 = 2,30$	170
Figura 8.6. Experimento: I 7 S. Vazão: 6,5 L/s. $y_1 = 4,7$ cm, $y_2 = 13,5$ cm. $F_1 = 2,03$	170
Figura 8.7. Experimento: I 8 S. Vazão: 7,4 L/s. $y_1 = 5,3$ cm, $y_2 = 14,5$ cm. $F_1 = 1,94$	171
Figura 8.8. Experimento: I 1.2 C. Vazão: 1,1 L/s. $y_1 = 1,0$ cm, $y_2 = 5,9$ cm. $F_1 = 3,55$	171
Figura 8.9. Experimento: I 1.8 C. Vazão: 1,7 L/s. $y_1 = 1,4$ cm, $y_2 = 7,8$ cm. $F_1 = 3,21$	171
Figura 8.10. Experimento: I 5.0 C. Vazão: 4,6 L/s. $y_1 = 2,9$ cm, $y_2 = 13,2$ cm. $F_1 = 2,99$	172
Figura 8.11. Experimento: II 21. Vazão: 21,0 L/s. $y_1 = 2,5$ cm, $y_2 = 14,2$ cm. $F_1 = 4,11$	172
Figura 8.12. Experimento: II 31. Vazão: 31,0 L/s. $y_1 = 3,5$ cm, $y_2 = 17,4$ cm. $F_1 = 3,67$	172
Figura 8.13. Experimento: II 40. Vazão: 40,0 L/s. $y_1 = 5,0$ cm, $y_2 = 21,4$ cm. $F_1 = 2,78$	173
Figura 8.14. Experimento: III 16. Vazão: 16,0 L/s. $y_1 = 2,8$ cm, $y_2 = 8,0$ cm. $F_1 = 2,27$	173
Figura 8.15. Experimento: III 21. Vazão: 20,9 L/s. $y_1 = 2,8$ cm, $y_2 = 10,6$ cm. $F_1 = 2,98$	173
Figura 8.16. Experimento: III 27. Vazão: 26,9 L/s. $y_1 = 2,9$ cm, $y_2 = 14,2$ cm. $F_1 = 3,64$	174
Figura 8.17. Experimento: III 34. Vazão: 34,2 L/s. $y_1 = 2,9$ cm, $y_2 = 18,0$ cm. $F_1 = 4,58$	174
Figura 8.18. Experimento: III 39. Vazão: 38,9 L/s. $y_1 = 2,9$ cm, $y_2 = 20,6$ cm. $F_1 = 5,26$	174
Figura 8.19. Experimento: I 3 S. Vazão: 2,8 L/s. $y_1 = 2,2$ cm, $y_2 = 7,9$ cm. $F_1 = 2,72$	185
Figura 8.20. Experimento: I 3.6 S. Vazão: 3,3 L/s. $y_1 = 2,5$ cm, $y_2 = 8,7$ cm. $F_1 = 2,69$	185
Figura 8.21. Experimento: I 4 S. Vazão: 3,7 L/s. $y_1 = 2,8$ cm, $y_2 = 9,5$ cm. $F_1 = 2,52$	185
Figura 8.22. Experimento: I 5 S. Vazão: 4,6 L/s. $y_1 = 3,4$ cm, $y_2 = 10,8$ cm. $F_1 = 2,36$	186
Figura 8.23. Experimento: I 6 S. Vazão: 5,6 L/s. $y_1 = 3,9$ cm, $y_2 = 12,1$ cm. $F_1 = 2,30$	186
Figura 8.24. Experimento: I 7 S. Vazão: 6,5 L/s. $y_1 = 4,7$ cm, $y_2 = 13,5$ cm. $F_1 = 2,03$	186
Figura 8.25. Experimento: I 8 S. Vazão: 7,4 L/s. $y_1 = 5,3$ cm, $y_2 = 14,5$ cm. $F_1 = 1,94$	187
Figura 8.26. Experimento: I 1.2 C. Vazão: 1,1 L/s. $y_1 = 1,0$ cm, $y_2 = 5,9$ cm. $F_1 = 3,55$	187
Figura 8.27. Experimento: I 1.8 C. Vazão: 1,7 L/s. $y_1 = 1,4$ cm, $y_2 = 7,8$ cm. $F_1 = 3,21$	187
Figura 8.28. Experimento: I 5.0 C. Vazão: 4,6 L/s. $y_1 = 2,9$ cm, $y_2 = 13,2$ cm. $F_1 = 2,99$	188

Figura 8.29. Experimento: II 21. Vazão: 21,0 L/s. $y_1 = 2,5$ cm, $y_2 = 14,2$ cm. $F_1 = 4,11$	188
Figura 8.30. Experimento: II 31. Vazão: 31,0 L/s. $y_1 = 3,5$ cm, $y_2 = 17,4$ cm. $F_1 = 3,67$	188
Figura 8.31. Experimento: II 40. Vazão: 40,0 L/s. $y_1 = 5,0$ cm, $y_2 = 21,4$ cm. $F_1 = 2,78$	189
Figura 8.32. Experimento: III 16. Vazão: 16,0 L/s. $y_1 = 2,8$ cm, $y_2 = 8,0$ cm. $F_1 = 2,27$	189
Figura 8.33. Experimento: III 21. Vazão: 20,9 L/s. $y_1 = 2,8$ cm, $y_2 = 10,6$ cm. $F_1 = 2,98$	189
Figura 8.34. Experimento: III 27. Vazão: 26,9 L/s. $y_1 = 2,9$ cm, $y_2 = 14,2$ cm. $F_1 = 3,64$	190
Figura 8.35. Experimento: III 34. Vazão: 34,2 L/s. $y_1 = 2,9$ cm, $y_2 = 18,0$ cm. $F_1 = 4,58$	190
Figura 8.36. Experimento: III 39. Vazão: 38,9 L/s. $y_1 = 2,9$ cm, $y_2 = 20,6$ cm. $F_1 = 5,26$	190
Figura 8.37. Nomenclatura utilizada para cada teste experimental.	204

LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1. Comprimento de transição (L_{zt}) e comprimento do ressalto (L_j) por Ortiz (1981).	27
Tabela 3.2. Valor e posicionamento do coeficiente de pressão adimensional máximo.	33
Tabela 4.1. Intervalo de F_1 dos testes experimentais de cada trabalho.	53
Tabela 4.2. Valores das constantes e dos coeficientes de correlação para cada teste experimental.	54
Tabela 4.3. Resultado das constantes considerando todo o conjunto de dados.	57
Tabela 5.1. Principais características dos testes experimentais.	82
Tabela 5.2. Profundidade supercrítica experimental e teórica dos experimentos com soleira.	85
Tabela 5.3. Comprimentos de rolo calculados por diferentes metodologias.	99
Tabela 5.4. Comprimento do rolo dos experimentos.	102
Tabela 5.5. Resultado das constantes a partir dos dados experimentais.	105
Tabela 5.6. Comprimentos do rolo adimensionais com novas constantes.	106
Tabela 5.7. Comprimento do ressalto calculado por diferentes metodologias.	107
Tabela 5.8. Comprimento do ressalto observado.	109
Tabela 6.1. Condições experimentais.	131
Tabela 8.1. Principais características dos testes experimentais.	205

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

ADV	Acoustic Doppler Velocimetry
BIV	Bubble Image Velocimetry
PIV	Particle Image Velocimetry
RMS	Root mean square (valor quadrático médio)
USBR	United States Bureau of Reclamation
VC	Volume de controle

LISTA DE SÍMBOLOS

B	Largura do canal
C_f	Coefficiente de resistência de Darcy-Weisbach
C_r	Coefficiente de dissipação no rolo
D_t	Profundidade relativa das alturas conjugadas = $y_2 \cos \theta_2 / y_1 \cos \theta_1$
e	Energia interna do fluido por unidade de massa
F_1, F_2	Número de Froude na seção de início e final do ressalto, respectivamente
$F_{B\tau}$	Força de resistência devido ao cisalhamento com o fundo do canal
$F_{x\tau}, F_{y\tau}$	Forças de cisalhamento que o VC2 provoca no VC1, nas direções horizontal e vertical, respectivamente
g	Aceleração da gravidade (= 9,8)
h	Profundidade na zona do escoamento no modelo de Hager e Hutter(1983)
H	Altura do ressalto (= $y_2 - y_1$)
IQ	Faixa interquartil = $(qr_3 - qr_1)$
L_j	Comprimento do ressalto
L_r	Comprimento do rolo do ressalto
L_{zt}	Comprimento de transição do ressalto (= $L_j - L_r$)
m	Relação entre as profundidades y_1 e y_2 (= y_1/y_2)
M	Massa do fluido
K	Constante de correção da velocidade média no termo correspondente a carga cinética
k_s	Rugosidade do leito
k_v	Parâmetro de turbulência = $(\sqrt{u'^2} / \bar{u})$
p	Profundidade da zona de separação do modelo de Hager e Hutter (1983)

q	Vazão por unidade de largura do canal ($= Q/b$)
qr_1, qr_3	Primeiro e terceiro quartil respectivamente
$\dot{Q}$	Energia introduzida no VC
Q	Vazão
Q_1, Q_{up}, Q_{down}	Vazão nas regiões I, II e III respectivamente do VC1
Q_r	Vazão na região do rolo $= (Q_1, Q_{up}, Q_{down})$
S_1, S_2	Declividade média do fundo nas seções de início e final do ressalto, respectivamente
Re_1	Número de Reynolds na seção supercrítica de profundidade y_1
$\overline{SF}$	Declividade média da linha de energia entre as seções de início e final do ressalto
$t_{y, up}$	Tempo média de aplicação da força vertical ascendente $t_{yup} = \left(\frac{Area_{up}}{Area_{down}} \right) t_{ydown}$
$t_{y,down}$	Tempo média de aplicação da força descendente aplicada na Região I do VC1
V	Velocidade do escoamento
V_1	Velocidade do escoamento na seção de início do ressalto
V_2	Velocidade do escoamento na seção final do ressalto
V_c	Velocidade crítica do escoamento $= (gy_c)^{1/2}$
V_{down}	Velocidade descendente do rolo na região I do VC1
V_{up}	Velocidade ascendente do rolo na região II do VC1
v'	Diferença entre a velocidade instantânea e a velocidade média $(= V - \bar{V})$
v_{rms}	Intensidade das flutuações turbulentas $(= \sqrt{\overline{(v')^2}})$
V	Velocidade instantânea
$\bar{V}$	Velocidade média
$\dot{W}$	Trabalho realizado no VC

x	Posição longitudinal ao longo do ressalto
$\tilde{x}$	Relação entre a distância x e a profundidade y_1
y	Profundidade do escoamento
y_1	Profundidade supercrítica na seção inicial do ressalto
y_2	Profundidade subcrítica na seção final do ressalto
y_c	Profundidade crítica do escoamento $(= (q^2/g)^{1/3})$
y_t	Profundidade do escoamento no final do rolo
y^*	Razão entre a profundidade supercrítica e a altura do ressalto $(= y_1/H)$
$\tilde{y}$	Relação entre a profundidade y e profundidade y_1 $(= y/y_1)$
α	Constante de proporcionalidade entre V_1 e $V_{FB\tau}$
$\theta_1, \theta_2, \theta_3, \theta_4, \theta_5, \theta_6, \theta_7, \theta_8, \theta_9$	Constantes das equações de VC1 e VC2
λ_j	Profundidade relativa em relação ao comprimento do ressalto $= (L_j/y_1)$
λ_r	Profundidade relativa em relação ao comprimento do rolo $= (L_r/y_1)$
η'	Raiz quadrada média das flutuações da superfície livre
ρ	Massa específica da água
ϕ	Constante de entropia no rolo
φ	Constante que define os pontos <i>outliers</i> , pela representação do conjunto de dados na forma de Box-plot, igual a 1,5
ω	Razão de aspecto $(= y_1/B)$
Λ	Relação entre a profundidade y_2 e y_1

SUMÁRIO

RESUMO	i
LISTA DE FIGURAS	v
LISTA DE TABELAS	xiii
LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS	xv
LISTA DE SÍMBOLOS	xvii
<i>CAPÍTULO 1</i>	1
1 INTRODUÇÃO	3
<i>CAPÍTULO 2</i>	7
2 OBJETIVOS.....	9
<i>CAPÍTULO 3</i>	11
3 REVISÃO DOS PRINCIPAIS CONCEITOS DE RESSALTO HIDRÁULICO	13
3.1 Tipos de ressalto	15
3.1.1 Ressalto ondular	17
3.1.2 Pré-Ressalto ou Ressalto fraco	17
3.1.3 Ressalto oscilante	18
3.1.4 Ressalto estável	18
3.1.5 Ressalto forte	19
3.2 Localização do ressalto	19
3.3 Alturas conjugadas.....	20
3.4 Comprimento do rolo	22
3.5 Comprimento do ressalto	25
3.6 Perfil médio da superfície livre.....	30
3.7 Turbulência	31
3.8 Conclusões Gerais.....	34
<i>CAPÍTULO 4</i>	35

4	PROPOSIÇÃO TEÓRICA	37
4.1	Introdução e revisão	37
4.2	Metodologia.....	39
4.2.1	Volume de Controle 1	40
4.2.2	Volume de Controle 2	49
4.3	Resultados	51
4.3.1	Comprimento do rolo	51
4.3.2	Número de Froude	59
4.4	Conclusões Gerais	61
	<i>CAPÍTULO 5</i>	63
5	TRABALHO EXPERIMENTAL: SENSOR ULTRASSÔNICO	65
5.1	Introdução e revisão	65
5.2	Metodologia experimental.....	67
5.2.1	Descrição dos experimentos.....	67
5.2.2	Número de Froude	71
5.2.3	Posicionamento do ressalto	73
5.2.4	Profundidades conjugadas do escoamento.....	75
5.2.5	Perfil médio da superfície livre	75
5.2.6	Intensidade turbulenta	79
5.2.7	Comprimento do rolo e comprimento do ressalto.....	80
5.3	Resultados	82
5.3.1	Perfil médio da superfície livre	86
5.3.2	Intensidade Turbulenta.....	96
5.3.3	Comprimento do Rolo.....	98
5.3.4	Comprimento do Ressalto	107
5.3.5	Frequência das Posições da Superfície Livre.....	111
5.3.6	Perfis adimensionais	119

5.4	Conclusões Gerais.....	124
<i>CAPÍTULO 6</i>		127
6	TRABALHO EXPERIMENTAL: VISUALIZAÇÃO DO ESCOAMENTO	129
6.1	Introdução e revisão	129
6.2	Metodologia	131
6.3	Resultado da análise das imagens	133
6.4	Comentários sobre turbilhões	138
6.5	Conclusões Gerais.....	141
<i>CAPÍTULO 7</i>		143
7	CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES.....	144
7.1	Conclusões	144
7.2	Recomendações	145
7.3	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	147
7.3.1	Capítulo 1	147
7.3.2	Capítulo 3	148
7.3.3	Capítulo 4	151
7.3.4	Capítulo 5	152
7.3.5	Capítulo 6	155
<i>CAPÍTULO 8</i>		159
8	APÊNDICES.....	161
8.1	APÊNDICE A -Fotos dos experimentos	161
8.2	APÊNDICE B - Experimento com laser e câmera de alta velocidade	164
8.3	APÊNDICE C - Perfil médio da superfície livre	169
8.4	APÊNDICE D - Gráficos Box-Plot	175
8.5	APÊNDICE E - Gráficos das frequências dominantes	185
8.6	APÊNDICE F – Dedução da formulação teórica do VC2.....	191

8.7	APÊNDICE G – Dedução da formulação teórica para número de Froude supercrítico	199
8.8	APÊNDICE H – Código desenvolvido no programa Matlab® para processamento das imagens	201
8.9	APÊNDICE J – Gráfico 3D de L_r/y_1 em função de y^* e F_1	203
8.10	APÊNDICE L – Tabela resumo dos experimentos	204

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

1 INTRODUÇÃO

Nos projetos de engenharia hidráulica, cuidado especial é dado à dissipação de energia do escoamento. Isto deve-se ao fato de que o excesso de energia hidráulica pode causar diversos danos tanto às estruturas, quanto aos sistemas naturais. Esses danos vão desde a erosão de leitos e margens dos corpos de água, abrasão de estruturas hidráulicas, até o colapso de barragens (pelo dano à fundação, ou pelo comprometimento de algum componente hidráulico da barragem).

Para evitar os danos mencionados, são utilizadas estruturas especificamente destinadas a dissipar energia. Os assim denominados “dissipadores de energia” têm o seu funcionamento baseado em três mecanismos principais: impacto do jato, dispersão do jato, e ressalto hidráulico. Este último é uma das formas mais utilizadas, e ocorre quando se dá a passagem de um escoamento supercrítico para subcrítico em um canal aberto. Essa transição está associada com a formação de turbilhões, ascensão da superfície livre, incorporação de ar no escoamento e perda de energia.

Em função dessas características, o ressalto é bastante utilizado em bacias de dissipação a jusante de vertedores de barragens. Os vertedores são estruturas hidráulicas capazes de promover a passagem das cheias para jusante do aproveitamento. A função das bacias de dissipação é confinar o ressalto, de modo que a energia residual seja incapaz de causar danos ao leito e às margens do rio. Se não houver condições naturais suficientes para a formação do ressalto, este pode ser originado por meio da introdução de acessórios na bacia de dissipação. Em virtude das características de formação e propagação turbulenta do ressalto, este também é bastante aplicado como meio de mistura dos componentes de purificação da água, em estações de tratamento de água e esgotos (SIMÕES; SCHULZ; PORTO, 2010). Além dessas questões, o estudo do ressalto é importante na engenharia costeira, na dispersão química e de poluentes, e no transporte de sedimentos em sistemas naturais (MURZYN; CHANSON, 2007).

A formação e localização do ressalto dependem de condições específicas do escoamento. Alguns exemplos de condições que proporcionam a ocorrência deste fenômeno são: 1) mudança de declividade elevada para média em um canal; 2) restrições no canal, como pilares de pontes; 3) existência de um trecho convergente, com transição relativamente abrupta; 4) junção de um canal tributário de escoamento supercrítico, com um canal principal de escoamento subcrítico; 5) em canais longos e com declive médio, em que as velocidades

elevadas não conseguem ser mantidas durante todo o escoamento (U.S. ARMY CORPS OF ENGINEERS, 1994).

Os ressaltos podem apresentar diferentes formas, sendo suas características essencialmente dependentes das condições a montante. Assim, o resalto é caracterizado pelo número de Froude do escoamento na seção de entrada (F_1), sendo este adimensional utilizado para especificar se um resalto é ondular, pré-ressalto (ou fraco), oscilante, estável ou forte. Este fator cinético influencia a forma, a estrutura interna e o balanço energético do movimento (ORTIZ, 1981).

Outros fatores que influenciam o resalto são as condições geométricas como: inclinação do fundo (fundo ascendente ou descendente), condições de controle (comporta, vertedor), rugosidade do leito, etc. O resalto formado em um canal liso, horizontal, retangular, de largura constante, é conhecido como resalto hidráulico clássico, ou resalto do tipo A (Fig. 1.1).

Figura 1.1. Tipos de ressaltos hidráulicos. Fonte: Adaptado de Rajaratnam (1967).

y_t =profundidade no final do rolo; y_1 =profundidade supercrítica; y_2 =profundidade subcrítica;
 L_r =comprimento do rolo.

A superfície de água cresce abruptamente no pé do ressalto, e continua a crescer ao longo do escoamento. A parte superior dessa expansão superficial é formada por um rolo (de comprimento L_r – ver Fig. 1.1 e 1.2), que é uma região com característica de recirculação e de elevada turbulência. De forma simples, o escoamento superficial no rolo ocorre em sentido contrário ao escoamento principal. No final do rolo, forma-se um “ponto de estagnação” na superfície, o qual deve ser reconhecido como uma posição média (por ser uma região de alta turbulência). Os efeitos do fenômeno (ressalto hidráulico) ainda se fazem sentir além do final da zona de turbilhonamento (rolo), até uma seção em que o escoamento passa a apresentar um comportamento essencialmente em nível, correspondendo ao final propriamente dito do ressalto (RAJARATNAM, 1995) – ver Fig. 1.2. Devido à dificuldade em definir o final do ressalto, quantificações objetivas necessitam ser melhor fundamentadas.

Figura 1.2. Características geométricas do ressalto hidráulico. Fonte: Adaptado de Rajaratnam (1967). L_r = comprimento do rolo; L_j = comprimento do ressalto; y_1 = profundidade supercrítica; y_2 = profundidade subcrítica; y_t = profundidade no final do rolo.

Portanto, daquilo que se observa na literatura, infere-se que o ressalto é caracterizado geometricamente pelas profundidades conjugadas na seção de início e término (y_1 e y_2), pelo comprimento do rolo (L_r), e pelo comprimento do ressalto (L_j). Esses parâmetros permitem inferir a sua forma. A localização do ressalto ao longo de um canal, entretanto, dadas as condições de entrada e de saída, parecem depender da dissipação de energia que ocorre no escoamento como um todo. Nesse sentido, o interessante estudo de Simões, Schulz e Porto (2010) mostrou ser possível simular o posicionamento do ressalto através do controle da rugosidade do canal.

Simões (2008) relata que apesar dos numerosos estudos conduzidos desde o início do século XX, ainda hoje não existe uma formulação definitiva de L_r e L_j , devido às dificuldades

encontradas nos trabalhos experimentais. O comprimento do ressalto, principalmente, é uma medida de difícil determinação, já que há divergência de opinião entre os pesquisadores quanto à seção de término do ressalto (ORTIZ, 1981). Aliada a essa questão, tem-se as diferentes condições de testes de cada estudo, e diferentes metodologias aplicadas.

Sendo assim, foi proposto neste trabalho um estudo experimental do ressalto clássico, a fim de comparar os resultados obtidos no presente estudo, com os dados disponíveis na literatura. As medidas foram feitas com o uso de um medidor ultrassônico para aquisição das posições da superfície livre média e instantânea. Os experimentos foram conduzidos em três canais hidráulicos, e os ensaios foram realizados com número de Froude na seção de início do ressalto variando entre 1,94 e 5,26, abrangendo diferentes tipos de ressalto: pré-ressalto ($1,7 \leq F_1 \leq 2,5$), ressalto oscilante ($2,5 < F_1 \leq 4,5$) e início do ressalto estável ($4,5 < F_1 \leq 9,0$).

O presente trabalho também visou o aprofundamento de um modelo teórico do escoamento no ressalto desenvolvido por Schulz¹ (2012). Trata-se de um modelo constituído por dois volumes de controle fixos. O primeiro volume de controle (VC1), de formato triangular, contém o rolo do ressalto. O segundo volume de controle (VC2) contém o jato em expansão (abaixo do VC1) e o escoamento a jusante do rolo.

Os volumes de controle foram analisados separadamente, considerando-os como isolados e em equilíbrio. Foram identificadas as forças atuantes, e por meio dos princípios de conservação de massa, quantidade de movimento e energia, e equilíbrio das forças na horizontal e vertical, foram encontradas equações que descrevem as características geométricas do escoamento. Os coeficientes das equações foram ajustados utilizando-se dados experimentais da literatura.

O presente trabalho ainda incluiu um estudo da superfície livre sob a abordagem de processamento de imagens para uma condição experimental em estudo. As imagens foram obtidas com uma câmera de alta velocidade a uma taxa de 200 fotos por segundo, sendo a seção longitudinal do escoamento iluminada com uma luz laser contínua.

A comparação entre as diferentes metodologias (experimental e teórica) foi importante para análise e validação dos resultados do presente projeto.

¹ Trabalho interno, não publicado.

CAPÍTULO 2

OBJETIVOS

2 OBJETIVOS

O objetivo principal do presente estudo é estabelecer definições quantitativas para as características geométricas do ressalto hidráulico clássico, com base em desenvolvimento teórico e experimental. Além disso, tem como objetivo avaliar a dinâmica da superfície livre em ressaltos hidráulicos, para diferentes condições de controle a montante (comporta e vertedor de soleira espessa) e diferentes números de Froude, incluindo perfil médio e de flutuações da superfície.

Como objetivos específicos, têm-se:

- Desenvolver equacionamento teórico, a partir da aplicação dos princípios físicos de conservação de massa, energia e quantidade de movimento a dois volumes de controles fixos;
- Obter dados experimentais da interface ar-água com o uso de um sensor ultrassônico de modo a estudar a superfície livre, em termos médios, flutuações turbulentas e frequências dominantes;
- Avaliar o desenvolvimento da superfície livre do ressalto, por meio de técnicas de processamento de imagens;
- Associar e avaliar dados de diferentes autores, comparando-se comprimento do rolo e comprimento do ressalto. Nesse sentido, contribuir na tentativa de estabelecer uma padronização.

CAPÍTULO 3

REVISÃO DOS PRINCIPAIS CONCEITOS DO RESSALTO HIDRÁULICO

Resumo:

Apresenta-se neste capítulo um breve estado-da-arte do tema ressalto hidráulico. Ao mesmo que contextualiza sobre o assunto, fornece subsídios para o entendimento dos resultados e para a discussão dos trabalhos descritos nos capítulos subsequentes.

3 REVISÃO DOS PRINCIPAIS CONCEITOS DE RESSALTO HIDRÁULICO

A transição do escoamento supercrítico para escoamento subcrítico em um canal aberto é acompanhada de ascensão da superfície, formação de ondas, dissipação de energia, incorporação de ar no escoamento e turbulência. Esse fenômeno é conhecido como ressalto hidráulico e está limitado entre as seções com profundidades y_1 e y_2 , correspondentes às alturas conjugadas (Fig. 3.1). A partir da seção 2, os efeitos do ressalto não são mais percebidos a jusante.

Figura 3.1. Ressalto hidráulico em uma bacia horizontal. Fonte: Adaptado de Peterka (1984).
L é o comprimento da bacia de dissipação de energia.

O ressalto hidráulico pode ser definido como um rolo turbulento reverso, o qual é suportado por uma subcamada e corrente em expansão (HOYT; SELLIN, 1989). Hager (1995) descreve que um ressalto hidráulico clássico tem características essenciais de jato envolvendo uma camada limite e uma camada de mistura livre acima dela.

A região do rolo é caracterizada pela formação de vórtices de grande escala, elevada incorporação de ar e ejeção de água, e tem comprimento menor que o comprimento do ressalto. O rolo tem início na posição correspondente a profundidade y_1 , aumenta gradualmente até uma espessura máxima, quando diminui e finalmente tem seu término. A maior parte da dissipação de energia é provocada pela turbulência que ocorre nessa região.

Segundo Ortiz (1981), o comprimento do ressalto compreende a zona de turbilhonamento (L_r) mais uma zona de transição (L_{zt}), que é a passagem do escoamento macroturbulento para escoamento turbulento normal, até alcançar uma distribuição uniforme de velocidades. Matematicamente isso seria expresso por: $L_j = L_r + L_{zt}$ (ver Fig. 3.2).

Figura 3.2. Distribuição de velocidade no eixo do canal. $F_1 = 4,95$, $y_1 = 63,8\text{mm}$.

Fonte: Adaptado de Hager (1995). L_r = comprimento do rolo; L_j = comprimento do ressalto; L_{zt} = comprimento de transição.

Uma característica peculiar do ressalto hidráulico é a grande quantidade de bolhas de ar incorporadas no escoamento. Embora a superfície livre seja bem definida a montante do início (praticamente lisa), ela se torna fortemente turbulenta, e com uma aparência espumante, devido ao escoamento bifásico ar-água (MURZYN; CHANSON, 2007). As bolhas de ar são enlaçadas pelo líquido no ponto de “choque” do escoamento de alta velocidade com o rolo (Fig. 3.3), sendo então conduzidas em uma camada intermediária entre o jato e o rolo com características cisalhantes, havendo uma produção intensa de turbulência (CHANSON, 2009).

Figura 3.3. Esquema da entrada de ar no ressalto hidráulico. Fonte: Murzyn e Chanson (2007). x é a distância a partir da comporta; y é a profundidade de água em relação ao fundo do canal; y_1 e y_2 são as alturas conjugadas; δ é a profundidade da camada limite.

A entrada de ar também é causada por fortes manifestações da turbulência na superfície livre, o que gera mais perturbações da interface ar-água, formação de vórtices e consequente enlaçamento de ar. Em termos físicos, o rompimento ocorre quando a tensão superficial é superada pelos esforços turbulentos (MURZYN; CHANSON, 2007). Em seguida, as bolhas de ar alcançam a superfície devido a sua flutuabilidade (RAJARATNAM, 1967).

O escoamento turbulento é composto por vórtices (turbilhões) de diferentes escalas, sendo que a transformação da energia cinética em energia interna do fluido ocorre através da transferência de energia dos turbilhões maiores para os turbilhões de microescala, correspondendo a uma cascata de energia. Os turbilhões grandes são instáveis e se rompem, transferindo energia para turbilhões menores, com dimensões intermediárias, que por sua vez, também não são capazes de permanecer estáveis no escoamento, de tal maneira que se instabilizam e transferem a sua energia para turbilhões ainda menores. Este processo ocorre até as menores escalas, onde os movimentos relativos entre porções vizinhas de fluido são estáveis e dissipam sua energia cinética na forma de calor (POPE, 2003, p. 182; SIMÕES, 2012).

A dissipação da energia nos turbilhões menores, ou nos movimentos correspondentes às menores escalas, ocorre devido à viscosidade (dissipação viscosa). Nos grandes turbilhões esta é desprezível (a viscosidade não comanda o movimento, mas a inércia). Como a dissipação nas menores escalas ocorre devido à transferência de energia para elas por parte dos maiores turbilhões, se não houver contínua alimentação da turbulência por agentes externos (gradientes de pressão, forças de campo, agitadores mecânicos), a turbulência será reduzida ou amortecida com o tempo devido às perdas por viscosidade (ver, por exemplo, ORTIZ, 1981; SCHULZ, 1985, 1990).

3.1 TIPOS DE RESSALTO

A forma do ressalto é tradicionalmente caracterizada pelo número de Froude na seção de entrada do escoamento. O número de Froude quantifica alterações não só na configuração da superfície livre do escoamento, como também na estrutura interna, como a formação dos vórtices, direção do escoamento, formação de ondas a jusante e eficiência na dissipação de energia. Em um canal horizontal, convencionou-se que o ressalto pode ocorrer de cinco

formas principais distintas, dependendo do número de Froude: ondular, pré-ressalto, oscilante, estável e forte.

O número de Froude, utilizado seguidamente ao longo do texto, é um adimensional que pode ser entendido como representando a razão entre a velocidade do escoamento v , e a velocidade de onda local da superfície. Esta última é dada por $\sqrt{gy}$, para uma camada superficial. Assim, no ressalto, a velocidade diminui abruptamente de supercrítica (onde o número de Froude é superior à unidade, ou seja, a velocidade do escoamento é superior a de uma onda superficial) para subcrítica (onde o número de Froude é inferior à unidade, ou seja, a velocidade do escoamento é inferior a de uma onda superficial) – (ver, por exemplo, BONN; ANDERSON; BOHR, 2009). Esta é uma visão cinemática do número de Froude, conveniente para o estudo de ressaltos e de vertedores. Vale mencionar que também se pode definir o número de Froude como a razão entre as forças de inércia e as forças gravitacionais, que confere a este parâmetro uma visão dinâmica. Entretanto, no presente estudo, como foi mencionado, a visão cinemática é adequada. O número de Froude (F) em uma determinada seção do escoamento é calculado de acordo com a Eq. 3.1. O número de Froude para a seção de início do ressalto é referido no presente texto como F_I .

$$F = \frac{V}{\sqrt{g \cdot y}} = \frac{Q}{\sqrt{g \cdot B^2 \cdot y^3}} \quad (3.1)$$

sendo: V velocidade do escoamento; y profundidade do escoamento; g aceleração da gravidade; Q vazão; B largura do canal.

O número de Froude a montante do início do ressalto é maior que 1, caracterizando a situação de escoamento supercrítico, em que a profundidade é menor que a profundidade crítica (y_c). A jusante do ressalto, o número de Froude é menor que 1, e a profundidade do escoamento é maior que y_c . A profundidade crítica é calculada pela Eq. 3.2, a qual é função - da vazão por unidade de largura, q ($= Q/B$), e aceleração da gravidade.

$$y_c = \left(\frac{q^2}{g} \right)^{1/3} \quad (3.2)$$

3.1.1 *RESSALTO ONDULAR*

O ressalto ondular ocorre para números de Froude na seção de entrada entre 1,0 e 1,7 (Fig. 3.4). Ele é caracterizado por uma pequena diferença entre as alturas conjugadas na seção de entrada e jusante do ressalto, e por uma pequena perturbação na superfície livre (LENCASTRE, 1969). O escoamento se assemelha mais com uma onda estacionária, do que com um ressalto de fato (ORTIZ, 1981). No ressalto ondular o gradiente de pressão não é hidrostático (CHANSON, 2009).

Os engenheiros procuram evitar o ressalto ondular, pois a propagação de ondulações pode impor cargas de impacto adicionais, perturbações e vibrações a jusante das estruturas de canais (OTHSU; YASUDA; GOTOH, 2001).

Figura 3.4. Ressalto ondular. Fonte: Chanson (2009). Condições de escoamento: $F_1 = 1,35$, $y_1 = 9$ cm, $Re = 1,1 \times 10^5$.

Montes e Ryabenko apud Chanson (2009) sugerem que a transição entre o ressalto ondular e o ressalto fraco pode ocorrer para números de Froude na seção supercrítica entre 1,0 e 3,6, sendo a transição função das condições a montante, razão de aspecto (razão entre a profundidade supercrítica e largura do canal) e rugosidade de fundo.

3.1.2 *PRÉ-RESSALTO OU RESSALTO FRACO*

Independentemente da menção efetuada no parágrafo anterior, utilizam-se aqui as faixas de Froude mais clássicas. Segundo essas faixas, o pré-ressalto ou ressalto fraco (Fig. 3.5) ocorre para números de Froude na seção de entrada entre 1,7 e 2,5 (mais restrita que a faixa de 1,0 a 3,6 mencionada anteriormente). À medida que o F_1 se aproxima de 1,7, uma série de pequenos rolos passam a se desenvolver na superfície. A superfície livre é

razoavelmente lisa, a distribuição de velocidades é praticamente uniforme e a perda de energia é menor que 20% (HAGER, 1995; LENCASTRE, 1969).

Figura 3.5. Pré-ressalto. F_1 entre 1,7 e 2,5. Fonte: Adaptado de Peterka (1984).

3.1.3 RESSALTO OSCILANTE

Para número de Froude F_1 entre 2,5 e 4,5, o ressalto tem uma ação pulsatória e é chamada de ressalto oscilante (Fig. 3.6). O jato de entrada oscila do fundo à superfície e não tem um período regular. A turbulência ocorre no fundo num instante, e inteiramente na superfície no outro (HAGER, 1995).

O ressalto instável gera oscilações não periódicas que se propagam com amplitude quase constante por um longo comprimento (da ordem de quilômetros, em canais abertos de rios, se não houverem obstáculos), danificando os leitos de areia e pedra à jusante. Assim, o projeto de estrutura para esta faixa de F_1 não é uma tarefa fácil (ORTIZ, 1981).

Figura 3.6. Ressalto oscilante. F_1 entre 2,5 e 4,5. Fonte: Adaptado de Peterka (1984).

3.1.4 RESSALTO ESTÁVEL

O ressalto que ocorre para número de Froude entre 4,5 e 9,0 é um ressalto bem estabilizado, com baixa ação de onda a jusante, conhecido como ressalto estável (Fig. 3.7). Possui uma eficiência considerável, com dissipação de energia entre 45% e 70%. A extremidade do rolo superficial e o ponto em que o jato de alta velocidade tende a se deslocar do fundo ocorrem praticamente no mesmo plano vertical (HAGER, 1995).

Figura 3.7. Ressalto estável. F_1 entre 4,5 e 9,0. Fonte: Adaptado de Peterka (1984).

3.1.5 *RESSALTO FORTE*

Para números de Froude superiores a 9,0 (Fig. 3.8), o ressalto adquire maiores dimensões, existindo grande diferença entre as alturas conjugadas. Há intensa formação de vórtices, emulsão de ar e agitação da superfície livre. No início do ressalto (região da altura conjugada supercrítica), massas de água rolam para baixo e caem no circuito rápido de maneira intermitente, provocando ondas adicionais a jusante (LENCASTRE, 1969).

