

MINISTÉRIO DA EDUCAÇÃO  
UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

**ANÁLISE NUMÉRICA TRIDIMENSIONAL E INVESTIGAÇÃO EXPERIMENTAL DO  
COMPORTAMENTO TÉRMICO E HIDRODINÂMICO DE RESERVATÓRIOS  
TÉRMICOS CILÍNDRICOS**

por

Darci Luiz Savicki

Tese para Obtenção do Título de  
Doutor em Engenharia

Porto Alegre, Abril de 2007.

**ANÁLISE NUMÉRICA TRIDIMENSIONAL E INVESTIGAÇÃO EXPERIMENTAL DO  
COMPORTAMENTO TÉRMICO E HIDRODINÂMICO DE RESERVATÓRIOS  
TÉRMICOS CILÍNDRICOS**

por

Darci Luiz Savicki  
Mestre em Modelagem Matemática

Tese submetida ao Corpo Docente do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, PROMEC, da Escola de Engenharia da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, como parte dos requisitos necessários para a obtenção do Título de

Doutor em Engenharia

Área de Concentração: Fenômenos de Transporte

Orientador: Prof. Dr. Horácio A. Vielmo

Co-orientador: Prof. Dr. Arno Krenzinger

Comissão de Avaliação:

Prof. Dr. Oscar Daniel Corbella, UFRJ

Prof. Dr. Sandi Itamar Schäfer de Souza, URI / Santo Ângelo

Prof. Dr. Paulo Otto Beyer, PROMEC - UFRGS

Prof. Dr. Flávio José Lorini

Coordenador do PROMEC

Porto Alegre, 02 de Abril de 2007.

**Dedico esta tese a minha mãe, Elma Gertrudes Savicki, que me estimulou a perseverar no caminho do conhecimento e da cultura.**

## **AGRADECIMENTOS**

Apesar de ser muito grande o número de pessoas que auxiliaram na realização desta tese de doutorado, é necessário fazer menção ao nome de algumas delas, para que fique registrada minha gratidão.

Inicialmente, agradeço ao CNPq – Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, que através da concessão da bolsa de estudos, possibilitou o apoio financeiro para a realização deste trabalho.

Agradeço aos professores Nelson Toniazzo e Oleg Khatchatorian, da UNIJUI, que tanto no período da minha graduação quanto no mestrado, foram para mim grande fonte de conhecimento e deram o estímulo inicial para que eu trilhasse o caminho da pesquisa científica.

Agradeço aos professores Horácio Vielmo e Arno Krenzinger, orientador e co-orientador deste trabalho, respectivamente, que foram antes de mais nada companheiros e que também se dedicaram intensamente para que todos os objetivos propostos fossem alcançados.

Agradeço ainda a todos os colegas e amigos do GESTE - UFRGS, que no decorrer dos anos 2003 a 2006 foram companheiros nesta trajetória de estudo: Felipe, Rodrigo, Luiz, Anderson, Marcelo, Alex, Guilherme. Ao Engenheiro e funcionário Salvadorette, cujo suporte técnico e pelas suas dicas que foram fundamentais em muitos momentos do trabalho.

## RESUMO

Neste trabalho apresenta-se uma análise numérica tridimensional dos campos de temperatura e velocidade em reservatórios térmicos cilíndricos. Estuda-se o fenômeno da convecção natural laminar e a estratificação vertical da temperatura, que tem grande importância no desempenho de diversos sistemas térmicos, tais como os sistemas de aquecimento de água por energia solar. O código computacional escrito em linguagem FORTRAN resolve as equações da quantidade de movimento e da energia nas três dimensões pelo Método dos Volumes Finitos em malha estruturada. As simulações tridimensionais transientes do processo de resfriamento mostram a formação e evolução do perfil estratificado de temperatura ao longo do tempo. Observa-se a presença de recirculações na região superior do reservatório e a formação das camadas limites térmica e hidrodinâmica próximo das paredes. Através de estudo experimental realizado em paralelo, determinou-se os perfis de temperatura para diversos instantes do processo de resfriamento de um reservatório térmico cilíndrico. Obteve-se também perfis experimentais de temperatura para o caso de consumo de água quente e ingresso de água fria. Em todos os ensaios, além dos perfis de temperatura, mediu-se também as variações da temperatura ambiente. Utilizou-se os dados experimentais colhidos como condição inicial e de contorno para as simulações, possibilitando assim a confrontação numérico versus experimental para a validação da solução numérica. A partir das diversas simulações realizadas, obteve-se correlações para o coeficiente de transferência de calor e para o grau de estratificação térmica no interior do reservatório. Realizou-se ainda a simulação de casos considerando o reservatório térmico interligado a coletores solares e investigou-se tanto a influência da posição do jato de entrada quanto o uso de um anteparo defronte a este jato na preservação da estratificação térmica. Os resultados mostram que, para certas condições do jato de entrada, tanto a escolha adequada da posição do jato de entrada quanto o uso de um anteparo defronte a este jato permitem construir perfis de temperatura com melhor estratificação térmica.

## **ABSTRACT**

### **THREE-DIMENSIONAL NUMERICAL ANALYSIS AND EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF THE THERMAL AND HYDRODYNAMIC BEHAVIOR OF CYLINDRICAL THERMAL STORAGE TANKS**

This work presents a three-dimensional numerical analysis of the temperature and velocity fields in cylindrical thermal storage tanks. It is studied the phenomenon of the laminar natural convection and the vertical stratification of the temperature, that has great importance in the performance of diverse thermal systems, such as solar energy water heating systems. The numerical solution is obtained through the Finite Volume Method in structured mesh. The transient three-dimensional simulations of the cooling process show the formation and evolution of the profile of temperature along the time. It is observed the presence of recirculations in the top of the tank and the formation of walls thermal and hydrodynamic boundary layers. Through an experimental study, it was determined the profiles of temperature for several instants of time of the cooling process of a cylindrical thermal storage tank. It was also obtained experimental profiles of temperature for the case of outlet hot water and inlet cold water, as well as measured the ambient air temperature. In some cases the numerical simulation applied experimental data as initial and boundary condition, in order to compare numerical and experimental results, for the validation of the developed computational code. From the simulations, it was obtained correlations for the heat transfer coefficient and degree of thermal stratification in the interior of the reservoir. Others simulations were made with the thermal tank connected to solar collectors, investigating the influence of the position of the inlet water jet, and the use of an inner flat plate in front of this jet, in the preservation of the thermal stratification. The results show that, for certain conditions of the jet, the adequate choice of its position, as well as the use of a flat plate, allows to obtain more stratified temperature profiles.

## ÍNDICE

1	INTRODUÇÃO.....	1
1.1	DESCRIÇÃO DO PROBLEMA .....	3
1.2	OBJETIVO PRINCIPAL DO PRESENTE TRABALHO.....	9
1.3	METODOLOGIA DO PRESENTE TRABALHO .....	9
1.4	ESTRUTURA DA TESE.....	10
2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA .....	12
3	MODELAGEM FÍSICO–MATEMÁTICA .....	16
3.1	ANALOGIA ENTRE TRANSFERÊNCIA DE CALOR E QUANTIDADE DE MOVIMENTO .....	16
3.2	DESENVOLVIMENTO DAS EQUAÇÕES DE TRANSPORTE .....	18
3.2.1	EQUAÇÃO DE TRANSPORTE GENÉRICA .....	18
3.2.2	ANÁLISE DOS TERMOS DE GERAÇÃO VOLUMÉTRICA .....	19
3.2.3	APROXIMAÇÃO DE BOUSSINESQ .....	20
3.2.4	MUDANÇA DE SISTEMA DE COORDENADAS .....	21
3.2.5	A ROTINA COMPUTACIONAL.....	23
3.3	ERROS ASSOCIADOS À FUNÇÃO DE INTERPOLAÇÃO.....	25
3.4	FORMA GENERALIZADA PARA O ESQUEMA DE INTERPOLAÇÃO EM MALHA NÃO UNIFORME .....	27
3.5	INFORMAÇÕES SOBRE AS SIMULAÇÕES REALIZADAS NESTE TRABALHO .....	30
3.6	INCORPORAÇÃO DAS CONDIÇÕES DE CONTORNO PARA A EQUAÇÃO DA ENERGIA.....	31
3.6.1	FRONTEIRA RADIAL DO RESERVATÓRIO.....	32
3.6.2	FRONTEIRAS AXIAIS DO RESERVATÓRIO .....	34
3.7	GERAÇÃO DA MALHA .....	35
3.8	CONSIDERAÇÕES SOBRE A GERAÇÃO DOS GRÁFICOS .....	38

4	SIMULAÇÕES BIDIMENSIONAIS .....	39
4.1	O CASO INVESTIGADO POR HUANG .....	39
4.1.1	PROBLEMA FÍSICO .....	39
4.1.2	PROBLEMA MATEMÁTICO.....	40
4.1.3	SIMULAÇÃO NUMÉRICA .....	41
4.2	O PROBLEMA INVESTIGADO POR OLIVESKI et al.....	42
4.2.1	MODELAMENTO .....	43
4.2.2	SOLUÇÃO NUMÉRICA.....	46
4.3	SIMULAÇÃO BIDIMENSIONAL DA PERDA DE CALOR EM RESERVATÓRIO CILÍNDRICO HORIZONTAL .....	50
4.3.1	RESULTADOS DA SIMULAÇÃO NUMÉRICA.....	53
5	SIMULAÇÕES TRIDIMENSIONAIS PRELIMINARES.....	59
5.1	CONVECÇÃO NATURAL EM RESERVATÓRIO TÉRMICO NA FORMA DE UM PARALELEPÍPEDO .....	60
5.1.1	DESCRIÇÃO DO PROBLEMA .....	60
5.1.2	RESULTADOS DA SIMULAÇÃO NUMÉRICA E DISCUSSÃO .....	62
5.2	CONVECÇÃO NATURAL EM TANQUE CILÍNDRICO VERTICAL.....	67
5.2.1	DESCRIÇÃO DO PROBLEMA .....	67
5.2.2	RESULTADOS DA SIMULAÇÃO NUMÉRICA E DISCUSSÃO .....	69
5.3	CONVECÇÃO NATURAL EM RESERVATÓRIO TÉRMICO CILÍNDRICO HORIZONTAL INFINITO EM Z.....	71
5.3.1	DESCRIÇÃO DO PROBLEMA .....	72
5.3.2	RESULTADOS DA SIMULAÇÃO NUMÉRICA E DISCUSSÃO .....	73
6	ESTUDO EXPERIMENTAL .....	76
6.1	DESCRIÇÃO DO EQUIPAMENTO UTILIZADO.....	76
6.2	ANÁLISE DE INCERTEZAS .....	81
6.2.1	INCERTEZA DEVIDA AO SISTEMA DE AQUISIÇÃO DE DADOS .....	81
6.2.2	INCERTEZA DEVIDA AOS TERMOPARES .....	82
6.2.3	INCERTEZA DEVIDA À PLACA DE AQUISIÇÃO DE DADOS.....	82
6.2.4	INCERTEZA DEVIDA AO POSICIONAMENTO DOS TERMOPARES.....	82
6.2.5	COMBINAÇÃO DAS INCERTEZAS .....	82



6.3.1	PRIMEIRO EXPERIMENTO: RESERVATÓRIO REVESTIDO COM FITA ADESIVA .....	83
6.3.2	TEMPERATURA MÉDIA NO INTERIOR DO RESERVATÓRIO .....	84
6.3.3	VARIAÇÃO DA TEMPERATURA MÉDIA DO FLUIDO E DA FACE EXTERNA DO ISOLAMENTO COM A VARIAÇÃO DA TEMPERATURA AMBIENTE.....	86
6.3.4	SEGUNDO EXPERIMENTO: RESERVATÓRIO REVESTIDO COM PAPEL ALUMÍNIO.....	87
6.3.5	COMPARAÇÃO ENTRE OS CASOS DE RESERVATÓRIO REVESTIDO COM MATERIAL DE ALTA E BAIXA EMISSIVIDADE .....	89
6.3.6	COMPARAÇÃO ENTRE AS DIFERENÇAS DE TEMPERATURA E O COEFICIENTE DE TRANSFERENCIA DE CALOR COMBINADO .....	90
6.3.7	TERCEIRO EXPERIMENTO - RESFRIAMENTO A PARTIR DE UM CAMPO DE TEMPERATURA UNIFORME DE 70°C.....	91
6.4	EXPERIMENTOS ADICIONAIS COM CONSUMO DE ÁGUA QUENTE .....	94
6.4.1	PRIMEIRO EXPERIMENTO: CONSUMO DE 5,7 LITROS DE ÁGUA QUENTE	94
6.4.2	SEGUNDO EXPERIMENTO: CONSUMO DE 15,4 LITROS DE ÁGUA QUENTE .....	97
6.4.3	TERCEIRO EXPERIMENTO: CONSUMO DE 27,0 LITROS DE ÁGUA QUENTE .....	98
7	CONVECÇÃO NATURAL EM RESERVATÓRIO TÉRMICO CILÍNDRICO HORIZONTAL.....	102
7.1	RESERVATÓRIO SUJEITO À PERDA DE CALOR PARA O AMBIENTE.....	102
7.1.1	RESFRIAMENTO A PARTIR DE UM CAMPO DE TEMPERATURA UNIFORME.....	102
7.1.2	RESULTADOS DA SIMULAÇÃO NUMÉRICA E DISCUSSÃO .....	105
7.2	SIMULAÇÃO DE EXPERIMENTOS.....	112
7.2.1	RESFRIAMENTO A PARTIR DE UM CAMPO DE TEMPERATURA DE 60°C.... .....	113
7.2.2	RESFRIAMENTO A PARTIR DE UM CAMPO DE TEMPERATURA DE 70°C.... .....	115
7.2.3	RESFRIAMENTO A PARTIR DE PERFIL DE TEMPERATURA COM DEGRAU TÉRMICO.....	116