A bacia de dissipação para conter o ressalto forte deve ser longa e profunda, devido à elevada profundidade de jusante (altura conjugada subcrítica), podendo ser mais econômico e prático o uso de outros tipos de bacias de dissipação de energia. A dissipação é elevada, podendo chegar a 85% (ORTIZ, 1981).

Figura 3.8. Ressalto forte. F_1 maior que 9,0. Fonte: Adaptado de Peterka (1984).

3.2 LOCALIZAÇÃO DO RESSALTO

O ressalto pode ter localização variável no canal, dependendo das condições de contorno, ou ainda, localização fixa (imposta), como o que ocorre nas bacias de dissipação (RAJARATNAM, 1995). A forma não-permanente do ressalto hidráulico é uma onda que se propaga, também chamada de ressalto hidráulico em translação (CHANSON, 2009). Um exemplo natural é a pororoca dos rios amazônicos, em que a onda se propaga a montante dos rios, sendo utilizada, em alguns locais, para a recreação de surfistas. Nos rios amazônicos a

onda pode se propagar por dezenas de quilômetros. O Rio Araguari, estudado por Cunha et al. (2011), é um exemplo de rio que apresenta esse fenômeno.

Considerando a formulação clássica, tendo-se uma profundidade do escoamento supercrítica, o ressalto irá ocorrer somente se houver uma profundidade de jusante y_2 , correspondente à y_1 e F_1 , conforme à equação de Bélanger (Eq. 3.3). Em outras palavras, o ressalto se dá em uma seção em que as quantidades de movimento totais se igualam. Para profundidades de água superiores à altura conjugada subcrítica do ressalto, y_2 , cria-se condição para a formação do ressalto submerso ou afogado (LENCASTRE, 1969). Nesse caso o posicionamento é junto à seção supercrítica (motivo pelo qual se dá o nome de afogado).

Ortiz (1981) apresenta uma interessante referência a este tema, e relata que a posição do ressalto hidráulico na bacia é função da curva de descarga do rio à jusante do ressalto. A variação do nível fará com que o ressalto se mova ao longo da bacia. Assim, se a condição de y_2 não for satisfeita, o ressalto não pode ficar perfeitamente definido e contido dentro da bacia de dissipação, afetando as seções a jusante, em que não há proteção do leito. O tema do posicionamento do ressalto foi abordado por Simões, Schulz e Porto (2010), tendo-se utilizado a rugosidade do canal como elemento de controle desse posicionamento.

Se o nível do final do ressalto for muito baixo para a formação do ressalto clássico, este pode ser provocado por diversos acessórios na bacia de dissipação (viga de impacto, blocos, ou declividade do fundo descendente). Este caso é conhecido como ressalto hidráulico forçado (o posicionamento é imposto). Uma bacia de dissipação usando o ressalto clássico como um agente dissipante é raramente utilizada, em virtude da ampla faixa de variação dos níveis a jusante nos casos práticos (RAJARATNAM, 1995). Assim, na maior parte dos casos têm-se elementos “forçantes”, que impõem o posicionamento do ressalto.

3.3 ALTURAS CONJUGADAS

O projeto de bacias de dissipação a jusante de barragens requer a determinação de vários elementos do ressalto hidráulico como profundidades antes e após o ressalto. A partir dessas profundidades se determina, por exemplo, as energias específicas correspondentes e a eficiência de dissipação de energia entre as seções consideradas (CHAURASIA, 2003). Por meio da aplicação da conservação da quantidade de movimento entre a seção de início (com altura y_1) e a seção final do ressalto (com altura y_2), em um canal retangular, e negligenciando

a resistência do fundo, tem-se a seguinte expressão entre as alturas conjugadas, conhecida como equação de Bélanger:

$$\frac{y_2}{y_1} = \frac{1}{2} \left(-1 + \sqrt{1 + 8F_1^2} \right) \quad (3.3)$$

Essa formulação, em geral, apresenta uma boa correlação com os dados experimentais. No entanto, os autores Beirami e Chamani (2006), por exemplo, encontraram valores experimentais um pouco inferiores aos valores teóricos, atribuindo essa diferença à negligência das forças de cisalhamento do canal na equação da quantidade de movimento. Essa divergência cresce com o número de Froude na seção de entrada. Valores um pouco inferiores também foram encontrados por Marques, Drapeau e Verrette (2007) que também concluíram que as diferenças se devem ao fato de não considerar as perdas de carga por cisalhamento. Além disso, mudanças na configuração do canal podem conduzir ainda a valores diferenciados, mas que não representam o caso tratado aqui.

Beirami e Chamani (2006) realizaram estudos em canais com declive da bacia negativo (ascendente, com componente da força de gravidade no ressalto oposta ao escoamento) e positivo (descendente). A análise dos dados experimentais mostrou que a inclinação negativa da bacia reduz a razão da profundidade conjugada, enquanto que uma declividade positiva aumenta essa razão.

Carollo, Ferro e Pampalone (2007) estudaram os efeitos de fundos rugosos horizontais na razão entre as profundidades. A razão diminui à medida que a rugosidade do fundo e F_1 aumentam. As mesmas considerações foram estabelecidas por Hughes e Flack (1984) e Ead e Rajaratnam (2002), sendo que os primeiros também constataram a redução do comprimento do ressalto. Assim, para canais com fundos rugosos, a equação clássica conduziria a valores de y_2/y_1 um pouco maiores que os observados. Isto equivale a dizer que a profundidade a jusante requerida para formar um ressalto em um canal rugoso é menor que a correspondente para fundo liso (EAD; RAJARATNAM, 2002). No trabalho de Carollo, Ferro e Pampalone (2004) apud Carollo, Ferro e Pampalone (2009) pode-se encontrar uma nova equação para canais lisos e rugosos, que leva em conta o efeito da resistência, por meio da introdução de um termo de tensão de cisalhamento de fundo.

Para ressalto próximo a comporta, a camada limite ainda não está desenvolvida, e possui uma espessura muito fina. Assim, a tensão de cisalhamento da camada limite pode

contribuir para uma redução da profundidade subcrítica do escoamento (RAJARATNAM, 1967).

3.4 COMPRIMENTO DO ROLO

O rolo é a região que contém os vórtices de grande escala em recirculação, sendo responsável por grande parte da dissipação da energia no ressalto hidráulico. É o escoamento que ocorre acima da corrente de entrada de alta velocidade e do escoamento subsequente (HOYT; SELLIN, 1989). Marques et al. (1996) apud Marques, Drapeau e Verrette (1997) constataram que no final do rolo do ressalto, aproximadamente 95% da energia total a dissipar já foi dissipada.

O início do rolo corresponde à seção de profundidade y_1 . Para o caso de um canal em declive, a montante do canal horizontal, como observado em vertedores seguidos de bacia de dissipação, Peterka (1984) manteve a frente do ressalto na intersecção dos canais, sendo este ponto considerado como o início do ressalto. No caso do escoamento passar por uma comporta em um canal horizontal, a frente do ressalto foi mantida imediatamente a jusante da completa contração do jato de entrada.

No final do rolo existe um ponto de estagnação (como já comentado, a posição desse "ponto" corresponde a uma média efetuada ao longo de um tempo adequado para essa determinação) e a passagem para a zona de transição. A profundidade nesta seção (y_t) é inferior à altura conjugada do ressalto y_2 (ver Fig. 3.9), mas se aproxima de y_2 à medida que F_1 aumenta (RAJARATNAM, 1967). A profundidade y_t pode ser determinada de acordo com a Eq. 3.4 apresentada por Rajaratnam (1967).

$$\frac{y_t}{y_2} = 0,834 + 0,012 \cdot F_1 \quad (3.4)$$

Limites relativos a F_1 devem ser observados, uma vez que há diferentes condições para F_1 tendendo a 1,0, por exemplo.

Figura 3.9. Alturas do ressalto hidráulico. Fonte: Adaptado de Rajaratnam (1967).

y_1 é a profundidade supercrítica com velocidade V_1 ; y_2 é a profundidade subcrítica ao final do comprimento do ressalto L_j ; y_t é a profundidade correspondente ao final do rolo de comprimento L_r .

A distância entre o início do ressalto, y_1 , até se alcançar a altura y_t é designada comprimento do rolo (L_r), podendo esta ser determinada na prática por diferentes metodologias. Os autores Ead e Rajaratnam (2002) determinaram a posição do ponto de estagnação por meio da injeção de um corante no escoamento, enquanto que os autores Carollo, Ferro e Pampalone (2007) determinaram esta posição com o uso de um flutuador. Gunal e Narayanan (1996) realizaram medidas de velocidade média com um anemômetro de filme quente e observaram que, no final do rolo, atingiu-se de fato a velocidade média superficial igual a zero. Os autores compararam os valores de L_r para o ponto de velocidade média nula com os resultados de dois autores que estimaram o comprimento do rolo por meio de observações visuais, e de um terceiro autor que utilizou um flutuador de superfície. Os resultados foram semelhantes, porém, houveram maiores diferenças comparando-se com as medidas feitas a partir de observações visuais. Os autores discutem que essas diferenças podem ser devidas às condições experimentais, podendo haver interferência de alguns fatores como: número de Reynolds, perfil de velocidade a montante, e razão entre a profundidade e largura do canal.

Hager, Bremen e Kawagoshi (1990) apresentaram uma formulação para determinar o comprimento relativo do rolo L_r/y_1 (Eq. 3.5). Segundo os autores, essa relação depende essencialmente de F_1 , embora o efeito do número de Reynolds na seção de entrada não seja totalmente esclarecido. O coeficiente α_r depende da razão de aspecto $\omega = y_1/b$, com $\alpha_r = 20$ para $\omega < 0,1$, e $\alpha_r = 12,5$ para $0,1 \leq \omega \leq 0,7$. Para $F_1 < 6$, pode-se aproximar a equação linearmente para a Eq. 3.6.

$$\lambda_r = \frac{L_r}{y_1} = -12 + 8\alpha_r \tanh\left(\frac{F_1}{\alpha_r}\right) \quad (3.5)$$

$$\lambda_r = -12 + 8F_1 \quad (3.6)$$

Carollo, Ferro e Pampalone (2007) fizeram ajuste dos coeficientes de três equações empíricas indicadas por outros autores. A correlação para todos os dados disponíveis (medidas realizadas na investigação e dados de literatura), conduziram a três equações para a previsão do comprimento do rolo: Eq. 3.7, 3.8 e 3.9. As três formulações apresentaram elevados coeficientes de correlação, sendo os resultados praticamente equivalentes na faixa experimental adotada.

$$\frac{L_r}{y_1} = 4,616 \left(\frac{y_2}{y_1} - 1 \right) \quad (3.7)$$

$$\frac{L_r}{y_1} = \frac{2,244}{\left(\frac{y_1}{y_2} \right)^{1,272}} \quad (3.8)$$

$$\frac{L_r}{y_1} = \left[6,525 \exp \left(-0,60 \frac{k_s}{y_1} \right) \right] (F_1 - 1) \quad (3.9)$$

Murzyn, Mouazé e Chaplin (2007) estudaram o ressalto com o uso de anemômetro de filme quente. Dada a posição da superfície livre, os autores avaliaram o comprimento do rolo como a distância em que a profundidade aumenta. Assim por meio de um gráfico em que os valores médios da profundidade foram adimensionalizados em relação a profundidade máxima do escoamento ao longo da distância avaliada, verificou-se a seguinte relação para L_r (Eq. 3.10):

$$\frac{L_r}{y_1} = 7,5 \cdot (F_1 - 1,3) \quad (3.10)$$

Também aqui torna-se necessário atentar para a faixa de F_1 considerada válida.

No trabalho de Beirami e Chamani (2010) o comprimento do rolo foi medido pela observação da ascensão das bolhas de ar até a superfície, e pela injeção de um corante no escoamento. Baseado no princípio de conservação de energia, os autores desenvolveram uma

expressão semi-empírica (Eq. 3.11) para o cálculo do comprimento do rolo, válida tanto para canais horizontais e inclinados.

$$L_{rr} = \frac{L_r}{y_1 \cos \theta_1} = \frac{(D_t - 1)(F_1^2 + F_2^2 - 2)}{2\overline{SF} - (S_1 + S_2)} \quad (3.11)$$

em que:

D_t - profundidade relativa das profundidades conjugadas ($y_2 \cos \theta_2 / y_1 \cos \theta_1$)

S_1 e S_2 – declividade do fundo nas seções 1 e 2, respectivamente

$\overline{SF}$ – declividade média da linha de energia ($= 0,08F_1^{2,1}$ segundo ajuste com dados experimentais)

θ_1 e θ_2 representam os ângulos com a horizontal das duas declividades mencionadas.

Simões, Schulz e Porto (2012) definiram o comprimento do rolo, a partir do perfil médio da superfície livre, como a posição em que a profundidade passa a ser constante. Medidas efetuadas com sensor acústico foram utilizados, eliminando-se o aspecto subjetivo das observações visuais. Vale mencionar que a prática permite definir essa posição a partir de critérios estatísticos. Em termos teóricos a tendência à profundidade “constante” pode ser entendida como assintótica. A seguinte relação foi obtida (Eq. 3.12).

$$\frac{L_r}{y_2 - y_1} = 6 \quad (3.12)$$

3.5 COMPRIMENTO DO RESSALTO

O comprimento do ressalto L_j equivale à distância entre as seções com profundidades do escoamento iguais a y_1 e y_2 , sendo um parâmetro importante, pois quantifica a extensão em que se verificam os efeitos do próprio ressalto (ver Fig. 3.9). A jusante do ressalto geralmente se dispensa a proteção de fundo (uma providência evidente, pois a obra não pode se estender indefinidamente), considerando-se que o escoamento se aproxima das condições normais do curso de água (SOUZA, 2011).

A formação de ondas superficiais e turbulência residual são fatores que dificultam a definição do final do ressalto, o que torna o seu comprimento um dos parâmetros de maior dificuldade de determinação na prática (CAROLLO; FERRO; PAMPALONE, 2012;

LENCASTRE, 1969). Dessa forma, a literatura mostra diferentes metodologias para avaliar essa grandeza.

Os autores Elevatorski (1959) apud Simões (2008), Hager (1992) apud Carollo, Ferro e Pampalone (2007), Ead e Rajaratnam (2002) definiram L_j por meio de perfis da superfície livre, como a distância entre as seções do ressalto onde não são observadas grandes flutuações de níveis. A última seção corresponde ao escoamento gradualmente variado, em que a superfície livre se torna “essencialmente” horizontal (sabe-se, como já mencionado, que a horizontalidade é uma tendência assintótica). Hager (1992) apud Carollo, Ferro e Pampalone (2007) ainda complementa que o comprimento do ressalto é a distância necessária para extinguir a turbulência da superfície livre, e para completar a deaeração das grandes bolhas de ar.

Ead e Rajaratnam (2002) conduziram estudos de laboratório para fundos rugosos, e encontraram que o comprimento do ressalto foi aproximadamente igual à metade do comprimento em fundos lisos. Portanto, o comprimento depende de condições geométricas de cada estudo.

Rajaratnam (1967) fixaram o final do ressalto clássico como a seção em que a superfície de água se torna essencialmente em nível, e em que a elevação da superfície livre é máxima. Este último critério também foi utilizado por Beirami e Chamani (2010) e, segundo os autores, o mesmo não pode ser aplicado para os canais inclinados, sendo nesses casos, o término do rolo sugerido como o final do ressalto.

Wilson e Wielogorski (1970) apud Gunal e Narayanam (1996) estimaram y_2 como a profundidade em que as bolhas de ar incorporadas no início do ressalto ascendem até a superfície. A jusante dessa posição algumas bolhas ainda podem estar presentes, mas em pequena quantidade (portanto, após o final do ressalto). O perfil médio de concentração de ar aumenta de zero até um máximo e em seguida começa a decrescer até atingir uma concentração de ar média praticamente nula novamente. A distância entre o ponto de início do ressalto e o ponto em que a concentração é zero (L_c) é, em geral, maior que L_j , já que, como foi frisado, algumas bolhas ainda estão presentes após o final do ressalto (RAJARATNAM, 1967).

Ortiz (1981) avaliou o final do ressalto pela determinação de um parâmetro de turbulência ao longo do escoamento. O final da zona de transição foi considerado como a posição em que o parâmetro de turbulência $k_v = \sqrt{u'^2}/\bar{u}$ foi aproximadamente igual a 0,1, valor este característico de um escoamento turbulento usual em canais. Reconhece-se este

parâmetro como a “intensidade turbulenta relativa”, comumente usada nos estudos de turbulência e adotada aqui de forma prática. No caso, Ortiz (1981) considerou que a intensidade turbulenta usual corresponde a 10% da velocidade média do escoamento. As medições foram feitas nas profundidades 0,2y e 0,4y a partir do fundo, sendo encontrados os seguintes valores para a bacia sem blocos ensaiada (Tab. 3.1).

Tabela 3.1. Comprimento de transição (L_{zt}) e comprimento do ressalto (L_j) por Ortiz (1981).

F_1	Posição de medição 0,2 y		Posição de medição 0,4 y	
	L_{zt}	L_j	L_{zt}	L_j
7,6	24 y_2	30 y_2	26 y_2	32 y_2
9,8	44 y_2	50 y_2	46 y_2	62 y_2
12,4	106 y_2	112 y_2	102 y_2	108 y_2

Simões, Schulz e Porto (2012) utilizaram um critério semelhante, de estabilização da intensidade turbulenta relativa junto a superfície livre. Assim, o ressalto termina na seção a partir da qual este parâmetro é independente da posição ao longo do canal. Os autores realizaram ensaios com F_1 igual a 3, encontrando o seguinte comprimento adimensional (Eq. 3.13):

$$\frac{L_j}{y_2 - y_1} = 9,52 \quad (3.13)$$

Segundo Carollo, Ferro e Pampalone (2012), muitos estudos experimentais apoiam a ideia de que o comprimento do rolo L_r , medido entre o pé do ressalto e o ponto de estagnação da superfície, é na verdade a melhor característica para o comprimento do ressalto, porque é relativamente fácil de observar e adequadamente definido para condições de escoamento permanentes. Peterka (1984) e Hughes e Flack (1984) também definiram o comprimento do ressalto como sendo praticamente igual ao comprimento da zona de turbilhonamento.

Peterka (1984) mediu o comprimento do ressalto até o ponto a jusante onde o jato de alta velocidade começou a deixar o fundo ou até o ponto na superfície imediatamente a jusante do rolo, sendo os últimos valores maiores que os primeiros em todos os casos estudados. Peterka (1984) apresentou graficamente curvas ajustadas aos dados experimentais (Fig. 3.10), tomando os seguintes valores aproximados para o adimensional L_j/y_2 : 1) F_1 entre 2 e 6 - L_j/y_2 cresce de 4,2 a 6,1; 2) F_1 entre 6 e 12 - L_j/y_2 constante da ordem de 6,1; 3) F_1

entre 12 e 20 - L_j/y_2 decresce gradualmente até atingir o valor de 5,5 (LENCASTRE, 1969, p. 150).

Figura 3.10. Curvas do comprimento do ressalto para diferentes bacias ensaiadas. Fonte: Adaptado de Peterka (1984).

Na Fig. 3.11 apresenta-se as curvas ajustadas aos dados experimentais por Peterka (1984) e Rajaratnam (1967), para o comprimento do rolo e comprimento do ressalto. Os pontos de Rajaratnam foram encontrados por medições experimentais precisas, enquanto que o perfil encontrado por Peterka foi determinado por meio de considerações práticas. Em geral L_r se aproxima de L_j à medida que F_1 aumenta.

A partir desses dados, pode-se definir L_j/y_1 como (HAGER, 1995) - Eq. 3.14:

$$\lambda_j = \frac{L_j}{y_1} = 10\alpha_j \tanh\left(\frac{F_1 - 1}{\alpha_j}\right) \quad (3.14)$$

Com $\alpha_j = 22$. Para $4 < F_1 < 12$, uma aproximação simples para a equação anterior é $L_j = 6y_2$.

Simões (2008), a fim de viabilizar os cálculos, desenvolveu uma equação que se ajusta as curvas sugeridas por Peterka (1984), para todos os tipos de bacias de dissipação. Para a bacia do tipo I (sem blocos) tem-se a seguinte relação para L_j/y_2 (Eq. 3.15):

$$\frac{L_j}{y_2} = \frac{F_1^2 - 81,85 \cdot F_1 + 61,13}{-0,62 - 10,71 \cdot F_1} \quad (3.15)$$

Figura 3.11. Comprimentos característicos do ressalto.
Fonte: Adaptado de Rajaratnam (1967).

Marques, Drapeau e Verrette (1997) estudaram as características do ressalto em função das pressões verificadas no fundo do canal. Os autores fixaram y_2 na posição em que os valores dos parâmetros estatísticos (pressão média, desvio padrão, coeficiente de assimetria, coeficiente de curtose), entre uma tomada e outra se tornaram praticamente constantes. A análise estatística das pressões de fundo permitiu determinar o final do ressalto como a posição a partir da qual não há variações expressivas do coeficiente de curtose. Como resultado, os respectivos autores obtiveram a Eq. 3.16:

$$\frac{L_j}{y_2 - y_1} = 8,5 \quad (3.16)$$

3.6 PERFIL MÉDIO DA SUPERFÍCIE LIVRE

Apesar das flutuações de profundidade do ressalto, a superfície livre pode ser definida em termos de valores médios, sendo a definição do perfil médio importante para o projeto de bacias de dissipação de energia.

O perfil médio adimensional definido por Rajaratnam (1967) é válido para números de Froude F_1 entre 3,5 e 11,3 (Eq. 3.17). Nessa equação, A_1 e A_2 são coeficientes função do número de Froude, y é a profundidade média para uma seção x a partir do início do ressalto, y_1 e y_2 são as profundidades supercrítica e subcrítica respectivamente.

$$\frac{y - y_1}{y_2} = A_1 \cdot \left(\frac{x}{y_2}\right) + A_2 \cdot \left(\frac{x}{y_2}\right)^2 \quad (3.17)$$

O perfil médio da superfície livre estabelecido por Hager (1993) é fornecido pela Eq. 3.18, sendo o comprimento do rolo utilizado como escala de comprimento característica. A equação foi baseada em um grande número de dados experimentais e é válida para número de Froude F_1 entre 2 e 10, tanto para escoamento na seção de entrada do ressalto plenamente desenvolvido como não desenvolvido.

$$\frac{y - y_1}{y_2 - y_1} = \tanh\left(1,5 \cdot \frac{x}{L_r}\right) \quad (3.18)$$

Valiani (1997) desenvolveu uma solução analítica para o perfil da superfície livre, baseado em um modelo em que o ressalto pode ser considerado como composto por uma região do escoamento principal, que contribui para o transporte total de massa, e pelo rolo do ressalto. Aplicando a equação da continuidade, balanço da quantidade de movimento na direção vertical e horizontal do escoamento, e balanço da quantidade de movimento angular, os autores chegaram à Eq. 3.19 para o perfil da superfície.

$$\frac{y}{y_1} = \left[\left(\left(\frac{y_2}{y_1} \right)^3 - 1 \right) \frac{x}{L_r} + 1 \right]^{1/3} \quad (3.19)$$

Chanson (2011) desenvolveu um estudo experimental para ressaltos com F_1 entre 2,4 e 8,5, em que coletou dados da superfície livre usando medidores acústicos de deslocamento. As elevações da superfície livre apresentaram um perfil que satisfaz a Eq. 3.20:

$$\frac{y - y_1}{y_2 - y_1} = \left(\frac{x - x_1}{L_r} \right)^{0,441} \quad (3.20)$$

x_1 representa uma distância até a origem virtual, a ser determinada empiricamente.

Richard e Gavriluk (2013) utilizaram um modelo conservativo de dois parâmetros de águas rasas para estudar o ressalto hidráulico clássico. A solução estacionária das equações do modelo (Eq. 3.21 e 3.22) permitiram obter uma descrição para o perfil da superfície livre, a qual foi similar aos resultados de Chanson (2011).

$$\frac{d\tilde{y}}{d\tilde{x}} = F_1^2 \frac{2C_r (\tilde{\phi}/(\tilde{\varphi} + \tilde{\phi})) - C_f}{\tilde{y}^3 + 3(\tilde{\varphi} + \tilde{\phi})\tilde{y}^4 - F_1^4} \quad (3.21)$$

$$\frac{d\tilde{\phi}}{d\tilde{x}} = -2C_r \frac{\tilde{\phi}}{\tilde{\varphi} + \tilde{\phi}} \frac{F_1^2}{\tilde{y}^5} \quad (3.22)$$

em que:

$$\tilde{y} = \frac{y}{y_1}; \quad \tilde{x} = \frac{x}{y_1}; \quad \tilde{\varphi} = \frac{\varphi y_1}{g}; \quad \tilde{\phi} = \frac{\phi y_1}{g} \quad (3.23)$$

ϕ é a constante de entropia do rolo; φ é a entropia da parede no ressalto hidráulico; C_f é o coeficiente de resistência de Darcy-Weisbach; C_r é o coeficiente de dissipação no rolo.

3.7 TURBULÊNCIA

O movimento turbulento de um fluido é uma condição irregular do escoamento em que quantidades (como pressão, velocidade e temperatura) apresentam uma variação aleatória no tempo e no espaço, de forma que, estatisticamente, diferentes valores médios podem ser observados (HINZE, 1959).

A energia cinética média é primeiramente convertida em turbulência e depois dissipada através da ação da viscosidade (RAJARATNAM, 1967). Essa dissipação ocorre segundo uma cascata de energia, em que a energia dos turbilhões (nas maiores escalas de

movimento) é transferida para as menores escalas, e assim sucessivamente, até que se atinja a escala na qual a energia é dissipada por efeitos viscosos (POPE, 2003, p. 182).

O estudo da estrutura turbulenta de um ressalto hidráulico é importante para o conhecimento das forças hidrodinâmicas que atuam nas bacias de dissipação de energia, como vibração e cavitação. Os parâmetros mais usuais utilizados para expressar a turbulência são as flutuações de velocidade, pressão e força (Khatsuria, 2005). Uma medida de sua intensidade é o valor rms (root mean square), dado pelas Eq. 3.24 a 3.26 (ver Khatsuria, 2005, p. 395), sendo que o valor instantâneo das flutuações de pressão, por exemplo, pode chegar a 5 vezes o valor rms (NARAYANAN, 1980). As mesmas Eq. 3.24 a 3.26 também são válidas para outras variáveis, como velocidade e força.

Pressão instantânea	p	
Pressão média	$\bar{P} = \frac{1}{T} \int_0^T p dt$	(3.24)

Componente da flutuação p'	$p' = p - \bar{P}$	(3.25)
------------------------------	--------------------	--------

Rms da flutuação p_{rms}	$p_{rms} = \sqrt{\overline{(p')^2}} = \frac{1}{T} \int_0^T (p')^2 dt$	(3.26)
----------------------------	---	--------

Coefficiente de pressão adimensional	$C'_p = \sqrt{\overline{(p')^2}} / \frac{V_1^2}{2g}$	(3.27)
--------------------------------------	--	--------

As flutuações turbulentas são muito pequenas a montante do início do ressalto, havendo um aumento significativo das mesmas logo após a seção com profundidade y_1 . Mais a jusante, as flutuações alcançam um valor máximo, e posteriormente apresentam um comportamento decrescente, alcançando magnitudes comparáveis com àquelas observadas a montante do ponto de impacto (MURZYN; CHANSON, 2007). As magnitudes das flutuações dependem das condições de aproximação, ou seja, se o escoamento é não-desenvolvido (fina camada limite), ou desenvolvido (tipicamente a 50-100 y_1) a jusante da estrutura de controle (TOSO; BOWERS, 1988 apud HAGER, 1995, p. 52; KHATSURIA, 2005), e do número de Froude.

As flutuações de pressão mais intensas ocorrem na região $0,2 \leq x/L_r \leq 0,6$ (VASILIEV; BUKREYEV, 1967), refletindo a estrutura dinâmica não permanente dessa região (MURZYN; CHANSON, 2007). Os resultados de Narayanan (1980), Lopardo et al. (1982) apud Hager (1995, p. 52), Khatsuria (2005), e Marques et al. (1997) corroboram o intervalo indicado por Vasiliev e Bukreyev (1967), uma vez que esses autores observaram as

seguintes posições para o pico de flutuação turbulenta, respectivamente: $12 y_1$; $1/3$ do comprimento L_r ; $0,20 L_r$ (ou 10 a 15 vezes y_1); $1,75 (y_2 - y_1) \approx 0,30 L_r$ (ver Tab. 3.2). Os autores mencionados anteriormente utilizaram medidas de pressão no fundo da bacia na análise da turbulência do escoamento, enquanto que outros autores tais como Murzyn e Chanson (2007) e Mouaze et al. (2005) apud Murzyn e Chanson (2007) avaliaram a turbulência por meio de medidas das flutuações das profundidades (em outras palavras, da superfície livre do ressalto), observando-se igualmente uma região de intensa turbulência com extensão aproximadamente igual a 30% de L_r .

Tabela 3.2. Valor e posicionamento do coeficiente de pressão adimensional máximo.

Autores	Posição de flutuação máxima	Valor máximo de C'_p
Vasiliev e Bukreyev (1967)	$0,2 \leq x/L_r \leq 0,6$	-
Narayanan (1980)	$12 y_1$	0,05
Lopardo et al. (1982) apud Hager (1995, p. 52)	$L_r/3$	0,08 para escoamento não desenvolvido
Khatsuria (2005)	$0,20 L_r$ (ou 10 a 15 vezes y_1)	0,07 para escoamento plenamente desenvolvido 0,08 para escoamento não desenvolvido
Marques et al. (1997)	$1,75(y_2 - y_1) \approx 0,30 L_r$	-

Figura 3.12. Perfil adimensional das flutuações da superfície livre y'/y_1 em ressalto hidráulico para diversas condições experimentais ($F_1 = 3,1$ a $8,5$). Fonte: Murzyn e Chanson (2007).

x_1 é a posição de início do ressalto; y_1 é a profundidade supercrítica do escoamento; y' é o valor rms das flutuações da superfície livre.

3.8 CONCLUSÕES GERAIS

Observa-se, com a revisão bibliográfica apresentada, que as abordagens relativas ao ressalto hidráulico possuem uma convergência clara na quantificação das alturas conjugadas, vislumbrada como a aplicação da equação da conservação da quantidade de movimento sem a ação das forças viscosas. Entretanto, diferentes autores mencionam que há diferenças entre os valores medidos para a razão das alturas conjugadas e os valores previstos, apontando a não inclusão das forças viscosas como a causa da diferença.

Adicionalmente, a quantificação dos comprimentos do rolo e do ressalto repousa em geral sobre definições conceituais (qualitativas) e aproximações empíricas, as quais podem apresentar alta correlação com os dados experimentais, mas ainda carecem de um vínculo mais claro com os princípios físicos usuais de conservação de massa, quantidade de movimento e energia.

Consequentemente, a busca de explicações que estejam fundamentadas nos princípios físicos de conservação de massa, energia, quantidade de movimento é ainda desejável, pois conferirá maior generalidade aos resultados obtidos em diferentes condições experimentais.

CAPÍTULO 4

PROPOSIÇÃO TEÓRICA

Resumo:

A descrição de um modelo teórico para previsão das características do ressalto é apresentada no presente capítulo. Trata-se de um modelo semi-empírico, em que as soluções analíticas foram obtidas considerando dois volumes de controle para o ressalto hidráulico clássico. As constantes introduzidas durante o desenvolvimento do equacionamento teórico foram ajustadas com base em dados experimentais, obtendo-se ao final uma equação para o cálculo do comprimento do ressalto para cada volume de controle, e uma equação para o cálculo do número de Froude a partir da relação entre as alturas conjugadas do ressalto.

4 PROPOSIÇÃO TEÓRICA

4.1 INTRODUÇÃO E REVISÃO

Como o ressalto é constituído pela região do rolo, com característica de recirculação e elevada turbulência, e pela região do jato em expansão, o fenômeno pode ser avaliado segundo cada uma dessas regiões para fins de quantificação matemática das características do ressalto. Apesar do fenômeno possuir características de escoamento tridimensionais, e haver uma forte interação entre a região do rolo e a região principal, a solução do problema em duas dimensões e por meio de algumas simplificações pode produzir resultados de conotação prática. Dentre os trabalhos que oferecem esse tipo de abordagem simplificada, podem-se citar os trabalhos de Hager e Hutter (1983) e Castro-Orgaz e Hager (2009).

Os autores Hager e Hutter (1983) propuseram um modelo do ressalto caracterizado por uma zona de separação (de profundidade p) e uma zona do escoamento principal (de profundidade h) – Fig. 4.1. O objetivo do trabalho foi introduzir um modelo descrevendo as características essenciais do ressalto, através de uma simples estimativa das profundidades das duas regiões. A aplicação da equação da quantidade de movimento na direção do escoamento e na direção perpendicular conduziu a uma relação tanto para a zona de separação quanto para a zona de escoamento principal, como função de F_1 . Após a comparação da teoria com um experimento conduzido para F_1 igual a 2,43, alguns desvios foram observados na zona de separação (zona do rolo). A justificativa dos autores para esses desvios é que o modelo não prevê a concentração de ar no escoamento, sendo portanto a profundidade da mistura ar-água na região de separação maior que a profundidade p (ver Fig. 4.1).

Figura 4.1. Modelo adotado por Hager e Hutter (1983). p é a profundidade da zona de separação e h é a profundidade da zona de escoamento.

Castro-Orgaz e Hager (2009) também desenvolveram uma simples aproximação do ressalto hidráulico (Fig. 4.2), com base nos princípios de conservação da quantidade de movimento horizontal, vertical e angular, sendo possível prever o perfil da superfície livre e

um perfil para a linha de separação entre o rolo e a região do escoamento principal. Os autores também avaliaram o efeito da distribuição de velocidade não uniforme na equação de quantidade de movimento, assim como o efeito do escoamento bifásico no campo de pressões.

Figura 4.2. Esboço do ressalto hidráulico. Fonte: Castro-Orgaz e Hager (2009).
 $r(x)$ é a profundidade da região do rolo e $h(x)$ é a profundidade da região do escoamento principal.

A adoção de simplificações práticas para fins de equacionamento do ressalto também foi feita por Schulz (2012)². O autor propôs um modelo do ressalto constituído por dois volumes de controle: um contendo o rolo do ressalto e outro o jato em expansão (Fig. 4.3). Diferentemente do modelo de Hager e Hutter (1983) e Castro-Orgaz e Hager (2009), em que determinou-se o perfil da superfície livre, o modelo de Schulz (2012) teve como objetivo desenvolver uma relação matemática para o comprimento do rolo do ressalto, em função do número de Froude e das profundidades conjugadas do ressalto, y_1 e y_2 .

Figura 4.3. Volumes de controle do ressalto.

O presente capítulo tem como objetivo apresentar o desenvolvimento teórico do modelo de Schulz (2012), com base nos dois volumes de controle do ressalto, detalhando as etapas do equacionamento e as hipóteses consideradas. Além disso, apresentam-se os

² Trabalho interno da Escola de Engenharia de São Carlos, não publicado.

resultados obtidos a partir da calibração do modelo com dados experimentais disponíveis na literatura, e as equações semi-empíricas finais para o comprimento do rolo.

4.2 METODOLOGIA

Neste estudo apresenta-se uma abordagem do ressalto hidráulico segundo dois volumes de controle (VC) fixos (Fig. 4.4). O Volume de Controle 1 (VC1) contém o rolo do ressalto, enquanto que o Volume de Controle 2 (VC2) é caracterizado pela região em que ocorre o escoamento principal com direção predominantemente longitudinal.

Figura 4.4. Ressalto hidráulico idealizado segundo dois VCs. y_1 e y_2 são as profundidades conjugadas, sendo H a diferença entre elas.

A solução é baseada nas seguintes hipóteses:

- O escoamento médio é permanente, que não se deforma nem se desloca com o tempo;
- VC1 idealmente não troca massa com o VC2;
- Há troca de quantidade de movimento e energia entre VC1 e VC2, como resultado das forças entre as interfaces;
- Distribuição de pressão hidrostática no início e final do ressalto;
- Toda a energia que entra no VC1 é convertida em energia térmica. Dessa forma, a equação de energia pode ser igualada a zero (fica evidente quando se considera ausência de escoamento através das fronteiras e regime permanente);
- Escoamento no VC2 é unidimensional ao longo das fronteiras (isto é, há apenas a componente tangencial, ou a componente normal da velocidade atuando nas fronteiras).

A condição de não transferência de massa entre VCs provavelmente ocorre no ressalto durante certo período de tempo. As partículas do fluido, após entrarem no rolo, percorrem

uma trajetória circular e posteriormente são conduzidas adiante (para fora do rolo), sendo provável a existência de um tempo de residência médio para a manutenção da partícula nesta região. Essa descrição vai de encontro à proposta de Yeh e Mok (1990) que sugerem um ciclo de geração-advecção do rolo de caráter periódico, no qual, assim que o rolo é formado, o turbilhão de grande escala é conduzido adiante, e em seguida, o próximo rolo é originado. Segundo os autores, apesar do estudo ter sido desenvolvido para ondas de quebra, possivelmente as mesmas conclusões podem ser extendidas para o tipo de escoamento que ocorre nos ressaltos hidráulicos.

A análise do escoamento em cada volume de controle é realizada individualmente. Para cada volume são detalhadas as forças que mantêm o escoamento em equilíbrio, e aplicadas as equações clássicas de conservação de massa, quantidade de movimento e energia.

4.2.1 *VOLUME DE CONTROLE 1*

4.2.1.1 *Esquema geral do VC1*

O esquema do VC1 isolado e em equilíbrio e o padrão de escoamento considerado estão representados na Fig. 4.5. Como forças atuantes têm-se:

- F_{xt} , F_{yt} : forças de cisalhamento que o VC2 causa no VC1, devido ao escoamento nas direções x e y, respectivamente.
- Força de pressão: força que o fluido que está fora da VC1 faz sobre a superfície vertical, devido à pressão.

A energia é inserida no VC1 pelas forças de cisalhamento, as quais são responsáveis pela movimentação do fluido. Como não há transferência de massa através da superfície de controle, toda essa energia é convertida em energia térmica. Em uma segunda etapa, esta energia térmica é perdida para o ambiente (escoamento principal e atmosfera), e um novo equilíbrio ou situação permanente é atingido.

Figura 4.5. Volume de Controle 1 isolado e em equilíbrio.

Para quantificar a dissipação de energia, optou-se por considerar três regiões de velocidades características no VC1, tal como ilustrado na Fig. 4.6. Para cada região e sua respectiva área influência, pode-se associar uma perda de energia, sendo o somatório destas igual à perda de energia total do escoamento no VC1.

Figura 4.6. Regiões I, II e III do VC1, com velocidades V_{down} , V_1 e V_{up} , respectivamente.

A partir deste conceito e de algumas análises no VC1, encontram-se equações teóricas para a descrição das características geométricas do ressalto hidráulico. Essas deduções estão detalhadas nos itens subsequentes.

4.2.1.2 Análise global do VC1

- Equação de conservação de massa

Como não há troca de massa entre os volumes de controle, a equação de conservação de massa se reduz na forma elementar (Eq. 4.1).

$$\frac{dM}{dt} = 0 \quad (4.1)$$

em que: M é a massa contida no VC1.

- Equação de quantidade de movimento

Como não há transferência de massa através da superfície de controle e o escoamento é estacionário, a equação de quantidade de movimento, na forma integral, é igualada a zero (Eq. 4.2). Isto implica que as resultantes das componentes horizontal e vertical são nulas (Eq. 4.2a e 4.2b).

$$\vec{F} = \frac{\partial}{\partial t} \int_{VC1} \vec{V} \rho dVol + \int_{SC} \vec{V} \rho \vec{V} d\vec{A} = 0 \quad (4.2)$$

$$F_x = 0 \quad (4.2a)$$

$$F_y = 0 \quad (4.2b)$$

Assim, segue que a força de cisalhamento na direção x (superfície inferior) deve ser igual à pressão exercida pelo fluido na parcela da superfície de controle localizada à direita, e que a força de cisalhamento na direção y (localizada na superfície de controle à direita) deve ser igual ao peso do fluido contido no VC1 (Eq. 4.3a e 4.3b).

$$F_{x\tau} = \frac{\rho g H^2 B}{2} \quad (4.3a)$$

$$F_{y\tau} = \frac{\rho g L_r B H}{2} \theta_1 \quad (4.3b)$$

sendo: L_r a base inferior do VC1 igual ao comprimento do rolo; B a largura do canal; H diferença entre as alturas conjugadas; θ_1 a constante que corrige o efeito da forma real da superfície de água, em relação à linha reta inclinada adotada em VC1.

- Equação de energia

A equação de energia é igualada a zero, uma vez que não há escoamento através da superfície de controle e que o regime é estacionário (características dentro do volume de controle não variam com o tempo) - Eq. 4.4a e 4.4b. Isto conduz que toda a energia fornecida é convertida em trabalho, sendo essas variáveis iguais a perda de energia que ocorre no VC1 (Eq. 4.4c).

$$\dot{Q} - \dot{W} = \frac{\partial}{\partial t} \int_{VC1} e \rho dVol + \int_{SC} e \rho V \cdot d\vec{A} = 0 \quad (4.4a)$$

$$e = \frac{V^2}{2} + gy + u \quad (4.4b)$$

$$\dot{Q} = \dot{W} = \text{perda de energia} \quad (4.4c)$$

Como as forças em VC1 são conhecidas (Eq. 4.3a, 4.3b), pode-se calcular a potência transmitida por cada uma delas, pela multiplicação das forças pelas respectivas velocidades do escoamento. Assim, as Eq. 4.3a, 4.3b e 4.4c permitem escrever:

$$\frac{\rho g H^2 B V_1}{2} + \frac{\rho g L_r B H}{2} \left(\frac{H}{t_y} \right)_{up} \theta_1 = \text{Perda de energia} \quad (4.5)$$

sendo:

$\left(\frac{H}{t_y} \right)_{up}$ - velocidade vertical média fornecida pela força vertical ascendente;

t_y – tempo média de aplicação da força vertical ascendente.

Como não há perda de massa no VC1, a vazão média de ascensão deve ser igual à vazão média descendente. Considerando as áreas de influência de cada velocidade envolvida, segue que (Eq. 4.6):

$$t_{y_{up}} = \left(\frac{Area_{up}}{Area_{down}} \right) t_{y_{down}} \quad (4.6)$$

Para quantificar as características geométricas do ressalto hidráulico, as variáveis perda de energia e $t_{y_{up}}$ ainda precisam ser expressas como funções dos parâmetros básicos, sendo necessária uma análise intrínseca do escoamento.

4.2.1.3 Análise intrínseca no VC1

A perda total de energia no VC1 é resultante das perdas que ocorrem nas regiões sujeitas a diferentes velocidades características: velocidade V_1 , velocidade ascendente V_{up} , e a velocidade descendente V_{down} (Fig. 4.6).

A perda de energia é calculada neste item, como sendo a soma das perdas em cada região, resultando na Eq. 4.7.

$$\text{Perda de energia} = \dot{W}(V_1) + \dot{W}(V_{up}) + \dot{W}(V_{down}) \quad (4.7)$$

- Quantificação da vazão no rolo - Q_R

A vazão Q_R no rolo é o parâmetro ainda desconhecido, e que será importante nas análises das perdas de energia nas três regiões hipotéticas do rolo, pois na equação do trabalho (dentro do volume de controle) deve-se conhecer a variação do volume com o tempo.

Como nenhuma perda de massa existe, a vazão no rolo pode ser quantificada em qualquer posição (ou seção transversal) do rolo, como mostrado na Fig. 4.7.

Figura 4.7. Perfis de velocidade em cada região característica.

As igualdades de vazão são expressas portanto pela Eq. 4.8:

$$Q_R = Q_1 = Q_{up} = Q_{down} \quad (4.8)$$

Uma equação geral para o perfil de velocidades na seção S_1 pode ser apresentado como uma série de potências de z (Eq. 4.9), sendo α a constante identificada na Fig. 4.7, para a altura de S_1 .

$$\frac{V}{V_1} = \sum_{i=0}^{\infty} \beta_i \left(\frac{y}{\alpha H} \right)^i \quad (4.9)$$

Neste caso, $\beta_0=1$. A velocidade media é obtida como (Eq. 4.10):

$$\bar{V} = V_1 \sum_{i=0}^{\infty} \frac{\beta_i}{i+1} \quad (4.10)$$

A taxa de vazão Q_R é portanto simplificada para (Eq. 4.11):

$$Q_R = Q_1 = V_1 B H \sum_{i=0}^{\infty} \frac{\alpha \beta_i}{i+1} \quad (4.11)$$

- Perda de energia na Região I

Na região I, a partícula de fluido se encontra em movimento descendente ao longo da linha AB (Fig. 4.8).

Figura 4.8. Representação do fluxo de energia no VC1.

Assim, da equação de energia aplicada à trajetória da partícula, tem-se (Eq. 4.12a e 4.12b):

$$z_A + \frac{p_A}{\rho g} + \frac{V_A^2}{2g} = z_B + \frac{p_B}{\rho g} + \frac{V_B^2}{2g} + h_{perdas} \quad (4.12a)$$

$$H = \frac{V_B^2}{2g} + h_{perdas} \quad (4.12b)$$

Para dissipação local, h_{perdas} é representado como proporcional a energia cinética, para uma dada velocidade representativa (Eq. 4.13a). A velocidade V_B é a velocidade representativa da região I (Eq. 4.13b).

$$h_{perdas} = K \frac{V_B^2}{2g} \quad (4.13a)$$

$$V_B = \sqrt{\frac{2gH}{1+K}} = \sqrt{2g'H}, \quad g' = \frac{g}{1+K} \quad (4.13b)$$

O “tempo de queda” ao longo de $\overline{AB}$ é dado pela Eq. 4.13c:

$$t_{y_{down}} = \sqrt{\frac{2H}{g'}} \quad (4.13c)$$

As equações 4.6 e 4.13c conduzem a Eq 4.14a e 4.14b:

$$t_{y_{up}} = \left(\frac{Area_{up}}{Area_{down}} \right) \sqrt{\frac{2H}{g'}} = \theta_2 \sqrt{\frac{2H}{g}} \quad (4.14a)$$

$$V_{up} = \frac{H}{\theta_2 \sqrt{\frac{2H}{g}}} = \frac{\sqrt{gH}}{\theta_2 \sqrt{2}} \quad (4.14b)$$

A constante θ_2 leva em conta a proporcionalidade da constante K da Eq. 4.13a e a razão entre as áreas médias da Eq. 4.6. Quando se está trabalhando ao longo da linha de corrente na região de V_{down} , o consumo de energia é dado por (Eq. 4.15):

$$\dot{W}_I = \rho g Q_R h_{perdas} = K \rho Q_R \frac{V_B^2}{2} = \frac{K}{1+K} \rho g Q_R H \quad (4.15)$$

A combinação das Eq. 4.11 e 4.15 resulta em (Eq. 4.16):

$$\dot{W}_I = \rho g V_1 B H^2 \theta_3, \quad \theta_3 = \frac{K}{K+1} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{\alpha \beta_i}{i+1} \quad (4.16)$$

- Perda de energia na Região II

A região II corresponde a região com velocidade paralela ao escoamento principal. Neste caso, considerando como velocidade característica a velocidade V_1 , tem-se as seguintes equações (Eq. 4.17 e 4.18):

$$h_{perdas} = K \frac{V_1^2}{2g} \quad (4.17)$$

$$\dot{W}_{II} = \rho \frac{V_1^3}{2} BH\theta_4, \quad \theta_4 = K \sum_{i=1}^{\infty} \frac{\alpha\beta_i}{i+1} \quad (4.18)$$

- Perda de energia na Região III

Quando se trabalha ao longo da linha de corrente na região de V_{up} , o consumo de energia é dado por (Eq. 4.19 e 4.20):

$$h_{perdas} = K \frac{1}{2g} \left(\frac{H}{t_y} \right)_{up}^2 = \frac{K}{4\theta_2^2} H \quad (4.19)$$

$$\dot{W}_{III} = \rho g V_1 B H^2 \theta_5, \quad \theta_5 = \frac{K}{4\theta_2^2} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{\alpha\beta_i}{i+1} \quad (4.20)$$

4.2.1.4 Equações finais obtidas do VCI

Das Eq. 4.5, 4.7, 4.16, 4.18 e 4.20 segue que (Eq. 4.21):

$$gL_r \left(\frac{H}{t_y} \right)_{up} = \left(\frac{2\theta_3 + 2\theta_5 - 1}{\theta_1} \right) gV_1 H + \frac{\theta_4}{\theta_1} V_1^3 \quad (4.21)$$

Das Eq. 4.14 e 4.21 finalmente produz (Eq. 4.22):

$$g^{3/2} H^{1/2} L_r = \theta_6 g V_1 H + \theta_7 V_1^3 \quad (4.22)$$

$$\theta_6 = \sqrt{2}\theta_2 \left(\frac{2\theta_3 + 2\theta_5 - 1}{\theta_1} \right) \quad (4.22a)$$

$$\theta_7 = \frac{\sqrt{2}\theta_2\theta_4}{\theta_1} \quad (4.22b)$$

Formas adimensionais para o comprimento L_r obtidas da Eq. 4.22 são fornecidas abaixo (Eq. 4.23a):

$$\frac{L_r}{H} = \theta_6 \frac{V_1}{\sqrt{gy_1}} \sqrt{\frac{y_1}{H}} + \theta_7 \left(\frac{V_1}{\sqrt{gy_1}} \right)^3 \left(\frac{y_1}{H} \right)^{3/2} \quad (4.23a)$$

A análise global e análise intrínseca do escoamento no VC1 conduzem portanto a duas equações finais (Eq. 4.23b e 4.23c) para as formas adimensionais L_r/H e L_r/y_1 . As constantes prévias introduzidas em cada etapa foram reduzidas a um número de duas somente nessas equações.

$$\frac{L_r}{H} = \theta_6 F_1 \sqrt{y^*} + \theta_7 (F_1 \sqrt{y^*})^3 \quad (4.23b)$$

Ou:

$$\frac{L_r}{y_1} = \theta_6 \frac{V_1}{\sqrt{gy_1}} \left(\frac{y_1}{H} \right)^{-1/2} + \theta_7 \left(\frac{V_1}{\sqrt{gy_1}} \right)^3 \left(\frac{y_1}{H} \right)^{1/2} \quad (4.23c)$$

em que: $F_1 = V_1/\sqrt{gy_1}$; $y^* = y_1/H$.

Considerando um número de Froude associado à profundidade H , na forma $F_H = \frac{V_1}{\sqrt{gH}}$, a Eq. 4.23b se torna (Eq. 4.23d):

$$\frac{L_r}{H} = \theta_6 F_H + \theta_7 F_H^3 \quad (4.23d)$$

A Eq. 4.23d permite verificar mais facilmente que tal formulação prevê um máximo para L/H em $F_H = \sqrt{\theta_6/3\theta_7}$ e um salto abrupto (sem comprimento) em $F_H = \sqrt{-\theta_6/\theta_7}$. O aumento de F_H é obtido com o aumento de V_1 ou com o aumento de H .

4.2.2 VOLUME DE CONTROLE 2

4.2.2.1 Esquema geral do VC2

O esquema do VC2 está representado na Fig. 4.9, considerando escoamento estacionário.

Figura 4.9. Volume de Controle 2.

4.2.2.2 Equações finais do VC2

Da equação de conservação de massa segue que (Eq. 4.24):

$$V_2 = \frac{y_1 V_1}{y_2} \quad (4.24)$$

Da equação da quantidade de movimento segue que (Eq. 4.25):

$$F_{B\tau} = \rho B(y_2 - y_1) \left[V_1^2 \frac{y_1}{y_2} - \frac{g(y_1 + y_2)}{2} \right] \quad (4.25)$$

Aplicando a equação de energia resulta na Eq. 4.26:

$$-\dot{W} = \rho B V_1 y_1 (y_2 - y_1) \left[g - \frac{V_1^2 (y_1 + y_2)}{y_2^2} \right] \quad (4.26)$$

O lado esquerdo da Eq. 4.26 pode ser expresso como as forças de cisalhamento aplicadas nas fronteiras multiplicadas pelas velocidades correspondentes. A componente da força de cisalhamento aplicado junto ao fundo do volume de controle foi multiplicada por uma velocidade intermediária entre V_1 e V_2 (Eq. 4.27):

$$V_{F_{B\tau}} = V_1\alpha + V_2(1 - \alpha) \quad (4.27)$$

com: $0 \leq \alpha \leq 1$.

As Eq. 4.26 e 4.27 conduzem a Eq. 4.28:

$$- [F_{B\tau} V_{F_{B\tau}} + F_{x\tau} V_1 + F_{y\tau} V_{up}] = \rho B V_1 y_1 (y_2 - y_1) \left[g - \frac{V_1^2 (y_1 + y_2)}{y_2^2 2} \right] \quad (4.28)$$

Das Eq. 4.3a, 4.3b, 4.14b, 4.25, 4.27 e 4.28 (Eq. 4.29), segue que:

$$\frac{L_r}{H} = \theta_8 F_1 \sqrt{y^*} \left(\frac{y_1}{y_2} + 1 \right) + \theta_9 F_1^3 (y^*)^{3/2} \frac{y_1}{y_2} \left(1 - \frac{y_1}{y_2} \right) \quad (4.29)$$

$$\theta_8 = (\alpha - 1) \sqrt{2} \theta_2 \quad (4.29a)$$

$$\theta_9 = \sqrt{2} (1 - 2\alpha) \theta_2 \quad (4.29b)$$

A Eq. 4.29 também pode ser apresentada na forma da Eq. 4.30, com o comprimento L_r adimensionalizado em relação à y_1 . As Eq. 4.29 e 4.30 são portanto as soluções finais encontradas para o VC2.

$$\frac{L_r}{y_1} = \theta_8 F_1 (y^*)^{-1/2} \left(\frac{y_1}{y_2} + 1 \right) + \theta_9 F_1^3 (y^*)^{1/2} \frac{y_1}{y_2} \left(1 - \frac{y_1}{y_2} \right) \quad (4.30)$$

4.3 RESULTADOS

4.3.1 COMPRIMENTO DO ROLO

Para cada volume de controle considerado, encontrou-se uma equação para a razão entre o comprimento do rolo e a profundidade supercrítica (Eq. 4.23 e 4.30). Nessas equações, o comprimento adimensional é função do número de Froude na seção de início do ressalto e das profundidades conjugadas do escoamento. As equações obtidas são novamente indicadas a seguir (Eq. 4.31 e 4.32).

$$\frac{L_r}{y_1} = \theta_6 F_1(y^*)^{-1/2} + \theta_7 F_1^3(y^*)^{1/2} \quad (4.31)$$

$$\frac{L_r}{y_1} = \theta_8 F_1(y^*)^{-1/2} \left(\frac{y_1}{y_2} + 1 \right) + \theta_9 F_1^3(y^*)^{1/2} \frac{y_1}{y_2} \left(1 - \frac{y_1}{y_2} \right) \quad (4.32)$$

sendo: $y^* = y_1/H$.

A segunda parte do trabalho consistiu no ajuste dos coeficientes θ_6 e θ_7 do volume de controle 1, e das constantes θ_8 e θ_9 do volume de controle 2. Relembra-se que esses coeficientes foram gerados a partir de algumas simplificações assumidas no ressalto, servindo como fatores corretivos.

Dados de ressalto clássico disponíveis na literatura foram utilizados nessa etapa de calibração das constantes. Para isso, os trabalhos de Hughes e Flack (1984); Peterka (1984); Hager, Bremen e Kawagoshi (1990); Carollo, Ferro e Pampalone (2007); Dai Prá (2011) foram utilizados como referência, por disponibilizarem dados que permitissem a calibração do equacionamento.

Como já foi dito, Peterka (1984) definiu o comprimento do ressalto como a distância entre o início do ressalto até a posição de afastamento do jato de alta velocidade do fundo da bacia em um movimento ascendente, ou até a posição imediatamente a jusante do ponto de estagnação na superfície, sendo escolhido o maior dentre os dois valores. Hughes e Flack (1984) mediram o comprimento do ressalto baseado na metodologia da USBR (mesma publicada por Peterka, 1984). Como a metodologia da USBR baseou-se na localização do ponto imediatamente a jusante do rolo, o comprimento do ressalto fornecido por Peterka (1984) e Hughes e Flack (1984) foi considerado igual ao comprimento do rolo, apesar dos

autores terem utilizado a metodologia "comprimento do ressalto" para as medidas de comprimento apresentadas.

Também rememorando, Hager, Bremen e Kawagoshi (1990) definiram o final do rolo baseado em três metodologias: observações pela lateral do canal com o uso de um prumo; topo do ressalto com um "point gage", e fotografias do escoamento. Como houveram situações em que o escoamento apresentou rolo alternadamente plenamente desenvolvido e não desenvolvido, o final do rolo foi observado somente nos instantes em que houve um aumento gradual da superfície livre, correspondente ao rolo plenamente desenvolvido (ver Fig. 4.10).

Figura 4.10. Comprimento do rolo para escoamento a montante do ressalto: a) desenvolvido e b) não desenvolvido. Fonte: Adaptado de Hager, Bremen e Kawagoshi (1990).

O final do rolo foi identificado visualmente por Carollo, Ferro e Pampalone (2007) como o ponto de estagnação na superfície com o uso de um flutuador. Dai Prá (2011) também avaliou o final do rolo, tanto visualmente quanto baseado em medições de pressão junto ao fundo, sendo o ressalto estabelecido a jusante de um vertedor tipo Creager, para ressalto tipo A sem afogamento.

Com exceção do trabalho de Hager, Bremen e Kawagoshi (1990) que desenvolveram testes experimentais para ressalto com F_1 até 16, os demais autores concentraram seus estudos em ressaltos hidráulicos com F_1 entre 1,9 e 9,3 (Tab. 4.1 e Fig. 4.11). Algumas diferenças são observadas entre os dados experimentais, podendo as mesmas ser resultantes de diferentes metodologias na definição do rolo do ressalto, subjetividade nas medidas, ou diferentes condições dos testes experimentais. Os dados de Hughes e Flack (1984) e Peterka (1984) por exemplo produziram valores superiores aos demais, com um maior afastamento em relação aos demais dados para maiores números de Froude, o que pode ser em função do critério do afastamento do jato de alta velocidade na avaliação do comprimento do rolo. Eventualmente

há influências relativas à definição da origem do eixo horizontal para as medidas, podendo ser na posição de máxima veia contraída ou na intersecção entre jato de fundo e rolo (pé do rolo). Outra hipótese para as diferentes tendências das curvas experimentais, seria que as medidas do comprimento do rolo são influenciadas pelos valores de y^* ($= y_1/H$). Assim, no Apêndice J, apresenta-se um gráfico de L_r/y_1 como função dos parâmetros F_1 e y^* , sendo importante uma exploração mais detalhada deste gráfico. A condição de desenvolvimento da camada limite, em função da distância do início do ressalto em relação à comporta plana, é outro fator que tem influência nas características do ressalto, estando condicionado portanto aos critérios adotados por diferentes autores durante os experimentos.

Tabela 4.1. Intervalo de F_1 dos testes experimentais de cada trabalho.

Autores	Intervalo de F_1
Hughes e Flack (1984)	2,5 - 7,0
Peterka (1984)	2,2 - 7,6
Hager, Bremen e Kawagoshi (1990)	2,3 - 16,0
Carollo, Ferro e Pampalone (2007)	1,9 - 7,7
Dai Prá (2011)	4,4 - 9,3

Figura 4.11. Conjunto de valores de L_r / y_1 com relação ao número de Froude.

Uma vez conhecido o valor de L_r/y_1 e os valores multiplicativos dos coeficientes $\theta_6, \theta_7, \theta_8$, e θ_9 , com base nos dados experimentais, foi feita uma regressão linear de todo o conjunto de dados, encontrando o valor dessas constantes. Os coeficientes poderiam ter sido igualmente calculados por meio da minimização dos desvios quadráticos entre os valores calculados e os valores experimentais, por meio da ferramenta solver do Excel, partindo-se de uma estimativa inicial para os valores das constantes.

Em uma primeira etapa, os ajustes foram determinados separadamente, isto é, calculando-se um valor da constante para cada conjunto de dados dos trabalhos utilizados como referência. Os valores das constantes estão apresentados na Tab. 4.2. As constantes θ_6 e θ_8 possuem valores positivos, enquanto que θ_7 e θ_9 são coeficientes negativos. Os valores de R^2 correspondem ao coeficiente de correlação da reta ajustada entre L_r/y_1 experimental e L_r/y_1 calculado com as equações semi-empíricas. Com exceção do ajuste para o VC2 com os dados de Dai Prá (2011) e Peterka (1984), os ajustes apresentaram coeficientes de correlação superiores a 0,90, demonstrando uma boa previsão do modelo teórico considerado.

Tabela 4.2. Valores das constantes e dos coeficientes de correlação para cada teste experimental.

Dados experimentais	VC1			VC2		
	θ_6	θ_7	R^2	θ_8	θ_9	R^2
Hughes e Flack (1984)	4,13	-0,16	0,96	5,26	-4,54	0,97
Carollo, Ferro e Pampalone (2007)	2,81	-0,19	0,96	3,01	-2,73	0,96
DaiPrá (2011)	4,10	-0,31	0,98	12,33	-20,38	0,86
Peterka (1984)	5,89	-0,59	0,92	5,42	-5,43	0,88
Hager, Bremen e Kawagoshi (1990)	2,83	-0,11	0,96	5,43	-6,58	0,98

Os gráficos da Fig. 4.12 apresentam a relação entre os dados L_r/y_1 experimentais e teóricos, determinados com os coeficientes da Tab. 4.2. Observa-se uma variação entre 15% e 30%, entre o comprimento teórico e comprimento experimental, e que a solução para equações propostas para ambos os volumes de controle são muito próximas.

Figura 4.12. Comparação entre L_r/y_1 experimental e teórico. *a)* Hughes e Flack (1984); *b)* Carollo, Ferro e Pampalone (2007); *c)* DaiPrá (2011); *d)* Peterka (1984); *e)* Hager, Bremen e Kawagoshi (1990). (•) L_r/y_1 calculados com a Eq. 4.31 do VC1; (◊) L_r/y_1 calculados com a Eq. 4.32 do VC2.

As soluções indicadas de forma individual para cada conjunto de dados na Fig. 4.12, também são apresentadas de forma conjunta nas Fig. 4.13 e 4.14, para os resultados do VC1 e VC2, respectivamente. Os valores de L_r/y_1 variam entre 0 e 100.

Figura 4.13. Solução da equação do VC1 (Eq. 4.31) para cada teste experimental.

Figura 4.14. Solução da equação do VC2 (Eq. 4.32) para cada teste experimental.

Em uma segunda análise, foi feito um ajuste dos coeficientes para todos os dados disponíveis, encontrando-se um único valor para cada constante, como apresentado na Tab. 4.3. Assim, foram considerados simultaneamente os dados de Hughes e Flack (1984); Peterka

(1984); Hager, Bremen e Kawagoshi (1990); Carollo, Ferro e Pampalone (2007); Dai Prá (2011). O coeficiente de correlação para a reta ajustada ao gráfico que relaciona L_r/y_1 experimental e teórico foi de 0,87 e 0,86 para o VC1 e VC2, respectivamente.

Nas Fig. 4.15 e Fig. 4.16 é possível visualizar os valores teóricos e experimentais para o VC1 e VC2. Os valores calculados apresentam uma variação de aproximadamente $\pm 40\%$ em relação aos valores experimentais. Os dados de Carollo, Ferro e Pampalone (2007) foram sobreestimados, enquanto que os dados de Hughes e Flack (1984) e Peterka (1984) foram subestimados, sendo esse comportamento verificado em ambos os volumes de controle.

Tabela 4.3. Resultado das constantes considerando todo o conjunto de dados.

VC1			VC2		
θ_6	θ_7	R^2	θ_8	θ_9	R^2
3,17	-0,15	0,87	5,67	-6,93	0,86

Figura 4.15. Solução da equação do VC1 para todos os testes experimentais. Valores teóricos calculados com a Eq. 4.33.

Figura 4.16. Solução da equação do VC2 para todos os testes experimentais. Valores teóricos calculados com a Eq. 4.34.

Finalmente, uma vez calculados os valores das constantes, θ_6 e θ_7 , θ_8 e θ_9 , têm-se as equações resultantes para L_r / y_1 (Eq. 4.33 e 4.34). Os valores resultantes de ambas as equações são semelhantes.

$$\frac{L_r}{y_1} = 3,17 \cdot F_1(y^*)^{-\frac{1}{2}} - 0,15 \cdot F_1^3(y^*)^{1/2} \quad (4.33)$$

$$\frac{L_r}{y_1} = 5,67 \cdot F_1(y^*)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{y_1}{y_2} + 1 \right) - 6,93 \cdot F_1^3(y^*)^{1/2} \frac{y_1}{y_2} \left(1 - \frac{y_1}{y_2} \right) \quad (4.34)$$

sendo: $y^* = y_1/H$ e H a diferença entre as alturas conjugadas.

A segregação dos pontos experimentais observada nas Fig. 4.15 e 4.16 (sendo eles representados por diferentes nuvens de pontos em torno de diferentes retas) infere que cada experimento pode apresentar uma característica peculiar, de modo que os coeficientes na equação do comprimento do rolo sejam diferentes para diferentes conjuntos de dados. Associado a isso, tem-se os diferentes critérios de determinação do final do rolo, e da própria oscilação longitudinal do ressalto.

A análise subsequente é feita buscando verificar como a relação entre o número de Froude e a razão entre as profundidades conjugadas é representada por esta formulação.

4.3.2 NÚMERO DE FROUDE

Como foi verificado que as duas equações de L_T/y_1 produzem resultados semelhantes, encontrou-se a partir do sistema formado pelas duas equações, uma equação para o número de Froude F_1 (Eq. 4.35) como função das alturas conjugas. Igualando as duas equações do comprimento do rolo, o número de Froude passa a ser dependente dos quatro coeficientes e da relação entre as profundidades conjugadas, y_1 e y_2 . Verifica-se aqui certa semelhança com a equação de Bélanger (Eq 3.1) em que a relação y_2/y_1 é elevada a potência de dois, quando o número de Froude é explicitado por tal equação.

$$F_1 = \sqrt{\frac{\theta_6(1-m) - \theta_8(1-m^2)}{\theta_9 m^2(1-m) - \theta_7 m}} \quad (4.35)$$

sendo: $m = y_1/y_2$.

A Fig. 4.17 apresenta o valores de F_1 teóricos calculados com as constantes individuais, indicadas na Tab. 4.2. A variação com relação a F_1 experimental chega a ser $\pm 5\%$ para os dados de Hager, Bremen e Kawagoshi (1990) e Dai Prá (2011). Para os dados de Carollo, Ferro e Pampalone (2007), e Peterka (1984) essa variação aumenta, chegando a $\pm 30\%$.

Figura 4.17. Solução para F_1 . (continua).

Figura 4.17. Solução para F_1 com os dados de: *a)* Hughes e Flack (1984); *b)* Carollo, Ferro e Pampalone (2007); *c)* DaiPrá (2011); *d)* Peterka (1984); *e)* Hager, Bremen e Kawagoshi (1990) (conclusão).

A equação resultante para a análise do número de Froude supercrítico para todo o conjunto de dados, é, portanto, a Eq. 4.36, sendo $m = y_1/y_2$.

$$F_1 = \sqrt{\frac{3,17 \cdot (1 - m) - 5,67(1 - m^2)}{6,93 \cdot m^2(m - 1) + 0,15 \cdot m}} \quad (4.36)$$

Figura 4.18. Solução para F_1 com a Eq. 4.37.

Interessantemente, apesar dos desvios observados para os dois conjuntos de dados mencionados, quando todo o conjunto é considerado, esses desvios são minimizados no cálculo do número de Froude a partir da razão entre as alturas conjugadas.

4.4 CONCLUSÕES GERAIS

Um modelo teórico para o ressalto hidráulico clássico foi desenvolvido no presente capítulo, com o objetivo de quantificar a extensão do comprimento do rolo do ressalto. O ressalto foi avaliado segundo dois volumes de controle e segundo a adoção de algumas hipóteses básicas, tais como: escoamento permanente; inexistência de troca de massa entre os volumes de controle, unidimensionalidade do escoamento ao longo das fronteiras, distribuição de pressão hidrostática; conversão de toda a energia de entrada no VC1 em energia térmica.

A aplicação dos princípios de conservação de massa, quantidade de movimento e de energia em ambos os volumes de controle conduziu a equações para o adimensional L_r/y_1 como função do número de Froude na seção supercrítica e das profundidades conjugadas, para cada um dos VCs. Para cada equação, duas constantes precisavam ser calculadas, utilizando-se para tanto dados experimentais de ressalto clássico disponíveis na literatura.

Para a solução de L_r/y_1 com a aplicação das equações encontradas no trabalho verificou-se uma variação máxima de $\pm 40\%$ dos valores previstos com relação aos dados reais dos experimentos. Esse desvio deve-se à própria diferença entre os valores L_r/y_1 experimentais dos diferentes estudos. Para o conjunto de dados com comprimento adimensional (L_r/y_1) superior aos demais conjuntos de dados, os valores de L_r/y_1 reais foram subestimados com o cálculo a partir das equações desenvolvidas.

Uma equação para o número de Froude supercrítico também foi desenvolvida. Na formulação apresentada, o número de Froude F_1 aparece como função da razão y_1/y_2 e das quatro constantes, que por sua vez foram determinadas previamente a partir do ajuste com dados experimentais. As equações finais são apresentadas novamente sendo $m = y_1/y_2$; $y^* = y_1/H$; H a diferença entre as alturas conjugadas:

$$\text{VC1:} \quad \frac{L_r}{y_1} = 3,17 \cdot F_1(y^*)^{-\frac{1}{2}} - 0,15 \cdot F_1^3(y^*)^{1/2} \quad (4.33^*)$$

$$\text{VC2:} \quad \frac{L_r}{y_1} = 5,67 \cdot F_1(y^*)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{y_1}{y_2} + 1 \right) - 6,93 \cdot F_1^3(y^*)^{1/2} \frac{y_1}{y_2} \left(1 - \frac{y_1}{y_2} \right) \quad (4.34^*)$$

$$F_1 = \sqrt{\frac{3,17 \cdot (1 - m) - 5,67(1 - m^2)}{6,93 \cdot m^2(m - 1) + 0,15 \cdot m}} \quad (4.36^*)$$

CAPÍTULO 5

TRABALHO EXPERIMENTAL: SENSOR ULTRASSÔNICO

Resumo:

As características da superfície livre do ressalto hidráulico foram estudadas com o uso de um sensor ultrassônico posicionado acima da interface ar-água e movido na direção longitudinal do escoamento. Este capítulo compreende a apresentação da metodologia experimental, tratamento dos dados, e os resultados alcançados a partir das séries temporais registradas pelo sensor ultrassônico.

5 TRABALHO EXPERIMENTAL: SENSOR ULTRASSÔNICO

5.1 INTRODUÇÃO E REVISÃO³

O escoamento altamente turbulento no ressalto hidráulico conduz à formação de respingos de água, incorporação de ar no escoamento e flutuações na superfície livre. A vorticidade e entrada de bolhas de ar está fortemente relacionada à oscilação do início do ressalto, no ponto de impacto do jato com o rolo (LIU; RAJARATNAM; ZHU, 2004). O comportamento altamente dinâmico do ressalto dificulta a medição das propriedades do escoamento, principalmente na região do rolo, que contém turbilhões de grande escala e onde o pico de turbulência é observado.

Diferentes técnicas de medição de velocidade e posição do ressalto hidráulico podem ser afetadas pela elevada turbulência mencionada, conduzindo a dados imprecisos ou tendenciosos. A estrutura do escoamento com bolhas de ar também pode ser uma fonte de imprecisão, pois algumas técnicas de medição não respondem adequadamente à condição bifásica ar-água.