7.2.4	CONSUMO DE ÁGUA QUENTE PELO TOPO E INGRESSO DE ÁGUA FRIA PELA BASE.....	117
7.3	CORRELAÇÃO PARA A ESTIMATIVA DO GRAU DE ESTRATIFICAÇÃO .....	120
7.4	CÁLCULO DO COEFICIENTE GLOBAL DE PERDAS DO RESERVATÓRIO.....	128
7.4.1	CÁLCULO DA RESISTÊNCIA EXTERNA $R_3$ .....	129
7.4.1.1	DETERMINAÇÃO TEÓRICA DO COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR EXTERIOR ( $h_{ext}$ ).....	130
7.4.1.2	DETERMINAÇÃO EXPERIMENTAL DO COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR EXTERIOR ( $h_{ext}$ ) .....	134
7.4.2	CÁLCULO DA RESISTÊNCIA TÉRMICA DO ISOLAMENTO.....	136
7.4.3	CÁLCULO DA RESISTÊNCIA INTERNA - OBTENÇÃO DA CORRELAÇÃO ....	138
7.4.4	VARIAÇÃO DO COEFICIENTE DE CONVECÇÃO INTERNO EM RELAÇÃO AO TEMPO.....	145
7.4.5	CÁLCULO DO COEFICIENTE GLOBAL DE PERDAS.....	148
8	RESERVATÓRIO COM ENTRADA E SAÍDA DE FLUIDO .....	149
8.1	INGRESSO DE ÁGUA A 60°C EM RESERVATÓRIO TERMICAMENTE ESTRATIFICADO – INFLUÊNCIA DE UM ANTEPARO DEFRONTE AO JATO DE ENTRADA NA ESTRATIFICAÇÃO TÉRMICA.....	151
8.2	INGRESSO DE ÁGUA A 60°C EM RESERVATÓRIO TERMICAMENTE ESTRATIFICADO – INFLUÊNCIA DA POSIÇÃO DO JATO DE ENTRADA NO RESERVATÓRIO .....	162
8.3	ENTRADA DE ÁGUA COM TEMPERATURA 8 °C ACIMA DA TEMPERATURA DA ÁGUA QUE SAI PELA BASE DO RESERVATÓRIO - INFLUÊNCIA DE UM ANTEPARO DEFRONTE AO JATO DE ENTRADA NA ESTRATIFICAÇÃO TÉRMICA ..	168
8.3.1	ANÁLISE DAS CARACTERÍSTICAS TRIDIMENSIONAIS DO CAMPO DE TEMPERATURA E VELOCIDADE PRÓXIMO AO ANTEPARO.....	174
8.4	ENTRADA DE ÁGUA COM TEMPERATURA 8 °C ACIMA DA TEMPERATURA DA ÁGUA QUE SAI PELA BASE DO RESERVATÓRIO - INFLUÊNCIA DA POSIÇÃO DO JATO DE ENTRADA .....	178
8.5	ANÁLISE DE INDEPENDÊNCIA DE MALHA.....	180
9	CONCLUSÃO.....	183
10	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	187
	ANEXOS.....	193

## ÍNDICE DE FIGURAS

Figura 1.1 – Esquema de um sistema de aquecimento de água por energia solar.....	3
Figura 1.2 – Ilustração de um sistema com circulação natural (termossifão). ....	4
Figura 1.3 – Ilustração de um sistema com circulação forçada (bombeado). ....	4
Figura 1.4 – (a) Fluxo de radiação. (b) Vazão nos coletores solares. ....	6
Figura 1.5 – Variação da temperatura na entrada ( $T_e$ ) e na saída ( $T_s$ ) dos coletores solares. ....	6
Figura 3.1 – Representação dos fluxos de entrada e saída do volume de controle. ....	18
Figura 3.2 – Localização das faces dos volumes de controle para malha não uniforme.....	27
Figura 3.3 - Parâmetros envolvidos na dedução da forma generalizada.....	27
Figura 3.4 – Decomposição da taxa de fluxo de calor nas direções radial e axial de um cilindro. ....	31
Figura 3.5 – Grandezas envolvidas no cálculo do fluxo de calor radial.....	32
Figura 3.6 – Variáveis envolvidas no cálculo do fluxo de calor na direção axial.....	34
Figura 3.7 - – Perfis de refinamento para valores diversos dos parâmetros $a$ e $\alpha$ .....	37
Figura 3.8 - Exemplos de malhas geradas através do uso da equação (3.96). ....	37
Figura 4.1 - Esquema físico do problema estudado por Huang. ....	39
Figura 4.2 – Comparação dos perfis de temperatura para diversas posições.....	41
Figura 4.3 – Comparação dos campos de velocidade obtidos para o caso $Gr=10^4$ .....	42
Figura 4.4 - Esquema do reservatório estudado, com indicação dos materiais.....	43
Figura 4.5 – Vista da solução numérica do campo de temperatura no interior do reservatório após 5h, para resfriamento partindo de um campo uniforme de $82^\circ\text{C}$ . ....	47
Figura 4.6 – Vista da solução numérica do campo de velocidade interior do reservatório após 5 horas, para resfriamento partindo de um campo de temperatura uniforme de $82^\circ\text{C}$ . ....	48
Figura 4.7 - Perfis de temperatura ao longo da linha de simetria. Dados numéricos obtidos no presente trabalho versus dados experimentais obtidos por Oliveski.....	49
Figura 4.8 – Comparação dos perfis de temperatura obtidos numericamente. ....	50

Figura 4.9 – Esquema do reservatório cilíndrico horizontal estudado, com indicação das espessuras consideradas e o domínio de cálculo. ....	51
Figura 4.10 – Campo de temperatura para os tempos $t=1h$ e $t=5h$ . ....	53
Figura 4.11 - Análise conjunta das camadas limite térmica e hidrodinâmica ( $t=1h$ ).....	54
Figura 4.12 - Perfis de temperatura ao longo da linha de simetria, para .....	55
Figura 4.13 - Perfil do fluxo de calor em torno do cilindro. ....	55
Figura 4.14 – Campos de velocidade para o tempo $t=1h$ . ....	56
Figura 4.15 – Linhas de corrente para os instantes $t=1h$ e $t=5h$ . ....	57
Figura 5.1- Esquema físico do reservatório térmico estudado em coordenadas retangulares .....	60
Figura 5.2 – Vista da malha utilizada no plano $xz$ , dimensões em [m]. ....	62
Figura 5.3 - Campo de temperatura referente à simulação de um resfriamento de 2 horas. ....	63
Figura 5.4 - Superfícies isotermas referentes à simulação de um resfriamento de 2 horas. ....	63
Figura 5.5 – Campo de velocidade para um tempo de resfriamento de 2h. ....	64
Figura 5.6 – Vista ampliada do campo de velocidade mostrado na .....	65
Figura 5.7 – Perfil da temperatura e da componente $w$ da velocidade próximo à parede interna (unidades do eixo $x$ em metros). ....	66
Figura 5.8 – Campo de temperatura para 1 hora de resfriamento. (a) simulação tridimensional (b) simulação bidimensional.....	70
Figura 5.9 - Perfis de temperatura numéricos versus dados experimentais de Oliveski et al., 2003. ....	71
Figura 5.10 – Domínio de cálculo do cilíndrico horizontal infinito em $z$ . ....	72
Figura 5.11 - Campo de temperatura para os tempos $t=1h$ (a) e $t=10h$ (b) de resfriamento. ....	74
Figura 5.12 - Superfícies isotermas para os tempos $t=1h$ (a) e $t=10h$ (b) de resfriamento. ....	74
Figura 5.13 – Perfis de temperatura obtidos através dos programas 2D e 3D.....	75
Figura 6.1 - Esquema do equipamento experimental montado em laboratório.....	77
Figura 6.2 – Fotografia do equipamento experimental montado. ....	77
Figura 6.3 - Representação da sonda de termopares. ....	78
Figura 6.4 - Distribuição dos termopares na sonda. ....	79
Figura 6.5 - Linha de tendência do perfil de temperatura normalizado. ....	80
Figura 6.6 – Perfis experimentais de temperatura para 10 horas de resfriamento.....	83
Figura 6.7 – Área no plano $r\theta$ entre os pontos de medição de $T_1$ e $T_2$ . ....	85
Figura 6.8 – Perfil de variação da área em função do ângulo no plano $r\theta$ , com $r=0,21m$ . ....	85
Figura 6.9 – Triângulo e setor circular para dedução da Eq. (5.3). ....	85

Figura 6.10 – Variação da temperatura em função da altura no reservatório.....	86
Figura 6.11 – Variação da temperatura em função do acréscimo da área da secção transversal no reservatório. ....	86
Figura 6.12 – Variações da temperatura média no interior do reservatório, da temperatura ambiente e da temperatura da parede na face externa ao longo de 94 horas de resfriamento. ....	87
Figura 6.13 – Perfis de temperatura para reservatório com baixa emissividade. ....	88
Figura 6.14 – Variação da temperatura média no interior do reservatório, da temperatura da parede na face externa e da temperatura ambiente ao longo de 69 horas.....	89
Figura 6.15 – Comparação entre a temperatura média da água no interior do reservatório, temperatura da parede na face externa e temperatura ambiente para os dois casos considerados.	90
Figura 6.16 – Variação do coeficiente de transferência de calor e da diferença entre a temperatura da parede na face externa e ambiente ao longo do tempo. ....	91
Figura 6.17 – Perfis de temperatura ao longo da altura partindo de um campo de.....	92
Figura 6.18 – Variação da temperatura em diferentes alturas ao longo .....	93
Figura 6.19 - Variação da temperatura média no interior do reservatório, da temperatura da parede na face externa e da temperatura ambiente para resfriamento partindo de 70°C. ....	93
Figura 6.20 – Variação do perfil de temperatura no decorrer do ingresso de .....	95
Figura 6.21 – Variação do perfil de temperatura após o ingresso de 5,7 litros de água fria.....	96
Figura 6.22 - Variação do perfil de temperatura no decorrer do ingresso de .....	97
Figura 6.23 - Variação do perfil de temperatura após o ingresso de 15,4 litros de água fria. ....	98
Figura 6.24 - Variação do perfil de temperatura no decorrer do ingresso de 27,0 litros de água fria. ....	99
Figura 6.25 - Variação do perfil de temperatura após o ingresso de 27,0 litros de água fria. ....	99
Figura 6.26 – Evolução do perfil de temperatura após o ingresso de 27,0 litros de água fria, ao longo de 24 horas de resfriamento. ....	100
Figura 6.27 – Perfil de temperatura após 24 horas de resfriamento.....	101
Figura 7.1 – Dimensões do reservatório cilíndrico horizontal, medidas em [m].....	102
Figura 7.2 – Domínio de cálculo simulado, medidas em [m].....	103
Figura 7.3 – Malha tridimensional utilizada para discretizar o domínio de cálculo.....	105
Figura 7.4 – Campo de temperatura após 1 hora. (a) próximo da face interna.....	106
Figura 7.5 – Campo de temperatura após 5 horas. (a) vista lateral. (b) planos de simetria.....	107
Figura 7.6 – Superfícies isotermas após 5 horas de simulação. ....	107
Figura 7.7 – Perfis de temperatura na linha de simetria para 10h de resfriamento.....	108

Figura 7.8 (a) Componentes de velocidade ( $V_r, V_\theta$ ) num corte distante 5 mm da parede axial. ..	105
Figura 7.9 –Projeção da trajetória do fluido sobrepostas as componentes de velocidade ( $V_r, V_\theta$ ) no plano ( $r, \theta$ ). .....	110
Figura 7.10 – Módulo das componentes do vetor velocidade para instantes 1h e 2h. ....	111
Figura 7.11 - Linhas de trajetória do fluido para o instante 5h de resfriamento. ....	112
Figura 7.12 - Comparação entre os perfis de temperatura para um resfriamento com temperatura inicial de 60°C, com temperatura ambiente variável. ....	113
Figura 7.13 - Comparação numérico-experimental dos valores médios da temperatura no interior do reservatório e na face externa da parede do reservatório. ....	114
Figura 7.14 - Comparação entre os perfis de temperatura para um resfriamento com temperatura inicial de 70°C, com temperatura ambiente variável. ....	115
Figura 7.15 – Sucessivos perfis de temperatura para resfriamento a partir de perfil. ....	117
Figura 7.16 – Campo de temperatura no plano simétrico (radial-axial) após consumo de 15 litros de água quente pelo topo e adição de igual volume de água fria pela base. ....	118
Figura 7.17 - Campo de temperatura no plano médio (radial-angular) após consumo de 15 litros de água quente pelo topo e ingresso de igual volume de água fria pela base. ....	119
Figura 7.18 – Comparação numérico versus experimental do perfil de temperatura ao longo do diâmetro, após consumo de 15 litros de água quente e ingresso. ....	120
Figura 7.19 - Perfis de temperatura ao longo do diâmetro vertical após dez horas de resfriamento para diversas espessuras de isolamento. ....	121
Figura 7.20 – Variação da diferença entre a temperatura máxima e a mínima no decorrer do resfriamento, para as cinco espessuras consideradas. ....	122
Figura 7.21 - Variação da diferença entre a temperatura máxima e a mínima no decorrer do resfriamento, para diferentes temperaturas iniciais. ....	123
Figura 7.22 - Variação da diferença entre a temperatura máxima e a mínima no decorrer do resfriamento, para diferentes valores de raio interno do reservatório. ....	124
Figura 7.23 – Comparação entre dados numéricos versus correlação para a diferença. ....	125
Figura 7.24 - Comparação entre dados numéricos versus correlação para a diferença entre a máxima e a mínima temperatura no interior do reservatório, em função da temperatura inicial. ....	126
Figura 7.25 - Comparação entre dados numéricos versus correlação para a diferença entre a máxima e a mínima temperatura no interior do reservatório, em função do raio interno do reservatório. ....	126
Figura 7.26 – Comportamento do grau de estratificação para tempo superior a 10 horas. ....	127

Figura 7.27 - Parâmetros envolvidos no cálculo do coeficiente global de perdas.....	128
Figura 7.28 – Variação das temperaturas da face externa com relação à espessura para emissividades diferentes.....	132
Figura 7.29 – Variação do coeficiente de transferência de calor combinado com relação à espessura para emissividades diferentes.....	132
Figura 7.30 - Coeficiente de transferência de calor por convecção.....	132
Figura 7.31 - Coeficiente de transferência de calor por radiação.....	132
Figura 7.32 - Fluxo de calor por convecção. ....	133
Figura 7.33 - Fluxo de calor por radiação. ....	133
Figura 7.34 - Fluxo de calor total (perdas por convecção e radiação). ....	134
Figura 7.36 – Valores do coeficiente de transferência de calor combinado calculados a partir de dados experimentais para superfície com emissividade estimada em 0,97.....	135
Figura 7.37 – Valores do coeficiente de transferência de calor combinado calculados a partir de dados experimentais para superfície com emissividade estimada em 0,05.....	136
Figura 7.38 - Valores do fator “a” para diversas espessuras e razões de aspecto.....	138
Figura 7.39 - Variação da resistência interna para casos com espessura de isolamento diferentes. (Temperatura interna de 50°C. D=0,5m; r=1).....	140
Figura 7.40 – Unificação dos perfis de $R_1^*$ sobre uma única curva, a partir da variação da espessura do isolamento. ....	140
Figura 7.41 – Perfis de $R_1^*$ para diversas temperaturas iniciais de resfriamento. ....	141
Figura 7.42 – Unificação dos perfis de $R_1^{**}$ sobre uma única curva, a partir da temperatura inicial de resfriamento.....	141
Figura 7.43 – Ajuste dos dados da Figura 7.42 pela equação proposta. ....	142
Figura 7.44 – Comparação entre os dados originais da simulação e o perfil fornecido pela correlação proposta com a variação da temperatura inicial de resfriamento.. ....	143
Figura 7.45 – Comparação entre os dados originais da simulação e o perfil fornecido pela correlação proposta, com a variação da espessura da camada de isolamento. ....	143
Figura 7.46 - Variação de h interno com relação à razão de aspecto (z/r). ( $T_{ini}=70^\circ\text{C}$ , $T_{ext}=20^\circ\text{C}$ , D=0,5m, z/r=1, e=7,5cm). ....	144
Figura 7.47 – Variação de h interno com relação ao raio interno. ( $T_{ini}=70^\circ\text{C}$ , $T_{ext}=20^\circ\text{C}$ , D=0,5m, z/r=1, e=7,5cm).....	144
Figura 7.48 - Variação de coeficiente de transferência de calor por convecção ao longo do tempo: comparação entre o perfil obtido via simulação numérica com .....	146

Figura 7.49 – Comportamento da temperatura média no interior do reservatório obtida por método numérico, por expressão analítica e por simulação numérica.....	146
Figura 7.50 - Variação percentual das resistências $R_i$ em relação à .....	147
Figura 7.51 - Temperatura média da água obtida a partir das equações 6.41 e 6.42, com a resistência $R_2$ calculada com $a=0,5$ (equações 6.22 e 6.23) em comparação com perfil obtido via simulação numérica. ....	148
Figura 7.52 - Temperatura média da água obtida a partir das equações 6.41 e 6.42, com a resistência $R_2$ calculada com $a=1,0$ (equações 6.22 e 6.23) em comparação com perfil obtido via simulação numérica. ....	148
Figura 8.1 (a) Dimensões do reservatório simulado, [m]. (b) Esquema destacando as posições de entrada e saída de água. ....	150
Figura 8.2 – Perfil do campo de temperatura estratificado utilizado como condição inicial para a simulação numérica. ....	153
Figura 8.3 – Vista do campo de temperatura no plano de simetria para o caso sem anteparo, após ingresso de 26 litros de água a 60°C, ao longo de 26 min. ....	153
Figura 8.4 – Vista do campo de temperatura e velocidade no plano médio radial-angular, para o caso sem anteparo, após ingresso de 26 litros de água a 60°C. ....	154
Figura 8.5 - Vista do campo de temperatura e velocidade no plano de simetria para o caso com anteparo, após ingresso de 26 litros de água a 60°C. ....	155
Figura 8.6 Vista do campo de temperatura e velocidade no plano radial-angular para o caso com anteparo, após ingresso de 26 litros de água a 60°C. ....	156
Figura 8.7 – Vista ampliada da região de entrada do jato: (a) sem anteparo. (b) com anteparo..	157
Figura 8.8 – Vista ampliada da região de entrada do jato: (a) sem anteparo. (b) com anteparo..	158
Figura 8.9 – Perfis de temperatura ao longo da linha central, para os casos sem anteparo, após ingresso de água a 60°C correspondente a 1/3 do volume total do reservatório. ....	159
Figura 8.10 - Perfis de temperatura ao longo da linha central, para os casos com anteparo, após ingresso de água a 60°C correspondente a 1/3 do volume total do reservatório. ....	159
Figura 8.11 - Comparação dos perfis de temperatura ao longo da linha central, para os casos com e sem anteparo, após ingresso de água a 60°C correspondente a 1/3 do volume total do reservatório. ....	160
Figura 8.12 – Perfis de temperatura, com e sem anteparo, após o ingresso de água a 60°C em volumes iguais a 1/3, 2/3 e 3/3 do volume total do reservatório. ....	161
Figura 8.13 – Campo de temperatura final, sem anteparo, após ingresso de 78 litros .....	162



Figura 8.14 - Campo de temperatura final, com anteparo, após ingresso de 78 litros .....	163
Figura 8.15 – Campo de temperatura após ingresso pelo topo de uma quantidade de água igual a 1/3 do volume total do reservatório. ....	164
Figura 8.16 – Comparação dos perfis de temperatura para os casos do jato localizado a 2/3 do diâmetro e junto ao topo. Temperatura da água do jato constante em 60°C.....	165
Figura 8.17 - Campo de temperatura após ingresso pelo topo de uma quantidade de água igual ao do reservatório. ....	166
Figura 8.18 - Perfis de temperatura correspondentes ao ingresso de água a 60°C em volumes iguais a 1/3, 2/3 e 3/3 do volume total do reservatório, para os casos onde o jato de entrada situa-se numa altura a 2/3 do diâmetro e no topo. À direita, divisão do volume em três camadas. ....	167
Figura 8.19 – Ampliação da região próxima ao jato de saída, nos instantes correspondentes à saída de 1/3 V, 2/3 V e 3/3 V. ....	168
Figura 8.20 – Vista do campo de temperatura para o caso sem anteparo, após ingresso de um volume de água igual a 1/3 do volume do reservatório. ....	170
Figura 8.21 – Sucessivos perfis de temperatura para o caso sem anteparo, com temperatura de ingresso 8°C acima da temperatura da água extraída pela base do reservatório. ....	170
Figura 8.22 - Vista do campo de temperatura para o caso com anteparo, após ingresso de um volume de água igual a 1/3 do volume do reservatório. ....	171
Figura 8.23 - Sucessivos perfis de temperatura para o caso com anteparo, com temperatura de ingresso 8°C acima da temperatura da água extraída pela base do reservatório. ....	172
Figura 8.24 - Comparação dos perfis de temperatura para os casos com e sem anteparo, com temperatura de ingresso 8°C acima da temperatura da água extraída pela base do reservatório. ....	173
Figura 8.25 - Comparação dos perfis de temperatura para os casos com e sem anteparo, com temperatura de ingresso 8°C acima da temperatura da água extraída pela base do reservatório, após um ciclo. ....	174
Figura 8.26 – Campo de temperatura próximo ao anteparo, após o ingresso de 5 litros de água quente proveniente dos coletores, com 8°C acima da temperatura do fundo do reservatório. ....	176
Figura 8.27 – Vista ampliada das superfícies isotérmicas próxima do anteparo, para o ingresso de 5 litros de água quente. ....	177
Figura 8.28 – Cortes axiais do campo de temperatura e velocidade na região entre a parede axial e o anteparo, após ingresso de 5 litros de água quente. ....	178
Figura 8.29 – Comparação dos perfis de temperatura para os casos onde o jato de entrada situa-se a 2/3 do diâmetro e junto ao topo - ingresso de 1/3 do volume total do reservatório. ....	180

Figura 8.30 - Comparação dos perfis de temperatura para os casos do jato de entrada situado no topo e a 2/3 do diâmetro do reservatório – análise para um ciclo.....	181
Figura 8.31 – Análise de independência de malha referente ao caso apresentado na seção 5.3.3, sem anteparo. ....	183

## ÍNDICE DE TABELAS

Tabela 1.1 – Valores de vazão e diferença de temperatura nos coletores solares.....	8
Tabela 3.1 – Valores de $J_x$ , $\Gamma$ e $\frac{d\phi}{dx}$ correspondentes à equação de transporte genérico.....	17
Tabela 3.2 Parâmetro q que define o esquema de interpolação. ....	30
Tabela 4.1 – Propriedades físicas dos materiais que compõem o reservatório. ....	45
Tabela 4.2- Propriedades termofísicas dos materiais mostrados na Figura 4.9.....	51
Tabela 7.1 - Propriedades termofísicas dos materiais que compõem o reservatório.....	103
Tabela 7.2 – Parâmetros do reservatório térmico simulado.....	112
Tabela 7.3 – Parâmetros usados para obtenção dos perfis mostrados na Figura 7.19. ....	121
Tabela 7.4 – Parâmetros envolvidos na simulação mostrada na Figura 7.21.....	123

## LISTA DOS PRINCIPAIS SÍMBOLOS

A	Área [m <sup>2</sup> ]	[m <sup>2</sup> ]
a	Coeficiente genérico	
b	Termo fonte	[W m <sup>-2</sup> ]; [W m <sup>-3</sup> ]
C, c	Constante genérica	
c <sub>p</sub>	Calor específico a pressão constante	[J Kg <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> ]
d	Coeficiente genérico	
D	Diâmetro	[m]
dT	Grau de estratificação do reservatório (T <sub>máx</sub> -T <sub>mín</sub> )	[°C]
F	Fluxo de massa	[Kg s <sup>-1</sup> ]
g	Aceleração da gravidade	[m s <sup>-2</sup> ]
Gr	Número de Grashof	
h	Coeficiente de troca de calor combinado	[W m <sup>-2</sup> K <sup>-1</sup> ]
H	Altura do reservatório	[m]
i, j, k	Direções do sistema de coordenadas	
J	Fluxo de alguma propriedade genérica	
k	Condutividade térmica	[W m <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> ]
L	Dimensão característica	
p	Pressão	[Pa]
Pe	Peclet de malha	
Pr	Número de Prandl	
q	Taxa de fluxo de calor	[W]
q	Parâmetro geométrico	
q''	Fluxo de calor	[W m <sup>-2</sup> ]; [W m <sup>-2</sup> ]
r	Direção radial, raio	[m]

R''	Resistência térmica por unidade de área	$[m^2 KW^{-1}]$
Re	Número de Reynolds	
Ra	Número de Rayleigh	
R	Raio	[m]
R	Resistência térmica	$[K W^{-1}]$
s	Comprimento de arco	[m]
S	Termo fonte	$[W m^{-2}], [W m^{-3}]$
T	Temperatura	[°C]
t	Tempo	[s]
U	Coefficiente global de transferência de calor	$[W K^{-1} m^{-2}]$
U, u	Velocidade na direção x	$[m s^{-1}]$
V, v	Velocidade na direção y	$[m s^{-1}]$
V, VEL	Velocidade	$[m s^{-1}]$
V	Volume	$[m^3]$
x	Componente do sistema de coordenadas	[m]
z	Componente do sistema de coordenadas	[m]
W, w	Velocidade na direção z	$[m s^{-1}]$