Os aspectos mencionados restringem portanto o uso de algumas técnicas a baixos números de Froude (com níveis mais baixos de turbulência e menor entrada de ar comparando-se com escoamentos com maiores números de Froude) ou impõem um esforço elevado para o pós-tratamento dos dados. As técnicas óticas não-intrusivas por exemplo, como PIV (Particle Image Velocimetry - velocimetria de imagem de partícula) e ADV (Acoustic Doppler Velocimeter - velocimetria acústica Doppler) enfrentam fortes limitações em tais condições aeradas, devido a difração de luz causada pelas bolhas de ar (MOUAZE; MURZYN; CHAPLIN, 2005). Robinson et al. (2000) apud Liu, Rajaratnam e Zhu (2004) verificaram que as medidas de velocidade com ADV em escoamento altamente turbulento e aerado são subestimadas, e portanto confinaram os seus experimentos a baixos números de Froude ($F_1 = 2,0$; 2,5 e 3,32).

Outras técnicas não intrusivas, como BIV (bubbles image velocimetry - velocimetria de imagem de bolhas) e sensor ultrassônico têm sido empregadas recentemente no estudo do ressalto hidráulico. A técnica BIV possibilita a medição da velocidade das bolhas na região aerada do escoamento, sendo utilizada em conjunto com a técnica PIV para a medição de

³ Parte da introdução também foi apresentada no trabalho de Nóbrega et al. (2013). *Measurement of turbulence parameters in hydraulic jumps using ultrasonic sensors and their correlation with macroscopic flow parameters.*

diferentes velocidade para a água e para as bolhas de ar. Quanto ao sensor ultrassônico, este mede especificamente a distância do sensor até o obstáculo mais próximo, fornecendo as profundidades instantâneas do escoamento, quando o sensor é posicionado acima da superfície livre do ressalto.

O sensor ultrassônico apresenta a vantagem de ser uma técnica robusta, não-intrusiva, com relativa facilidade de aplicação e baixo custo comparando-se com outros métodos disponíveis, sendo utilizado como ferramenta de estudo no presente trabalho.

Como "desvantagem" em relação ao sensor ultrassônico pode-se citar a possibilidade de medidas imprecisas nas situações em que há forte ejeção de bolhas de água a partir do escoamento, ou ainda, quando a superfície livre apresenta uma inclinação elevada, não sendo possível o retorno da onda refletida ao sensor ultrassônico (CHACHEREAU; CHANSON, 2011). No entanto, o problema relacionado à presença de picos nos sinais de saída pode ser facilmente resolvido com a aplicação de técnicas de filtragem. Murzyn e Chanson (2009b), por exemplo, removeram os pontos *outliers* da série temporal, por meio do estabelecimento de uma voltagem limite, enquanto que, Simões, Schulz e Porto (2010) e Simões et al. (2013) e Bung (2013) recorreram à análise estatística. A metodologia de Simões, Schulz e Porto (2010) e Simões et al. (2013) foi fundamentada na representação dos dados em diagramas box-plot. Bung (2013), por sua vez, eliminou os pontos que não estavam compreendidos entre o intervalo do valor médio $\pm$ três vezes o desvio padrão.

Os dados adquiridos com o sensor permitem avaliar o comportamento da superfície livre para uma determinada posição do ressalto e ainda quantificar parâmetros de turbulência, como a intensidade turbulenta do deslocamento vertical e o número de Strouhal. Segundo Liu, Rajaratnam e Zhu (2004), parâmetros de turbulência de ressalto são relativamente limitados e têm sido estudados somente recentemente por autores interessados na avaliação da dinâmica interfacial ar-água. Ressalta-se que a dinâmica da superfície livre depende das interações entre os turbilhões de grande escala e a superfície, sendo esta uma medida interessante para o estudo do ressalto hidráulico.

Pode-se citar por exemplo o trabalho de Murzyn et al. (2007), os quais usaram anemômetro de filme quente para determinação das posições da superfície livre, turbulência, e comprimentos de escala nas direções longitudinal e transversal de ressaltos hidráulicos. Murzyn, Mouazé e Chaplin (2007) indicou seus dados no diagrama de Brocchini e Peregrine (2001), que relaciona as diferentes formas de turbulência em função das velocidades turbulentas e comprimentos de escala. Kucukali e Chanson (2008), Chachereau e Chanson

(2010, 2011) e Murzyn e Chanson (2009a,b) realizaram medidas da superfície livre com sensores acústicos de deslocamento e medidas do escoamento bifásico por meio de um detector de fase (sensor de condutividade de ponta simples e ponta dupla). Seus resultados incluíram: perfis e flutuações da superfície livre, análise espectral, escalas integrais turbulenta temporal e de comprimento, e número de Strouhal.

O sensor utilizado no presente trabalho também foi previamente utilizado por Simões, Schulz e Porto (2010, 2012) e Simões et al. (2013) em estudos desenvolvidos na Escola de Engenharia de São Carlos. Os autores avaliaram propriedades do escoamento em vertedores em degraus, sob regime deslizante sobre turbilhões, tanto na região monofásica quanto bifásica, e em ressalto hidráulico com número de Froude na seção supercrítica igual a três. O procedimento mostrou-se adequado para a avaliação das características macroscópicas do escoamento em ambas as aplicações (vertedor e ressalto). Semelhantemente, outros trabalhos (já referenciados nos parágrafos superiores) citam o uso de sensores acústicos de deslocamento em ressaltos hidráulicos (MURZYN; CHANSON, 2009b; CHACHEREAU; CHANSON, 2011) e em vertedores em degraus (BUNG, 2013).

O estudo de Simões, Schulz e Porto (2010) sobre ressalto hidráulico mostrou que para os casos em que o comprimento do rolo e o comprimento do ressalto são estudados com base nas flutuações da superfície livre, o uso do sensor ultrassônico é promissor.

Assim, dando continuidade à linha de pesquisa em ressalto hidráulico desenvolvida ao longo dos anos na Escola de Engenharia de São Carlos, propôs-se o uso do sensor ultrassônico como uma ferramenta de estudo do ressalto hidráulico, de forma a abordar os aspectos positivos da metodologia escolhida. O estudo apresenta uma análise comparativa dos perfis da superfície livre, frequência do escoamento, comprimento do rolo e comprimento do ressalto.

5.2 METODOLOGIA EXPERIMENTAL

5.2.1 DESCRIÇÃO DOS EXPERIMENTOS

Para o estudo experimental foram utilizados dois canais do Laboratório de Hidráulica, da Escola de Engenharia de São Carlos – EESC/ USP. Os testes também foram realizados no Laboratório de Hidráulica da Universidade de Alberta (UofA), no Canadá. No presente texto,

os dois canais da EESC são designados por Canal I e Canal II, enquanto que o canal da UofA é designado por Canal III.

O Canal I, de laterais de acrílico, possui largura de 10 cm, comprimento de 300 cm, um vertedor de soleira espessa, que permite obter ressaltos hidráulicos a partir da aceleração do escoamento no vertedor, e uma comporta, que permite obter ressaltos a partir de jatos de fundo (Fig. 5.1 e 5.2). A soleira espessa possui dimensões de 9 cm de altura e 38 cm de comprimento. O sistema consiste de um circuito fechado, em que a água é bombeada a partir de um tanque para o canal, e posteriormente, retorna para o mesmo. A profundidade do escoamento é controlada através de uma comporta plana a jusante do canal.

Figura 5.1. Canal I, de laterais de acrílico (300 cm de comprimento e 10 cm de largura).

Figura 5.2. Detalhe do (a) vertedor de soleira espessa; (b) da comporta plana do Canal I.

O Canal II possui largura de 41 cm e paredes de concreto liso (Fig. 5.3 e 5.4). O trecho utilizado para o estabelecimento do ressalto localiza-se entre um vertedor de soleira espessa e uma comporta, a qual foi utilizada para controlar o posicionamento do ressalto ao longo do canal (SIMÕES; SCHULZ; PORTO, 2010). A soleira espessa possui altura de 23 cm.

Figura 5.3. Desenho esquemático do aparato experimental do Canal II.
Fonte: Simões, Schulz e Porto (2010).

Figura 5.4. Canal de concreto (Canal II). a) Comporta a montante; b) Detalhe da ponta linimétrica, soleira espessa, e final do canal. Canal de 41 cm de largura.

O Canal III consiste de um canal em recirculação com paredes de acrílico, de 48 cm de largura e 5 m de comprimento (Fig. 5.5 e 5.6). A água é primeiramente conduzida a um tanque através de um conduto e depois passa para o canal aberto através de uma comporta plana, com abertura fixa de 25,4 mm, criando a condição supercrítica. A vazão foi medida por um medidor magnético conectado ao conduto de entrada. A posição do ressalto hidráulico foi controlada por meio de uma comporta plana localizada no final do canal.

Figura 5.5. Aparato experimental do canal III. 1) Conduto de abastecimento; 2) Válvula de gaveta; 3) Reservatório; 4) Indicador do medidor de vazão magnético; 5) Comporta de montante; 6) Luz laser; 7) Sensor ultrasônico; 8) Canal; 9) Comporta de jusante.

Figura 5.6. Canal III, de 48 cm de largura e 5 m de comprimento.

Em todos os canais, um sensor do tipo ultrasônico (Go!Motion Vernier®) foi utilizado como instrumento para avaliação das características da superfície livre do ressalto hidráulico (Fig. 5.7). O sensor fornece a medida de distância do sensor até o obstáculo mais próximo. Após emitir a onda ultrasônica, o sensor detecta o tempo de translado da mesma até atingir o objeto e retornar ao sensor, calculando a distância com base na velocidade do som no ar. Assim, uma vez posicionado acima da superfície livre do ressalto, os dados de saída correspondem a medidas de profundidades instantâneas do escoamento. As ondas emitidas pelo sensor possuem uma frequência de 50 kHz, e formam um tronco de cone com ângulo de abertura que pode variar entre 15° a 20°, segundo dados do fabricante. O sensor é capaz de detectar objetos que estejam afastados entre 0,15 m e 6 m do transdutor, e possui uma resolução de 1 mm e acurácia de 2 mm.

O sensor foi acoplado a uma estrutura de deslocamento, possibilitando efetuar medidas em diferentes posições ao longo da linha central do canal. Para cada posição utilizou-se uma taxa de amostragem de 25 Hz, com duração de 120 segundos, gerando uma série de dados com 3000 amostras. No Canal III, com largura de 48 cm, observaram-se diferentes profundidades na direção transversal ao escoamento, com maiores ondulações na linha central do canal. Por isso as medidas também foram realizadas para a posição a 10 cm da lateral esquerda (no sentido montante para jusante), além da posição central.

Figura 5.7. Sensor ultrassônico posicionado acima da superfície livre.

5.2.2 NÚMERO DE FROUDE

O número de Froude na seção de início do ressalto é função da velocidade supercrítica (V_1) e da profundidade nesta seção (y_1), como apresentado pela Eq. 5.1.

$$F_1 = \frac{V_1}{\sqrt{gy_1}} \quad (5.1)$$

Para o **Canal I**, com laterais de acrílico, a vazão foi determinada por meio de um medidor eletrônico. Esse medidor é do tipo analógico, e fornece as medidas em unidade de corrente elétrica, em miliampéres, para cada vazão correspondente. Estimava-se uma razão entre a vazão e a corrente elétrica igual a 10 aproximadamente neste medidor.

O medidor eletrônico foi calibrado com o intuito de avaliar a precisão das medidas fornecidas pelo equipamento. Desse modo, uma curva de calibração foi obtida por meio de um medidor de vazão ultrassônico doppler conectado à tubulação de recirculação, aferindo-se a proporção entre a corrente elétrica medida e a vazão real.

Após a obtenção da curva calibração, representada graficamente na Fig. 5.8, verificou-se uma relação entre a vazão e a corrente elétrica igual a 9,25 (Eq. 5.2). A vazão máxima para este canal é de aproximadamente 7,4 L/s.

$$Q = 9,25 \cdot i \quad (5.2)$$

em que: i é a corrente fornecida pelo medidor eletrônico, em mA; Q é a vazão em L/s.

Figura 5.8. Curva de calibração do medidor eletrônico de vazão.

Para o **Canal II** a vazão foi determinada por meio de um vertedor triangular de parede delgada localizado a montante do canal (Fig. 5.9a). Para o cálculo da vazão utilizou-se a equação de Thomson (LENCASTRE, 1969) – Eq. 5.3. Nesta equação, a vazão é função da carga hidráulica acima do vertedor, a qual foi determinada por meio de um piezômetro na lateral do canal (Fig. 5.9b).

$$Q = 1,4 \cdot h^{5/2} \quad (5.3)$$

sendo: Q vazão em L/s; h carga sobre o vertedor em metros.

Figura 5.9. Canal de concreto (Canal II). a) Vertedor triangular de parede delgada a montante do canal; b) Piezômetro na lateral do canal.

Para o **Canal III**, a vazão foi lida diretamente do medidor de vazão magnético, conectado ao conduto de entrada do sistema.

Assim, uma vez estabelecidos os valores de velocidade na seção supercrítica, e verificada a altura da lâmina de água no início do ressalto, foi possível calcular o número de Froude, que é o parâmetro utilizado para a classificação do ressalto como ondular, pré-ressalto, oscilante, estável ou forte.

5.2.3 POSICIONAMENTO DO RESSALTO

O posicionamento do início do ressalto na seção desejada foi feito por meio de ajuste da comporta plana a jusante de cada canal.

Para o vertedor de soleira espessa, o início do ressalto foi posicionado na seção da mínima contração da lâmina de água após o jato em queda livre, sendo essa distância variável com a vazão.

Para o Canal I, em que uma comporta plana foi utilizada, o ressalto foi posicionado a 60 cm desta, em função da configuração geométrica do suporte (Fig. 5.10). Como o ressalto não foi posicionado imediatamente a jusante da comporta, houve a formação de ondas laterais (Fig. 5.11), o que aumentou a profundidade de início do ressalto em relação a abertura da comporta plana.

Figura 5.10. Detalhe da comporta plana e do ressalto hidráulico.

Figura 5.11. Escoamento a jusante do jato em queda livre.

Fonte: Toombes, Wagner e Chanson (2008).

Para o Canal III, o ressalto foi mantido a uma distância de 30 cm a jusante da comporta plana. Essa distância foi necessária para garantir condições de não afogamento do ressalto, mesmo nos instantes de oscilação para montante (no sentido contrário ao escoamento).

A posição de início do ressalto sofre variações ao longo do tempo, flutuando longitudinalmente em torno de uma posição média. Essa posição foi analisada visualmente, assim como por meio dos dados experimentais, sendo considerada como início do ressalto a seção em que o perfil médio apresentou uma súbita variação da superfície livre (pé do rolo).

5.2.4 PROFUNDIDADES CONJUGADAS DO ESCOAMENTO

Como a posição y_1 apresenta variações longitudinais, e a posição y_2 apresenta algumas ondulações na superfície, não foi possível avaliar as profundidades nessas seções por meio de uma ponta linimétrica. Assim, as profundidades foram avaliadas por meio das medidas do sensor ultrassônico. A profundidade y_1 foi considerada como sendo igual a profundidade média na seção de início do ressalto. Para o cálculo da profundidade y_2 foi feita a média das profundidades médias, a partir da posição em que as alturas do escoamento se tornaram aproximadamente constantes.

No Canal I, especificamente, a profundidade supercrítica foi medida com a ponta linimétrica sem a formação do ressalto, sendo esta a profundidade considerada como igual a y_1 . Como o canal é estreito, mesmo uma pequena variação longitudinal da frente do ressalto afetava as medidas, sendo a profundidade y_1 superestimada considerando apenas os dados do sensor para essa condição de teste.

5.2.5 PERFIL MÉDIO DA SUPERFÍCIE LIVRE

O perfil do ressalto apresenta uma grande variação, seja na direção horizontal x , à medida que a frente do ressalto oscila, seja na direção vertical y , com superfície variável devido ao elevado nível de turbulência. Procura-se portanto determinar uma posição média a partir de uma série temporal composta por 3000 medidas para cada posição. Na Fig. 5.12 pode-se visualizar a interface gráfica do software Logger Lite®, utilizado conjuntamente com o sensor para registrar as medidas. As cores do gráfico representam as leituras de profundidades em cada posição de medida.

Figura 5.12. Interface gráfica do do programa Logger Lite, da Vernier®. (Leituras representam distância em relação ao fundo). Cada cor representa uma seção longitudinal de medida. Experimento III 27 (parte dos dados). Canal III.

Simões, Schulz e Porto (2010) discutem que devido à elevada turbulência do ressalto, há ejeção de gotas e de grupos de gotas a partir do escoamento. O sensor pode detectar essas ejeções, apresentando valores discrepantes em relação aos valores médios de profundidade. Assim, para determinar a posição média da superfície livre, foi necessário a adoção de um critério de rejeição de dados.

Os problemas relacionados à presença de picos nos sinais de saída foram eliminados por Simões, Schulz e Porto (2010) por meio de análise estatística. Os dados foram inseridos em diagramas box-plot e ferramentas usuais foram utilizadas para localizar os valores discrepantes da amostra. Os pontos situados acima do limite superior ($qr_3 + \phi IQ$) e abaixo do limite inferior ($qr_1 - \phi IQ$) foram considerados pontos *outliers* ou de "valor extremo", como indicado na Fig. 5.13, sendo: qr_3 e qr_1 o terceiro e primeiro quartil respectivamente; ϕ constante igual a 1,5; IQ a variação entre o terceiro e o primeiro quartil ($IQ = qr_3 - qr_1$).

Figura 5.13. Elementos de um Box-plot. Fonte: Adaptado de Magalhães e Lima (2010).

O critério de eliminação foi seguido cuidadosamente para evitar desvios entre os dados observados e os dados reais, e foi aplicado uma única vez. A mesma metodologia também foi utilizada por Simões et al. (2013) para a descrição da superfície do escoamento deslizante sobre turbilhões, ao longo de vertedores em degraus.

Apesar de terem utilizado tal critério, Simões, Schulz e Porto (2012) constataram que a detecção de gotas e volumes ejetados tem pouco influência nos perfis médios. Na Fig. 5.14 são apresentados os diagramas box-plot para as primeiras trinta posições de medida do ressalto dos dados de saída brutos dos dados de Simões, Schulz e Porto (2010). Na Fig. 5.15

os diagramas box-plot são referentes aos dados após a exclusão dos *outliers*. Evidentemente, mesmo com a supressão dos pontos extremos, novos *outliers* irão surgir, uma vez que uma nova mediana será calculada a partir do novo conjunto de dados, assim como os limites inferiores e superiores.

Figura 5.14. Diagrama box-plot dos dados brutos do sensor ultrassônico, com outliers, para as 30 primeiras posições medidas. $F_1 = 3,0$. Fonte: Adaptado de Simões, Schulz e Porto (2010).

Figura 5.15. Diagrama box-plot dos dados do sensor ultrassônico após a exclusão dos outliers, para as 30 primeiras posições medidas. $F_1 = 3,0$. Fonte: Adaptado de Simões, Schulz e Porto (2010).

5.2.6 INTENSIDADE TURBULENTA

A intensidade turbulenta foi avaliada em função da velocidade vertical do escoamento na interface ar-água, a qual é assumida como igual à derivada temporal das profundidades discretas da superfície livre (Eq. 5.4).

$$V = \frac{\Delta y}{\Delta t} \quad (5.4)$$

A intensidade turbulenta vertical, representado pelo valor rms das componentes de flutuação, é portanto definida de acordo com a Eq. 5.5:

Velocidade instantânea V

$$\bar{V} = \frac{1}{T} \int_0^T V dt \quad (5.5a)$$

$$\text{Componente da flutuação } v' \quad v' = V - \bar{V} \quad (5.5b)$$

$$\text{Rms da flutuação } v_{rms} \quad v_{rms} = \sqrt{\overline{(v')^2}} = \frac{1}{T} \int_0^T (v')^2 dt \quad (5.5c)$$

Quando se fala de escoamentos turbulentos também se considera as tensões de Reynolds, obtidas pelo produto cruzado das flutuações de velocidade, sugerindo que se pode obter o termo relativo à produção de turbulência da equação de energia cinética turbulenta (isso é fato quando se tem um escoamento monofásico, mas pode apresentar enormes dificuldades em escoamentos multifásicos). Segundo Mignot e Cienfuegos (2010) este termo é dado pela Eq. 5.6, sendo igual ao produto das tensões de Reynolds e o gradiente médio da velocidade longitudinal (nesse caso, não se trata de uma avaliação pontual, mas uma avaliação ao longo da dimensão longitudinal). A produção de turbulência é, nesse caso, dada por:

$$\overline{u'v'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \quad (5.6)$$

em que: $u, v, e w$ são as componentes de velocidade medidas ao longo de $x, y, e z$, na direção longitudinal, transversal vertical e transversal horizontal respectivamente, enquanto que $u', v', e w'$ são as componentes de flutuações. Um estudo desse termo na interface foi visto

como impossível com os materiais disponíveis. No presente texto essa possibilidade é inserida apenas como “exploratória”.

5.2.7 COMPRIMENTO DO ROLO E COMPRIMENTO DO RESSALTO

Como já mencionado, o ressalto hidráulico pode ser geometricamente definido segundo dois comprimentos longitudinais característicos: o comprimento do rolo e comprimento do ressalto (Fig. 5.16). O rolo corresponde a região que contém o movimento em recirculação do fluido, tal que o movimento da superfície livre é reverso à direção do escoamento principal. A jusante do rolo, o escoamento inicialmente permanece afetado pelo ressalto hidráulico, e finalmente alcança a condição de escoamento turbulento normal, após ter percorrido uma distância conhecida como comprimento do ressalto (L_j).

Figura 5.16. Ressalto com comprimentos característicos.

O comprimento do rolo, L_r , em cada condição experimental foi avaliado visualmente, pela observação do ponto de estagnação médio na superfície e da estrutura em recirculação do escoamento, sendo confrontado com fotografias do ressalto, a fim de ter uma avaliação mais precisa. O comprimento L_r também foi calculado pelas equações semi-empíricas, desenvolvidas previamente no Capítulo 4 deste trabalho. Nota-se que para o Canal II, com paredes de concreto, a opacidade das paredes impediu a avaliação visual desta variável.

Assim como o comprimento do rolo, o comprimento do ressalto, L_j , foi avaliado visualmente, sendo o critério baseado na seguinte assertiva de Dai Prá (2011). Os comprimentos característicos estão indicados nas Fig. 5.17 e 5.18 para uma condição experimental testada.

“[...]esta seção terminal (do final do ressalto) foi definida experimentalmente como sendo aquela região limite entre duas zonas distintas: a primeira, a montante, onde as bolhas de ar remanescentes no escoamento eram predominantemente impulsionadas no sentido vertical de forma ascendente (como uma consequência dos aspectos macroturbulentos do fenômeno), e a segunda, a jusante, onde as bolhas apresentavam, evidentemente, movimento ascensional, contudo já sobre a influência predominante do escoamento em regime lento, induzindo um movimento longitudinal” (Dai Prá, 2011, p. 78).

Figura 5.17. Detalhe do comprimentos: L_r (comprimento do rolo), L_j (comprimento do ressalto), L_{zt} (comprimento de transição). Tempo de exposição: $1/160$ s. $F_1=2,99$; $Q=4,6$ L/s; - $y_1=2,9$ $y_2=13,2$.

Figura 5.18. Detalhe do comprimentos: L_r (comprimento do rolo), L_j (comprimento do ressalto), L_{zt} (comprimento de transição). Mesma condição experimental da Figura 5.17. Tempo de exposição: $1/6$ s. $F_1=2,99$; $Q=4,6$ L/s; $y_1=2,9$ $y_2=13,2$.

5.3 RESULTADOS

A Tab. 5.1 apresenta as principais características dos testes experimentais, incluindo os valores de profundidades conjugadas e número de Froude supercrítico. Os experimentos estão referidos no presente texto de acordo com a nomenclatura apresentada na Fig. 5.19 a seguir:

EXP. I S	• Experimento desenvolvido no Canal I de 10 cm de largura, com soleira espessa
EXP. I C	• Experimento desenvolvido no Canal I de 10 cm de largura, com comporta plana
EXP. II	• Experimento desenvolvido no Canal II de 41 cm de largura, com soleira espessa
EXP. III	• Experimento desenvolvido no Canal III de 48 cm de largura, com comporta plana

Figura 5.19. Nomenclatura dos experimentos.

Tabela 5.1. Principais características dos testes experimentais.

Canal I							
<i>Soleira espessa</i>							
Código	Vazão [L/s]	y_1 [cm]	y_2 [cm]	y_2 / y_1	V_1 [m/s]	F_1	F_1 (Bélanger)
I – 3 S	2,8	2,2	7,9	3,6	1,26	2,72	2,87
I – 3.6 S	3,3	2,5	8,7	3,5	1,33	2,69	2,79
I – 4 S	3,7	2,8	9,5	3,4	1,32	2,52	2,73
I – 5 S	4,6	3,4	10,8	3,2	1,36	2,36	2,58
I – 6 S	5,6	3,9	12,1	3,1	1,42	2,30	2,52
I – 7 S	6,5	4,7	13,5	2,9	1,38	2,03	2,36
I – 8 S	7,4	5,3	14,5	2,7	1,40	1,94	2,26
<i>Comporta</i>							
I – 1.2 C	1,1	1,0	5,9	5,9	1,11	3,55	4,51
I – 1.8 C	1,7	1,4	7,8	5,6	1,19	3,21	4,28
I – 5.0 C	4,6	2,9	13,2	4,6	1,59	2,99	3,55
Canal II							
II – 21	21,0	2,5	14,2	5,7	2,04	4,11	4,34
II – 31	31,0	3,5	17,4	5,0	2,15	3,67	3,84
II – 40	40,0	5,0	21,4	4,3	1,95	2,78	3,36
Canal III							
III – 16	16,0	2,8	8,0	2,86	1,19	2,27	2,35
III – 21	20,9	2,8	10,6	3,79	1,56	2,98	3,01
III – 27	26,9	2,9	14,2	4,90	1,94	3,64	3,80
III – 34	34,2	2,9	17,9	6,17	2,44	4,58	4,70
III – 39	38,9	2,9	20,5	7,08	2,80	5,26	5,35

O número de Froude supercrítico estudado variou entre 1,94 a 5,26, sendo testadas 18 condições experimentais no total, abrangendo as faixas de: pré-ressalto ($1,7 \leq F_1 < 2,5$); ressalto oscilante ($2,5 \leq F_1 < 4,5$); e ressalto estável ($4,5 \leq F_1 < 9,0$).

Para os experimentos com a soleira (Exp. I S e Exp. II), o número de Froude diminuiu à medida que a vazão aumentou. Já nos experimentos do Canal III, em que a condição supercrítica foi formada a partir de uma comporta com abertura fixa, o número de Froude aumentou com as vazões. No experimento do Canal I C, a abertura não foi a mesma para os diferentes experimentos, uma vez que havia limitação para a altura de água a montante da comporta, em função da altura máxima da parede do canal. Assim, para maiores vazões foi necessário aumentar a abertura da comporta, reduzindo o número de Froude no início do ressalto.

A Fig. 5.20 apresenta a proporção entre o número de Froude calculado por meio da velocidade V_1 e profundidade y_1 , e o número de Froude calculado por meio da equação de Bélanger (Eq. 3.3), com as profundidades y_1 e y_2 identificadas nos testes experimentais. Para a maioria dos testes, com exceção do experimento I C, os valores de F_1 calculados por ambas as metodologias são bastante próximos. Os dados que mais se aproximaram de F_1 previsto com a equação de Bélanger foram aqueles do experimento III.

Figura 5.20. Relação entre os números de Froude calculados.

A Fig. 5.21 apresenta a proporção entre o número de Froude e a razão entre as profundidades conjugadas, podendo-se verificar uma relação praticamente linear entre F_1 e

y_2/y_1 . Os dados do experimento I C (com comporta) novamente foram os que mais se afastaram dos demais dados experimentais. Essa diferença pode ser resultado das ondas laterais formadas a jusante da comporta, como mencionado no item 5.2.3, de modo que a profundidade na seção supercrítica não foi a mesma ao longo da seção transversal do canal, o que influenciou na medida dessa profundidade, além de diferentes condições de entrada entre vertedores e comporta.

Percebe-se ainda da Fig. 5.21, que as profundidades (y_2/y_1) foram superiores às profundidades previstas pela teoria de Bélanger. Como a equação de Bélanger foi desenvolvida com base na aplicação dos princípios de quantidade de movimento, desconsiderando-se a resistência do fundo do canal, uma pequena variação entre a razão observada e a teórica já era esperada. Outros fatores como efeito parede no canal I e própria metodologia utilizada para medição (sensor ultrassônico) podem ter influenciado nessas diferenças.

Figura 5.21. Relação entre o número de Froude e a razão entre profundidades conjugadas.

Os dados de profundidade supercrítica a jusante do vertedor de soleira espessa do Exp. I S e Exp. II foram comparados com valores teóricos da equação de Gill (1979) - Eq. 5.7 - desenvolvida para escoamento em estruturas de queda. As profundidades y_1 observadas e teóricas encontram-se na Tab. 5.2.

$$\frac{y_1}{y_c} = 0,524 \left(\frac{y_c}{\Delta H} - 0,0053 \right)^{0,283} \quad (5.7)$$

y_c é a profundidade crítica do escoamento $= (q^2/g)^{1/3}$, sendo q a vazão específica, ΔH é a altura do degrau (ver Fig. 5.22).

Figura 5.22. Adaptado de Gill (1979). y_c é a profundidade crítica; y_0 é a profundidade no final do degrau; y_p é a profundidade da água abaixo da lâmina d'água; y_1 e y_2 são as profundidades conjugadas; H é a altura do degrau; L_0 é a distância do final do degrau até a seção de profundidade y_1 .

Tabela 5.2. Profundidade supercrítica experimental e teórica dos experimentos com soleira.

Experimento		Q	y_c	y_1 , observados	y_1 (GILL, 1979)	Erro relativo
		L/s	Cm	cm	Cm	%
Exp. I S	I - 3 S	2,8	4,31	2,2	1,83	16,9
	I - 3.6 S	3,3	4,81	2,5	2,10	15,9
	I - 4 S	3,7	5,19	2,8	2,32	17,1
	I - 5 S	4,6	6,00	3,4	2,80	17,8
	I - 6 S	5,6	6,84	3,9	3,31	15,1
	I - 7 S	6,5	7,55	4,7	3,76	20,0
	I - 8 S	7,4	8,24	5,3	4,20	20,7
Exp. II	II - 21	21,0	6,44	2,5	2,34	6,3
	II - 31	31,0	8,36	3,5	3,27	6,5
	II - 40	40,0	9,90	5,0	4,07	18,5

Verificou-se que o valor de y_1 dos dados experimentais e y_1 calculado por meio da metodologia de Gill (1979) foram mais próximos no experimento II, em que houve a

formação da cavidade ar abaixo do jato, condizente com a teoria do autor. No Exp. II observaram-se erros da ordem de 6,5%, enquanto que no Exp. I, todos os erros foram superiores a 15%.

5.3.1 PERFIL MÉDIO DA SUPERFÍCIE LIVRE

As profundidades médias ao longo do comprimento longitudinal do ressalto hidráulico foram calculadas com base no critério descrito no item 5.2.5. Os perfis médios da superfície livre apresentados em seguida já representam os valores médios após o tratamento dos dados brutos, ou seja, após a exclusão dos pontos *outliers*.

A Fig. 5.23 apresenta o perfil médio da superfície livre para o experimento no Canal I-S, em que a condição supercrítica foi formada a partir da soleira espessa. Para ressalto formado a partir da comporta plana sabe-se que dada uma abertura da comporta, o perfil aumenta gradualmente com o número de Froude. Para escoamento supercrítico formado a partir da soleira, o perfil apresentou maiores profundidades para menores números de Froude. Em algumas regiões observou-se uma pequena elevação no perfil, sendo essa característica atribuída possivelmente à maior turbulência nessas regiões e eventual presença de respingos de água.

Figura 5.23. Perfil médio da superfície livre do experimento I-S.

($\triangle$) Exp. I3S $F_1=2,72$; ($\times$) Exp. I3.6S $F_1=2,69$; ($\square$) Exp. I4S $F_1=2,52$; ($+$) Exp. I5S $F_1=2,36$; ($\diamond$)
Exp. I6S $F_1=2,30$; ($\circ$) Exp. I7S $F_1=2,03$; ($*$) Exp. I8S $F_1=1,94$.

O perfil médio do experimento do Canal I com comporta (Exp. I-C) está apresentado na Fig. 5.24. Para o experimento Exp. I 1.8C em particular, observa-se uma profundidade máxima próxima à posição longitudinal $x-x_1 = 40$, havendo em seguida um pequeno decréscimo dessa profundidade.

Figura 5.24. Perfil médio da superfície livre do experimento I-C.
 (•) Exp. I 1.2C $F_1=3,55$; (△) Exp. I 1.8C $F_1=3,21$; (×) Exp. I 5.0C $F_1=2,99$.

Na Fig. 5.25 as profundidades médias ao longo do ressalto são apresentadas para as diferentes vazões estudadas no Canal II. Para a menor vazão (21 L/s), e maior número de Froude ($F_1=4,11$), o perfil correspondente à região do rolo apresentou algumas descontinuidades. Para as demais vazões, o mesmo não foi verificado de forma acentuada como no Exp. II-21 (que corresponde aos valores das variáveis já mencionados).

Figura 5.25. Perfil médio da superfície livre do experimento II.
 (•) Exp. II 21 $F_1=4,11$; ($\triangle$) Exp. II 31 $F_1=3,67$; ($\times$) Exp. II 40 $F_1=2,78$.

O perfil médio da superfície livre para os ressaltos obtidos no Canal III está apresentado na Fig. 5.26 e Fig. 5.27. Nesta última figura uma aproximação para a região do rolo do ressalto foi apresentada. Para F_1 de 4,58 e 5,26 uma interessante peculiaridade é a forma ondular da superfície livre, sendo essa ondulação mais pronunciada para F_1 igual a 5,26. A forma do perfil condiz com as observações visuais durante os experimentos, apesar do perfil apresentar um crescimento gradual (sem ondulação pronunciada) em alguns instantes. Próximo às laterais do canal verificaram-se menores ondulações em relação ao eixo central, havendo um maior direcionamento do escoamento para o centro. Nas laterais ainda observou-se um escoamento contrário ao sentido do ressalto (Fig. 5.28). Na Fig. 5.29 as medidas para o eixo central do canal, e para a lateral (distante de 10 cm da lateral esquerda no sentido de montante para jusante) são apresentadas graficamente. Verifica-se que a frente do ressalto na lateral iniciou-se em uma posição mais a montante em comparação à posição central.

Figura 5.26. Perfil médio da superfície livre do experimento III.

(•) Exp. III 16 $F_1=2,27$; ($\triangle$) Exp. III 21 $F_1=2,98$; ($\times$) Exp. III 27 $F_1=3,64$; ($\square$) Exp. III 34 $F_1=4,58$;
(+) Exp. III 39 $F_1=5,26$.

Figura 5.27. Perfil médio da superfície livre do experimento III. Detalhe do perfil para distância longitudinal -20 a 120 cm.

(•) Exp. III 16 $F_1=2,27$; ($\triangle$) Exp. III 21 $F_1=2,98$; ($\times$) Exp. III 27 $F_1=3,64$; ($\square$) Exp. III 34 $F_1=4,58$;
(+) Exp. III 39 $F_1=5,26$.

Figura 5.28. Formação de ondas laterais contrárias ao escoamento. Vista de cima do escoamento. $F_1 = 5,26$, Exp. III 39.

Resch, Leutheusser e Coantic (1976) observaram que a forma do perfil de velocidade na seção 1 determina a condição da estrutura do ressalto. Para ressalto com escoamento na seção 1 plenamente desenvolvido (D), as linhas de corrente aparecem altamente perturbadas na região do rolo, enquanto que para escoamento não desenvolvido (ND), as linhas de corrente são mais regulares. Assim, a forma da superfície livre fica caracterizada pelo escoamento a montante do ressalto (Fig. 5.30 e 5.31), no que tange à distribuição da velocidade nesta seção. O ressalto tipo D é mais longo, sendo necessária uma distância de 15 a 20 vezes y_2 para se atingir uma altura de água constante na região subcrítica. Essa distância para o ressalto tipo ND é da ordem de 10 vezes y_2 .

Figura 5.29. Perfil médio para a posição central (M) e posição lateral (S) do experimento III.

Portanto, pela forma da superfície livre do ressalto com F_1 igual a 4,58 e 5,26, pode-se dizer que as perturbações na superfície livre são em função do tipo de escoamento a montante do ressalto, ficando caracterizado um ressalto do tipo D. Segundo Rajaratnam (1967), para o escoamento do tipo "jato de parede" (similar ao que ocorre na seção supercrítica do ressalto), o escoamento se torna plenamente desenvolvido quando $x/y_1 \geq 15$, sendo x a distância longitudinal a partir do fluxo de entrada (RAJARATNAM, 1967).

Figura 5.30. Definição do escoamento supercrítico a montante do ressalto.

Fonte: Adaptado de Resch, Leutheusser e Coantic (1976).

Figura 5.31. Perfis de velocidade para ressalto com escoamento a montante: a) não desenvolvido, b) desenvolvido. Fonte: Resch, Leutheusser e Coantic (1976).

No Apêndice C, apresenta-se uma comparação entre os perfis resultantes (após a eliminação dos pontos *outliers*) com a solução experimental de Hager (1993), e a solução analítica de Valiani (1997). As equações de cada autor foram apresentadas no capítulo 3 deste trabalho, sendo reescritas novamente a seguir para facilidade do leitor (Eq. 5.8 e 5.9).

$$\frac{y - y_1}{y_2 - y_1} = \tanh\left(1,5 \cdot \frac{x}{L_r}\right) \quad (5.8)$$

$$\frac{y}{y_1} = \left[\left(\left(\frac{y_2}{y_1} \right)^3 - 1 \right) \frac{x}{L_r} + 1 \right]^{1/3} \quad (5.9)$$

As profundidades supercrítica e subcrítica utilizadas nas equações foram as profundidades experimentais, conforme indicado na Tab. 5.1.

Os valores de L_r utilizados na Eq. 5.8 foram aqueles calculados pela metodologia de Hager, Bremen e Kawagoshi (1990), conforme apresentado na Tab. 5.6, da seção 5.3.3. Na Eq. 5.9, os valores de L_r foram determinados segundo a solução analítica de Valiani (1997) para o "comprimento do ressalto". No entanto, o autor considera o comprimento do ressalto como igual ao comprimento do rolo, sendo conveniente portanto o uso de tal solução para o cálculo da variável L_r .

$$\frac{L}{y_1} = \frac{1}{\operatorname{tg}(5,5^\circ)} \frac{2(\Lambda^3 - 1)}{3\Lambda(\Lambda + 1)} \quad (5.10)$$

em que: $\Lambda = y_2/y_1$.

Um exemplo de perfil apresentado no Apêndice C para cada teste experimental pode ser visualizado na Fig. 5.32. Em cada gráfico apresenta-se o perfil médio experimental (sem a exclusão de *outliers* e com a exclusão de *outliers*), perfil de Hager (1993), perfil de Valiani (1997), e desvio-padrão dos dados brutos, calculados com uma amostra composta por 3000 medidas.

A partir da análise das figuras, é possível observar que:

- Não há diferença significativa entre os perfis médios dos dados brutos, e após a rejeição dos *outliers*;
- O desvio-padrão dos dados amostrais apresenta um crescimento na região do rolo e posteriormente uma redução ao longo do escoamento, o que indica menor variação dos dados em torno da média à medida que o escoamento se distancia da região de maior turbulência;
- Em geral, o perfil de Hager (1993) conseguiu reproduzir adequadamente a maioria dos perfis experimentais, até mesmo nas condições do Exp. III 34 e Exp. III 39, em que uma ondulação superficial foi observada. A mesma consideração não pôde ser feita para a proposta teórica de Valiani (1997);

- Alguns perfis experimentais apresentam algumas descontinuidades ou irregularidades, não sendo compreendida totalmente a razão de tais pontos. Supõe-se, no entanto, que a presença dos mesmos se deve à elevada turbulência e respingos de água no sensor.

Figura 5.32. Perfil apresentado no Apêndice C. Experimento: III 34. x_1 é a posição de início do ressalto. ($\circ$) Média com outliers; (—) Média $\pm$ desvio-padrão; ($\bullet$) Média sem outliers; (- - -) Valiani (1997); (.....) Hager (1993).

Os dados amostrais obtidos com o sensor ultrassônico também foram apresentados na forma de gráficos box-plot, como apresentado no Apêndice D para cada teste experimental. Dos gráficos box-plot é possível observar que:

- Em geral, observou-se uma grande variação das profundidades na posição $x = 0$, tendo-se inclusive leituras negativas da profundidade do escoamento, as quais não possuem sentido físico. A possível explicação para as profundidades negativas é que o movimento longitudinal do ressalto (na direção x) afeta as medidas do sensor, assim como a movimentação na direção vertical, y . Dessa forma, como o sensor emite ondas dentro de uma envoltório com forma de tronco de cone, provavelmente o equipamento é capaz de detectar informações a respeito dessa oscilação longitudinal, introduzindo profundidades irreais, sejam elas superiores ou inferiores aos limites estabelecidos ($qr_3 + 1,5 \cdot AIQ$ ou $qr_1 - 1,5 \cdot AIQ$), principalmente nas localidades de maior oscilação. Ressalta-se entretanto que o critério de rejeição de pontos *outliers* é capaz de eliminar esses pontos, o que garante a boa qualidade dos dados. A grande dispersão dos dados, principalmente na posição $x = 0$ pôde ser observadas nos seguintes testes: Exp. I 3 S; Exp. I 5 S; Exp. I 6 S; Exp. I 7 S; Exp. I 8 S; Exp. I 1.8 C; Exp. II 21; Exp. II 31; Exp. II 40; Exp. III 27; Exp. III 34 (Fig. 5.33);

Figura 5.33. Exemplo de profundidades negativas registradas. Experimento I 6S. Canal I.

x_1 é a posição de início do ressalto.

- Em geral, observa-se que a altura das caixas dos box-plots, que representa a distância entre o primeiro quartil e terceiro quartil, reduzem à medida em que se afasta da posição $x=0$. Além disso, há uma redução da quantidade de pontos *outliers*, indicando maior concentração dos dados em torno da média (Fig. 5.34);

Figura 5.34. Gráfico box-plot com redução de número de *outliers* e da altura da caixa box-plot. Experimento II 31. Canal II. x_1 é a posição de início do ressalto.

- No Exp. I 3 S observa-se certa assimetria entre as posições $x-x_1=44$ e $x-x_1=60$, com diferença entre a média e a mediana do conjunto dos dados. Condição semelhante de assimetria não foi observada nos demais experimentos (Fig. 5.35);

Figura 5.35. Gráfico box-plot do Experimento I 3 S com assimetria. Canal I.

- A presença de alguns picos de dados, muito superiores à média, pode ser resultado dos respingos de água, que foram detectados pelo sensor. Tais pontos podem ser visualizados por exemplo no Exp. I 3.6 S, Exp. I 5 S, Exp. I 7 S, Exp. I 8 S, Exp. I 1.8 C, Exp. I 5.0 C, Exp. II 40, Exp. III 39 (Fig. 5.36).

Figura 5.36. Presença de picos nos dados de profundidade do Exp. III 39. Canal III.

- Em alguns gráficos box-plot, mesmo após a região do rolo (com elevada turbulência) nota-se um grande número de *outliers* inferiores ao limite $qr_1 - 1,5IQ$ não condizentes com a mínima altura de água verificada de forma visual. Tais profundidades foram encontradas principalmente nos experimentos com menor vazão, podendo-se atribuir essa diferença à escala dos experimentos. Espera-se que quanto menor a vazão, menor a escala do ressalto, e portanto a oscilação na direção x tem maior influência nas medidas. Entretanto, as profundidades muito inferiores à média são casos isolados, não comprometendo de forma negativa os resultados

experimentais. Exemplo disso são os experimentos: Exp. I 2 S, Exp. I 3 S, Exp. I 1.2 C, Exp. III 16, Exp. III 21 (Fig 5.37).

Figura 5.37. Profundidades inferiores à média inconsistentes do Exp. I3S. Canal I.

5.3.2 Intensidade Turbulenta

O conjunto de medidas realizadas com o sensor fornece um conjunto de pontos sucessivos, que, idealmente, compõem uma curva contínua cuja derivada é a velocidade vertical da superfície do escoamento. Como as medidas referem-se ao posicionamento da superfície livre, a velocidade representa a variação da profundidade do escoamento em determinado intervalo de tempo, podendo-se estimar, então, a velocidade nesse intervalo. A velocidade é fornecida diretamente pelo programa Logger Lite®, sendo o cálculo baseado em elementos finitos. O software calcula a média considerando derivada centrada de cinco pontos.

De acordo com a metodologia descrita no item 5.2.6, a intensidade turbulenta vertical foi determinada para cada teste realizado, sendo os perfis de intensidade turbulenta apresentados nas Fig. 5.38 a 5.41.

Um padrão semelhante para o perfil de intensidade turbulenta vertical foi observado na maioria das condições experimentais, em que há uma região de crescimento até atingir um valor máximo e, em seguida, uma região de decaimento. Em geral, há um deslocamento da intensidade máxima para a direita, à medida que a vazão na posição de início do ressalto aumenta. Esse perfil característico condiz com os resultados de Chachereau e Chanson (2011).

Em alguns gráficos a região de decaimento pode ser dividida em outras duas regiões, separadas por um patamar, como observado nos experimentos: I 3 S, I 3.6 S, I 4 S, I 5.0 C, II 21.

A maior intensidade turbulenta vertical foi encontrada no experimento III, alcançando um valor de 0,25 m/s aproximadamente. Na região subcrítica, a intensidade turbulenta vertical localizou-se na faixa de 0,02 a 0,08, aproximadamente em todos os experimentos.

Figura 5.38. Perfil de intensidade turbulenta vertical do experimento I-S. x_1 é a posição de início do ressalto.

Figura 5.39. Perfil de intensidade turbulenta vertical do experimento I-C. Canal I, com comporta plana. x_1 é a posição de início do ressalto.

Figura 5.40. Perfil de intensidade turbulenta vertical do experimento II. Canal II. x_1 é a posição de início do ressalto.

Figura 5.41. Perfil de intensidade turbulenta vertical do experimento III. x_1 é a posição de início do ressalto.

5.3.3 COMPRIMENTO DO ROLO

O comprimento do rolo, L_r , foi determinado primeiramente por meio de equações empíricas disponíveis na literatura, citadas na seção 3.4 deste trabalho. Os resultados estão apresentados na Tab. 5.3 e Fig. 5.42. Nos experimentos I-6S e I-7S, os valores de Hager, Bremen e Kawagoshi (1990) foram desconsiderados, uma vez que o número de Froude F_1 desses experimentos ultrapassou o intervalo de validade da equação, a qual foi ajustada a dados experimentais com F_1 entre 2,26 e 15,96.

Tabela 5.3. Comprimentos de rolo calculados por diferentes metodologias.

Canal I								
Soleira espessa								
Exp.	F_1	Hager, Bremen e Kawagoshi (1990)	Carollo, Ferro e Pampalone (2007)		Beirami e Chamani (2010)	Murzyn, Mouazé e Chaplin (2007)	L_r / y_1 médio	L_r (cm)
Código	-	$L_r / y_1^{(a)}$	$L_r / y_1^{(b)}$	$L_r / y_1^{(c)}$	$L_r / y_1^{(d)}$	$L_r / y_1^{(e)}$		
I - 3 S	2,72	9,42	11,96	11,41	11,01	10,65	10,89	23,96
I - 3.6 S	2,69	9,19	11,45	10,96	10,49	10,43	10,50	26,26
I - 4 S	2,52	7,89	11,05	10,61	9,69	9,15	9,68	27,10
I - 5 S	2,36	6,66	10,05	9,76	8,39	7,95	8,56	29,11
I - 6 S	2,30	6,20	9,71	9,47	7,93	7,50	8,16	31,82
I - 7 S	2,03	-	8,64	8,59	6,07	5,48	7,19	33,81
I - 8 S	1,94	-	8,01	8,07	5,25	4,80	6,53	34,63
Comporta								
I - 1.2 C	3,55	15,66	22,62	21,46	22,83	16,88	19,89	19,89
I - 1.8 C	3,21	13,13	21,10	19,95	20,64	14,33	17,83	24,96
I - 5.0 C	2,99	11,47	16,39	15,42	15,66	12,68	14,32	41,54
Canal II								
II - 21	4,11	20,42	21,60	20,44	22,55	21,08	21,22	53,05
II - 31	3,67	17,03	18,27	17,19	18,70	17,78	17,79	62,46
II - 40	2,78	9,88	15,10	14,23	13,96	11,10	12,85	64,39
Canal III								
III - 16	2,27	6,08	8,57	8,53	7,00	7,28	7,49	20,98
III - 21	2,98	11,67	12,86	12,20	12,38	12,60	12,34	34,56
III - 27	3,64	16,80	17,99	16,93	18,35	17,55	17,52	50,82
III - 34	4,58	24,01	23,88	22,72	25,24	24,60	24,09	69,86
III - 39	5,26	29,14	28,17	27,17	30,07	29,70	28,85	83,66

(a) Equação 3.5; (b) Equação 3.7; (c) Equação 3.8; (d) Equação 3.11; (e) Equação 3.10.

Figura 5.42a. Valores teóricos do L_r para o experimento I-S (continua).

Figura 5.42b. Valores teóricos do L_r para o experimento I-C (continua).

Figura 5.42c. Valores teóricos do L_r para o experimento II (continua).

Figura 5.42d. Valores teóricos do L_r para o experimento III (conclusão).

Nos experimentos do Canal I observou-se uma grande variação entre os comprimentos do rolo calculados considerando as diferentes metodologias. Em particular, a previsão de L_r segundo a equação de Hager, Bremen e Kawagoshi (1990) foi significativamente inferior aos demais valores. No experimento I-C os valores de Murzyn, Mouaze e Chaplin (2007) também são próximos aos valores de Hager, Bremen e Kawagoshi (1990). Nos demais experimentos (Exp. II e Exp. III), houve uma convergência quanto a previsão de L_r .

A principal diferença entre as equações de ambos os autores supracitados, em relação aos demais trabalhos, consiste na definição de L_r/y_1 como função apenas de y_1 e F_1 , enquanto que nas demais equações, a profundidade subcrítica y_2 é igualmente considerada. Os valores subestimados de L_r/y_1 segundo a proposta de Hager, Bremen e Kawagoshi (1990) provavelmente se devem aos baixos números de Froude na seção supercrítica, ou à elevada razão de aspecto ($\omega = y_1/b$). É importante notar que o coeficiente α_r , da equação de Hager, Bremen e Kawagoshi (1990) é igual a 20 para $\omega < 0,10$ e igual a 12,5 para $\omega \geq 0,10$ (ver seção 3.4). Os diferentes valores observados pode ser em função das diferentes configurações experimentais (tais como: desenvolvimento da camada limite, razão de aspecto), mas também da própria variação longitudinal do ressalto. Marques, Gomes e Endres (2000) observaram, por meio medição de pressão na soleira da bacia de dissipação, uma variação em torno da posição média de início do ressalto de $\pm 0,25$ a $0,30$ ($y_2 - y_1$). Para as seções correspondentes ao final do rolo e final do ressalto, os mesmos autores verificaram uma variação de $\pm 0,5$ ($y_2 - y_1$) para ambas as posições médias.

Na Tab. 5.4, apresentam-se os comprimentos do rolo segundo as observações visuais do escoamento, assim como os comprimentos calculados segundo a teoria apresentada no Capítulo 4. Essas medidas estão apresentados na Fig. 5.43, com a inclusão do intervalo de L_r máximo e mínimo determinados a partir da Tab. 5.3. No Canal II, não foi possível avaliar o comprimento do rolo, uma vez que as paredes são de concreto. No Canal III, os comprimentos foram avaliados por meio de fotografias do escoamento. No entanto, como o canal é longo, não foi possível capturar nas fotografias todo o campo do escoamento, sendo o ressalto fotografado em partes. Por essa razão, os comprimentos do Canal III são valores aproximados.

Tabela 5.4. Comprimento do rolo dos experimentos.

Comprimento do rolo - L_r (cm)					
Exp.	Intervalo tabela 5.3	Média	Observação visual	VC1 ^(a)	VC2 ^(b)
Canal I					
<i>Soleira espessa</i>					
I - 3 S	20,7 - 26,3	23,96	26	26,41	31,52
I - 3.6 S	23,0 - 28,6	26,26	28	28,94	33,45
I - 4 S	22,1 - 30,9	27,10	30	30,25	38,40
I - 5 S	22,6 - 34,2	29,11	33	32,98	42,97
I - 6 S	24,2 - 37,9	31,82	35	36,32	47,98
I - 7 S	25,7 - 40,6	33,81	39	37,08	54,60
I - 8 S	25,4 - 42,8	34,63	41	38,54	57,68
<i>Comporta</i>					
I - 1.2 C	15,7 - 22,8	19,89	20	21,88	32,39
I - 1.8 C	18,4 - 29,5	24,96	25	27,21	42,16
I - 5.0 C	33,3 - 47,5	41,54	42	45,63	64,15
Canal II					
II - 21	51,1 - 56,4	53,05	-	58,43	67,57
II - 31	59,8 - 65,6	62,46	-	68,15	77,27
II - 40	49,5 - 75,7	64,39	-	70,93	102,33
Canal III					
III - 16	17,0 - 24,0	20,98	23	23,85	28,41
III - 21	32,7 - 36,0	34,56	33	37,49	40,02
III - 27	48,7 - 53,2	50,82	52	55,43	62,48
III - 34	65,9 - 73,2	69,86	66	77,38	83,77
III - 39	78,8 - 87,2	83,66	82	93,84	100,56

(a) Equação 4.33; (b) Equação 4.34.

Figura 5.43a. Comprimento do rolo adimensional do Exp. I-S, soleira espessa (continua).

Figura 5.43b. Comprimento do rolo adimensional do Exp. I-C, comporta plana. (continua).

Figura 5.43c. Comprimento do rolo adimensional do Exp. II. (continua).

Figura 5.43d. Comprimento do rolo adimensional do Exp. III. Canal III. (conclusão).

Da Fig. 5.43 é possível verificar que a equação de L_r/y_1 , desenvolvida a partir do volume de controle 2, não foi capaz de prever adequadamente os comprimentos dos rolos aqui medidos utilizando os coeficientes obtidos com dados de literatura, sendo estes superestimados. No entanto, os valores de L_r segundo o volume de controle 1 e os dados de literatura foram próximos às observações visuais do escoamento. Essa diferença pode ser em função do próprio ajuste dos coeficientes, em que diferentes trabalhos foram considerados. Lembra-se que na Fig. 4.15 e 4.16 do trabalho, verificou-se uma variação de $\pm 40\%$ para a relação L_r/y_1 experimental e ajustado.

Observa-se ainda que os comprimentos do rolo observados ficaram compreendidos no intervalo de máximo e mínimo, determinados de acordo com a literatura.

As constantes das equações apresentadas no Capítulo 4, as quais haviam sido determinadas previamente com dados da literatura, também foram ajustadas com base nos dados de observação visual do presente trabalho. Na Tab. 5.5 apresentam-se os valores das constantes obtidas para os dados individuais (Exp. I- S, Exp. I-C, e Exp. III) e conjuntamente. Assim, uma nova equação adimensional para o comprimento do rolo é dada pelas Eq. 5.11 e 5.12. Os coeficientes anteriores eram iguais a 3,17; -0,15; 5,67; -6,93 para as constantes θ_6 , θ_7 , θ_8 e θ_9 , respectivamente. Como resultado tem-se que a Eq. 5.11 para o VC1 é relativamente semelhante à Eq. 4.33 do Capítulo 4. Já, a Eq. 5.12 produz resultados diferentes comparando-se à Eq. 4.34, para o VC2.

Observa-se ainda que os valores de θ_8 e θ_9 calculados para o experimento III são superiores aos demais, e se aproximam mais das constantes determinadas previamente para o VC2. O experimento III, por sua vez, abrangeu maiores números de Froude (2,27 a 5,26), enquanto que os experimentos I-S e I-C ficaram limitados a números de Froude de até 3,55.

Tabela 5.5. Resultado das constantes a partir dos dados experimentais.

Experimento	VC1		VC2	
	θ_6	θ_7	θ_8	θ_9
EXP. I – S	3,89	-0,43	2,71	-1,41
EXP. I – C	2,98	-0,17	2,60	-1,37
EXP. III	3,16	-0,22	4,25	-4,86
Todos	3,23	-0,24	2,66	-1,51

$$\frac{L_r}{y_1} = 3,23 \cdot F_1(y^*)^{-\frac{1}{2}} - 0,24 \cdot F_1^3(y^*)^{1/2} \quad (5.11)$$

$$\frac{L_r}{y_1} = 2,66 \cdot F_1(y^*)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{y_1}{y_2} + 1 \right) - 1,51 \cdot F_1^3(y^*)^{1/2} \frac{y_1}{y_2} \left(1 - \frac{y_1}{y_2} \right) \quad (5.12)$$

sendo: $y^* = y_1/H$ e H a diferença entre as alturas conjugadas.

A relação entre os comprimentos do rolo adimensional observados, e os comprimentos do rolo calculados segundos as Eq. 5.11 e 5.12, são apresentados nas Fig. 5.44 e na Tab. 5.6. Os valores apresentados na Tab. 5.6 foram calculados com as constantes individuais (para cada experimento) e constantes ajustadas considerando todo o conjunto de dados.

Após novo ajuste das constantes, percebe-se que há uma boa aproximação dos valores calculados pelas Eq. 5.11 e 5.12 com os valores experimentais. A previsão de L_r/y_1 com o ajuste anterior do VC2 não havia produzido resultados muito satisfatórios para essa variável. Os coeficientes do VC1 (θ_6 e θ_7) foram próximos aos coeficientes calculados com os dados dos trabalhos de Carollo, Ferro e Pampalone (2007), e Hager, Bremen e Kawagoshi (1990). Os coeficiente do VC2 (θ_8 e θ_9) foram próximos aos correspondentes do trabalho de Carollo, Ferro e Pampalone (ver Tab. 4.1).

Tabela 5.6. Comprimentos do rolo adimensionais com novas constantes.

Experimento	L _r / y ₁ experimental	VC1		VC2	
		L _r /y ₁ com única constante ^(a)	L _r /y ₁ com constantes individuais	L _r /y ₁ com única constante ^(b)	L _r /y ₁ com constantes individuais
Canal I					
Soleira espessa					
Exp. I 3-S	11,8	11,2	11,7	11,1	11,6
Exp. I 3.6-S	11,2	10,8	11,2	10,7	11,2
Exp. I 4-S	10,7	10,1	10,7	10,2	10,7
Exp. I 5-S	9,7	9,1	9,7	9,3	9,7
Exp. I 6-S	9,0	8,8	9,4	9,0	9,4
Exp. I 7-S	8,3	7,5	8,2	7,9	8,2
Exp. I 8-S	7,7	6,9	7,6	7,4	7,7
Comporta					
Exp. I 1.2-C	20,0	20,6	20,0	20,2	20,0
Exp. I 1.8-C	17,9	18,5	17,9	18,1	17,9
Exp. I 5.0-C	14,5	14,9	14,4	14,6	14,59
Canal III					
Exp. III 16	8,2	8,0	7,9	8,2	8,3
Exp. III 21	11,8	12,3	12,2	12,1	11,7
Exp. III 27	17,9	17,4	17,3	17,1	17,5
Exp. III 34	22,8	23,6	23,6	23,6	23,5
Exp. III 39	28,3	27,9	27,9	28,6	27,9

(a) Equação 5.11; (b) Equação 5.12.

Figura 5.44. Valores experimentais e semi-empíricos calculados com a Eq. 5.11 e 5.12.

5.3.4 COMPRIMENTO DO RESSALTO

Assim como o comprimento do rolo, o comprimento do ressalto também foi calculado com base em equações disponíveis na literatura para essa variável, como informado na seção 3.5 deste trabalho (Tab. 5.7). Os dados também podem ser visualizados na Fig. 5.45, sendo possível observar que somente no Exp. III, os valores de L_j/y_1 foram mais convergentes.

Tabela 5.7. Comprimento do ressalto calculado por diferentes metodologias.

Canal I							
Exp.	F ₁	Hager (1995)	Marques, Drapeau e Verrette (1997)	Simões (2008)	Simões, Schulz e Porto (2012)	L _j / y ₁ médio	L _j (cm)
Código	-	L _j / y ₁ ^(a)	L _j / y ₁ ^(b)	L _j / y ₁ ^(c)	L _j / y ₁ ^(d)		
<i>Soleira espessa</i>							
I - 3 S	2,72	17,17	22,02	18,60	24,67	20,61	45,35
I - 3.6 S	2,69	16,87	21,08	17,95	23,61	19,88	49,69
I - 4 S	2,52	15,18	20,34	17,05	22,78	18,84	52,74
I - 5 S	2,36	13,58	18,50	15,51	20,72	17,08	58,07
I - 6 S	2,30	12,98	17,87	14,97	20,02	16,46	64,20
I - 7 S	2,03	10,29	15,91	12,96	17,82	14,25	66,97
I - 8 S	1,94	9,39	14,75	12,01	16,53	13,17	69,80
<i>Comporta</i>							
I - 1.2 C	3,55	25,39	41,65	33,11	46,65	36,70	36,70
I - 1.8 C	3,21	22,03	38,86	30,45	43,52	33,71	47,20
I - 5.0 C	2,99	19,85	30,19	24,35	33,81	27,05	78,45
Canal II							
II – 21	4,11	30,89	39,78	32,88	44,55	37,03	92,57
II – 31	3,67	26,57	33,64	28,03	37,67	31,48	110,49
II – 40	2,78	17,76	27,81	22,30	31,14	24,75	124,02
Canal III							
III - 16	2,27	12,69	15,79	13,70	17,68	14,96	41,89
III - 21	2,98	19,75	23,68	20,23	26,52	22,54	63,13
III - 27	3,64	26,27	33,12	27,64	37,10	31,03	89,99
III - 34	4,58	35,49	43,97	36,38	49,24	41,27	119,68
III - 39	5,26	42,08	51,88	42,62	58,10	48,67	141,14

Figura 5.45a. Valores teóricos de L_j/y_1 para o Exp. I-S.

Figura 5.45 b. Valores teóricos de L_j/y_1 para o Exp. I-C.

Figura 5.45c. Valores teóricos de L_j/y_1 para o Exp. II.

Figura 5.45d. Valores teóricos de L_j/y_1 para o Exp. III.

Na Tab. 5.8, indicam-se os valores observados por meio de análise visual, assim como o intervalo máximo e mínimo, e valor médio, calculados com base na Tab. 5.7.

Tabela 5.8. Comprimento do ressalto observado.

Comprimento do ressalto - L_j (cm)			
Experimento	Intervalo Tab. 5.7	Média	Observado
Canal I			
<i>Soleira espessa</i>			
I - 3 S	37,8 - 54,3	45,4	41
I - 3.6 S	42,2 - 59,0	49,7	44
I - 4 S	42,5 - 63,8	52,7	49
I - 5 S	46,2 - 70,5	58,1	56
I - 6 S	50,6 - 78,1	64,2	62
I - 7 S	48,4 - 83,8	67,0	69
I - 8 S	49,8 - 87,6	69,8	79
<i>Comporta</i>			
I - 1.2 C	25,4 - 46,7	36,7	35
I - 1.8 C	30,8 - 60,9	47,2	41
I - 5.0 C	57,6 - 98,1	78,1	83
Canal II			
II - 21	77,2 - 111,4	92,6	-
II - 31	93,3 - 132,2	110,5	-
II - 40	89,0 - 156,0	124,0	-
Canal III			
III - 16	35,5 - 49,5	41,9	38
III - 21	55,3 - 74,3	63,1	60
III - 27	76,2 - 107,6	89,0	84
III - 34	102,9 - 142,8	119,7	115
III - 39	122,0 - 168,5	141,1	139

Pelas mesmas razões explicadas no item anterior, os comprimentos do ressalto do Exp. III são valores médios. Os valores de L_j observados ficaram compreendidos na faixa entre os valores máximo e mínimo. Isso mostra, que apesar da divergência entre os valores previstos para essa variável, os comprimentos observados mantiveram-se na faixa daqueles previstos e próximos aos valores médios considerando as formulações testadas (Fig. 5.46).

Figura 5.46a. Valores teóricos e observados de L_j / y_1 do Exp. I S.

Figura 5.46b. Valores teóricos e observados de L_j / y_1 do Exp. I C.

Figura 5.46c. Valores teóricos e observados de L_j/y_1 do Exp. II.

Figura 5.46d. Valores teóricos e observados de L_j/y_1 do Exp. III.

5.3.5 FREQUÊNCIA DAS POSIÇÕES DA SUPERFÍCIE LIVRE⁴

Através de uma análise dos dados no domínio do tempo é possível verificar quais as frequências existentes em determinado sinal. A decomposição dos sinais brutos em componentes de frequência é feita através da Transformada de Fourier. Em termos práticos, havendo uma série de dados, utilizam-se ferramentas que efetuam uma Transformada Rápida

⁴ Algumas considerações apresentadas nesta seção também estão apresentadas no trabalho de Nóbrega et al. (2013).

de Fourier (Fast Fourier Transform - FFT). A frequência dominante (F) pode ser combinada com a profundidade do escoamento (y) e a velocidade (V), resultando em um número representativo conhecido como número de Strouhal (Eq. 5.13).

$$St = \frac{F \cdot y}{V} \quad (5.13)$$

A determinação do número de Strouhal é considerada importante no estudo do ressalto hidráulico, uma vez que pode ser relacionado à estrutura do escoamento turbulento. A frequência de oscilação da posição de início do ressalto, por exemplo, está associada ao crescimento e deslocamento dos grandes vórtices no ressalto (LONG et al., 1991). Do ponto de vista prático, o conhecimento das frequências do escoamento possibilita verificar se a técnica aplicada é adequada para as medidas em questão, uma vez que a frequência de amostragem do sinal deve ser pelo menos duas vezes maior que a frequência característica, conforme a teoria de Nyquist. No estudo de Bung (2013), por exemplo, uma taxa de amostragem de 30 Hz de um sensor ultrassônico não foi suficiente para detectar as altas frequências do escoamento em vertedores em degraus, comparadas com aquelas identificadas por uma câmera de alta velocidade.

De acordo com Liu, Rajaratnam e Zhu (2004), a frequência dominante em ressaltos hidráulicos encontra-se na faixa de 0 a 4 Hz para ambas as componentes do movimento: horizontal e vertical. Uma variação similar foi encontrada por Chachereau e Chanson (2010), que observaram flutuações da superfície com frequências características entre 1,4 e 4 Hz, principalmente inferiores a 3 Hz, em todos os experimentos. Segundo Murzyn e Chanson (2009a) as frequências da posição da superfície livre são constantes na região do rolo, enquanto que elas decaem a jusante, e são maiores para menores números de Froude.

Na Fig. 5.47, os dados de Simões, Schulz e Porto (2012) foram comparados com os dados de Murzyn e Chanson (2009a,b) e Chachereau e Chanson (2009). Considerando $F_1 = 3,1$, os dados de Murzyn e Chanson (2009a,b) apresentaram valores menores que os demais dados para $(x-x_1)/y_1 > 20$. A montante dessa posição, o número de Strouhal foi aproximadamente 0,05, enquanto que, a jusante esse número “transformou-se” em 0,02 aproximadamente. Simões, Schulz e Porto (2012) também apresentaram dados de números de Strouhal para a região supercrítica $((x-x_1)/y_1 < 0)$ os quais variaram entre 0,10 e 0,22 aproximadamente.

Figura 5.47. Distribuição do número de Strouhal ao longo do ressalto hidráulico.
Fonte: Nóbrega et al. (2013).

Os valores do número de Strouhal de Simões, Schulz e Porto (2012) são um pouco superiores aos dados de Chachereau e Chanson (2011) e Murzyn e Chanson (2009a,b). No entanto, comparando-se a frequência representativa da superfície livre (F_{fs}), todos os dados apresentaram um padrão semelhante, exceto pelos valores de $F_1 = 3,1$ de Murzyn e Chanson (2009a,b) que apresentou um decaimento a partir de $(x-x_1)/y_1 = 20$ (Fig. 5.48).

Figura 5.48. Distribuição de frequências dominantes ao longo do ressalto hidráulico.
Fonte: Nóbrega et al. (2013).

Para os dados experimentais obtidos no presente trabalho, uma análise de frequência foi realizada para cada conjunto de 3000 amostras, considerando diferentes posições de medidas. As frequências correspondentes às amplitudes máximas são as frequências características do sinal. Como a frequência de amostragem foi de 25 Hz, o intervalo do

gráfico de frequência compreende entre 0 a 12,5 Hz, sendo esta última a maior frequência capaz de ser detectada pelo sensor ultrassônico utilizado.

Fazendo-se uma análise individual para cada gráfico de frequência, verificou-se a existência de duas frequências dominantes em alguns casos, como pode ser verificado na Fig. 5.49. Já, em outros gráficos de frequência *versus* amplitude, verificou-se apenas uma frequência dominante (Fig. 5.50), ou ainda nenhuma frequência característica, com apenas um padrão de decaimento (Fig. 5.51). Quando a frequência dominante é nula, pode-se dizer que o fenômeno se repetiria apenas em um tempo infinito.

Os gráficos de frequência característica de cada experimento estão apresentados no Apêndice E deste trabalho. Para cada posição, estão indicados as frequências dominantes (frequências em que as amplitudes são máximas), assim como as frequências adicionais, determinadas pela análise individual de cada um dos gráficos de frequência. As frequências adicionais foram indicadas nos gráficos em que mais de um pico de frequência foi observado.

Figura 5.49. Gráfico frequência *versus* amplitude com duas frequências características.
Posição $x - x_1 = 4$ cm. Exp. I 1.8C.

Figura 5.50. Gráfico frequência *versus* amplitude com uma frequência característica. Posição $x - x_1 = 8$ cm. Exp. I 1.8C.

Figura 5.51. Gráfico frequência *versus* amplitude com curva decrescente. Posição $x - x_1 = 25$ cm. Exp. I 1.8C.

Dos gráficos de distribuição de frequência ao longo do ressalto (indicados no Apêndice E) foi possível observar que após certa distância a partir do início do ressalto, o gráfico de frequência *versus* amplitude não apresenta frequências dominantes, de forma similar ao gráfico da Fig. 5.52. A seção em que esta modificação é observada, será referenciada no presente texto como frequência de corte. É importante salientar que nos demais estudos da literatura com sensor ultrassônico (ver Fig. 5.48), o mesmo comportamento não foi verificado. Posteriormente, há uma seção em que as condições do escoamento são restabelecidas, de modo que um pico de frequência volta a ser observado.

Figura 5.52. Exemplo de gráfico de frequência máxima (■) e frequência adicional (●) apresentado no Apêndice E.

Dos gráficos, ainda observa-se que:

- No experimento do Canal I-S (com soleira), as frequências dominantes situaram-se na faixa entre 0 e 5 Hz, predominantemente entre 3 e 4 Hz;
- No experimento do Canal I-C (com comporta), as frequências dominantes apresentaram uma variação entre 0,5 e 3,5 Hz;
- No Canal II, a montante da frequência de corte, as frequências foram praticamente constantes, independente da posição longitudinal. A jusante da posição referente à frequência de corte, as frequências distribuíram-se de forma mais aleatória, apresentando um valor máximo de 3,5 Hz, aproximadamente. Uma particularidade para a posição $x - x_1 = 104$ e 112 do Exp. II 31, foi a observação de frequências da ordem de 8 Hz e 5,5 Hz, respectivamente;
- Nos experimentos do Canal III, observou-se que as frequências dominantes situaram-se em geral nos seguintes intervalos: 0 a 1 Hz no Exp. III 16; 0 a 1,3 Hz no Exp. III 21; 0 a 2,5 Hz nos experimentos Exp. III 21, Exp. III 34, Exp. III 39.

Com o intuito de avaliar uma possível correlação entre as frequências de corte e os comprimentos característicos do ressalto, os intervalos teóricos de L_r e L_j (indicados na Tab. 5.4 e 5.8), foram apresentados conjuntamente com o intervalo de início e final da frequência de corte, sendo os gráficos apresentados na Fig. 5.53.