## SUPERÍNDICES

0	Tempo anterior
$\phi$	Variável genérica
*	Aproximação inicial
`	Correção
+	Refere-se ao fluxo que entra no volume de controle
-	Refere-se ao fluxo que sai do volume de controle
$\psi$	Variável genérica
t	Tempo

## SUBÍNDICES

a	Axial
adv	Advectivo
B	Volume vizinho atrás
conv	Convecção
c	Região fria (“ <i>cold</i> ”)
d	Difusivo, degrau térmico
D	Diâmetro
dc	Correção atrasada (“ <i>deferred correction</i> ”)
E	Volume vizinho a Leste
EE	Segundo volume vizinho a Leste
ext	Exterior
f	Face do volume de controle
fi	Face interna
fe	Face externa
h	Região quente (“ <i>hot</i> ”)
H	Componente hidrostática
int	Interior
iso	Isolamento
máx	Máximo
mín	Mínimo
n	Face norte do volume de controle
N	Volume vizinho ao norte
N	Número de volumes discretizados
nb	Todos os volumes vizinhos
pm	Parede metálica
P	Volume de cálculo

r	Radial
rad	Radiação
ref	Referência
r, $\theta$ , z	Direções do sistema de coordenadas cilíndricas
s	Face sul do volume de controle
S	Volume vizinho ao sul
T	Volume vizinho a frente
viz	vizinhança
w	Face oeste do volume de controle
w	Relativo a parede
W	Volume vizinho a oeste
WW	Segundo volume vizinho a oeste



## LETRAS GREGAS

$\alpha$	Ângulo	rad
$\alpha$	Difusividade térmica,	$[m^2 s^{-1}]$
$\alpha$	Parâmetro geométrico; Coeficiente de refinamento	
$\beta$	Coeficiente de expansão térmica	$[K^{-1}]$
$\beta$	Parâmetro geométrico	
$\delta$	Parâmetro da malha	
$\Delta$	Intervalo	
$\nabla$	Operador gradiente (Operador del)	
$\nabla^2$	Operador laplaciano	
$\varepsilon$	Critério de convergência	
$\xi$	Coordenada adimensional	
$\varepsilon$	Emissividade da superfície	
$\phi$	Variável escalar genérica	
$\Theta$	Temperatura (adimensional)	
$\rho$	Massa específica	$[Kg m^{-3}]$
$\Gamma$	Coeficiente genérico de difusão	
$\eta$	Coordenada adimensional	
$\mu$	Viscosidade dinâmica	$[N s m^{-2}]$
$\nu$	Viscosidade cinemática	$[m^2 s^{-1}]$
$\theta$	Direção angular	[m]
$\sigma$	Constante de Stefan-Boltzmann	$[Wm^{-2}K^{-4}]$
$\tau$	Tensão de cisalhamento	$[N m^{-2}]$
$\psi$	Variável escalar genérica de transporte	

## 1 INTRODUÇÃO

Na presença de um campo gravitacional, a variação da massa específica de um fluido em decorrência de um campo de temperatura não-uniforme determina o aparecimento de forças de empuxo. O resultante movimento do fluido, conhecido como convecção natural, torna-se importante em muitas aplicações técnicas que envolvem fluidos não uniformemente aquecidos, tais como dispositivos de aquecimento ou resfriamento, coletores solares, reservatórios térmicos, processos de solidificação e crescimento de cristais, dentre outros. Existe um grande interesse no estudo deste fenômeno, pois as características do fluxo convectivo afetam diretamente a taxa de transferência de calor.

Neste trabalho apresenta-se um estudo do comportamento térmico e hidrodinâmico de reservatórios cilíndricos horizontais onde a convecção natural tem papel fundamental. Em particular, são estudados os reservatórios térmicos utilizados em sistemas de aquecimento de água por energia solar.

Existem dois modos básicos de investigação de um problema de engenharia, a saber:

- 1) Estudo experimental;
- 2) Solução analítica (se possível) ou numérica das equações governantes.

Através do estudo experimental podem-se obter informações do fenômeno físico, além de dados de entrada para a simulação numérica, tais como a condição inicial e de contorno, bem como dados para futura comparação com a solução numérica.

Já a simulação numérica consiste numa ferramenta poderosa para o estudo e otimização do funcionamento de tais sistemas de forma virtual e com baixo custo. Para o problema considerado neste trabalho, através da simulação numérica pode-se realizar investigações para diversas configurações do reservatório com baixo custo financeiro. Por exemplo, pode-se buscar a espessura ideal do isolamento térmico, o local ótimo dos jatos de entrada e saída, a eficácia do uso de difusores e a posição mais adequada da resistência elétrica. Em certos casos, a simulação

numérica também pode servir de guia para o planejamento dos próprios ensaios experimentais.

Até o presente momento, apenas um reduzido número de estudos numéricos aborda o problema da convecção natural em geometrias que exigem soluções tridimensionais. Um dos motivos para isto é devido ao aumento do tamanho do sistema de equações lineares algébricas a ser resolvido e o conseqüente aumento do tempo computacional, que até bem pouco tempo tornavam tais simulações impraticáveis. Felizmente, na atualidade, graças ao desenvolvimento de processadores mais rápidos e de métodos numéricos mais eficazes e robustos, tais simulações já podem ser realizadas em tempo computacional aceitável.

Desta forma, para complementar os estudos até agora encontrados na literatura, realiza-se neste trabalho um estudo numérico tridimensional dos campos de temperatura e velocidade em reservatório térmico cilíndrico horizontal sujeito a perda de calor para o ambiente por condição de contorno de terceira espécie.

Armazenadores térmicos cilíndricos dispostos na horizontal têm sido amplamente utilizados em sistemas de aquecimento de água por energia solar. Embora os armazenadores cilíndricos verticais possam apresentar algumas vantagens no que se refere a uma maior estratificação da temperatura no seu interior, os tanques cilíndricos horizontais tem sido preferidos, visto que são mais facilmente inseridos na arquitetura das construções.

Além do estudo via simulação numérica, desenvolve-se em paralelo um estudo experimental, que serve tanto para trazer novas informações sobre o problema em questão quanto para suprir a carência de dados experimentais, que são necessários como parâmetros de entrada para a realização da simulação numérica e posterior confrontação numérico-experimental.

Na simulação destes sistemas devem-se determinar inicialmente os campos de temperatura e velocidade, que equivale a resolver o problema do escoamento e da transferência de calor, uma vez que as outras propriedades de interesse derivam diretamente destes campos.

Quando se trabalha com simulação numérica, existem dois aspectos que precisam ser considerados: a verificação da solução numérica e a validação do modelo matemático. O principal ponto da verificação é garantir que a solução numérica de fato corresponde à solução do modelo matemático. Erros de discretização produzidos na conversão do modelo matemático para o sistema de equações algébricas devem ser estimados.

Já na validação do modelo matemático discretizado, a capacidade dele reproduzir os resultados experimentais deve ser demonstrada. A obtenção de soluções independentes de malha (no espaço e no tempo) pode ser usada para a verificação da solução numérica. Além disso, a comparação com dados experimentais pode ser usada para validar o modelo matemático.

Apesar do grande avanço no desempenho dos processadores e a melhoria dos métodos numéricos, a simulação numérica de problemas transientes tridimensionais geralmente exigem um tempo computacional elevado.

Na atualidade, sistemas de computação em paralelo apresentam-se como uma opção atrativa que permite reduzir significativamente o tempo computacional. O problema aqui apresentado é um bom exemplo onde a computação em paralelo pode ser utilizada visando reduzir o tempo computacional necessário para as simulações numéricas.

### 1.1 DESCRIÇÃO DO PROBLEMA

Basicamente, um sistema de aquecimento de água por energia solar é composto de coletores solares, reservatório térmico e caixa de água fria, conforme mostra a Figura 1.1.

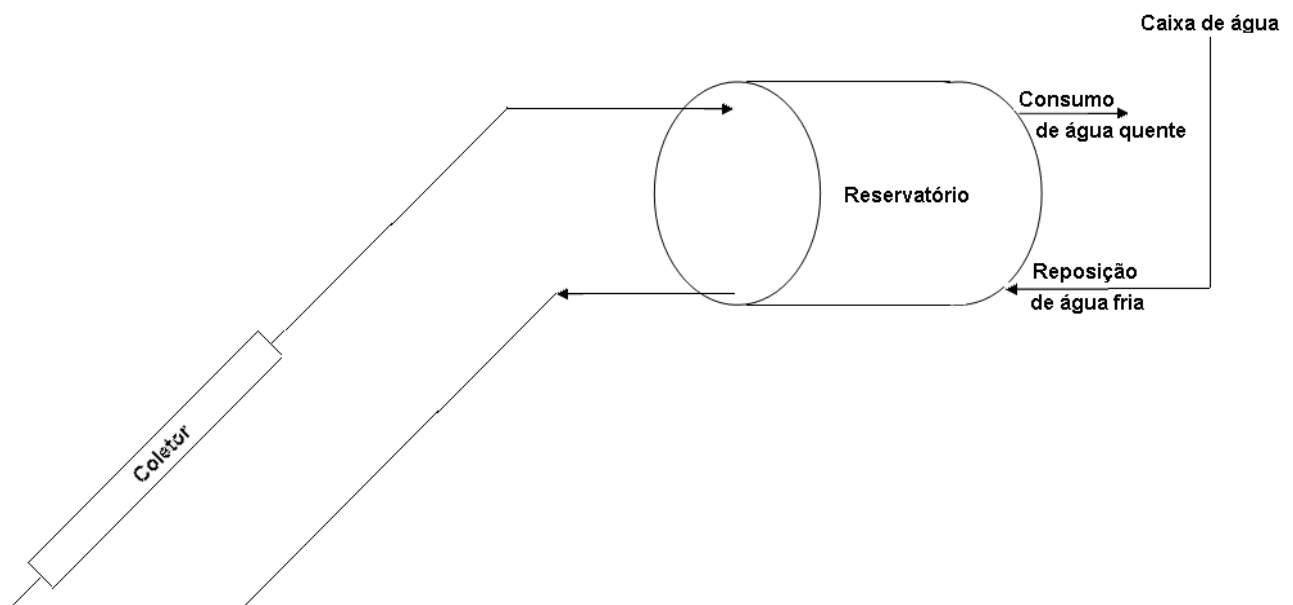


Figura 1.1 – Esquema de um sistema de aquecimento de água por energia solar.

O coletor solar mostrado na Figura 1.1 é responsável pela absorção e transferência da energia solar para a água, sob a forma de energia térmica.

O coletor é instalado no telhado das residências e edificações, conforme mostra a Figura 1.2. A vazão de água que circula pelo circuito é dada em termos da área de coletor instalada.

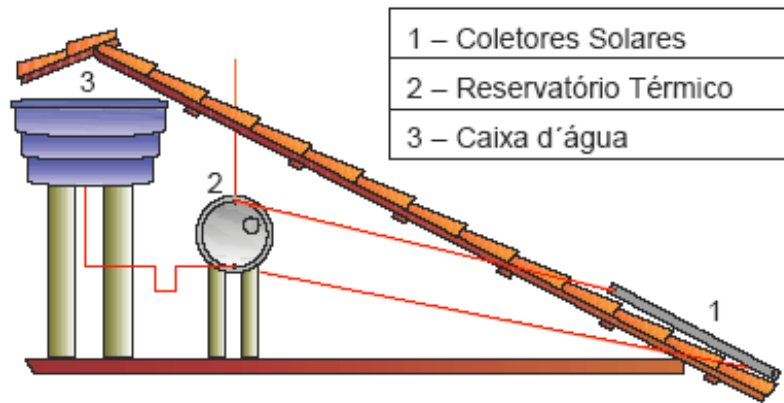
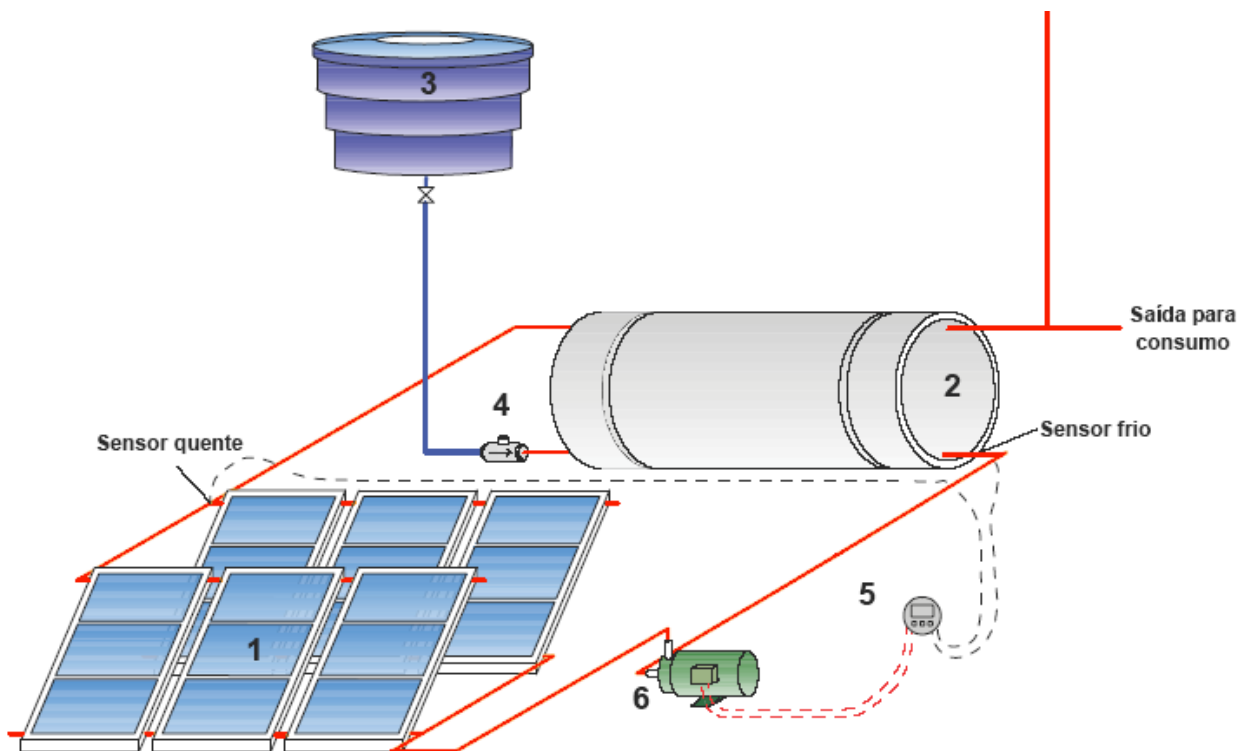


Figura 1.2 – Ilustração de um sistema com circulação natural (termossifão).