Dos gráficos observa-se que:

- No Exp. I-S, as frequências de corte inicial e final foram próximas ao máximo comprimento do rolo e mínimo comprimento do ressalto, respectivamente;
- No Exp. I-C, a frequência de corte inicial foi próxima ao máximo comprimento do rolo;

- No Exp. II, a frequência de corte inicial localizou-se entre o intervalo de mínimo e máximo L_r ;
- No Exp. III, em geral, as frequências de corte ultrapassaram o máximo de L_j .

Figura 5.53a. Relação entre os comprimentos característicos do ressalto e frequências de corte do Exp. I-S.

Figura 5.53b. Relação entre os comprimentos característicos do ressalto e frequência de corte do Exp. I-C.

Figura 5.53c. Relação entre os comprimentos característicos do ressalto e frequência de corte do Exp. II.

Figura 5.53d. Relação entre os comprimentos característicos do ressalto e frequência de corte do Exp. III.

De modo geral, não foi possível apresentar uma conclusão a respeito da relação entre as frequências de corte e os comprimentos característicos do ressalto. No entanto, esse estudo mostrou-se interessante por indicar a necessidade de maior investigação das frequências contidas nos dados da superfície livre, a fim de melhor compreender como o ressalto se estabelece.

5.3.6 PERFIS ADIMENSIONAIS

Para a adimensionalização dos gráficos da superfície livre, a fim de se obter uma única curva representativa dos dados, foram utilizadas as profundidades conjugadas do escoamento e o comprimento do rolo observado. A posição longitudinal x foi adimensionalizada em relação ao comprimento do rolo, enquanto que, a posição vertical y foi adimensionalizada com a altura do ressalto, dada pela diferença entre y_2 e y_1 .

Nos gráficos já adimensionalizados (Fig. 5.54 a 5.58), a curva de Hager (1993) também foi apresentada. Apesar do bom ajuste aos dados experimentais, o perfil dado pela equação mostrou-se um pouco inferior aos perfis dos experimentos I-S e II, em que a soleira foi utilizada. Tal resultado sugeriu a possibilidade de diferença entre os perfis do ressalto formados a partir de uma soleira espessa, e uma comporta plana, sendo os perfis mais acentuados no primeiro caso.

Esse resultado indicou a conveniência do ajuste do coeficiente (igual a 1,5) da equação de Hager (1993), pelo método dos mínimos quadrados. Para o Exp. I-S, o coeficiente ajustado foi igual a 2,10, enquanto que, para o Exp. II, o coeficiente foi igual a 1,73. As respectivas equações ajustadas são iguais a:

$$\frac{y - y_1}{y_2 - y_1} = \tanh(2,10 \frac{x}{L_r}) \quad (5.14a)$$

$$\frac{y - y_1}{y_2 - y_1} = \tanh(1,73 \frac{x}{L_r}) \quad (5.14b)$$

Acerca das Eq. 5.14, Schulz (2014) defendeu, em contatos verbais conduzidos na presente pesquisa, que um critério mais heurístico poderia ser aventado para a evolução da superfície livre. O argumento tecido foi o seguinte:

“Sabendo-se que há uma profundidade final, à qual o fenômeno físico seguramente tende, espera-se que a taxa de variação em direção a esta profundidade seja tanto maior quanto maior for a diferença da profundidade local em relação à profundidade máxima, mantendo-se constantes todas as condições que governam o fenômeno” (SCHULZ, 2014). Em termos matemáticos, está-se dizendo que (Eq. 5.15):

$$\frac{d y}{d x} = \frac{E}{L_r} (y_2 - y) \quad (5.15)$$

Esta equação tem uma conotação de equalização de energia (potencial). Como ela tende a eliminar diferenças, ou seja, eliminar uma ordem inicial, pode-se também falar em aumento de entropia. O coeficiente “ E/L_r ” é uma constante de proporcionalidade que ajusta as dimensões da equação. A divisão por L_r é uma conveniência decorrente da adimensionalização. y_2 é a profundidade para a qual o fenômeno físico seguramente tende. A integração desta equação, considerando que em $x=0$ tem-se $y=y_1$, produz (Eq. 5.16 e 5.17):

$$\frac{y_2 - y}{y_2 - y_1} = \exp\left(-E \frac{x}{L_r}\right) \quad (5.16)$$

Ou:

$$\frac{y - y_1}{y_2 - y_1} = 1 - \exp\left(-E \frac{x}{L_r}\right) \quad (5.17)$$

Para comporta plana encontrou-se o valor de E ajustado aos dados experimentais igual a 2,3, enquanto que, para soleira espessa este foi igual a 2,9. As Fig. 5.54 a 5.58 apresentam o perfil adimensionalizado da profundidade média, como função da distância adimensionalizada com o comprimento do rolo.

$$\frac{y - y_1}{y_2 - y_1} = 1 - \exp\left(-2,9 \frac{x}{L_r}\right) \quad \text{Vertedor de soleira espessa} \quad (5.18a)$$

$$\frac{y - y_1}{y_2 - y_1} = 1 - \exp\left(-2,3 \frac{x}{L_r}\right) \quad \text{Comporta plana} \quad (5.18b)$$

As Fig. 5.54, 5.55 e 5.56 mostram que o perfil adimensionalizado da profundidade média tende a ficar em torno do valor unitário para uma distância longitudinal que oscila entre 2 a 3 vezes o comprimento do rolo. Na Fig. 5.57 e 5.58, apesar de se observar que antes desta faixa de distâncias há grande variação do perfil de profundidade, a estabilização parece ocorrer de forma mais lenta, entre 4 a 5 vezes o comprimento do rolo. Assim, ainda é ousado afirmar algo mais preciso com relação à região de variação do perfil adimensional. Pelos resultados analisados pode-se dizer que a estabilização em todos os casos ocorreu antes de se

percorrer 5 vezes a distância do rolo, mas este parece ser um critério exageradamente amplo na maioria dos casos.

Figura 5.54. Perfil adimensional do Experimento I S. Canal de acrílico de 10 cm de largura, com uso da soleira espessa.

Figura 5.55. Perfil adimensional do Experimento I C. Canal de acrílico de 10 cm de largura, com uso da comporta plana.

Figura 5.56. Perfil adimensional do Experimento II. Canal de concreto de 41 cm de largura, com uso da soleira espessa.

Figura 5.57. Perfil adimensional do Experimento III (eixo adimensional até 3). Canal de paredes de acrílico de 48 cm de largura, com uso da comporta plana.

Figura 5.58. Perfil adimensional do Experimento III (eixo adimensional até 6). Canal de paredes de acrílico de 48 cm de largura, com uso da comporta plana.

5.4 CONCLUSÕES GERAIS

O presente capítulo abordou os resultados e discussões do trabalho experimental em que um sensor ultrassônico foi utilizado. No total, foram testadas dezoito condições experimentais, em três canais diferentes, variando-se a vazão e o tipo de restrição para a formação da condição supercrítica (soleira espessa e comporta plana). Apesar das condições de teste (como posicionamento, número de Froude na seção supercrítica) serem mais facilmente controláveis com a comporta plana, também optou-se pela utilização da soleira espessa, em função da estrutura física disponível no laboratório. A avaliação do ressalto formado a partir da soleira espessa pode ser interessante, uma vez que situações semelhantes são encontradas em aplicações práticas, como em estruturas de quedas em canais de drenagem urbana.

O número de Froude na seção supercrítica foi variável entre 1,94 e 5,26, sendo os ressaltos classificados em: pré-ressalto ($F_1 = 1,7$ a $2,5$), ressalto oscilante ($F_1 = 2,5$ a $4,5$) e ressalto estável ($F_1 = 4,5$ a $9,0$). Com relação à razão de aspecto, que relaciona a profundidade supercrítica com a largura do canal, esta foi variável entre 0,10 e 0,53.

Os dados da superfície livre obtidos com o sensor ultrassônico foram apresentados na forma de diagramas box-plot. Pôde-se observar a presença de alguns pontos não condizentes com as observações visuais, como profundidades negativas, ou profundidade muito superiores ou inferiores à profundidade média. O número de pontos, entretanto, é relativamente limitado, garantindo uma boa representatividade da superfície livre do escoamento (ver no Apêndice C perfil médio sem e com outliers). Tal consideração já havia sido feita em outros trabalhos com uso do sensor ultrassônico.

Após a exclusão dos pontos *outliers*, determinou-se o perfil da superfície livre para cada número de Froude supercrítico experimental. No ressalto formado a partir da soleira espessa, quanto maior à vazão, maior a profundidade do escoamento, e menor o número de Froude. Os perfis foram comparados com a equação empírica de Hager (1993) e Valiani (1997), sendo verificada uma boa correlação com o perfil do primeiro autor. Após a adimensionalização dos perfis, foi proposto um ajuste do coeficiente da equação de Hager (1993) para os dados da soleira, por apresentarem maiores desvios.

Perfis de intensidade turbulenta vertical também foram elaborados, a partir da velocidade da superfície livre. O perfil é caracterizado por duas zonas distintas: a primeira, em que a intensidade aumenta de forma mais ou menos linear até um valor máximo, e a

segunda, em que há um decréscimo, até se atingir uma região estável, em que as intensidades se tornam invariáveis ao longo do escoamento.

O trabalho também incluiu a análise das frequências contidas nos sinais de saída do sensor em cada posição de medida. Para certa distância a partir do início do ressalto, as frequências são próximas de zero, não existindo uma frequência que caracteriza o comportamento da superfície livre. Após essa região, os gráficos de amplitude *versus* frequência voltam a apresentar picos, indicando o reestabelecimento de uma periodicidade do fenômeno. A frequência característica variou em geral entre 0 e 4 Hz, em todos os experimentos, resultado esse coerente com dados da literatura.

O comprimento do rolo e comprimento do ressalto foram observados visualmente, sendo as medidas comparadas com dados da literatura. O comprimento do rolo ainda foi determinado a partir das equações teóricas do Capítulo 4. O resultado do comprimento L_r com a equação do VC1 apresentou resultados muito positivos, enquanto que os valores calculados com a equação do VC2 foram superiores aos valores previstos, quando considerados os coeficientes obtidos com os dados de literatura. Utilizando coeficientes obtidos com os dados medidos no presente estudo, ambas as equações com coeficientes médios (para VC1 e VC2) geraram boas previsões.

Os comprimentos característicos do ressalto foram comparados com valores de intensidade turbulenta e frequências dominantes, a fim de analisar como essas características estão relacionadas entre si. No entanto, apesar de observamos que elas estão “ligadas” de alguma forma, não foi possível definir um vínculo causal (uma equação) para essa relação.

Finalmente, a evolução da superfície livre observada foi comparada com previsões empíricas propostas na literatura da área, sendo possível localizar tendências médias coerentes, principalmente em se ajustando novos valores para as constantes existentes nessas propostas. Adicionalmente, a partir de um argumento envolvendo a taxa de variação da altura e a diferença entre a altura máxima atingível e a altura pontual, uma equação diferencial foi integrada gerando uma solução exponencial, a qual permite bons ajustes aos dados aqui medidos.

CAPÍTULO 6

TRABALHO EXPERIMENTAL: VISUALIZAÇÃO DO ESCOAMENTO

Resumo:

Imagens obtidas com uma câmera de alta velocidade, a uma taxa de 200 fotos por segundo, foram utilizadas para avaliar a superfície livre do ressalto hidráulico. O tratamento das imagens foi feita em ambiente Matlab®, por meio da ferramenta “Image Processing Toolbox”, recorrendo-se a técnicas usuais de morfologia de imagens. Os resultados foram comparados com os dados apresentados no capítulo anterior, com o uso do sensor ultrassônico. Além disso, uma simples análise descritiva do escoamento para uma dada condição experimental foi feita, a partir do desenho manual dos vetores de velocidade.

6 TRABALHO EXPERIMENTAL: VISUALIZAÇÃO DO ESCOAMENTO⁵

6.1 INTRODUÇÃO E REVISÃO

Segundo Hesselink (1988) a visualização do escoamento resulta da interação entre a luz e o fluido, ou partículas inseridas no fluido. Técnicas de processamento de imagens para a visualização do escoamento permitem a extração de características quantitativas a partir de fotografias, auxiliando na interpretação de dados numéricos e experimentais. A informação quantitativa, por sua vez, é extraída dos pixels das imagens. Além de informações quantitativas, a análise de imagens permite observações qualitativas e identificação de estruturas dos escoamentos. O artigo de Long et al. (1991), por exemplo, apresenta uma análise das estruturas de vórtices em ressaltos hidráulicos baseado em imagens obtidas com uma câmera de alta velocidade. Os autores descrevem os estágios da formação dos vórtices e migração ao longo do escoamento. Marques, Gomes e Endres (2000) obtiveram a variação da posição de início do ressalto, do final do rolo e final do ressalto, por meio de análise de dois segundos de imagens digitalizadas a uma taxa de 25 quadros por segundo, sendo utilizadas duas fontes luminosas posicionadas acima da superfície livre.

Nesse contexto, muitos pesquisadores têm utilizado técnicas como PIV (velocimetria de imagem de partículas) e BIV (velocimetria de imagem de bolhas) para determinação do campo instantâneo de velocidade do escoamento (MISRA et al., 2008; BUNG, 2011; RODRÍGUEZ-RODRÍGUEZ et al., 2011; LIN et al., 2012). Estudos de aeradores de fundo usando técnicas combinadas de PIV e sensor de Césio 137 possibilitaram a obtenção de ótimos perfis de fração de vazios, que por sua vez foram utilizados para quantificar a entrada de ar ao longo do jato de água em tais dispositivos (LIMA, 2004; LIMA et al., 2008; LIMA; SCHULZ; GULLIVER, 2009). Nesse caso a radiação de Césio detecta bolhas através de diferentes taxas de absorção de radiação do ar e da água. Ou seja, não é uma radiação luminosa, mas igualmente interage com o fluido e com partículas (bolhas) em seu meio.

No caso específico da geração de imagens, as intensidades dos pixels contidos nas imagens podem ser relacionadas com alguma característica que se deseja avaliar, sendo necessária a aplicação de técnicas de processamento para extração dessas informações diretamente das fotografias. Misra et al. (2006), por exemplo, estimaram a posição da

⁵ Este capítulo trata-se da tradução de um artigo apresentado no 5º Simpósio Internacional em Estruturas Hidráulicas: Nóbrega, Schulz e Zhu (2014).

interface ar-água de um ressalto hidráulico pela aplicação de métodos de segmentação de imagens (Fig. 6.1a). Leandro et al. (2006) desenvolveram um algoritmo para determinar o perfil de concentração de ar no ressalto hidráulico, considerando que a fração de vazios pode ser relacionada com a intensidade dos pixels. Esses autores também determinaram a série temporal da superfície livre, a qual foi extraída pela definição de uma intensidade de pixel particular para essa posição da superfície. Os trabalhos de Lima et al. (2008) e Lima, Schulz e Gulliver (2009) mostram como obter esses perfis utilizando a contagem da radiação que atravessa um escoamento, que é uma metodologia que permite validar os resultados obtidos com as técnicas de processamento de imagem. Bung (2013) utilizou um sensor ultrassônico e uma câmera de alta velocidade para localizar a interface ar-água em vertedores em degraus, sendo adotada uma técnica de detecção de fronteiras usual para processamento das imagens (Fig. 6.1b).

Figura 6.1. Detecção de fronteira em: a) ressalto. Fonte: Misra et al. (2006); b) degrau de um vertedor escalonado. Fonte: Bung (2013).

Assim, como Bung (2013), o uso de um sensor ultrassônico e uma câmera de alta velocidade foi proposto no presente trabalho com o intuito de avaliar a evolução da superfície livre de um ressalto hidráulico, contribuindo dessa maneira para a compreensão geral da estrutura desses fenômenos. Nas seções seguintes, a metodologia proposta para o processamento das imagens é apresentada, assim como os resultados obtidos para um ressalto hidráulico com $F_1=2,39$. O escoamento para esse número de Froude não apresenta grande incorporação de ar e não apresenta elevada instabilidade da superfície livre, de forma que o processamento de imagens para ressaltos com maiores números de Froude se tornaria mais complexa.

6.2 METODOLOGIA

Os experimentos foram conduzidos no Laboratório de Hidráulica da Universidade de Alberta, Canadá. No presente trabalho, este canal foi designado por Canal III, sendo que, a descrição do aparato experimental encontra-se no item 5.2.1. Para o propósito do estudo, um sensor ultrassônico e uma câmera de alta velocidade foram utilizados, como descrito em detalhe nos itens 6.2.1 e 6.2.2. O ressalto hidráulico clássico foi estudado para número de Froude na seção supercrítica de 2,27 (Tab. 6.1).

Tabela 6.1. Condições experimentais.

Vazão	Profundidade supercrítica	Profundidade subcrítica	Largura do canal	Velocidade supercrítica	Número de Froude na entrada
Q L/s	y ₁ mm	y ₂ mm	B m	V ₁ m/s	F ₁
16,00	28	80	0,48	1,19	2,27

As imagens foram obtidas com uma câmera de alta velocidade (Phantom v211), posicionada aproximadamente a 1,5 m da lateral do canal. A região de interesse do escoamento foi iluminada com um luz laser contínua de 2,5 W, alinhada na linha central do canal. A taxa de amostragem das imagens foi de 200 fps, resolução de 1024 x 512, totalizando em um vídeo com 5642 imagens distribuídas em um tempo de 28 segundos. Um placa preta foi colocada na lateral oposta do canal, para reduzir a difração de luz causada pelas bolhas na região aerada.

O principal desafio no processamento das imagens foi lidar com a luz não-uniforme nas imagens (Fig. 6.2). A causa da não-uniformidade se deve a diferentes tamanhos e quantidades de bolhas, em ambas as direções vertical e horizontal. Devido a isso e também devido ao efeito de sombra causado pela água em contato com a lateral do canal, a superfície livre não apresenta a mesma intensidade de pixel. Portanto, alguns passos foram utilizados através do ImageProcessing Toolbox do Matlab®.

As imagens foram primeiramente cortadas em quadros (*frames*) de menor resolução, limitando o processamento a região de interesse. A difração de luz causada pelas bolhas de ar acima da superfície de água, e também as bolhas juntas da parede de vidro (devido ao movimento do ressalto e respingo de água) são uma fonte de ruído para o processamento automático das imagens. Esse ruído foi primeiramente minimizado com a aplicação de um

filtro médio, em que as intensidades dos pixels foram substituídas pela média da intensidade dos pixels baseado em uma vizinhança 3x3.

Após o borramento das imagens com a máscara média, as imagens foram binarizadas. Como as imagens apresentam diferenças na distribuição de luz e portanto de intensidade de pixel, elas foram primeiramente subdivididas em quatro regiões de resolução 313 x 256. Para cada região, um diferente *threshold* (valor limite) baseado em testes empíricos foi aplicado com o objetivo de preservar a linha da superfície livre. Nas imagens binarizadas, algum ruído acima da superfície ainda podia ser observado. Portanto, os valores de pixels foram primeiramente substituídos pelo valor mínimo de intensidade em uma vizinhança 3x3, e depois pela máxima intensidade de pixel. O perímetro da imagem binária foi então encontrado com a função ‘bwperim’ disponível no Matlab®, considerando 8 componentes conectados. Em seguida, os componentes conectados (parte de um objeto) foram classificados numericamente usando a função ‘bwboundaries’ em ordem ascendente, de acordo com o número de regiões conectadas.

Figura 6.2. Detalhe da difração da luz laser causada pelas bolhas ao longo do ressalto e pelas bolhas aderidas a parede do canal. *Imagem # 296* do vídeo. Escala da imagem: centímetros.

Os objetos classificados com menos de 80 pixels componentes foram substituídos por valores 0's, para torná-los como parte dos pixels de fundo. Esse procedimento permitiu eliminar a maioria dos pontos ruídos que ainda permaneciam acima da superfície, e a interface ar-água foi finalmente obtida como a máxima posição no eixo vertical. Posteriormente, as coordenadas dos pixels foram transformadas em coordenadas espaciais correspondendo à escala real. Para verificar a validade dos resultados, a superfície livre final foi superposta às imagens originais.

6.3 RESULTADO DA ANÁLISE DAS IMAGENS

A Fig. 6.3 mostra as imagens resultantes de cada estágio do processamento para a imagem #11 do vídeo. Destacando (ou ampliando) a área da superfície livre da Figura 6.3h, pode-se observar uma boa sobreposição da linha azul (representando a superfície livre determinada pelo método computacional) e a superfície livre real (Fig. 6.5). Nesta figura é possível observar que mesmo as pequenas variações da interface puderam ser detectadas. A Fig. 6.4 apresenta um esquema das etapas sequenciais na análise das imagens.

Em algumas imagens a linha da superfície livre final apresentou algumas descontinuidades, com alguns pontos superiores ou inferiores à interface real. Isso foi observado nas posições em que a luz não foi forte o suficiente na superfície livre, devido a algum tipo de atenuação, ou nos casos em que algum ruído se manteve nas imagens acima desta linha. No entanto, essa característica se restringiu a apenas algumas imagens e alguns pontos, não afetando os bons resultados do método aplicado.

Figura 6.3. Resultados sequenciais do processamento: *a)* Imagem #11 do vídeo; *b)* Intensidade média de pixels; *c)* Imagem binária; *d)* Intensidade mínima de pixels; *e)* Intensidade máxima de pixel; *f)* Perímetro e objetos classificados; *g)* Exclusão de objetos classificados com menos de 80 pixels componentes; *h)* Imagem final.

Figura 6.4. Esquema das etapas sequenciais da análise das imagens.

Figura 6.5. Região aproximada da Figura 6.3h.

A Fig. 6.6 apresenta perfis comparativos do perfil médio da superfície livre com o uso do sensor ultrassônico e da análise de imagens. A profundidade supercrítica é de 2,8 cm, enquanto que a profundidade subcrítica é aproximadamente 8,0 cm. A profundidade média calculada a partir da análise de imagens foi baseada nas imagens #1 a #4000, correspondendo a 20 segundos do vídeo. A Fig. 6.6 inclui o perfil de Chachereau e Chanson (2011) para $F_1 = 2,4$ e o perfil resultante da equação de Hager (1993), o qual é dependente do comprimento de L_r (comprimento do rolo), x (distância longitudinal), y_1 e y_2 . O valor de L_r foi calculado de acordo com a equação de Hager, Bremen e Kawagoshi (1990), o qual foi compatível com o comprimento do rolo observado no presente estudo. Embora algumas diferenças existam principalmente na região do rolo, a evolução das profundidades médias com o eixo longitudinal são muito similares. O perfil obtido da análise das imagens apresentou grande proximidade com o perfil da fórmula de Hager (1993).

Com relação à região do escoamento supercrítico, a profundidade é de 2,8 cm, como mencionado anteriormente. No entanto, as profundidades obtidas para esta região com o uso do sensor ultrassônico são um pouco superiores, provavelmente devido à oscilação do início do ressalto, o qual afeta os valores registrados pelo sensor. Por outro lado, na análise de imagens desta região, a profundidade é por vezes subestimada, como consequência da baixa intensidade dos pixels próximos à comporta.

Na Fig. 6.7 apresenta-se a evolução da superfície livre para cada 2,5 segundos do vídeos (500 imagens), para os primeiros 35 cm da imagem. Observa-se que a forma característica geral dos perfis não varia ao longo do tempo. A oscilação para a posição de início do ressalto é apresentada na Fig. 6.8. A posição de início foi definida como o final da superfície horizontal da região supercrítica, para cada conjunto de 100 imagens (total de 40 conjuntos). O início do ressalto foi determinado por meio de análise visual dos perfis médios do conjunto dessas 100 imagens. A máxima variação da posição y_1 foi de 4,5 cm para o intervalo analisado no presente artigo. As distâncias indicadas na Fig. 6.7 e 6.8 são referentes

ao primeiro pixel (considerado como a posição zero). De acordo com Marques, Gomes e Endres (2000), a posição de início do ressalto varia longitudinalmente entre $\pm 0,25$ a $0,30$ ($y_2 - y_1$). A variação de 4,5 cm, observada no presente estudo, equivale aproximadamente a $\pm 0,43$ ($y_2 - y_1$), para as condições de escoamento testadas.

Figura 6.6. Perfil médio da superfície livre para experimento com $F_1=2,27$. Comparativo entre os perfis do sensor ultrassônico, análise de imagens, e perfil de Hager (1993). x é a distância longitudinal; x_1 é a posição de início do ressalto; y é a profundidade média em cada posição; y_1 é a profundidade supercrítica.

Figura 6.7. Evolução temporal da superfície livre a cada 2,5 segundos (500 imagens). X é a distância a partir do primeiro pixel da imagem, e a distância 35 cm corresponde ao pixel 1024.

Figura 6.8. Variação da posição de início do ressaltado. Posição de início definida a partir do primeiro pixel das imagens.

Com o objetivo de quantificar o mínimo tempo de amostragem necessário para obter resultados estáveis para o perfil da superfície livre, a raiz do quadrado das diferenças (RSD), ou desvio padrão, foi calculada (Eq. 6.1). A curva de decaimento dos valores RSD (Fig. 6.9) mostra que, após aproximadamente 1900 imagens, o valor de RSD se torna muito próximo a 0,5. Portanto, 10 segundos seria o mínimo tempo de amostragem necessário para produzir um perfil médio da superfície livre praticamente invariável com o tempo, considerando o tempo de amostragem total do presente trabalho. Um rigor maior seria usar 2400 imagens, quando o valor de RSD efetivamente fica abaixo de 0,5, que correspondem a aproximadamente 12 segundos. No presente estudo considerou-se 10 segundos adequado.

$$RSD_i = \sum_{pixel=1}^{pixel=1024} \sqrt{(y_{profile,1:i} - y_{mean,profile})^2} \quad (6.1)$$

em que, RSD_i é o quadrado das diferenças para cada imagem i ; $y_{profile,1:i}$ é o perfil médio da superfície livre usando as imagens 1 a i ; $y_{mean,profile}$ é o perfil médio da superfície livre calculado a partir das 4000 imagens. Para o cálculo do RSD considerou-se as medidas de profundidades em metros. A diferença entre $y_{profile,1:i}$ e $y_{mean,profile}$ é calculada para cada pixel referente a posição longitudinal da imagem, sendo portanto o somatório das diferenças do pixel 1 a 1024.

Figura 6.9. *RSD* for *i* variando entre 1 a 4000 imagens.

A Fig. 6.2a foi utilizada para extrair o perfil da interface através da análise de imagens. Adicionalmente, a distribuição internas das bolhas, relacionada à estrutura da região do rolo, também podem ser observadas. Ambas as características do escoamento (perfil da superfície e estrutura do rolo) são relacionadas, porém, a estrutura do rolo é visível somente em canais com laterais transparentes. Portanto, em condições práticas a estrutura do rolo deve ser avaliada por métodos alternativos, o que leva à conveniência da Fig. 6.4, que mostra que as medidas do sensor superpõem corretamente os experimentos com análise de imagens. Neste sentido, o presente estudo aponta para a conveniência do uso do sensor ultrassônico para experimentos práticos.

6.4 COMENTÁRIOS SOBRE TURBILHÕES

Na Fig. 6.11 é apresentada uma sequência de fotografias do escoamento do Experimento I – 5.0 C, com número de Froude na seção supercrítica igual a 2,99. As imagens foram registradas a uma taxa de aproximadamente 3 fotos/ segundo, durante um período total de sete segundos. Com as figuras, torna-se evidente a natureza fortemente instável do ressalto, em que o movimento é rapidamente variado mesmo em pequenas frações de segundo.

Os turbilhões foram determinados com base no movimento das bolhas de ar presentes no escoamento. Apenas por análise visual, não foi possível identificar um padrão repetitivo do fenômeno, pois as múltiplas células presentes no escoamento turbulento se modificam de maneira aleatória. Tais células tendem a apresentar movimentos interfaciais contraditórios, como indicado na Fig. 6.10. Da Fig. 6.10, Schulz (2014), em discussão interna, explica que “se há mais células de recirculação na base, então formam-se células contra-rotativas acima

delas. Isso pode gerar movimentos locais aleatórios para cima, ao invés de para baixo, de modo que em determinado momento, as ondas podem ser para jusante”.

Figura 6.10. Movimentos das células turbulentas.

Figura 6.11. Observação da evolução dos turbilhões durante um período de 7 segundos de registro fotográfico do escoamento. Exp. I - 5.0 C.

Os números de 1 a 20 indicam a sequência das foto, enquanto que os demais indicam o tempo em segundo e centésimo de segundo, a partir da primeira foto.

6.5 CONCLUSÕES GERAIS

Os perfis da interface ar-água de um ressalto hidráulico com $F_1=2,27$ foi obtido através de sensores ultrassônicos e técnicas de processamento de imagem. Enquanto que o sensor ultrassônico fornece valores pontuais, a imagem fornece informação para todo o campo de escoamento. Esta característica da análise de imagens é interessante para o estudo da estrutura do escoamento em fenômenos complexos, como em ressaltos hidráulicos. A boa sobreposição dos perfis obtidos com ambas as técnicas confirma a adequação de ambos os métodos para estudo das características da superfície livre. Além disso, os resultados da pesquisa sugerem o uso do sensor ultrassônico para medidas em aplicações práticas, associado a resultados de laboratório.

A superfície livre foi identificada nas imagens por meio de operações morfológicas. A metodologia proposta para o processamento de imagem é relativamente robusta e produz resultados compatíveis com o perfil médio longitudinal da interface obtido com o sensor ultrassônico.

CAPÍTULO 7

CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

Resumo:

Neste capítulo os principais resultados da presente dissertação são reapresentados, assim como as conclusões. Também são descritas algumas recomendações para trabalhos futuros envolvendo a temática de ressalto hidráulico.

7 CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES

7.1 CONCLUSÕES

Considerando as dificuldades encontradas na literatura para definir um modelo de aceitação geral para a característica geométrica longitudinal de um ressalto hidráulico, que envolvem o comprimento do rolo e o comprimento do ressalto, um modelo teórico recente para o ressalto foi descrito, partindo-se da premissa que o ressalto hidráulico pode ser quantificado considerando dois volumes de controle adequadamente justapostos. Esse modelo envolve algumas simplificações em sua concepção, como distribuição de velocidade uniforme nas seções de entrada e saída do VC; não transferência de massa entre VCs, e dissipação de toda a energia que entra no rolo na forma de calor.

O desenvolvimento teórico fornece a quantificação do comprimento do rolo como função de y_1 , y_2 e F_1 , sendo uma equação elaborada para cada volume de controle. No presente estudo foram feitas análises para ajustar os coeficientes existentes nesta formulação utilizando dados de literatura, de maneira a verificar a validade do equacionamento. Verificou-se, considerando os dados da literatura, uma divergência máxima entre os dados experimentais e as soluções analíticas com coeficientes aqui ajustados de $\pm 40\%$. No entanto, estima-se que essa variação deriva da própria divergência entre os valores de L_r dos trabalhos utilizados como referência. Assim, o ideal seria que os dados fossem primeiramente corrigidos, de modo que eles pudessem ser representados por uma única curva L_r/y_1 versus F_1 .

O ajuste de coeficientes às equações teóricas a partir dos dados obtidos no presente estudo, em situações controladas, foi feito e conduziu a previsões com desvios substancialmente menores dos dados medidos. Nesse sentido, aponta-se para a adequação dessa formulação.

Na sequência, resultados experimentais com uso do sensor ultrassônico foram gerados e apresentados. Confirmou-se que o sensor ultrassônico é uma metodologia simples, de baixo custo e robusta para a medida da posição da superfície livre de escoamentos livres e consequente determinação das profundidades desses escoamentos. Dezoito distintas condições experimentais foram testadas, com ressaltos formados a jusante de comporta plana e de soleira espessa, para números de Froude supercríticos variando entre 1,94 e 5,26.

Os resultados foram apresentados como: perfis médios da superfície livre, perfis de intensidade turbulenta, comprimentos do rolo, comprimentos do ressalto e análise de

frequência dos dados de profundidades instantâneas. Ressalta-se que, apesar da dificuldade inerente das medidas sujeitas a grandes flutuações de todos os parâmetros, dados de boa qualidade foram extraídos dos três canais estudados. Considerando as formulações semi-empíricas existentes para a evolução da superfície livre da mistura ar-água, uma nova proposta heurística para a evolução da superfície livre foi igualmente testada, mostrando resultados que se sobrepõem bem aos perfis adimensionalizados obtidos neste estudo.

A superfície livre para uma condição de ensaio foi analisada a partir do processamento automático das imagens obtidas com uma câmera de alta velocidade. A análise foi realizada para um ressalto com número de Froude na seção supercrítica igual a 2,27, baseada em 4000 imagens do escoamento, correspondendo a 20 segundos de escoamento. Além do perfil médio da superfície livre, foi apresentada uma variação do perfil médio a cada 2,5 segundos, posição do início do ressalto ao longo do tempo, e uma análise da quantidade mínima de imagens necessária para que o perfil médio seja representativo. O resultado deste último indicou um período mínimo de dez segundos.

As informações obtidas na etapa de processamento das imagens foram importantes para a validação dos dados obtidos a partir do sensor ultrassônico, uma vez que os resultados de ambas as metodologias mostraram boa sobreposição entre as curvas referentes a superfície livre, para uma mesma condição experimental.

A importância desse trabalho reside portanto no fornecimento de medidas detalhadas da evolução da superfície livre e outras características geométricas e cinemáticas relevantes de ressaltos hidráulicos, que constituem material para análise e comparação por diferentes pesquisadores, assim como as primeiras verificações da adequação de um modelo teórico para o comprimento do rolo e de uma formulação heurística para a evolução da superfície livre.

7.2 RECOMENDAÇÕES

O estudo comparativo de metodologias de medição envolvendo visualização permite que se possa conhecer a estrutura de ressaltos hidráulicos em estruturas de engenharia (sem possibilidade de visualização) a partir de seus correlatos medidos em laboratório. O estudo da superfície livre pode contribuir para o conhecimento da fração de vazios e da estrutura interna do escoamento, sendo essas informações úteis para o projeto de estruturas que utilizam o ressalto hidráulico. O fenômeno do ressalto possui uma natureza instável e tridimensional,

com muitas características ainda não totalmente compreendidas, sendo o estudo portanto relevante para evolução do tema.

No que se refere à análise de frequência, em sendo efetuadas novas análises seguindo os padrões aqui sugeridos, recomenda-se a aplicação de técnicas de filtragem com o objetivo de eliminar o ruído branco dos gráficos gerados com a FFT. Além disso, recomendam-se análises das frequências do escoamento que procurem revelar informações do comprimento do rolo e comprimento do ressalto (frequências de giro em domínios restritos). No que diz respeito à própria metodologia acústica utilizada, sugere-se uma avaliação da influência da distância do sensor à superfície livre. No presente trabalho, a posição do sensor acima da superfície livre foi escolhida em função da estrutura física e condições de cada experimento. Em alguns casos, foi necessário o afastamento do sensor em relação ao escoamento, devido à elevada quantidade de respingos.

A metodologia desenvolvida para análise das imagens exigiu um elevado tempo computacional, sendo importante o aperfeiçoamento do código criado no software Matlab®, para maior eficiência do método proposto. Além disso, após a aplicação de todas as etapas do processamento, detectou-se pontos superiores ou inferiores à superfície livre, que se deve à não uniformidade da intensidade dos pixels correspondentes a interface ar-água. Portanto, sugere-se aqui a aplicação do método a maiores números de Froude, assim como a possibilidade de aperfeiçoamento do método a fim de garantir maior precisão e rapidez.

7.3 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

7.3.1 CAPÍTULO I

CAROLLO, F.G.; FERRO, V.; PAMPALONE, V. (2007). Hydraulic jumps on rough beds. **Journal of Hydraulic Engineering**, v.133, n. 9, p. 989-999.

MURZYN, F.; CHANSON, H. (2007). **Free surface, bubbly flow and turbulence measurements in hydraulic jumps**. Report CH 63/07, The University of Queensland.

ORTIZ, J.P. (1981) **Macroturbulência de escoamentos a jusante de estruturas de dissipação por ressalto**. 208 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Civil) – Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, São Paulo, 1981.

PETERKA, A. J. (1984). **Hydraulic Design of Stilling Basins and Energy Dissipators**. **United States Department of the Interior**. Bureau of Reclamation, Water Resources Technical Publication, Engineering Monography, n. 25, Eighth Printing. Denver, Colorado, 1984, 240 p.