Na Figura 1.3 mostra-se um sistema de aquecimento solar com circulação forçada, com a indicação de seus principais componentes.



1 – Coletores Solares	4 – Válvula de retenção
2 – Reservatório Térmico	5 - Controlador Diferencial de Temperatura
3 – Caixa d'água	6 – Bomba

Figura 1.3 – Ilustração de um sistema com circulação forçada (bombeado).

O reservatório térmico é um recipiente para armazenamento da água aquecida. Geralmente são cilindros, feitos de cobre ou aço inoxidável e isolados termicamente. O isolamento permite que a água permaneça aquecida por um período de tempo suficiente. A caixa de água fria tem a função de repor o volume de água gasto quando ocorre consumo. O volume do

reservatório deve ser determinado em função do perfil de consumo e da relação entre a temperatura de utilização e a temperatura de armazenamento.

O reservatório térmico tem um funcionamento dinâmico. Ele recebe, armazena e cede energia em taxas variáveis durante o dia. A energia recebida pode vir tanto dos coletores solares quanto do uso de uma fonte de energia auxiliar. A energia cedida inclui o consumo de água quente, as perdas para o ambiente, e uma eventual (indesejável) circulação reversa de água quente pelos coletores.

A instalação de uma fonte de energia auxiliar visa garantir o aquecimento da água nos períodos em que o aquecimento solar inexistente ou é insuficiente. Esta fonte de calor pode ser elétrica, a gás ou uma bomba de calor ligada em série. Pode ser localizada dentro ou fora do reservatório e pode ter potência fixa, variável ou modulada de acordo com a necessidade.

Quanto ao modo de circulação da água, os sistemas de aquecimento solar podem ser divididos em dois grupos: sistema de circulação natural ou termossifão e sistema de circulação forçada.

Quanto ao método de conversão da energia solar classificam-se em diretos e indiretos. Nos sistemas diretos, a água é o próprio fluido de trabalho. Nos sistemas indiretos, a energia é transferida a um fluido térmico que por sua vez transfere a energia para a água através de um trocador de calor.

Os métodos de conversão da energia solar classificam-se ainda em ativos e passivos. Sistemas ativos são aqueles que utilizam dispositivos elétricos, mecânicos ou químicos para aumentar a eficiência do sistema, como por exemplo, o uso de uma bomba para forçar a circulação da água entre o coletor e o reservatório, enquanto que os sistemas passivos não requerem uso de dispositivo auxiliar. Nestes, a circulação de água ocorre por convecção natural (termossifão), induzida pela diferença de densidade entre a água quente e fria. A circulação da água se estabelece quando esta se aquece o suficiente para que a diferença de densidade entre a água presente nos coletores e no reservatório seja capaz de gerar um gradiente de pressão que supere as forças de inércia e de atrito do sistema.

A vazão de água que circula por termossifão varia no decorrer do dia pois, entre outros fatores, depende diretamente da intensidade da radiação solar incidente nos coletores, conforme se pode observar nos dados experimentais obtidos por Arruda, 2004, mostrados na Figura 1.4.

Os experimentos realizados por Arruda, 2004, referem-se a um sistema composto por dois coletores solares de  $1,4m^2$  cada, interligados a um reservatório térmico cilíndrico vertical com capacidade para 200 litros de água. Para o experimento apresentado na Figura 1.4, observa-se que o início da circulação da água pelo sistema ocorre aproximadamente as 7 horas da manhã

e atinge a máxima intensidade aproximadamente as 12 horas, com uma vazão máxima da ordem de 0,8 litros por minuto. Pouco depois das 16 horas a intensidade da radiação solar torna-se insuficiente, e a circulação de água é interrompida. Este término precoce da circulação da água pelos coletores (visto que no Brasil às 16h a radiação solar ainda é bastante intensa), possivelmente possa ser atribuído à localização e inclinação dos coletores.

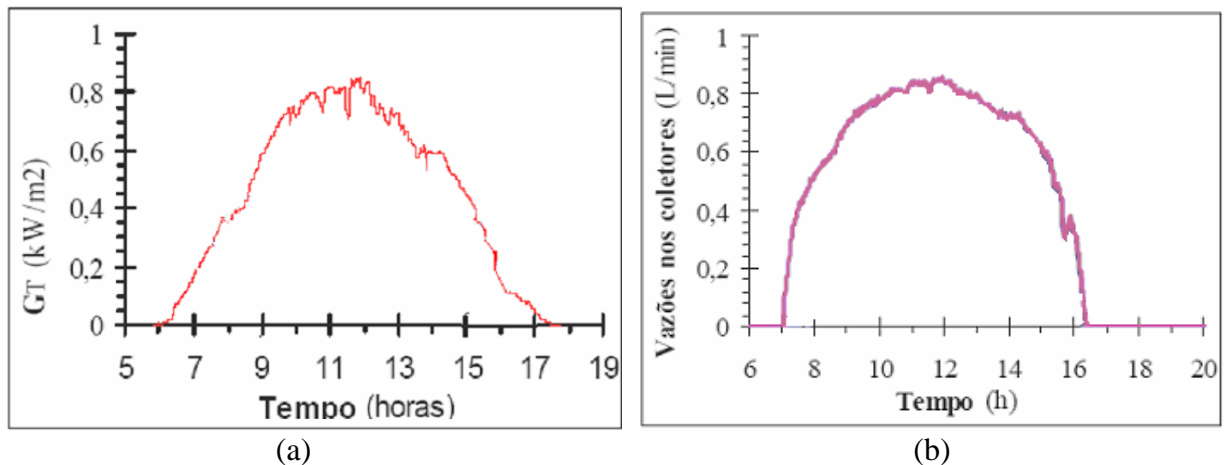


Figura 1.4 – (a) Fluxo de radiação. (b) Vazão nos coletores solares.  
Fonte: Arruda, 2004.

Para outro experimento, dados experimentais obtidos por Arruda, 2004, mostram ainda como variam as temperaturas na entrada e na saída dos coletores solares, conforme reproduzido na Figura 1.5. Os dados se referem a dois sistemas distintos, ambos operando por termosifão.

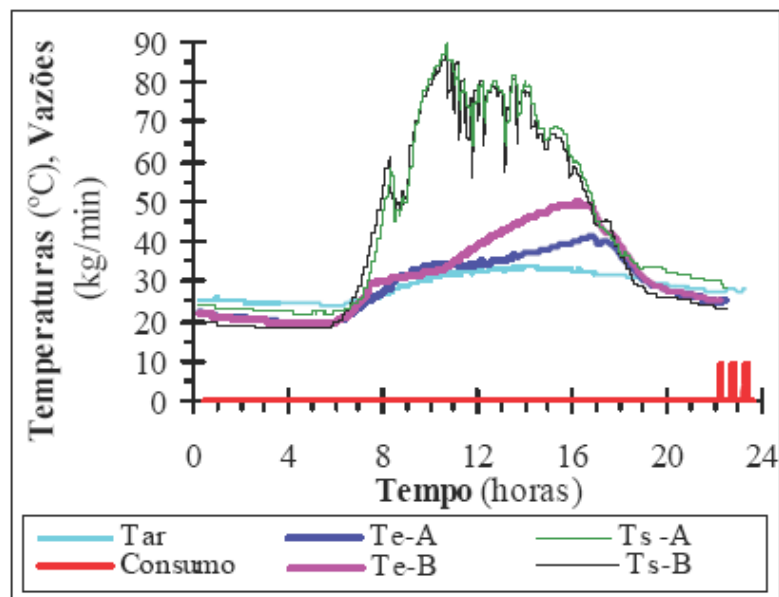


Figura 1.5 – Variação da temperatura na entrada (Te) e na saída (Ts) dos coletores solares.

Fonte: Arruda, 2004

Para o experimento apresentado na Figura 1.5, observa-se que a diferença entre as temperaturas na entrada ( $T_e$ ) e na saída ( $T_s$ ) do coletor também variaram no decorrer deste período, sendo que o máximo desta diferença ocorreu um pouco antes das 12 horas. Logo após o início da circulação da água pelo sistema, observa-se que a água que entra nos coletores solares começa a apresentar uma elevação na sua temperatura, indicando que o perfil inicial de temperatura no interior do reservatório era termicamente estratificado. Infelizmente, neste trabalho o autor não apresenta o perfil inicial de temperatura dos reservatórios.

A otimização dos equipamentos de armazenamento de energia térmica é um aspecto chave em muitos sistemas caracterizados por um atraso de tempo entre a produção e o consumo. Um dos mais ilustrativos casos é o sistema de aquecimento de água por energia solar, onde uma boa performance do reservatório térmico pode significar um considerável aumento na eficiência global de toda a instalação.

Uma das características mais desejáveis de tais sistemas é uma boa estratificação da temperatura no interior do reservatório, tendo em vista que o sistema opera com mais eficiência quanto mais baixa for a temperatura da água na entrada dos coletores [Lavan e Thompson, 1977; Duffie e Beckmann, 1991; Murthy et al., 1992]. Entende-se aqui por estratificação térmica a distribuição da temperatura onde o gradiente térmico existe quase que somente na direção do vetor gravidade.

Os resultados experimentais apresentados por Arruda, 2004, mostram o quanto é complexa a dinâmica de funcionamento de um sistema de aquecimento de água por energia solar, pois muitas variáveis interferem no funcionamento do sistema, tais como a radiação solar, o perfil de temperatura no interior do reservatório, o perfil de consumo de água quente, a eficiência dos coletores solares, as perdas de calor para o ambiente, dentre outras.

A estratificação da temperatura no interior do reservatório depende da velocidade e do fluxo de massa pelo reservatório, bem como da diferença entre a temperatura de entrada e saída dos coletores. A eficiência do coletor solar diminui com a redução da diferença entre as temperaturas de entrada e saída dos coletores, de modo que uma boa eficiência requer que se preserve a estratificação térmica no interior do reservatório.

Segundo Arruda, 2004, a manutenção de estratificação térmica é importante até certa hora do dia (em torno das 16 horas), obtendo-se assim uma boa eficiência dos coletores enquanto a radiação é elevada. A elevação das temperaturas no fundo do reservatório antes deste horário diminui o número de horas de funcionamento do coletor com eficiência elevada.

Nos sistemas operando por termossifão, a vazão se ajusta à intensidade da radiação solar disponível. Esta vazão entretanto não necessariamente ocorre nos valores ótimos porque depende



da intensidade das forças de inércia e de atrito do sistema. Em muitos casos, o dimensionamento adequado das tubulações é suficiente para que este valor ótimo de vazão seja alcançado no sistema movido unicamente por termossifão. Segundo Arruda, 2004, nos casos em que isto não é possível, a bomba deve ser ajustada para que a intensidade da vazão seja próxima daquela que ocorreria se o sistema estivesse sendo impulsionado por termossifão com dimensionamento ideal.

Para um sistema funcionando por termossifão, com dois coletores solares interligados em paralelo, Arruda obteve os seguintes valores de vazão e diferença de temperatura.

Tabela 1.1 – Valores de vazão e diferença de temperatura nos coletores solares.

	Diferença entre a temperatura de entrada e saída no coletor [°C]	Vazão média no coletor [ Kg / min m <sup>2</sup> ]
Início do escoamento	6,9	0,05
Valor para a máxima eficiência	19,8	0,28
Valor médio do ensaio	15,0	0,21

(Fonte: Arruda, 2004)

Para sistemas ativos, ou seja, que contam com auxílio de uma bomba para a circulação da água, a principal questão é determinar a vazão ideal. Vazões muito elevadas diminuem a estratificação térmica no reservatório e conseqüentemente diminuem a eficiência do sistema. Vazões muito pequenas implicam num aumento demasiado da temperatura nos coletores, que implicam numa maior perda de calor para o ambiente. Com respeito à entrega de água quente para uso, a vazão varia de acordo com o perfil de consumo. Frequentemente o somatório do consumo diário é aproximado como sendo uma renovação do volume do reservatório.

Segundo Eames e Norton, 1998, a degradação da estratificação térmica pode ocorrer por:

- Convecção na entrada, quando a temperatura da água de ingresso é diferente daquela do reservatório na região da entrada. Assim, após ingressar no reservatório a água irá subir ou descer por convecção, e este movimento degrada a estratificação térmica;
- Convecção natural resultante da perda de calor para o ambiente;
- Condução de calor através das paredes;
- Difusão de calor devida ao gradiente da estratificação térmica;
- Mistura provocada por alguma eventual turbulência local na entrada do fluido no reservatório.

Segundo os autores, com a minimização ou eliminação destes mecanismos, pode-se manter a estratificação térmica por um período de tempo mais longo e assim aumentar a eficiência global do sistema.

Além disto, a estratificação da temperatura pode ser preservada se as velocidades forem baixas e assim essencialmente fluxos laminares são permitidos. O principal problema do fluxo de entrada diz respeito a posição e a velocidade do jato. Assim, alguns pesquisadores tem aconselhado desviar o jato de entrada e reduzir sua velocidade, forçando o espalhamento do fluxo próximo das paredes do reservatório.

## 1.2 OBJETIVO PRINCIPAL DO PRESENTE TRABALHO

O principal objetivo desta tese é o desenvolvimento de um programa computacional para a simulação numérica tridimensional do comportamento térmico e hidrodinâmico de reservatórios térmicos cilíndricos horizontais e a validação das soluções obtidas através de dados experimentais. Coloca-se especial ênfase nos reservatórios usados em sistemas solares de aquecimento de água por energia solar.

## 1.3 METODOLOGIA DO PRESENTE TRABALHO

Considerando a carência de estudos sobre o comportamento térmico e hidrodinâmico de reservatórios térmicos cilíndricos horizontais, este trabalho se propõe a:

- a) Desenvolver um programa para simulação computacional bidimensional a partir de modificações nas sub-rotinas elaboradas por Patankar, 1980, baseadas no método dos volumes finitos.
- b) Usar este programa bidimensional para reproduzir resultados consolidados da literatura, de modo a fazer a validação do mesmo.
- c) Utilizar este programa já validado para realizar a simulação bidimensional de reservatórios térmicos cilíndricos horizontais em coordenadas polares, e obter resultados preliminares dos campos de temperatura e velocidade para reservatórios com esta geometria.
- d) Desenvolver um programa tridimensional tomando por base uma extensão do algoritmo de propósitos gerais de Patankar, 1980, para resolver de forma transiente não linear as equações do movimento e da energia, e assim simular o comportamento térmico e hidrodinâmico de reservatórios térmicos cilíndricos horizontais.
- e) Inicialmente usar este programa para a simulação de reservatórios térmicos com geometria simplificada, tais como na forma de um paralelepípedo e cilindro vertical, e obter resultados tridimensionais preliminares dos campos de temperatura e velocidade.
- f) Usar o programa tridimensional para simulação da convecção natural em reservatórios

térmicos cilíndricos horizontais, obtendo uma descrição completa dos campos de temperatura e velocidade para esta geometria, para condições iniciais e de contorno diversas.

g) Extrair resultados adicionais para este tipo de tanque, decorrentes dos campos de temperatura e velocidade obtidos por simulação numérica, tais como: a) Uma correlação para o coeficiente de transferência de calor por convecção para o interior do reservatório; b) Uma correlação para o grau de estratificação térmica; c) Determinação do coeficiente global de troca de calor, etc.

h) Desenvolver um estudo experimental para a obtenção de dados sobre a evolução temporal dos perfis de temperatura em reservatórios térmicos cilíndricos horizontais, bem como obter uma estimativa do coeficiente de transferência de calor combinado (radiação + convecção).

i) Demonstrar a validade do programa tridimensional desenvolvido e utilizado neste trabalho através da comparação com os dados experimentais obtidos.

j) Usar o programa para investigar o benefício obtido com o uso de anteparos defronte ao jato de entrada, na preservação e ampliação do grau de estratificação térmica.

#### 1.4 ESTRUTURA DA TESE

No Capítulo 1 apresenta-se uma descrição do problema abordado nesta tese, abordando principalmente os aspectos físicos envolvidos.

No Capítulo 2 mostra-se uma revisão bibliográfica, apresentando os principais trabalhos já realizados sobre o tema em estudo.

No Capítulo 3 apresentam-se os fundamentos físico-matemáticos em que o trabalho se baseia, bem como mostra algumas características do modelo matemático e da simulação numérica que serão referidas no decorrer do trabalho, tais como, discretização da malha, função de interpolação, etc.

No Capítulo 4 apresentam-se simulações bidimensionais, sendo que as duas primeiras servem de validação do programa bidimensional utilizado neste trabalho, e a última serve como abordagem inicial para a simulação de reservatórios térmicos cilíndricos horizontais.

No Capítulo 5 apresentam-se simulações tridimensionais preliminares usando o código computacional tridimensional parcialmente desenvolvido neste trabalho. O principal objetivo é dar credibilidade às soluções geradas pelo programa através de comparações com dados experimentais e numéricos obtidos por Oliveski et al., 2000. Além disso, busca-se tomar familiaridade com a análise de soluções tridimensionais em geometrias mais simples.

No Capítulo 6 apresenta-se o estudo experimental desenvolvido em paralelo ao estudo

numérico, onde descreve-se o aparato experimental utilizado, a análise de incerteza e os resultados obtidos. Para diversos instantes de tempo, mostram-se os perfis de temperatura ao longo do diâmetro vertical do reservatório bem como as curvas de resfriamento obtidas com base na temperatura média no interior do reservatório.

No Capítulo 7 apresentam-se as simulações dos experimentos descritos no Capítulo 5 e realiza-se a confrontação numérico-experimental para o perfil de temperatura junto ao diâmetro vertical do reservatório. Mostram-se soluções para casos diversos e propõe correlações para o coeficiente de transferência de calor por convecção para o interior do reservatório e para o grau de estratificação.

No Capítulo 8 mostram-se simulações que consideram o escoamento de fluido através do reservatório. Investiga-se o benefício do uso de um defletor defronte ao jato de entrada e discute-se formas de melhorar a estratificação térmica.

No Capítulo 9 são revisadas as principais conclusões e feitas sugestões para a realização de trabalhos futuros neste tema.

## 2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Existe um número significativo de trabalhos abordando o problema da convecção natural em cavidades cilíndricas verticais, porém este número é bem mais reduzido quando se trata de cavidades cilíndricas horizontais. O limitado número de publicações neste campo é provavelmente uma consequência da necessidade da determinação tridimensional dos campos de temperatura e velocidade, visto que em geral a aproximação bidimensional nestes casos não é adequada.

Brooks e Ostrach, 1969, investigaram experimentalmente a convecção natural em cilindro horizontal. Aplicaram no contorno do cilindro dois valores de temperatura, cada uma ocupando uma região correspondente a um ângulo de  $180^\circ$ , e obtiveram experimentalmente perfis de temperatura e linhas de corrente. Verificaram que o núcleo do fluido é termicamente estratificado para a configuração em que o diâmetro ligando as duas junções de temperaturas diferentes é horizontal, e que o fluxo ocorre principalmente nas proximidades das paredes.

Vaxman e Solokov, 1986, estudaram a inversão do fluxo em sistemas passivos e mostraram que para evitar este fluxo reverso a tubulação que liga o reservatório ao coletor solar deve ser isolada termicamente. Mostraram ainda que a eficiência deste sistema depende da altura entre o topo do coletor e o fundo do reservatório. Segundo os autores, esta altura deve ficar entre 30 e 80 centímetros.

Huang e Hsieh, 1989, analisaram a convecção natural laminar em uma cavidade cilíndrica. Na simulação, a parede e o topo do reservatório são mantidos a uma temperatura alta, enquanto a base é mantida a uma temperatura baixa. Apresentam resultados de Nusselt local para diversos números de Grashof.

Sun e Osthuizen, 1989, utilizaram o método das diferenças finitas para estudar o problema da estratificação térmica em reservatórios. Discutem o efeito da parede e do isolamento térmico.

Murthy et al, 1992, fizeram uma investigação experimental em reservatórios cilíndricos de armazenamento de água, enfocando o efeito da condutividade térmica da parede no desenvolvimento da estratificação térmica.

Shneider e Struab, 1992, investigaram a convecção natural laminar em três dimensões numa cavidade cilíndrica com a temperatura da base maior que a do topo, e paredes adiabáticas. Estudaram diversas inclinações da cavidade e recomendam para aplicações técnicas o ângulo de 45° para maximizar a transferência de calor.

Vatavuk e Pimenta, 1995, utilizaram o método dos volumes finitos para resolver os campos de temperatura e velocidade no interior de um cilindro vertical parcialmente preenchido, sendo o topo com condição de cisalhamento nula e base isolada. Simularam o efeito do aquecimento gerado por um fluxo de calor uniforme e constante ao longo da parede.

Segundo Shariah, 1997, para um perfil de consumo diurno, há um aumento na eficiência, visto que a água aquecida é diretamente aproveitada no período em que é gerada, diminuindo a perda térmica de armazenamento. Além disto, o reservatório é reabastecido com água fria e assim o coletor também recebe água em uma temperatura menor, o que resulta num aumento da eficiência do coletor.

Xia et al, 1997, simularam numericamente o escoamento laminar e turbulento, e a transferência de calor em um cilindro horizontal com fluxo de calor prescrito nas paredes, e validaram seus resultados com dados experimentais próprios. Obtiveram que ocorre a estratificação da temperatura em planos verticais após atingir o regime estável, e argumentaram que o que dirige esta estratificação é a camada limite junto à parede.

Bandini e Vielmo, 1998, abordaram numericamente o problema da influência da condutividade térmica da parede metálica em reservatórios cilíndricos verticais na formação da estratificação, e concluíram que, para situações usuais de aplicações em sistemas solares, o decréscimo na estratificação por este efeito não é significativo.

Eames e Norton, 1998, mostraram via simulação numérica e estudo experimental que ocorre a rápida degradação da estratificação da temperatura quando água mais fria entra pelo topo do reservatório. Já para o caso onde há ingresso de água mais quente pelo topo e saída de água mais fria pela base, os reservatórios cilíndricos horizontais (comparados aos verticais) apresentam maior condução térmica, visto que a altura de fluido é menor. Para os casos onde a temperatura do jato é variável, uma melhor estratificação térmica pode ser obtida com o uso de entradas em diferentes alturas, de modo que o fluido ingresse no reservatório numa altura cuja temperatura é próxima da altura da sua. Mostraram também que para a preservação da estratificação térmica, as velocidades no interior do reservatório devem ser baixas.

Lin e Armfiel, 1999, estudaram numericamente o processo transiente do resfriamento e estratificação de um fluido por convecção natural num cilindro vertical circular. Como condição de contorno usaram temperatura prescrita na parede lateral e isolamento nas tampas. Observaram a formação de “ondas viajantes” na camada limite térmica junto à parede vertical, e concluíram que são decorrentes de instabilidades existentes no caso estudado.

A estratificação térmica em reservatórios horizontais foi estudada numérica e experimentalmente por Alizadeh, 1999, através de quatro tipos de ensaios simulando apenas os processos de carga (ingresso de água fria) e descarga (consumo de água quente), ou seja, sem considerar o fluxo de água proveniente dos coletores. As vazões de carga e descarga variaram na faixa de 6 a 10 litros por minuto. O autor analisou ainda a influência de diferentes tipos de difusores (retos, cônicos) na estratificação térmica e concluiu que esta pode ser aumentada com o uso de um bocal direcionador, e que a condutividade térmica da água pode ser desprezada na análise das perdas de calor.

Oliveski et al, 2000, realizaram uma investigação numérico-experimental dos campos de temperatura e velocidade em reservatórios cilíndricos verticais de água quente em condições transientes, obtendo boa concordância dos resultados experimentais com a solução numérica obtida pelo método dos volumes finitos. Obtiveram também correlações para o número de Nusselt neste tipo de reservatório.

Papanicolaou e Belessiotis, 2001, estudaram numericamente a convecção natural transiente em cilindro vertical preenchido com água. Consideraram a razão de aspecto  $L/D=1$ , e o número de Rayleigh variando na faixa  $10^{10} \geq Ra \geq 10^{13}$  para o fluxo laminar, e  $5 \cdot 10^{13} \geq Ra \geq 10^{15}$  para o fluxo turbulento. Obtiveram boa concordância com os dados experimentais disponíveis, embora estes não cubram toda a faixa do número de Rayleigh estudada numericamente.

Zachar et al., 2003, estudaram numericamente o impacto de anteparos planos defronte ao jato de entrada sobre a estratificação térmica em reservatórios verticais, e concluíram que o uso de largos defletores permitem preservar a estratificação térmica mesmo para altas vazões.

Shah e Furbo, 2003, também simularam a influência de jatos de entrada sobre a estratificação da temperatura em reservatórios verticais, usando o Fluent 5.5. Verificaram que, para altas taxas de vazão, da ordem de 10 litros por minuto, uma melhor estratificação térmica é obtida com o uso de um anteparo tipo chapa plana defronte ao jato de entrada.