RAJARATNAM, N. (1967). Hydraulic jumps. In: CHOW, V.T. (Ed). **Advances in Hydrosience**. v. 4. New York: Academic Press, 1967, p. 197-280.

RAJARATNAM, N. (1995). Almanac of energy dissipation mechanisms. In: VISCHER, D.L.; HAGER, W.H. (Ed). **Energy dissipators: IAHR Hydraulic Structures Design Manual**. v. 9. Rotterdam: A. A. Balkema, 1995. cap. 3, p. 23-42, Rotterdam, Netherlands.

SIMÕES, A.L.A. (2008). **Considerações sobre a hidráulica de vertedores em degraus: metodologias adimensionais para pré-dimensionamento**. 286 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Hidráulica e Saneamento) – Escola de Engenharia de São Carlos da Universidade de São Paulo, São Paulo, 2008.

SIMÕES, A.L.A.; HARRY, E.S.; PORTO, R.M. (2010). **Simulação numérica e verificação experimental da posição da superfície livre de um ressalto hidráulico em um canal retangular**. In: XXIV Congreso Latinoamericano De Hidráulica Punta Del Este, Uruguay, Novembro, 2010.

U.S. ARMY CORPS OF ENGINEERS (1994). **Engineering and Design: Hydraulic Design of Flood Control Channels**. Engineer Manual, 110-2-1601, Washington.

7.3.2 *CAPÍTULO 3*

BEIRAMI, M. K; CHAMANI, M. R. (2006). Hydraulic jumps in sloping channels: sequent depth ratio. **Journal of Hydraulic Engineering**, v.132, p.1061-1068.

BEIRAMI, M.K.; CHAMANI, M.R. (2010). Hydraulic jump in sloping channels: roller length and energy loss. **Canadian Journal of Civil Engineering**, v.37, p.535-543.

BONN, D.; ANDERSEN, A.; BOHR, T. (2009). Hydraulic jumps in a channel. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 618, p. 71-87

CAROLLO, F. G.; FERRO, V.; PAMPALONE, V. (2007). Hydraulic jumps on rough beds. **Journal of Hydraulic Engineering**, v.133, n. 9, p. 989-999.

CAROLLO, F. G.; FERRO, V.; PAMPALONE, V. (2009). New solution of classical hydraulic jump. **Journal of Hydraulic Engineering**, v. 135, n. 6, p. 527-531.

CAROLLO, F.G.; FERRO, V.; PAMPALONE, V. (2012). New expression of the hydraulic jump roller length. **Journal of Hydraulic Engineering**, v. 138, p. 995-999.

CHANSON, H. (2009). Current knowledge in hydraulic jumps and related phenomena. A survey of experimental results. **European Journal of Mechanics B/Fluids**, v. 28, p. 191-210.

CHANSON, H. (2011). Hydraulic jumps: turbulence and air bubble entrainment. **La Houille Blanche**, 3, p. 5-16.

CHAURASIA, S.R. (2003). Direct equations for hydraulic jump elements in rectangular horizontal channel. **Journal of Irrigation and Drainage Engineering**, v. 129, n. 4, p. 291-294, 2003. Technical notes.

CUNHA, A.C.; BRITO, D.C.; CUNHA, H.F.A; SCHULZ, H.E. (2011). Dam effect on stream reaeration evaluated with the QUAL2KW model: case study of the Araguari River, Amazon Region, Amapá State, Brazil. In: BILIBIO, C.; HENSEL, O.; SEIBACH, J. (Org.). **Sustainable water management in the tropics and subtropics – and case studies in Brazil**.

v. 2. Jaguarão/ RS: Fundação Universidade Federal do pampa, UNIKASSEL, PGCult-UFMA, 2011. Cap. 7, p. 153 – 178.

EAD, S.A; RAJARATNAM, N. (2002). Hydraulic jumps on corrugated beds. **Journal of Hydraulic Engineering**, v. 128, n. 7, p. 656-663.

GUNAL, M; NARAYANAN, R. (1996). Hydraulic jump in sloping channels. **Journal of Hydraulic Engineering**, v. 122, n. 8, p. 436-454.

HAGER, W.H. (1993). Classical hydraulic jump: free surface profile. **Canadian Journal of Civil Engineering**, v. 20, p. 536-539.

HAGER, W.H. (1995). Hydraulic Jump. In: VISCHER, D.L.; HAGER, W.H. (Ed). **Energy dissipators: IAHR Hydraulic Structures Design Manual**. v. 9. Rotterdam: A. A. Balkema, 1995. cap. 4, p. 43-59, Rotterdam, Netherlands, 1995.

HAGER, W.H.; BREMEN, R.; KAWAGOSHI, N. (1990). Classical hydraulic jump: length of roller. **Journal of Hydraulic Research**, v. 28, p. 591-608.

HINZE, J.O. (1959). **Turbulence: An introduction to its mechanism and theory**. New York: McGraw-Hill.

HOYT, J.W.; SELLIN, H.J. (1989). Hydraulic jump as a “mixing layer”. **Journal of Hydraulic Engineering**, v. 115, n. 12, p. 1607-1614.

HUGHES, W. C.; FLACK, J. E. (1984). Hydraulic jump properties over a rough bed. **Journal of Hydraulic Engineering**, v. 110, n. 12, p. 1755-1771.

LENCASTRE, A. (1969). **Manual de Hidráulica Geral**. 2 ed. Lisboa: AEIST, 1969.

KHATSURIA, R.M. (2005). **Hydraulic of spillways and energy dissipation**. New York: Marcel Dekker, 2005.

MARQUES, M.G.; DRAPEAU, J.; VERRETTE, J. (1997). Flutuação de pressão em um ressalto hidráulico. **Revista Brasileira de Recursos Hídricos**, v. 2, n. 2, p.45-52.

MURZYN, F.; CHANSON, H. (2007). **Free surface, bubbly flow and turbulence measurements in hydraulic jumps**. Brisbane, The University of Queensland, 2007. 118 p. Report CH 63/07, Division of Civil Engineering.

MURZYN, F.; MOUAZÉ, D.; CHAPLIN, J.R. (2007). Air-water interface dynamic and free surface features in hydraulic jumps. **Journal of Hydraulic Research**, v. 45, n. 5, p. 679-685.

NARAYANAN, R. (1980). Cavitation induced by turbulence in stilling basin. **Journal of Hydraulics Division**, v. 106, n. 4, p. 616-619.

OHTSU, I.; YASUDA, Y.; GOTOH, H. (2001). Hydraulic conditions for undular-jump formations. **Journal of Hydraulic Research**, v. 39, n. 2, p. 203-209.

ORTIZ, J.P. (1981). **Macroturbulência de escoamentos a jusante de estruturas de dissipação por ressalto**. 208 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Civil) – Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, São Paulo, 1981.

PETERKA, A.J. (1984). **Hydraulic Design of Stilling Basins and Energy Dissipators**. United States Department of the Interior. Bureau of Reclamation. Water Resources Technical Publication. Engineering Monography, n. 25, Eighth Printing. Denver, Colorado, 1984, 240 p.

POPE, S. B. (2003). **Turbulent flows**. Cambridge: Cambridge University Press, 2003.

RAJARATNAM, N. (1967). Hydraulic jumps. In: CHOW, V.T. (Ed). **Advances in Hydroscience**. v. 4. New York: Academic Press, 1967, p. 197-280.

RAJARATNAM, N. (1995). Almanac of energy dissipation mechanisms. In: VISCHER, D.L.; HAGER, W.H. (Ed). **Energy dissipators: IAHR Hydraulic Structures Design Manual**. v. 9. Rotterdam: A. A. Balkema, 1995. cap. 3, p. 23-42.

RICHARD, G.L.; GAVRILYUK, S.L. (2013). The classical hydraulic jump in a model of shear shallow-water flows. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 725, p. 492-521.

SCHULZ, H.E. (1985). **Investigação do mecanismo de reoxigenação da água em escoamento e sua correlação com o nível de turbulência junto a superfície - I**. 1985. 299 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Hidráulica e Saneamento) – Escola de Engenharia de São Carlos da Universidade de São Paulo, São Paulo, 1985.

SCHULZ, H.E. (1990). **Investigação do mecanismo de reoxigenação da água em escoamento e sua correlação com o nível de turbulência junto a superfície - II**. 1990. Tese (Doutorado em Engenharia Hidráulica e Saneamento) – Escola de Engenharia de São Carlos da Universidade de São Paulo, São Paulo, 1990.

SIMÕES, A.L.A. (2008). **Considerações sobre a hidráulica de vertedores em degraus: metodologias adimensionais para pré-dimensionamento**. 286 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Hidráulica e Saneamento) – Escola de Engenharia de São Carlos da Universidade de São Paulo, São Paulo, 2008.

SIMÕES, A.L.A. (2012). **Escoamentos turbulentos em canais com o fundo em degraus: resultados experimentais, soluções numéricas e proposições teóricas**. 528 f. Tese (Doutorado em Hidráulica e Saneamento) – Escola de Engenharia de São Carlos da Universidade de São Paulo, São Paulo, 2012.

SIMÕES, A.L.A.; SCHULZ, H.E.; PORTO, R.M. (2010). **Simulação numérica e verificação experimental da posição da superfície livre de um ressalto hidráulico em um canal retangular**. In: XXIV Congresso Latino Americano de Hidráulica, IAHR, 2010, Punta de Leste, Uruguai. 15 p.

SIMÕES, A.L.A.; SCHULZ, H.E.; PORTO, R.M. (2012). Superfície livre de escoamentos turbulentos em canais: vertedores em degraus e ressalto hidráulico. **Revista Brasileira de Recursos Hídricos**, v. 17, n. 4, p. 125-139.

SOUZA, P.M.B.M. (2011). **Estudo da dissipação de energia por ressalto hidráulico a jusante de descarregadores não convencionais**. 2011. 135 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Civil – Especialização em Hidráulica) – Faculdade de Engenharia da Universidade do Porto, Porto, 2011.

VALIANI, A. (1997). Linear and angular momentum conservation in hydraulic jump. **Journal of Hydraulic Research**, v. 35, n. 3, p. 323-354.

VASILIEV, O.F.; BUKREYEV, V.I. (1967). **Statistical characteristics of pressure fluctuations in the region of hydraulic jump**. In: 12th Congress of the International Association for Hydraulic Research, IAHR, 11-14 Setembro de 1967, Colorado, USA. 8 p.

7.3.3 *CAPÍTULO 4*

CAROLLO, F.G.; FERRO, V.; PAMPALONE, V. (2007). Hydraulic jumps on rough beds. **Journal of Hydraulic Engineering**, v. 133, 9, p. 989-999.

CASTRO-ORGAZ, O.; HAGER, W.H. (2009). Classical hydraulic jump: basic flow features. **Journal of Hydraulic Research**, v. 47, n. 6, p. 744-754.

DAI PRÁ, M. (2011). **Uma abordagem para determinação das pressões junto ao fundo de dissipadores de energia por ressalto hidráulico**. Tese (Doutorado em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental), Porto Alegre, Brasil.

HAGER, W.; HUTTER, K. (1983). Approximate treatment of the plane hydraulic jump with separation zone above the flow zone. **Journal of Hydraulic Research**, v. 21, n. 3, p. 195-204.

HAGER, W.H., BREMEN, R.; KAWAGOSHI, N. (1990). Classical hydraulic jump: length of roller. **Journal of Hydraulic Research**, v. 28, n. 5, p. 591-608.

HUGHES, W.C.; FLACK, J.E. (1984). Hydraulic jump properties over a rough bed. **Journal of Hydraulic Engineering**, v. 110, n. 12, p. 1755-1771.

PETERKA, A.J. (1984). **Hydraulic design of stilling basin and energy dissipators**. Engineering Monograph N. 25, Bureau of Reclamation, United States Department of the Interior, Denver, Colorado.

SCHULZ, H.E. (2012). Trabalho interno da Escola de Engenharia de São Carlos, não publicado.

YEH, H.H.; MOK, K. (1990). On turbulence in bores. **Physics of Fluids**, v. 2, n. 5, p. 821-828.

7.3.4 *CAPÍTULO 5*

BEIRAMI, M.K.; CHAMANI, M.R. (2010). Hydraulic jump in sloping channels: roller length and energy loss. **Canadian Journal of Civil Engineering**, v.37, p.535-543.

BROCCHINI, M.; PEREGRINE, D.H. (2001). The dynamics of strong turbulence at free surfaces. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 449, p. 225-254.

BUNG, D. (2013). Non-intrusive detection of air-water surface roughness in self-aerated chute flows. **Journal of Hydraulic Research**, v. 51, n. 3, p. 322-329.

CAROLLO, F.G.; FERRO, V.; PAMPALONE, V. (2007). Hydraulic jumps on rough beds. **Journal of Hydraulic Engineering**, v. 133, n. 9, p. 989-999.

CHACHEREAU, Y.; CHANSON, H. (2010). **Free-surface turbulent fluctuations and air water flow measurements in hydraulic jumps with small inflow froude numbers**. Report CH78/10, The University of Queensland.

CHACHEREAU, Y.; CHANSON, H. (2011). Free surface fluctuations and turbulence in hydraulic jumps. **Experimental Thermal and Fluid Science**, v. 35, n. 6, p. 896-909.

DAI PRÁ, M. (2011). **Uma abordagem para determinação das pressões junto ao fundo de dissipadores de energia por ressalto hidráulico**. Tese (Doutorado em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental), Porto Alegre, Brasil.

GILL, M.A. (1979). Hydraulics of rectangular vertical drop structures. **Journal of Hydraulic Research**, v. 17, n. 4, p. 289-302.

HAGER, W.H. (1993). Classical hydraulic jump: free surface profile. **Canadian Journal of Civil Engineering**, v. 20, p. 536-539.

HAGER, W.H. (1995). Hydraulic Jump. In: VISCHER, D.L.; HAGER, W.H. (Ed). **Energy dissipators: IAHR Hydraulic Structures Design Manual**. v. 9. Rotterdam: A. A. Balkema, 1995. cap. 4, p. 43-59, Rotterdam, Netherlands, 1995.

HAGER, W.H.; BREMEN, R.; KAWAGOSHI, N. (1990). Classical hydraulic jump: length of roller. **Journal of Hydraulic Research**, v. 28, p. 591-608.

KUCUKALI, S.; CHANSON, H. (2008). Turbulence measurements in the bubbly flow region of hydraulic jumps. **Experimental Thermal and Fluid Science**, v. 33, p. 41-53.

LENCASTRE, A. (1969). **Manual de Hidráulica Geral**. 2 ed. Lisboa: AEIST, 1969.

LIU, M.; RAJARATNAM, N.; ZHU, D.Z. (2004). Turbulence structures of hydraulic jumps of low froude numbers. **Journal of Hydraulic Engineering**, v. 130, n. 6, p. 511-520.

LONG, D., RAJARATNAM, N., STEFFLER, P.M.; SMY, P.R. (1991). Structure of flow in hydraulic jumps. **Journal of Hydraulic Research**, v. 29, n. 2, p. 207-218.

MAGALHÃES, M.N.; LIMA, A.C.P. (2010). **Noções de probabilidade e estatística**. 7 ed. São Paulo: Editora da Universidade de São Paulo, 2010.

MARQUES, M.G.; DRAPEAU, J.; VERRETTE, J. (1997). Flutuação de pressão em um ressalto hidráulico. **Revista Brasileira de Recursos Hídricos**, v. 2, n. 2, p.45-52.

MARQUES, M.G.; GOMES, J.F.; ENDRES, L.A.M. (2000). **Oscilação da posição inicial do ressalto hidráulico e o campo de pressões na soleira de bacias de dissipação**. In: Simpósio de Recursos Hídricos do Nordeste, ABRH, 21 a 24 de Novembro de 2000, Natal, Brasil, p. 603-608.

MIGNOT, E.; CIENFUEGOS, R. (2010). Energy dissipation and turbulent production in weak hydraulic jumps. **Journal of Hydraulic Engineering**, Technical Notes, v. 136, 2, p. 116-121.

MOUAZE, D.; MURZYN, F.; CHAPLIN, J.R. (2005). Free surface length scale estimation in hydraulic jumps. **Journal of Fluids Engineering**, v. 127, p. 1191-1193.

MURZYN, F.; CHANSON, H. (2009a). Free-surface fluctuations in hydraulic jumps: experimental observations. **Experimental Thermal and Fluid Science**, v. 33, p. 1055-1064.

MURZYN, F.; CHANSON, H. (2009b). **Non intrusive measurement technique for dynamic free-surface characteristics in hydraulic jumps**. In: 33rd IAHR Congress: Water Engineering for a Sustainable Environment.

MURZYN, F.; MOUAZÉ, D.; CHAPLIN, J.R. (2007). Air-water interface dynamic and free surface features in hydraulic jumps. **Journal of Hydraulic Research**, v. 45, n. 5, p. 679-685.

NÓBREGA, J.D.; SCHULZ, H.E.; SIMÕES, A.L.A. E PORTO, R.M. (2013). **Measurement of turbulence parameters in hydraulic jumps using ultrasonic sensors and theirs correlation with macroscopic flow parameters**. In: 22nd International Congress of Mechanical Engineering (COBEM 2013). 3-7 Novembro, 2013. Ribeirão Preto, SP, Brasil, 11 p.

RAJARATNAM, N. (1967). Hydraulic jumps. In: CHOW, V.T. (Ed). **Advances in Hydrosience**. v. 4. New York: Academic Press, 1967, p. 197-280.

RESCH, F.J., LEUTHEUSSER, H.J.; COANTIC, M. (1976). Etude de la structure cinématique et dynamique du ressaut hydraulique. **Journal of Hydraulic Research**, v. 14, n. 4, p. 293-319.

SCHULZ, H.E. (2014). Discussão desenvolvida durante a orientação de mestrado, por contatos verbais, na Escola de Engenharia de São Carlos.

SIMÕES, A.L.A. (2008). **Considerações sobre a hidráulica de vertedores em degraus: metodologias adimensionais para pré-dimensionamento**. 286 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Hidráulica e Saneamento) – Escola de Engenharia de São Carlos da Universidade de São Paulo, São Paulo, 2008.

SIMÕES, A.L.A.; SCHULZ, H.E.; PORTO, R.M. (2010). **Simulação numérica e verificação experimental da posição da superfície livre de um ressalto hidráulico em um canal retangular**. In: XXIV Congresso Latino Americano de Hidráulica, IAHR, 2010, Punta de Leste, Uruguai. 15 p.

SIMÕES, A.L.A.; SCHULZ, H.E.; PORTO, R.M. (2012). Superfície livre de escoamentos turbulentos em canais: vertedores em degraus e ressalto hidráulico. **Revista Brasileira de Recursos Hídricos**, v. 17, n. 4, p. 125-139.

SIMÕES, A.L.A.; SCHULZ, H.E.; PORTO, R.M.; GULLIVER, J.S. (2013). Free-surface profiles and turbulence characteristics in skimming flows along stepped chutes. **Journal of Water Resources and Hydraulic Engineering**, v. 2, p. 1-12.

TOOMBES, L.; WAGNER, C.; CHANSON, H. (2008). Flow patterns in nappe flow regime down low gradient stepped chutes. **Journal of Hydraulic Research**, v. 46, n. 1, p. 4-14.

VALIANI, A. (1997). Linear and angular momentum conservation in hydraulic jump. **Journal of Hydraulic Research**, v. 35, n. 3, p. 323-354.

7.3.5 CAPÍTULO 6

BUNG, D.B. (2011). **Non-intrusive measuring of air-water flow properties in self-aerated stepped spillway flow**. In: *34th IAHR World Congress: Balance and Uncertainty*, Brisbane, June 26 - July 1, 2011, p. 2380-2387.

BUNG, D.B. (2013). Non-intrusive detection of air-water surface roughness in self-aerated chute flows. **Journal of Hydraulic Research**, v. 51, n. 3, p. 322-329.

- CHACHEREAU, Y.; CHANSON, H. (2011). Free-surface fluctuations and turbulence in hydraulic jumps. **Experimental Thermal and Fluid Science**, v. 35, n. 6, p. 896-909.
- HAGER, W.H. (1993). Classical hydraulic jump: free surface profile. **Canadian Journal of Civil Engineering**, v. 20, p. 536-539.
- HAGER, W.H., BREMEN, R.; KAWAGOSHI, N. (1990). Classical hydraulic jump: length of roller. **Journal of Hydraulic Research**, v. 28, n. 5, p. 591-608.
- HESSELINK, L. (1988). Digital image processing in flow visualization. **Annual Review of Fluid Mechanics**, v. 20, p. 421-485.
- LEANDRO, J., CARVALHO, R., CHACHEREAU, Y. AND CHANSON, H. (2012). Estimating void fraction in a hydraulic jump by measurements of pixel intensity. **Experiments in Fluids**, v. 52, n. 5, p. 1307-1318.
- LIMA, A.C.M. (2004). **Determination of turbulent structures of aerated flows in chutes using PIV**. Tese, Universidade de São Paulo, São Carlos, Brasil.
- LIMA, A.C.M., SCHULZ, H.E., GULLIVER, J.S., LING, J.T.; LING, R.S. (2008). Air uptake along the lower nappe of a spillway aerator. **Journal of Hydraulic Research**, v. 46, n. 6, p. 839-843.
- LIMA, A.C.M., SCHULZ, H.E.; GULLIVER, J.S. (2009). Air uptake along the lower nappe of a spillway aerator (Discussion of Falvey, H.T.). **Journal of Hydraulic Research**, v. 47, p. 683-684.
- LIN, C., HSIEH, S., LIN, I., CHANG, K.; RAIKAR, R.V. (2012). Flow property and self-similarity in steady hydraulic jumps. **Experimental Fluids**, v. 53, p.1591-1616.
- LONG, D., RAJARATNAM, N., STEFFLER, P.M.; SMY, P.R. (1991). Structure of flow in hydraulic jumps. **Journal of Hydraulic Research**, v. 29, n. 2, p. 207-218.
- MARQUES, M.G.; GOMES, J.F.; ENDRES, L.A.M. (2000). **Oscilação da posição inicial do ressalto hidráulico e o campo de pressões na soleira de bacias de dissipação**. In: Simpósio de Recursos Hídricos do Nordeste, ABRH, 21 a 24 de Novembro de 2000, Natal, Brasil, p. 603-608.
- MISRA, S.K., THOMAS, M., KAMBHAMETTU, C., KIRBY, J.T., VERON, F.; BROCCINI, M. (2006). Estimation of complex air-water interfaces from particle image velocimetry images. **Experiments in Fluids**, v. 40, p. 764-775.

MISRA, S.K., KIRBY, J.T., BROCCINI, M., VERON, F., THOMAS, M. AND KAMBHAMETTU, C. (2008). The mean and turbulent flow structure of a weak hydraulic jump. *Physics of Fluids*, v. 20.

NÓBREGA, J.D.; SCHULZ, H.E.; ZHU, D.Z. (2014). . (2014). Free surface detection in hydraulic jumps through image analysis and ultrasonic sensor measurements. In: Chanson H, Toombes L. (eds.) *Hydraulic Structures and Society - Engineering Challenges and Extremes*, 5th IAHR International Symposium on Hydraulic Structures, ISHS2014, 25 a 27 Junho de 2014, Brisbane, Australia. 8 p.

RODRÍGUEZ-RODRÍGUEZ, J., MARUGÁN-CRUZ, C., ALISEDA, A.; LASHERAS, J.C. (2011). Dynamics of large turbulent structures in a steady breaker. **Experimental Thermal and Fluid Science**, v. 35, p. 301-310.

CAPÍTULO 8

APÊNDICES

8 APÊNDICES

8.1 APÊNDICE A -FOTOS DOS EXPERIMENTOS

Experimento: I 3 S. Vazão: 2,8 L/s. $y_1 = 2,2$ cm, $y_2 = 7,9$ cm. $F_1 = 2,72$.

Experimento: I 3.6 S. Vazão: 3,3 L/s. $y_1 = 2,5$ cm, $y_2 = 8,7$ cm. $F_1 = 2,69$.

Experimento: I 4 S. Vazão: 3,7 L/s. $y_1 = 2,8$ cm, $y_2 = 9,5$ cm. $F_1 = 2,52$.

Experimento: I 5 S. Vazão: 4,6 L/s. $y_1 = 3,4$ cm, $y_2 = 10,8$ cm. $F_1 = 2,36$.

Experimento: I 6 S. Vazão: 5,6 L/s. $y_1 = 3,9$ cm, $y_2 = 12,1$ cm. $F_1 = 2,30$.

Experimento: I 7 S. Vazão: 6,5 L/s. $y_1 = 4,7$ cm, $y_2 = 13,5$ cm. $F_1 = 2,03$.

Experimento: I 8 S. Vazão: 7,4 L/s. $y_1 = 5,3$ cm, $y_2 = 14,5$ cm. $F_1 = 1,94$.

8.2 APÊNDICE B - EXPERIMENTO COM LASER E CÂMERA DE ALTA VELOCIDADE

Experimento	Vazão (L/s)	Resolução	Número de posições da câmera
Exp. III 16	16,0	1024 x 512	1
Exp. III 27	26,9	1024 x 512	3
Exp. III 34	34,2	1280 x 720	4
Exp. III 39	38,9	1024 x 768	4

Experimento: III 16. Vazão: 16,0 L/s. $y_1 = 2,8$ cm, $y_2 = 8,0$ cm. $F_1 = 2,27$.
(Ressalto da direita para esquerda)

Experimento: III 27 . Vazão: 26,9 L/s. $y_1 = 2,9$ cm, $y_2 = 14,2$ cm. $F_1 = 3,64$.
(Ressalto da esquerda para direita)

Experimento: III 27. Posição 2 de 3.

Experimento: III 27. Posição 3 de 3.

Experimento: III 34. Vazão: 34,2 L/s. $y_1 = 2,9$ cm, $y_2 = 17,9$ cm. $F_1 = 4,58$.

Ressalto da esquerda para direita. (Posição 1 de 4)

Experimento: III 34. Posição 2 de 4.

Experimento: III 34. Posição 3 de 4.

Experimento: III 34. Posição 4 de 4.

Experimento: III 39. Vazão: 38,9 L/s. $y_1 = 2,9$ cm, $y_2 = 20,5$ cm. $F_1 = 5,26$.

Ressalto da esquerda para direita. Posição 1 de 4.

Experimento: III 39. Posição 2 de 4.

Experimento: III 39. Posição 3 de 4.

Experimento: III 39. Posição 4 de 4.

8.3 APÊNDICE C - PERFIL MÉDIO DA SUPERFÍCIE LIVRE

Figura 8.1. Experimento: I 3 S. Vazão: 2,8 L/s. $y_1 = 2,2$ cm, $y_2 = 7,9$ cm. $F_1 = 2,72$.
($\circ$) Média com outliers; (—) Média $\pm$ desvio-padrão; ($\bullet$) Média sem outliers; (---) Valiani
(1997); (.....) Hager (1993).

Figura 8.2. Experimento: I 3.6 S. Vazão: 3,3 L/s. $y_1 = 2,5$ cm, $y_2 = 8,7$ cm. $F_1 = 2,69$.
($\circ$) Média com outliers; (—) Média $\pm$ desvio-padrão; ($\bullet$) Média sem outliers; (---) Valiani
(1997); (.....) Hager (1993).

Figura 8.3. Experimento: I 4 S. Vazão: 3,7 L/s. $y_1 = 2,8$ cm, $y_2 = 9,5$ cm. $F_1 = 2,52$.
($\circ$) Média com outliers; (—) Média $\pm$ desvio-padrão; ($\bullet$) Média sem outliers; (---) Valiani (1997);
(.....) Hager (1993).

Figura 8.4. Experimento: I 5 S. Vazão: 4,6 L/s. $y_1 = 3,4$ cm, $y_2 = 10,8$ cm. $F_1 = 2,36$.
($\circ$) Média com outliers; (—) Média $\pm$ desvio-padrão; ($\bullet$) Média sem outliers; (---) Valiani (1997); (.....) Hager (1993).

Figura 8.5. Experimento: I 6 S. Vazão: 5,6 L/s. $y_1 = 3,9$ cm, $y_2 = 12,1$ cm. $F_1 = 2,30$.
($\circ$) Média com outliers; (—) Média $\pm$ desvio-padrão; ($\bullet$) Média sem outliers; (---) Valiani (1997); (.....) Hager (1993).

Figura 8.6. Experimento: I 7 S. Vazão: 6,5 L/s. $y_1 = 4,7$ cm, $y_2 = 13,5$ cm. $F_1 = 2,03$.
($\circ$) Média com outliers; (—) Média $\pm$ desvio-padrão; ($\bullet$) Média sem outliers; (---) Valiani (1997); (.....) Hager (1993).

Figura 8.7. Experimento: I 8 S. Vazão: 7,4 L/s. $y_1 = 5,3$ cm, $y_2 = 14,5$ cm. $F_1 = 1,94$.
 (○) Média com outliers; (—) Média $\pm$ desvio-padrão; (●) Média sem outliers; (---) Valiani
 (1997); (.....) Hager (1993).

Figura 8.8. Experimento: I 1.2 C. Vazão: 1,1 L/s. $y_1 = 1,0$ cm, $y_2 = 5,9$ cm. $F_1 = 3,55$.
 (○) Média com outliers; (—) Média $\pm$ desvio-padrão; (●) Média sem outliers; (---) Valiani
 (1997); (.....) Hager (1993).

Figura 8.9. Experimento: I 1.8 C. Vazão: 1,7 L/s. $y_1 = 1,4$ cm, $y_2 = 7,8$ cm. $F_1 = 3,21$.
 (○) Média com outliers; (—) Média $\pm$ desvio-padrão; (●) Média sem outliers; (---) Valiani
 (1997); (.....) Hager (1993).

Figura 8.10. Experimento: I 5.0 C. Vazão: 4,6 L/s. $y_1 = 2,9$ cm, $y_2 = 13,2$ cm. $F_1 = 2,99$.
 (○) Média com outliers; (—) Média $\pm$ desvio-padrão; (•) Média sem outliers; (---) Valiani (1997); (.....) Hager (1993).

Figura 8.11. Experimento: II 21. Vazão: 21,0 L/s. $y_1 = 2,5$ cm, $y_2 = 14,2$ cm. $F_1 = 4,11$.
 (○) Média com outliers; (—) Média $\pm$ desvio-padrão; (•) Média sem outliers; (---) Valiani (1997); (.....) Hager (1993).

Figura 8.12. Experimento: II 31. Vazão: 31,0 L/s. $y_1 = 3,5$ cm, $y_2 = 17,4$ cm. $F_1 = 3,67$.
 (○) Média com outliers; (—) Média $\pm$ desvio-padrão; (•) Média sem outliers; (---) Valiani (1997); (.....) Hager (1993).

Figura 8.13. Experimento: II 40. Vazão: 40,0 L/s. $y_1 = 5,0$ cm, $y_2 = 21,4$ cm. $F_1 = 2,78$.
 (○) Média com outliers; (—) Média $\pm$ desvio-padrão; (●) Média sem outliers; (---) Valiani
 (1997); (.....) Hager (1993).

Figura 8.14. Experimento: III 16. Vazão: 16,0 L/s. $y_1 = 2,8$ cm, $y_2 = 8,0$ cm. $F_1 = 2,27$.
 (○) Média com outliers; (—) Média $\pm$ desvio-padrão; (●) Média sem outliers; (---) Valiani
 (1997); (.....) Hager (1993).

Figura 8.15. Experimento: III 21. Vazão: 20,9 L/s. $y_1 = 2,8$ cm, $y_2 = 10,6$ cm. $F_1 = 2,98$.
 (○) Média com outliers; (—) Média $\pm$ desvio-padrão; (●) Média sem outliers; (---) Valiani
 (1997); (.....) Hager (1993).

Figura 8.16. Experimento: III 27. Vazão: 26,9 L/s. $y_1 = 2,9$ cm, $y_2 = 14,2$ cm. $F_1 = 3,64$.
 (○) Média com outliers; (—) Média $\pm$ desvio-padrão; (●) Média sem outliers; (---) Valiani (1997); (.....) Hager (1993).

Figura 8.17. Experimento: III 34. Vazão: 34,2 L/s. $y_1 = 2,9$ cm, $y_2 = 18,0$ cm. $F_1 = 4,58$.
 (○) Média com outliers; (—) Média $\pm$ desvio-padrão; (●) Média sem outliers; (---) Valiani (1997); (.....) Hager (1993).

Figura 8.18. Experimento: III 39. Vazão: 38,9 L/s. $y_1 = 2,9$ cm, $y_2 = 20,6$ cm. $F_1 = 5,26$.
 (○) Média com outliers; (—) Média $\pm$ desvio-padrão; (●) Média sem outliers; (---) Valiani (1997); (.....) Hager (1993).

8.4 APÊNDICE D - GRÁFICOS BOX-PLOT

8.5 APÊNDICE E - GRÁFICOS DAS FREQUÊNCIAS DOMINANTES

Figura 8.19. Experimento: I 3 S. Vazão: 2,8 L/s. $y_1 = 2,2$ cm, $y_2 = 7,9$ cm. $F_1 = 2,72$.
(■) F_{fs} máximo; (●) F_{fs} adicional.

Figura 8.20. Experimento: I 3.6 S. Vazão: 3,3 L/s. $y_1 = 2,5$ cm, $y_2 = 8,7$ cm. $F_1 = 2,69$.
(■) F_{fs} máximo; (●) F_{fs} adicional.

Figura 8.21. Experimento: I 4 S. Vazão: 3,7 L/s. $y_1 = 2,8$ cm, $y_2 = 9,5$ cm. $F_1 = 2,52$.
(■) F_{fs} máximo; (●) F_{fs} adicional.

Figura 8.22. Experimento: I 5 S. Vazão: 4,6 L/s. $y_1 = 3,4$ cm, $y_2 = 10,8$ cm. $F_1 = 2,36$.
(■) F_{fs} máximo; (●) F_{fs} adicional.

Figura 8.23. Experimento: I 6 S. Vazão: 5,6 L/s. $y_1 = 3,9$ cm, $y_2 = 12,1$ cm. $F_1 = 2,30$.
(■) F_{fs} máximo; (●) F_{fs} adicional.

Figura 8.24. Experimento: I 7 S. Vazão: 6,5 L/s. $y_1 = 4,7$ cm, $y_2 = 13,5$ cm. $F_1 = 2,03$.
(■) F_{fs} máximo; (●) F_{fs} adicional.

Figura 8.25. Experimento: I 8 S. Vazão: 7,4 L/s. $y_1 = 5,3$ cm, $y_2 = 14,5$ cm. $F_1 = 1,94$.
(■) F_{fs} máximo; (●) F_{fs} adicional.

Figura 8.26. Experimento: I 1.2 C. Vazão: 1,1 L/s. $y_1 = 1,0$ cm, $y_2 = 5,9$ cm. $F_1 = 3,55$.
(■) F_{fs} máximo; (●) F_{fs} adicional.

Figura 8.27. Experimento: I 1.8 C. Vazão: 1,7 L/s. $y_1 = 1,4$ cm, $y_2 = 7,8$ cm. $F_1 = 3,21$.
(■) F_{fs} máximo; (●) F_{fs} adicional.

Figura 8.28. Experimento: I 5.0 C. Vazão: 4,6 L/s. $y_1 = 2,9$ cm, $y_2 = 13,2$ cm. $F_1 = 2,99$.
(■) F_{fs} máximo; (●) F_{fs} adicional.

Figura 8.29. Experimento: II 21. Vazão: 21,0 L/s. $y_1 = 2,5$ cm, $y_2 = 14,2$ cm. $F_1 = 4,11$
(■) F_{fs} máximo; (●) F_{fs} adicional.

Figura 8.30. Experimento: II 31. Vazão: 31,0 L/s. $y_1 = 3,5$ cm, $y_2 = 17,4$ cm. $F_1 = 3,67$.
(■) F_{fs} máximo; (●) F_{fs} adicional.

Figura 8.31. Experimento: II 40. Vazão: 40,0 L/s. $y_1 = 5,0$ cm, $y_2 = 21,4$ cm. $F_1 = 2,78$.
(■) F_{fs} máximo; (●) F_{fs} adicional.

Figura 8.32. Experimento: III 16. Vazão: 16,0 L/s. $y_1 = 2,8$ cm, $y_2 = 8,0$ cm. $F_1 = 2,27$.
(■) F_{fs} máximo; (●) F_{fs} adicional.