Uma simulação numérica tridimensional de reservatórios térmicos cilíndricos horizontais é apresentada por Cònsul et al., 2004. Usando um algoritmo de computação em paralelo, baseado no método de multiblocos, os autores simularam o processo de carga e descarga (consumo de água quente) e investigaram a influencia da vazão sobre a estratificação térmica. O principal

objetivo deste trabalho foi mostrar a potencialidade da computação em paralelo aliada à técnica de multiblocos. Dividindo o domínio de cálculo em seis blocos e usando seis PCs (AMD K7 CPU de 1900 MHz), obtiveram um fator de economia de tempo de aproximadamente 5 vezes em relação ao uso de um único PC.

Rubinov et al, 2004, estudaram numericamente as instabilidades tridimensionais que quebram a axissimetria de um fluxo convectivo num cilindro vertical. Como condição de contorno usaram a parte central da parede lateral mantida a temperatura constante, enquanto que as partes restantes são isoladas termicamente. Os autores encontraram três diferentes modos de perturbações tridimensionais, que se substituem uma à outra com a variação da razão de aspecto.

Arruda, 2004, estudou experimentalmente os efeitos do controle da vazão em sistemas de aquecimento solar de água e propôs um modelo automatizado de operação.



### 3 MODELAGEM FÍSICO–MATEMÁTICA

Neste Capítulo apresentam-se as principais características da modelagem do problema da transferência de calor em reservatórios térmicos, tais como o estabelecimento das equações governantes e as condições de contorno. Apresentam-se ainda as características do programa computacional utilizado na solução do sistema de equações diferenciais associado ao problema em estudo. Apresenta-se ainda uma discussão sobre funções de interpolação e sua influência na precisão da solução numérica.

#### 3.1 ANALOGIA ENTRE TRANSFERÊNCIA DE CALOR E QUANTIDADE DE MOVIMENTO

A equação para a transferência de quantidade de movimento na direção  $x$  é dada pela lei de Newton da viscosidade (ou lei de Stokes unidimensional)

$$\tau_{yx} = -\mu \frac{dU_x}{dy} \quad (3.1)$$

Por outro lado, a equação para a transferência de calor por difusão na direção  $x$  é dada pela lei de Fourier

$$\left( \frac{q}{A} \right)_x = -k \frac{dT}{dx} \quad (3.2)$$

Rearranjando convenientemente as leis de Newton e Fourier, pode-se compactá-las na forma

$$J = -\Gamma \frac{d\phi}{dx} \quad (3.3)$$

onde  $J$  é o fluxo,  $\Gamma$  é a difusividade e  $\phi$  é a propriedade que está fluindo por unidade de volume.

Para a transferência de calor, a propriedade  $\phi$  é usualmente expressa na forma

$$\phi = \rho c_p T \quad (3.4)$$

com unidade  $J/m^3$ . Consequentemente, para ficar consistente com a lei de Fourier, deve-se multiplicar e dividir a equação (3.2) por  $\rho c_p$ , resultando em

$$\left(\frac{q}{A}\right)_x = -\frac{k}{\rho c_p} \frac{d}{dx}(\rho c_p T) = -\alpha \frac{d}{dx}(\rho c_p T) \quad (3.5)$$

onde  $\alpha = \frac{k}{\rho c_p}$  é denominado difusividade térmica, dada em  $m^2/s$ .

Da mesma forma, para a transferência de quantidade de movimento, a propriedade  $\phi$  é usualmente expressa na forma

$$\phi = \rho U_x \quad (3.6)$$

de modo que, para tornar consistente com a lei de Newton, tem-se que multiplicar e dividir a equação (3.1) por  $\rho$ , resultando em

$$\tau_{yx} = -\mu \frac{dU_x}{dy} = -\frac{\mu}{\rho} \frac{d}{dy}(\rho U_x) = -\nu \frac{d}{dy}(\rho U_x) \quad (3.7)$$

onde  $\nu = \frac{\mu}{\rho}$  é a viscosidade cinemática, dada em  $[m^2/s]$ .

A Tabela 3.1 resume o significado dos termos  $J_x$ ,  $\Gamma$  e  $\frac{d\phi}{dx}$  para o transporte de calor e momento, onde todas estão expressas na mesma forma. A vantagem é que a solução para a equação diferencial é idêntica para os dois tipos de transporte considerados.

Tabela 3.1 – Valores de  $J_x$ ,  $\Gamma$  e  $\frac{d\phi}{dx}$  correspondentes à equação de transporte genérico.

Transporte	$J_x$	$\Gamma$	$\frac{d\phi}{dx}$
Energia	$\left(\frac{q}{A}\right)_x$	$\alpha = \frac{k}{\rho C_p}$	$\frac{d}{dx}(\rho C_p T)$
Movimento	$\tau_{yx}$	$\nu = \frac{\mu}{\rho}$	$\frac{d}{dy}(\rho U_x)$

### 3.2 DESENVOLVIMENTO DAS EQUAÇÕES DE TRANSPORTE

A seguir apresenta-se uma ampliação da análise anterior para as demais dimensões, visando a obtenção das equações governantes.

#### 3.2.1 EQUAÇÃO DE TRANSPORTE GENÉRICA

Combinando adequadamente as propriedades, uma simples equação genérica pode ser usada para descrever a forma condutiva da transferência de calor e momento. Pode-se generalizar a análise de modo a incluir convecção, geração e acumulação na mesma equação.

Para um volume de controle conforme indicado na Figura 3.1, o balanço (de energia ou momento) pode ser escrito como

$$\text{Entrada} + \text{Geração} = \text{Saída} + \text{Acumulação}$$

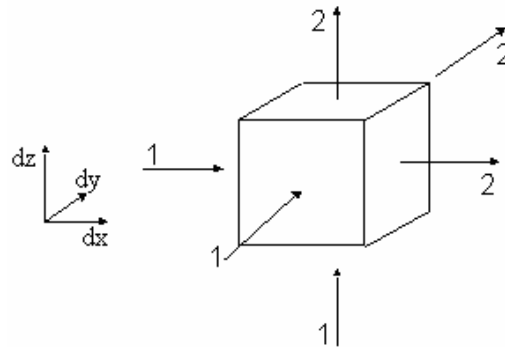


Figura 3.1 – Representação dos fluxos de entrada e saída do volume de controle.

Existem três fluxos que entram (sub-índice 1) e outros três que saem (sub-índice 2) do volume de controle, que podem ser escritos como  $(J_x A)_1$ ,  $(J_x A)_2$ ,  $(J_y A)_1$ ,  $(J_y A)_2$ ,  $(J_z A)_1$ ,  $(J_z A)_2$ . Eles são considerados positivos na direção dos eixos. O termo de geração é escrito como  $S^\phi dV$  e o termo de acumulação como  $\frac{d\phi}{dt} dV$ . Realizando um balanço global dos fluxos, tem-se

$$(J_x A)_1 + (J_y A)_1 + (J_z A)_1 + S^\phi dV = (J_x A)_2 + (J_y A)_2 + (J_z A)_2 + \frac{d\phi}{dt} dV \quad (3.8)$$

Rearranjando

$$\frac{(J_x A)_1 - (J_x A)_2}{dV} + \frac{(J_y A)_1 - (J_y A)_2}{dV} + \frac{(J_z A)_1 - (J_z A)_2}{dV} + S^\phi = \frac{d\phi}{dt} \quad (3.9)$$

e tomando o limite quando  $dV$  tende a zero

$$\frac{\partial}{\partial V}(J_x A_x) + \frac{\partial}{\partial V}(J_y A_y) + \frac{\partial}{\partial V}(J_z A_z) + S^\phi = \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (3.10)$$

que pode ainda ser simplificada para a forma

$$-\left(\frac{\partial J_x}{\partial x} + \frac{\partial J_y}{\partial y} + \frac{\partial J_z}{\partial z}\right) + S^\phi = \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (3.11)$$

Na notação vetorial

$$-\nabla \cdot \vec{J} + S^\phi = \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (3.12)$$

A equação anterior requer ainda um desenvolvimento adicional, uma vez que o termo de fluxo ( $\vec{J}$ ) contém dois componentes: o fluxo devido à difusão e o fluxo devido à advecção (movimento). Para a difusão tem-se que

$$J_d = -\Gamma \nabla \phi \quad (3.13)$$

O termo advectivo geralmente é escrito como

$$J_{adv} = \phi U \quad (3.14)$$

Assim

$$J = J_d + J_{adv} = -\Gamma \nabla \phi + \phi U \quad (3.15)$$

e o divergente, que consta na equação de transporte, toma a forma

$$\nabla \cdot \vec{J} = \nabla \cdot (-\Gamma \nabla \phi) + \nabla \cdot (\phi U) \quad (3.16)$$

Substituindo na equação de transporte genérica (3.12), obtêm-se

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \nabla \cdot (U \phi) = \nabla \cdot (-\Gamma \nabla \phi) + S^\phi \quad (3.17)$$

Esta é a equação de transporte de energia e momento, escrita de forma genérica.

### 3.2.2 ANÁLISE DOS TERMOS DE GERAÇÃO VOLUMÉTRICA

Para o caso da equação da transferência de calor, a geração interna geralmente se refere à reação química ou resistência elétrica. Para o último caso, a corrente elétrica e a voltagem permitem que a taxa de geração de calor seja calculada. Por outro lado a geração de momento é uma diferença de pressão ou força de campo, como gravidade em convecção natural, por exemplo. Considerando que a equação de transporte genérico está escrita por unidade de volume,

deve-se fazer o mesmo com os termos de geração. A força de campo devida a ação da gravidade, em base volumétrica, é

$$S^\phi = \rho g \quad (3.18)$$

Deve-se também expressar a diferença de pressão em base volumétrica. Considerando que pressão é força por unidade de área, a força resultante da diferença de pressão é  $-\Delta p A$  (onde  $A$  é a área da superfície). Segue que

$$S^\phi = -\frac{\Delta p A}{V} = -\frac{\Delta p A}{\Delta L A} = -\frac{\Delta p}{\Delta L} \approx \frac{dp}{dL} \quad (3.19)$$

Agrupando os dois termos anteriores tem-se

$$S^\phi = -\frac{dp}{dL} + \rho g \quad (3.20)$$

ou, em três dimensões

$$S^\phi = -\nabla p + \rho \vec{g} \quad (3.21)$$

A equação de transporte genérico está agora com todos os seus termos bem determinados. Salienta-se que existem outras maneiras de obter as equações completas, como por exemplo os métodos clássicos de balanço.

### 3.2.3 APROXIMAÇÃO DE BOUSSINESQ

Em situações onde o fluido de trabalho é um líquido submetido a pequenos gradientes térmicos, surgem correntes convectivas decorrentes da variação da massa específica com a temperatura. A fim de evitar a necessidade de expressar  $\rho$  como uma função da temperatura ( $\rho = \rho(T)$ ), é usual o uso da aproximação de Boussinesq. Considerando o coeficiente de expansão térmica na forma aproximada

$$\beta = \frac{-1}{\rho_\infty} \left( \frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p \approx \frac{-1}{\rho_\infty} \left( \frac{\Delta \rho}{\Delta T} \right)_p = \frac{-1}{\rho_\infty} \left( \frac{\rho_\infty - \rho}{T_\infty - T} \right) \quad (3.22)$$

Resolvendo para  $\rho$ , tem-se

$$\rho \approx [\rho_\infty - \rho_\infty \beta (T - T_\infty)] \quad (3.23)$$

Substituindo nas expressões para as forças de empuxo obtém-se

$$S^\phi = -\nabla p + \rho g = -\nabla p + [\rho_\infty - \rho_\infty \beta (T - T_\infty)] g = [-\nabla p + \rho_\infty g] - \rho_\infty g \beta (T - T_\infty) \quad (3.24)$$

O termo  $\rho_\infty g$  é uma constante que representa a pressão hidrostática por unidade de comprimento, calculada em termos de uma massa específica de referência. Pode-se definir um novo gradiente de pressão que exclui a parcela hidrostática, na forma

$$\nabla p_H = \nabla p - \rho_\infty g \quad (3.25)$$

de modo que o  $-\nabla p + \rho_\infty g$  da equação (3.24) é substituído simplesmente por  $-\nabla p_H$ . Assim o termo de geração fica

$$S^\phi = -\nabla p_H - \rho_\infty g \beta (T - T_\infty) \quad (3.26)$$

### 3.2.4 MUDANÇA DE SISTEMA DE COORDENADAS

O sistema de coordenadas da equação vetorial genérica de transporte pode ser modificado, bastando para isso manipular o operador vetorial. Como no presente trabalho a principal geometria estudada é mapeada em coordenadas cilíndricas, apresentam-se aqui os operadores e as principais equações escritas neste sistema de coordenadas.