Figura 8.33. Experimento: III 21. Vazão: 20,9 L/s. $y_1 = 2,8$ cm, $y_2 = 10,6$ cm. $F_1 = 2,98$.
(■) F_{fs} máximo; (●) F_{fs} adicional.

Figura 8.34. Experimento: III 27. Vazão: 26,9 L/s. $y_1 = 2,9$ cm, $y_2 = 14,2$ cm. $F_1 = 3,64$.
(■) F_{fs} máximo; (●) F_{fs} adicional.

Figura 8.35. Experimento: III 34. Vazão: 34,2 L/s. $y_1 = 2,9$ cm, $y_2 = 18,0$ cm. $F_1 = 4,58$.
(■) F_{fs} máximo; (●) F_{fs} adicional.

Figura 8.36. Experimento: III 39. Vazão: 38,9 L/s. $y_1 = 2,9$ cm, $y_2 = 20,6$ cm. $F_1 = 5,26$.
(■) F_{fs} máximo; (●) F_{fs} adicional.

8.6 APÊNDICE F – DEDUÇÃO DA FORMULAÇÃO TEÓRICA DO VC2

Da equação 4.28, tem-se que:

$$-\left[F_{B\tau}V_{F_{B\tau}} + F_{x\tau}V_1 + F_{y\tau}V_{up}\right] = \rho BV_1y_1(y_2 - y_1) \left[g - \frac{V_1^2(y_1 + y_2)}{y_2^2 2} \right] \quad (8.1)$$

As variáveis envolvidas na equação são dadas por (Eq. 4.3a, 4.3b, 4.14b, 4.25, 4.27):

$$F_{x\tau} = \frac{\rho g H^2 B}{2}$$

$$F_{y\tau} = \frac{\rho g L B H}{2} \theta_1$$

$$V_{up} = \frac{H}{\theta_2 \sqrt{\frac{2H}{g}}} = \frac{\sqrt{gH}}{\theta_2 \sqrt{2}}$$

$$F_{B\tau} = \rho B(y_2 - y_1) \left[V_1^2 \frac{y_1}{y_2} - \frac{g(y_1 + y_2)}{2} \right]$$

$$V_{F_{B\tau}} = V_1 \alpha + V_2 (1 - \alpha)$$

Substituindo as variáveis na equação 8.1, fica:

$$\rho B(y_2 - y_1) \left(V_1^2 \frac{y_1}{y_2} - g \frac{(y_1 + y_2)}{2} \right) [V_1 \alpha + V_2 (1 - \alpha)] + \left(\frac{\rho g H^2 B}{2} V_1 \right) + \left(\frac{\rho g L B H \theta_1}{2} \cdot \frac{\sqrt{gH}}{\theta_2 \sqrt{2}} \right) = -\rho BV_1y_1(y_2 - y_1) \left(g - \frac{V_1^2(y_1 + y_2)}{y_2^2 2} \right) \quad (8.2)$$

Dividindo a equação 8.2 por ρB e fazendo $V_2 = \frac{V_1 y_1}{y_2}$, segue:

$$V_1(y_2 - y_1) \left(V_1^2 \frac{y_1}{y_2} - g \frac{(y_1 + y_2)}{2} \right) \left[\alpha + \frac{y_1}{y_2} (1 - \alpha) \right] + \left(\frac{gH^2}{2} V_1 \right) + \left(\frac{gLH\theta_1}{2} \cdot \frac{\sqrt{gH}}{\theta_2 \sqrt{2}} \right) = -V_1 y_1 (y_2 - y_1) \left(g - \frac{V_1^2 (y_1 + y_2)}{y_2^2} \right) \quad (8.3)$$

Colocando todos os termos com V_1 do lado direito da equação:

$$- \left(\frac{gLH\theta_1}{2} \cdot \frac{\sqrt{gH}}{\theta_2 \sqrt{2}} \right) = V_1(y_2 - y_1) \left(V_1^2 \frac{y_1}{y_2} - g \frac{(y_1 + y_2)}{2} \right) \left[\alpha + \frac{y_1}{y_2} (1 - \alpha) \right] + \left(\frac{gH^2}{2} V_1 \right) + V_1 y_1 (y_2 - y_1) \left(g - \frac{V_1^2 (y_1 + y_2)}{y_2^2} \right) \quad (8.4)$$

e multiplicando ambos os lados por $\frac{\theta_2}{\theta_1}$ e $\frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{gH}}$:

$$-gLH = 2\sqrt{2} \frac{\theta_2}{\theta_1} \frac{V_1}{\sqrt{gH}} (y_2 - y_1) \left(V_1^2 \frac{y_1}{y_2} - g \frac{(y_1 + y_2)}{2} \right) \left[\alpha + \frac{y_1}{y_2} (1 - \alpha) \right] + \left(\sqrt{2} \frac{V_1}{\sqrt{gH}} gH^2 \right) \frac{\theta_2}{\theta_1} + 2\sqrt{2} \frac{V_1}{\sqrt{gH}} \frac{\theta_2}{\theta_1} y_1 (y_2 - y_1) \left(g - \frac{V_1^2 (y_1 + y_2)}{y_2^2} \right); \quad (8.5)$$

Trabalhando com a equação tem-se:

$$\begin{aligned} -gLH &= 2\sqrt{2} \frac{\theta_2}{\theta_1} \frac{V_1}{\sqrt{gH}} (y_2 - y_1) \left(V_1^2 \frac{y_1}{y_2} - \frac{gy_1}{2} - \frac{gy_2}{2} \right) \left[\alpha + \frac{y_1}{y_2} (1 - \alpha) \right] + \left(\sqrt{2} \frac{V_1}{\sqrt{gH}} gH^2 \right) \frac{\theta_2}{\theta_1} + 2\sqrt{2} \frac{\theta_2}{\theta_1} \frac{V_1}{\sqrt{gH}} (y_2 - y_1) \left(gy_1 - \frac{V_1^2 y_1^2}{2y_2^2} - \frac{V_1^2 y_2 y_1}{2y_2^2} \right) \\ -gLH &= 2\sqrt{2} \frac{\theta_2}{\theta_1} \frac{V_1}{\sqrt{gH}} \left(V_1^2 y_1 - \frac{gy_1 y_2}{2} - \frac{gy_2^2}{2} - V_1^2 \frac{y_1^2}{y_2} + \frac{gy_1^2}{2} + \frac{gy_1 y_2}{2} \right) \left[\alpha + \frac{y_1}{y_2} (1 - \alpha) \right] + \left(\sqrt{2} \frac{V_1}{\sqrt{gH}} gH^2 \right) \frac{\theta_2}{\theta_1} \\ &\quad + 2\sqrt{2} \frac{\theta_2}{\theta_1} \frac{V_1}{\sqrt{gH}} (y_2 - y_1) \left(gy_1 - \frac{V_1^2 y_1^2}{2y_2^2} - \frac{V_1^2 y_2 y_1}{2y_2^2} \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
-g_{LH}\sqrt{H} &= 2\sqrt{2}\frac{\theta_2}{\theta_1}\frac{V_1}{\sqrt{g}}\left(V_1^2y_1 - \frac{gy_2^2}{2} - V_1^2\frac{y_1^2}{h_2} + \frac{gy_1^2}{2}\right)\left[\alpha + \frac{y_1}{y_2}(1-\alpha)\right] + (\sqrt{2}gH^2)\frac{V_1}{\sqrt{g}}\frac{\theta_2}{\theta_1} + \frac{\theta_2}{\theta_1}\frac{V_1}{\sqrt{g}}2\sqrt{2}(y_2 - y_1)\left(gy_1 - \frac{V_1^2y_1^2}{2y_2^2} - \frac{V_1^2y_2y_1}{2y_2^2}\right) \\
&\quad \underbrace{\hspace{15em}}_{\text{1º termo}} \quad \underbrace{\hspace{15em}}_{\text{2º termo}} \quad \underbrace{\hspace{15em}}_{\text{3º termo}} \\
-g_{LH}\sqrt{H} &= 2\sqrt{2}\alpha\frac{\theta_2}{\theta_1}\left(\frac{V_1^3y_1}{\sqrt{g}} - \frac{gV_1y_2^2}{2\sqrt{g}} - V_1^3\frac{y_1^2}{y_2\sqrt{g}} + \frac{gy_1^2V_1}{2\sqrt{g}}\right) + 2\sqrt{2}(1-\alpha)\frac{\theta_2}{\theta_1}\left(\frac{V_1^3y_1^2}{y_2\sqrt{g}} - \frac{gV_1y_1y_2}{2\sqrt{g}} - V_1^3\frac{y_1^3}{y_2^2\sqrt{g}} + \frac{gV_1y_1^3}{2y_2\sqrt{g}}\right) + \left(\sqrt{2}g\frac{V_1}{\sqrt{g}}H^2\right)\frac{\theta_2}{\theta_1} \\
&\quad + \frac{\theta_2}{\theta_1}2\sqrt{2}(y_2 - y_1)\left(\frac{gV_1y_1}{\sqrt{g}} - \frac{V_1^3y_1^2}{2y_2^2\sqrt{g}} - \frac{V_1^3y_2y_1}{2y_2^2\sqrt{g}}\right)
\end{aligned} \tag{8.6}$$

Trabalhando com cada termo da equação:

1º Termo

$$2\sqrt{2}\alpha\frac{\theta_2}{\theta_1}\left(\frac{V_1^3y_1}{\sqrt{g}} - \frac{gV_1y_2^2}{2\sqrt{g}} - V_1^3\frac{y_1^2}{y_2\sqrt{g}} + \frac{gy_1^2V_1}{2\sqrt{g}}\right)$$

Multiplicando por $\left(\frac{\sqrt{y_1}}{\sqrt{y_1}}\right)^3$ os termos com V_1^3 e por $\frac{\sqrt{y_1}}{\sqrt{y_1}}$ os termos com V_1

$$2\sqrt{2}\alpha\frac{\theta_2}{\theta_1}\left(\frac{V_1^3y_1}{\sqrt{g}}\left(\frac{\sqrt{y_1}}{\sqrt{y_1}}\right)^3 - \frac{gV_1y_2^2}{2\sqrt{g}}\frac{\sqrt{y_1}}{\sqrt{y_1}} - V_1^3\frac{y_1^2}{y_2\sqrt{g}}\left(\frac{\sqrt{y_1}}{\sqrt{y_1}}\right)^3 + \frac{gy_1^2}{2\sqrt{g}}V_1\frac{\sqrt{y_1}}{\sqrt{y_1}}\right)$$

$$2\sqrt{2}\alpha\frac{\theta_2}{\theta_1}\left(\left(\frac{V_1}{\sqrt{gy_1}}\right)^3 gy_1(\sqrt{y_1})^3 - \frac{gy_2^2}{2}\sqrt{y_1}\frac{V_1}{\sqrt{gy_1}} - \left(\frac{V_1}{\sqrt{gy_1}}\right)^3 \frac{y_1^2g}{y_2}(\sqrt{y_1})^3 + \frac{V_1}{\sqrt{gy_1}}\frac{gy_1^2}{2}\sqrt{y_1}\right)$$

$$\begin{aligned}
& 2\sqrt{2}\alpha \frac{\theta_2}{\theta_1} \left(\left(\frac{V_1}{\sqrt{gy_1}} \right)^3 gy_1 (\sqrt{y_1})^3 - \left(\frac{V_1}{\sqrt{gy_1}} \right)^3 \frac{y_1^2 g}{y_2} (\sqrt{y_1})^3 - \frac{gy_2^2}{2} \sqrt{y_1} \frac{V_1}{\sqrt{gy_1}} + \frac{gy_1^2}{2} \sqrt{y_1} \frac{V_1}{\sqrt{gy_1}} \right) \\
& 2\sqrt{2}\alpha \frac{\theta_2}{\theta_1} \left(\left(\frac{V_1}{\sqrt{gy_1}} \right)^3 g y_1 (\sqrt{y_1})^3 \left(1 - \frac{y_1}{y_2} \right) + \frac{g}{2} \sqrt{y_1} \frac{V_1}{\sqrt{gy_1}} (y_1^2 - y_2^2) \right)
\end{aligned} \tag{8.7}$$

2º Termo

$$\begin{aligned}
& 2\sqrt{2}(1 - \alpha) \frac{\theta_2}{\theta_1} \left(\frac{V_1^3 y_1^2}{y_2 \sqrt{g}} - \frac{g V_1 y_1 y_2}{2 \sqrt{g}} - V_1^3 \frac{y_1^3}{y_2^2 \sqrt{g}} + \frac{g V_1 y_1^3}{2 y_2 \sqrt{g}} \right) \\
& 2\sqrt{2}(1 - \alpha) \frac{\theta_2}{\theta_1} \left(\frac{V_1^3 y_1^2}{y_2 \sqrt{g}} \left(\frac{\sqrt{y_1}}{\sqrt{y_1}} \right)^3 - \frac{g V_1 y_1 y_2 \sqrt{y_1}}{2 \sqrt{g} \sqrt{y_1}} - V_1^3 \frac{y_1^3}{y_2^2 \sqrt{g}} \left(\frac{\sqrt{y_1}}{\sqrt{y_1}} \right)^3 + \frac{g V_1 y_1^3 \sqrt{y_1}}{2 y_2 \sqrt{g} \sqrt{y_1}} \right) \\
& 2\sqrt{2}(1 - \alpha) \frac{\theta_2}{\theta_1} \left(\left(\frac{V_1}{\sqrt{gy_1}} \right)^3 \frac{y_1^2}{y_2} g (\sqrt{y_1})^3 - \frac{V_1}{\sqrt{gy_1}} \frac{g y_1 y_2 \sqrt{y_1}}{2} - \left(\frac{V_1}{\sqrt{gy_1}} \right)^3 \frac{y_1^3}{y_2^2} g (\sqrt{y_1})^3 + \frac{V_1}{\sqrt{gy_1}} \frac{g y_1^3}{2 y_2} \sqrt{y_1} \right) \\
& 2\sqrt{2}(1 - \alpha) \frac{\theta_2}{\theta_1} \left(\left(\frac{V_1}{\sqrt{gy_1}} \right)^3 \frac{y_1^2}{y_2} g (\sqrt{y_1})^3 \left(1 - \frac{y_1}{y_2} \right) + \frac{V_1}{\sqrt{gy_1}} \frac{g y_1 y_2 \sqrt{y_1}}{2} \left(\frac{y_1^2}{y_2^2} - 1 \right) \right)
\end{aligned} \tag{8.8}$$

3º Termo

$$\left(\sqrt{2} g \frac{V_1}{\sqrt{g}} H^2 \right) \frac{\theta_2}{\theta_1}$$

$$\left(\frac{V_1}{\sqrt{gy_1}} g H^2 \sqrt{2} \sqrt{y_1} \right) \frac{\theta_2}{\theta_1} \quad (8.9)$$

4° Termo

$$\begin{aligned} & 2\sqrt{2} (y_2 - y_1) \frac{\theta_2}{\theta_1} \left(\frac{gV_1 y_1}{\sqrt{g}} - \frac{V_1^3 y_1^2}{2y_2^2 \sqrt{g}} - \frac{V_1^3 y_2 y_1}{2y_2^2 \sqrt{g}} \right) \\ & 2\sqrt{2} (y_2 - y_1) \frac{\theta_2}{\theta_1} \left(\frac{gV_1 y_1 \sqrt{y_1}}{\sqrt{g}} - \frac{V_1^3 y_1^2}{2y_2^2 \sqrt{g}} \left(\frac{\sqrt{y_1}}{\sqrt{y_1}} \right)^3 - \frac{V_1^3 y_2 y_1}{2y_2^2 \sqrt{g}} \left(\frac{\sqrt{y_1}}{\sqrt{y_1}} \right)^3 \right) \\ & 2\sqrt{2} (y_2 - y_1) \frac{\theta_2}{\theta_1} g \left(y_1 \sqrt{y_1} \frac{V_1}{\sqrt{gy_1}} - \left(\frac{V_1}{\sqrt{gy_1}} \right)^3 \frac{y_1^3}{2y_2^2} \sqrt{y_1} - \left(\frac{V_1}{\sqrt{gy_1}} \right)^3 \frac{y_1^2}{2y_2} \sqrt{y_1} \right) \\ & 2\sqrt{2} (y_2 - y_1) \frac{\theta_2}{\theta_1} g y_1 \sqrt{y_1} \left(\frac{V_1}{\sqrt{gy_1}} - \left(\frac{V_1}{\sqrt{gy_1}} \right)^3 \frac{y_1^2}{2y_2^2} - \left(\frac{V_1}{\sqrt{gy_1}} \right)^3 \frac{y_1}{2y_2} \right) \\ & 2\sqrt{2} (y_2 - y_1) \frac{\theta_2}{\theta_1} g y_1 \sqrt{y_1} \left(\frac{V_1}{\sqrt{gy_1}} - \left(\frac{V_1}{\sqrt{gy_1}} \right)^3 \frac{y_1}{2y_2} \left(1 + \frac{y_1}{y_2} \right) \right) \\ & 2\sqrt{2} (y_2 - y_1) \frac{\theta_2}{\theta_1} g y_1^{3/2} \frac{V_1}{\sqrt{gy_1}} - \sqrt{2} (y_2 - y_1) \frac{\theta_2}{\theta_1} g y_1^{3/2} \left(\frac{V_1}{\sqrt{gy_1}} \right)^3 \frac{y_1}{y_2} \left(1 + \frac{y_1}{y_2} \right) \end{aligned} \quad (8.10)$$

Após o desenvolvimento de cada termo e substituindo os resultados na equação 8.6 segue:

$$\begin{aligned}
-g_{LH}\sqrt{H} &= 2\sqrt{2}\alpha \frac{\theta_2}{\theta_1} \left(\left(\frac{V_1}{\sqrt{gy_1}} \right)^3 g y_1 (\sqrt{y_1})^3 \left(1 - \frac{y_1}{y_2} \right) + \frac{g}{2} \sqrt{y_1} \frac{V_1}{\sqrt{gy_1}} (y_1^2 - y_2^2) \right) \\
&\quad + 2\sqrt{2}(1-\alpha) \frac{\theta_2}{\theta_1} \left(\left(\frac{V_1}{\sqrt{gy_1}} \right)^3 \frac{y_1^2}{y_2} g (\sqrt{y_1})^3 \left(1 - \frac{y_1}{y_2} \right) + \frac{V_1}{\sqrt{gy_1}} \frac{gy_1\sqrt{y_1}}{2y_2} (y_1^2 - y_2^2) \right) + \left(\frac{V_1}{\sqrt{gy_1}} g H^2 \sqrt{2} \sqrt{y_1} \right) \frac{\theta_2}{\theta_1} + 2\sqrt{2} (y_2 - y_1) \frac{\theta_2}{\theta_1} g y_1 \sqrt{y_1} \frac{V_1}{\sqrt{gy_1}} \\
&\quad - \sqrt{2} \frac{(y_2 - y_1)}{y_2} \frac{\theta_2}{\theta_1} g \left(\frac{V_1}{\sqrt{gy_1}} \right)^3 y_1 (\sqrt{y_1})^3 \left(1 + \frac{y_1}{y_2} \right) \\
-g_{LH}\sqrt{H} &= \sqrt{2} \frac{\theta_2}{\theta_1} \left(\frac{V_1}{\sqrt{gy_1}} \right)^3 g y_1 (\sqrt{y_1})^3 \left(1 - \frac{y_1}{y_2} \right) \left(2\alpha + \frac{y_1}{y_2} (2 - 2\alpha) - 1 - \frac{y_1}{y_2} \right) \\
&\quad + \sqrt{2} \frac{\theta_2}{\theta_1} \left(\frac{V_1}{\sqrt{gy_1}} \right) g \sqrt{y_1} (y_1 - y_2) \left[\alpha(y_1 + y_2) + (1 - \alpha)(y_1 + y_2) \frac{y_1}{y_2} - (y_2 - y_1) - 2y_1 \right] \\
-g_{LH}\sqrt{H} &= \sqrt{2} \frac{\theta_2}{\theta_1} \left(\frac{V_1}{\sqrt{gy_1}} \right)^3 g y_1 (\sqrt{y_1})^3 \left(1 - \frac{y_1}{y_2} \right) \left(2\alpha \left(1 - \frac{y_1}{y_2} \right) - \left(1 - \frac{y_1}{y_2} \right) \right) + \sqrt{2} \frac{\theta_2}{\theta_1} \left(\frac{V_1}{\sqrt{gy_1}} \right) g \sqrt{y_1} (y_1 - y_2) \left[\alpha(y_1 + y_2) + (1 - \alpha)(y_1 + y_2) \frac{y_1}{y_2} - (y_1 + y_2) \right] \\
-g_{LH}\sqrt{H} &= \sqrt{2} \frac{\theta_2}{\theta_1} \left(\frac{V_1}{\sqrt{gy_1}} \right)^3 g y_1 (\sqrt{y_1})^3 \left(1 - \frac{y_1}{y_2} \right)^2 (2\alpha - 1) + \sqrt{2} \frac{\theta_2}{\theta_1} \left(\frac{V_1}{\sqrt{gy_1}} \right) g \sqrt{y_1} (y_1^2 - y_2^2) \left[\alpha + (1 - \alpha) \frac{y_1}{y_2} - 1 \right] \\
-g_{LH}\sqrt{H} &= \sqrt{2} \frac{\theta_2}{\theta_1} \left(\frac{V_1}{\sqrt{gy_1}} \right)^3 g y_1 (\sqrt{y_1})^3 \left(1 - \frac{y_1}{y_2} \right)^2 (2\alpha - 1) + \sqrt{2} \frac{\theta_2}{\theta_1} \left(\frac{V_1}{\sqrt{gy_1}} \right) g \sqrt{y_1} (y_1^2 - y_2^2) \left[\alpha \left(1 - \frac{y_1}{y_2} \right) - \left(1 - \frac{y_1}{y_2} \right) \right]
\end{aligned}$$

$$-gLH\sqrt{H} = \sqrt{2}\frac{\theta_2}{\theta_1}\left(\frac{V_1}{\sqrt{gy_1}}\right)^3 g y_1(\sqrt{y_1})^3 \left(1 - \frac{y_1}{y_2}\right)^2 (2\alpha - 1) + \sqrt{2}\frac{\theta_2}{\theta_1}\left(\frac{V_1}{\sqrt{gy_1}}\right) g\sqrt{y_1}(y_1^2 - y_2^2) \left(1 - \frac{y_1}{y_2}\right) [\alpha - 1] \quad (8.11)$$

Dividindo a equação 8.11 por $gH^2\sqrt{H}$:

$$\begin{aligned} -\frac{L}{H} &= \frac{\sqrt{2}\frac{\theta_2}{\theta_1}\left(\frac{V_1}{\sqrt{gy_1}}\right)^3 y_1(\sqrt{y_1})^3 \left(1 - \frac{y_1}{y_2}\right)^2 (2\alpha - 1)}{(\sqrt{H})^3 H} + \frac{\sqrt{2}\frac{\theta_2}{\theta_1}\left(\frac{V_1}{\sqrt{gy_1}}\right) \sqrt{y_1}(y_1^2 - y_2^2) \left(1 - \frac{y_1}{y_2}\right) [\alpha - 1]}{H^2\sqrt{H}} \\ -\frac{L}{H} &= \sqrt{2}(2\alpha - 1)\frac{\theta_2}{\theta_1}\left(\frac{V_1}{\sqrt{gy_1}}\right)^3 \left(\frac{y_1}{H}\right)^{3/2} \frac{y_1 \left(1 - \frac{y_1}{y_2}\right)^2}{H} + \sqrt{2}(\alpha - 1)\frac{\theta_2}{\theta_1}\left(\frac{V_1}{\sqrt{gy_1}}\right) \sqrt{\frac{y_1}{H}} \frac{(y_1^2 - y_2^2) \left(1 - \frac{y_1}{y_2}\right)}{H^2} \\ -\frac{L}{H} &= \sqrt{2}(2\alpha - 1)\frac{\theta_2}{\theta_1}\left(\frac{V_1}{\sqrt{gy_1}}\right)^3 \left(\frac{y_1}{H}\right)^{3/2} \frac{y_1 \left(1 - \frac{y_1}{y_2}\right)^2}{(y_2 - y_1)} + \sqrt{2}(\alpha - 1)\frac{\theta_2}{\theta_1}\left(\frac{V_1}{\sqrt{gy_1}}\right) \sqrt{\frac{y_1}{H}} \frac{(y_1^2 - y_2^2) \left(1 - \frac{y_1}{y_2}\right)}{(y_2 - y_1)^2} \\ -\frac{L}{H} &= \sqrt{2}(2\alpha - 1)\frac{\theta_2}{\theta_1}\left(\frac{V_1}{\sqrt{gy_1}}\right)^3 \left(\frac{y_1}{H}\right)^{3/2} \frac{y_1}{y_2} \left(1 - \frac{y_1}{y_2}\right) - \sqrt{2}(\alpha - 1)\frac{\theta_2}{\theta_1}\left(\frac{V_1}{\sqrt{gy_1}}\right) \sqrt{\frac{y_1}{H}} \left(\frac{y_1 + y_2}{y_2}\right) \\ \frac{L}{H} &= \sqrt{2}(\alpha - 1)\frac{\theta_2}{\theta_1}\left(\frac{V_1}{\sqrt{gy_1}}\right) \sqrt{\frac{y_1}{H}} \left(1 + \frac{y_1}{y_2}\right) + \sqrt{2}(1 - 2\alpha)\frac{\theta_2}{\theta_1}\left(\frac{V_1}{\sqrt{gy_1}}\right)^3 \left(\frac{y_1}{H}\right)^{3/2} \frac{y_1}{y_2} \left(1 - \frac{y_1}{y_2}\right) \end{aligned} \quad (8.12)$$

Fazendo:

$$\theta_8 = \sqrt{2}(\alpha - 1)\frac{\theta_2}{\theta_1}$$

$$\theta_9 = \sqrt{2}(1 - 2\alpha) \frac{\theta_2}{\theta_1}$$

$$F_1 = \frac{V_1}{\sqrt{g y_1}}$$

$$y^* = \frac{y_1}{H}$$

Substituindo as relações acima na equação 8.12, têm-se a equação adimensional para L/H :

$$\frac{L}{H} = \theta_8 F_1 \sqrt{y^*} \left(1 + \frac{y_1}{y_2} \right) + \theta_9 (F_1)^3 (y^*)^{3/2} \frac{y_1}{y_2} \left(1 - \frac{y_1}{y_2} \right) \quad (8.13)$$

Multiplicando a equação 8.13 por H/y_1 chega-se à equação adimensional para L/y_1 :

$$\frac{L}{y_1} = \theta_8 F_1 (y^*)^{-1/2} \left(1 + \frac{y_1}{y_2} \right) + \theta_9 (F_1)^3 (y^*)^{1/2} \frac{y_1}{y_2} \left(1 - \frac{y_1}{y_2} \right) \quad (8.14)$$

8.7 APÊNDICE G – DEDUÇÃO DA FORMULAÇÃO TEÓRICA PARA NÚMERO DE FROUDE SUPERCRÍTICO

As equações de cada volume de controle são indicadas novamente abaixo (4.23c e 4.30):

$$\frac{L}{y_1} = \theta_6 F_1 (y^*)^{-1/2} + \theta_7 F_1^3 (y^*)^{1/2} \quad (8.15)$$

$$\frac{L}{y_1} = \theta_8 F_1 (y^*)^{-1/2} \left(\frac{y_1}{y_2} + 1 \right) + \theta_9 F_1^3 (y^*)^{1/2} \frac{y_1}{y_2} \left(1 - \frac{y_1}{y_2} \right) \quad (8.16)$$

Fazendo $m = y_1/y_2$ e dividindo a equação 8.15 pela equação 8.16, tem-se:

$$\begin{aligned} 1 &= \frac{\theta_6 (y^*)^{-1/2} + \theta_7 F_1^2 (y^*)^{1/2}}{\theta_8 (y^*)^{-1/2} (m+1) + \theta_9 F_1^2 (y^*)^{1/2} m(1-m)} & 1 &= \frac{\theta_6 (y^*)^{-1} + \theta_7 F_1^2}{\theta_8 (y^*)^{-1} (m+1) + \theta_9 F_1^2 m(1-m)} \\ 1 &= \frac{\theta_6 \left(\frac{y_2 - y_1}{y_1} \right) + \theta_7 F_1^2}{\theta_8 \left(\frac{y_2 - y_1}{y_1} \right) (m+1) + \theta_9 F_1^2 m(1-m)} & 1 &= \frac{\theta_6 \left(\frac{1}{m} - 1 \right) + \theta_7 F_1^2}{\theta_8 \left(\frac{1}{m} - 1 \right) (m+1) + \theta_9 F_1^2 m(1-m)} \\ 1 &= \frac{\theta_6 \left(\frac{1-m}{m} \right) + \theta_7 F_1^2}{\theta_8 \left(\frac{1-m}{m} \right) (m+1) + \theta_9 F_1^2 m(1-m)} & 1 &= \frac{\theta_6 \left(\frac{1-m}{m} \right) + \theta_7 F_1^2}{\theta_8 \left(\frac{1-m^2}{m} \right) + \theta_9 F_1^2 m(1-m)} \\ 1 &= \frac{\theta_6 (1-m) + \theta_7 F_1^2 m}{\theta_8 (1-m^2) + \theta_9 F_1^2 m^2 (1-m)} & & \theta_9 F_1^2 m^2 (1-m) - \theta_7 F_1^2 m = \theta_6 (1-m) - \theta_8 (1-m^2) \\ F_1 &= \sqrt{\frac{\theta_6 (1-m) - \theta_8 (1-m^2)}{\theta_9 m^2 (1-m) - \theta_7 m}} & & \end{aligned} \quad (8.17)$$

8.8 APÊNDICE H – CÓDIGO DESENVOLVIDO NO PROGRAMA MATLAB®

PARA PROCESSAMENTO DAS IMAGENS

```

%Inform the number of 'k' images that desire to be analyzed

%read the file .tif
fname = 'multi.tif'
info = imfinfo(fname)
num_images = numel(info)

% Declaration of variables
first_frame = imread(fname,1)
first_region = imcrop(first_frame,[0 200 1024 512])
frames = repmat(uint8(0),[size(first_region) k])
frames_f = frames
N = 1024

%Read and crop the images
for count = 1:k
    image = imread(fname,count)
    frames(:,:,count) = imcrop(image,[0 200 1024 512]);
end

%Media filter
for count = 1:k
    frames_f(:,:,count) = imfilter(frames(:,:,count), ones(3,3)/9);
end

%Transform in binary images
[m n] = size(first_region)

for count = 1:k
    bin_1(:,:,count) = im2bw(frames_f(:,1:(N/4),count), 0.194)
    bin_2(:,:,count) = im2bw(frames_f(:,(N/4+1):(N/2),count), 0.21)
    bin_3(:,:,count) = im2bw(frames_f(:,(N/2+1):(3*N/4),count), 0.19)
    bin_4(:,:,count) = im2bw(frames_f(:,(3*N/4+1):N,count), 0.152)

    bin(:,:,count) =
    =[bin_1(:,:,count),bin_2(:,:,count),bin_3(:,:,count),bin_4(:,:,count)]
end
save('final_1.mat')

%Min and max for reducing the outliers
for count = 1:k
    frames_min(:,:,count) = ordfilt2(bin(:,:,count),1,ones(3,3))
    frames_max(:,:,count) = ordfilt2(frames_min(:,:,count),9,
    ones(3,3))
end
save('final_2.mat')

%Find the perimeter, the boundaries
% L is the labeled matrix
% N_lab is the number of labels
N_lab = repmat(uint8(0), 1, k)
for count = 1:k
    perim(:,:,count) = bwperim(frames_max(:,:,count),8)

```

```

        [B,LabelM(:,: ,count), N_lab(count)] =
bwboundaries(perim(:,: ,count),'noholes');
end
save('final_3.mat')

%Find the maximum number for each labeled object
i = 1;

while i < (k+1)
    s = zeros(1,N_lab(i))
    elem = []
    ind = []
    indf = []
    im_clean = repmat(logical(0),[size(first_region)])
    for count = 1: N_lab(i)
        s(count) = length(find(LabelM(:,: ,i)==count));
    end
    elem = find(s(1,:)>80);
    g = size(elem)
    for ii = 1:g(2)
        ind = find(LabelM(:,: ,i)==elem(ii));
        indf = [indf; ind]
    end
    im_clean(indf)=1
    outim(:,: ,i)= im_clean
    i = i+1
end
save('final_4.mat')

% finding the maximum positions in each column of the matrix

for count = 1:k
    surf2d = repmat(logical(0),[size(first_region)])
    idx=[]; row=[]; col=[];
    col2=[]; col3=[]; col4=[]; col5=[]; col6=[]; row6=[]

    [row col]=find(outim(:,: ,count)>0)
    col2=col(2:length(col))
    col3=col2-col(1:length(col2))
    col4=[1;col3]
    col5=col4.*col
    a=1
    for i=1:length(col)
        if col5(i)>0
            col6(a)=col5(i)
            row6(a)=row(i)
            a=a+1
        end
    end
    vec(:,: ,count) = [row6(1,:)' col6(1,:)]
    idx = sub2ind(size(first_region),vec(:,1,count),vec(:,2,count))
    surf2d(idx)=1
    fsurf(:,: ,count)=surf2d
end

save('final_5.mat')

```

8.9 APÊNDICE J – GRÁFICO 3D DE L_r/y_1 EM FUNÇÃO DE y^* E F_1

8.10 APÊNDICE L – TABELA RESUMO DOS EXPERIMENTOS

EXP. I S	<ul style="list-style-type: none">• Experimento desenvolvido no Canal I de 10 cm de largura, com soleira espessa
EXP. I C	<ul style="list-style-type: none">• Experimento desenvolvido no Canal I de 10 cm de largura, com comporta plana
EXP. II	<ul style="list-style-type: none">• Experimento desenvolvido no Canal II de 41 cm de largura, com soleira espessa
EXP. III	<ul style="list-style-type: none">• Experimento desenvolvido no Canal III de 48 cm de largura, com comporta plana

Figura 8.37. Nomenclatura utilizada para cada teste experimental.

Tabela 8.1. Principais características dos testes experimentais.

Canal I									
<i>Soleira espessa</i>									
Código	Vazão [L/s]	y ₁ [cm]	y ₂ [cm]	y ₂ / y ₁ [cm]	V ₁ [m/s]	F ₁ [cm]	$\omega = y_1/B$ [cm]	L _r , observados [cm]	L _j , observados [cm]
I – 3 S	2,8	2,2	7,9	3,6	1,26	2,72	0,22	26	41
I – 3.6 S	3,3	2,5	8,7	3,5	1,33	2,69	0,25	28	44
I – 4 S	3,7	2,8	9,5	3,4	1,32	2,52	0,28	30	49
I – 5 S	4,6	3,4	10,8	3,2	1,36	2,36	0,34	33	56
I – 6 S	5,6	3,9	12,1	3,1	1,42	2,30	0,39	35	62
I – 7 S	6,5	4,7	13,5	2,9	1,38	2,03	0,47	39	69
I – 8 S	7,4	5,3	14,5	2,7	1,40	1,94	0,53	41	79
<i>Comporta</i>									
I – 1.2 C	1,1	1,0	5,9	5,9	1,11	3,55	0,10	20	35
I – 1.8 C	1,7	1,4	7,8	5,6	1,19	3,21	0,14	25	41
I – 5.0 C	4,6	2,9	13,2	4,6	1,59	2,99	0,29	42	83
Canal II									
II – 21	21,0	2,5	14,2	5,7	2,04	4,11	0,06	-	-
II – 31	31,0	3,5	17,4	5,0	2,15	3,67	0,09	-	-
II – 40	40,0	5,0	21,4	4,3	1,95	2,78	0,12	-	-
Canal III									
III – 16	16,0	2,8	8,0	2,86	1,19	2,27	0,06	23	38
III – 21	20,9	2,8	10,6	3,79	1,56	2,98	0,06	33	60
III – 27	26,9	2,9	14,2	4,90	1,94	3,64	0,06	52	84
III – 34	34,2	2,9	17,9	6,17	2,44	4,58	0,06	66	115
III – 39	38,9	2,9	20,5	7,08	2,80	5,26	0,06	82	139