Em coordenadas cilíndricas a expansão dos operadores envolvidos na equação de transporte fica

1) Para a transferência de calor ( $\phi$  é um escalar)

$$\vec{U} \cdot \nabla \phi = V_r \frac{\partial \phi}{\partial r} + V_\theta \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial \theta} + V_z \frac{\partial \phi}{\partial z} \quad (3.27)$$

$$\nabla^2 \phi = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \quad (3.28)$$

2) Para a transferência de momento ( $\phi$  é um vetor de componentes  $\rho V_\theta$ ,  $\rho V_r$ ,  $\rho V_z$ , respectivamente nas direções  $r$ ,  $\theta$  e  $z$ )

$$\vec{U} \cdot \nabla \phi_r = V_r \frac{\partial \phi_r}{\partial r} + \frac{V_\theta}{r} \frac{\partial \phi_r}{\partial \theta} - \frac{V_\theta^2}{r} + V_z \frac{\partial \phi_r}{\partial z} \quad \text{na direção } r \quad (3.29)$$

$$\vec{U} \cdot \nabla \phi_\theta = V_r \frac{\partial \phi_\theta}{\partial r} + \frac{V_\theta V_r}{r} + \frac{V_\theta}{r} \frac{\partial \phi_\theta}{\partial \theta} + V_z \frac{\partial \phi_\theta}{\partial z} \quad \text{na direção } \theta \quad (3.30)$$

$$\vec{U} \cdot \nabla \phi_z = V_r \frac{\partial \phi_z}{\partial r} + V_\theta \frac{\partial \phi_z}{\partial \theta} + V_z \frac{\partial \phi_z}{\partial z} \quad \text{na direção } z \quad (3.31)$$

e

$$\nabla^2 \phi_r = \frac{\partial^2 \phi_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi_r}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \phi_r}{\partial \theta^2} - \frac{\phi_r}{r^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial \phi_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial^2 \phi_r}{\partial z^2} \quad \text{na direção } r \quad (3.32)$$

$$\nabla^2 \phi_\theta = \frac{\partial^2 \phi_\theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi_\theta}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \phi_\theta}{\partial \theta^2} - \frac{\phi_\theta}{r^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial \phi_r}{\partial \theta} + \frac{\partial^2 \phi_\theta}{\partial z^2} \text{ na direção } \theta \quad (3.33)$$

$$\nabla^2 \phi_z = \frac{\partial^2 \phi_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial \phi_z}{\partial \theta^2} + \frac{\partial \phi_z}{\partial z^2} \text{ na direção } z \quad (3.34)$$

Substituindo os respectivos termos mostrados acima nas equações de continuidade, quantidade de movimento e energia, em coordenadas cilíndricas, têm-se

1) Continuidade ( $\phi = \rho$ )

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho r V_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta}(\rho V_\theta) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho V_z) = 0 \quad (3.35)$$

2) Momento ( $\phi$  tem as componentes  $\rho V_\theta$ ,  $\rho V_r$ ,  $\rho V_z$ )

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}(\rho V_\theta) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta}(\rho V_\theta V_\theta) + \frac{\rho V_r V_\theta}{r} + \frac{\partial}{\partial r}(\rho V_r V_\theta) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho V_z V_\theta) = \\ & -\frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \mu \frac{\partial V_\theta}{\partial \theta} \right) + \frac{2}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta}(\mu V_r) + \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\mu r V_\theta) \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial V_\theta}{\partial z} \right) + S^{V_\theta} \end{aligned} \quad (3.36)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}(\rho V_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta}(\rho V_\theta V_r) - \frac{\rho V_\theta^2}{r} + \frac{\partial}{\partial r}(\rho V_r V_r) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho V_z V_r) = \\ & -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \mu \frac{\partial V_r}{\partial \theta} \right) - \frac{2}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta}(\mu V_\theta) + \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \mu V_r) \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial V_r}{\partial z} \right) + S^{V_r} \end{aligned} \quad (3.37)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}(\rho V_z) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta}(\rho V_\theta V_z) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho V_r V_z) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho V_z V_z) = \\ & -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \mu r \frac{\partial V_z}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \mu \frac{\partial V_z}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) + S^{V_z} \end{aligned} \quad (3.38)$$

3) Energia ( $\phi = \rho c_p T$ )

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}(\rho c_p T) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta}(\rho c_p V_\theta T) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho c_p V_r T) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho c_p V_z T) = \\ & \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \mu r \frac{\partial V_z}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( k \frac{\partial T}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( k \frac{\partial T}{\partial z} \right) + S^T \end{aligned} \quad (3.39)$$

O programa computacional, que será descrito a seguir, resolve a equação genérica

$$\rho \frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x}(\rho V_x \phi) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho V_y \phi) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho V_z \phi) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial x} \left( \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial y} \left( \Gamma r \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) + S^\phi \quad (3.40)$$

Devem-se deixar as equações do sistema em coordenadas cilíndricas, na mesma forma da equação genérica acima. Por manipulações algébricas podem-se obter as seguintes identidades

Para a equação de  $V_\theta$

$$\frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\mu r V_\theta) \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{\partial}{\partial r} (\mu r V_\theta) \right) - \frac{\mu V_\theta}{r^2} \quad (3.41)$$

Para a equação de  $V_r$ ,

$$\frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\mu r V_r) \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{\partial}{\partial r} (\mu r V_r) \right) - \frac{\mu V_r}{r^2} \quad (3.42)$$

Usando estas identidades, as equações de quantidade de movimento nas dimensões  $\theta$  e  $r$ , Eqs. (3.36) e (3.37), escritas na forma da equação genérica contida no programa, ficam

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\rho V_\theta)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (\rho V_\theta V_\theta) + \frac{\partial}{\partial r} (\rho V_r V_\theta) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho V_z V_\theta) = \\ & - \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \mu \frac{\partial V_\theta}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{\partial}{\partial r} (\mu r V_\theta) \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial V_\theta}{\partial z} \right) + S^{V_\theta} \end{aligned} \quad (3.43)$$

$$\text{onde } S^{V_\theta} = \frac{\rho V_r V_\theta}{r} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} (\mu V_r) - \frac{\mu V_\theta}{r^2}.$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\rho V_r)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (\rho V_\theta V_r) + \frac{\partial}{\partial r} (\rho V_r V_r) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho V_z V_r) = \\ & - \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \mu \frac{\partial V_r}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{\partial}{\partial r} (\mu r V_r) \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial V_r}{\partial z} \right) + S^{V_r} \end{aligned} \quad (3.44)$$

$$\text{onde } S^{V_r} = \frac{\rho V_\theta^2}{r} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} (\mu V_\theta) - \frac{\mu V_r}{r^2}.$$

Com a substituição destas identidades nas equações (3.36) e (3.37), as mesmas tomam a mesma forma da equação resolvida pelo programa. A equação para a componente  $V_z$  do vetor velocidade (Eq. (3.38)) e a equação para a energia (Eq. (3.39)) já estão na mesma forma da equação resolvida pelo programa e por isso não requerem qualquer modificação.

### 3.2.5 A ROTINA COMPUTACIONAL

O programa computacional está escrito em linguagem Fortran e incorpora as sub-rotinas de propósitos gerais desenvolvido em Patankar e Spalding (1972), Patankar (1975) e Patankar (1980). Ele resolve os sistemas de equações lineares algébricas resultantes da discretização da equação de transporte genérico (3.40) para cada uma das componentes do vetor velocidade e da discretização da equação da energia para a variável temperatura.

Utiliza-se o algoritmo SIMPLE (*Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations*) para o acoplamento da pressão com a velocidade, já que para escoamentos incompressíveis não



se dispõe de uma equação explícita para determinar a pressão. Este algoritmo pode ser descrito através dos seguintes passos:

1) Estima-se um campo arbitrário de pressão  $p^*$ .

2) Resolvem-se as equações

$$a_e u_e^* = \sum a_{nb} u_{nb}^* + b + (p_P^* - p_E^*) A_e \quad (3.45)$$

$$a_n v_n^* = \sum a_{nb} v_{nb}^* + b + (p_P^* - p_N^*) A_n \quad (3.46)$$

$$a_t w_t^* = \sum a_{nb} w_{nb}^* + b + (p_P^* - p_T^*) A_t \quad (3.47)$$

onde  $A_e = \Delta y \Delta z$ ,  $A_n = \Delta x \Delta z$ ,  $A_t = \Delta x \Delta y$ . Os coeficientes  $a_e, a_n, a_t, a_{nb}$  e  $b$  mudam de acordo com a função de interpolação utilizada (*Upwind*, *Power-law*, *Quick*, etc.) e também podem variar de acordo com a linearização do termo fonte de cada equação.

3) Resolve-se a equação para a correção da pressão  $p'$

$$a_P p_P' = a_B p_B' + a_E p_E' + a_W p_W' + a_N p_N' + a_S p_S' + a_T p_T' + b \quad (3.48)$$

onde

$$a_E = \rho_e d_e \Delta y \Delta z; \quad a_W = \rho_w d_w \Delta y \Delta z; \quad a_N = \rho_n d_n \Delta y \Delta x; \quad a_S = \rho_s d_s \Delta z \Delta x;$$

$$a_T = \rho_t d_t \Delta x \Delta y; \quad a_B = \rho_b d_b \Delta x \Delta y; \quad a_P = a_E + a_W + a_N + a_S + a_T + a_B;$$

$$b = \frac{(\rho_P^0 - \rho_P) \Delta x \Delta y \Delta z}{\Delta t} + [(\rho u^*)_w - (\rho u^*)_e] \Delta y \Delta z + [(\rho v^*)_s - (\rho v^*)_n] \Delta z \Delta x + [(\rho w^*)_b - (\rho w^*)_t] \Delta x \Delta y$$

4) Resolve-se a equação da pressão

$$p = p^* + p' \quad (3.49)$$

5) Calcula-se  $u, v, w$  a partir das equações

$$u_e = u_e^* + d_e (p_P' - p_E') \quad (3.50)$$

$$v_n = v_n^* + d_n (p_P' - p_N') \quad (3.51)$$

$$w_t = w_t^* + d_t (p_P' - p_T') \quad (3.52)$$

onde  $d_e = \frac{A_e}{a_e}$ ,  $d_n = \frac{A_n}{a_n}$ ,  $d_t = \frac{A_t}{a_t}$ .

6) Resolvem-se as demais equações, caso houver acoplamento (a equação da energia, no caso do presente trabalho).

7) Usa-se  $p'$  como nova aproximação para  $p^*$  e aplica o processo iterativamente entre os passos 2 a 6, até que a solução convergida seja atingida.

Maiores detalhes deste algoritmo podem ser obtidos em Patankar, 1980, e Maliska, 2004.

Neste trabalho, para a solução do sistema de equações lineares algébricas resultantes da discretização das equações governantes é empregado o algoritmo TDMA (*TriDiagonal Matrix Algorithm*) com correção em bloco. Para situações unidimensionais este algoritmo é um método direto mas para problemas multidimensionais torna-se um método iterativo. O mesmo é amplamente utilizado em programas comerciais de mecânica dos fluidos computacional.

Em problemas tridimensionais, o TDMA é aplicado linha por linha sobre um selecionado plano e então deslocado para o plano vizinho, varrendo todo o domínio de cálculo, plano por plano. Em duas ou três dimensões a convergência pode frequentemente ser acelerada alternando as direções de varredura de modo que as informações das fronteiras são incorporadas aos cálculos de maneira mais eficiente. No programa bidimensional esta técnica está implementada através de quatro varreduras alternadas: norte-sul, sul-norte, leste-oeste e oeste leste. No caso do programa tridimensional, além destas quatro varreduras, são acrescentadas mais duas varreduras na direção  $z$ , com sentidos opostos.

### 3.3 ERROS ASSOCIADOS À FUNÇÃO DE INTERPOLAÇÃO

Na integração dos termos advectivos da equação de transporte genérico, os valores da propriedade genérica  $\phi$  não são conhecidos nas faces dos volumes de controle, sendo necessário fazer uma interpolação a partir dos valores conhecidos nos pontos nodais. A escolha de uma função de interpolação adequada para o problema que está sendo considerado é de grande importância, visto que a cada função de interpolação estão associados erros de truncamento cuja magnitude conduz a soluções numéricas distintas da solução real. Nas últimas décadas, foi amplamente utilizado o esquema *Power Law*, desenvolvido por Patankar, 1980 e, em menor intensidade, o esquema Híbrido, de Spalding, 1972.

O esquema *Upwind*, de ordem zero, apesar de ser bastante estável, apresenta excessiva dissipação numérica. O esquema Quick proposto por Leonard, 1979, tirava proveito do conceito da aproximação *Upwind*, porém com a combinação com um polinômio de segundo grau. Entretanto, a matriz do sistema tornava-se pentadiagonal, o que dificultava seu uso nos códigos computacionais usuais que exploravam a característica tridiagonal da matriz dos coeficientes do sistema linear. Em 1982, Pollard e Siu propuseram os esquemas Quicke (Quick estendido) e Quicker (Quick estendido e revisado) como extensões do esquema Quick, que apresentavam

melhor estabilidade. Entretanto, os esquemas Quick, Quicke e Quicker foram formulados apenas para malhas uniformes. Freitas e Street, 1985 e Perng e Street, 1989, propuseram uma extensão do esquema Quick para malhas não uniformes, enquanto que Koo Hyeong-Mo e Seung Park, 1991, propuseram uma extensão do esquema Quicker para malhas não uniformes.

Recentes estudos mostraram que o procedimento denominado correção atrasada (*deferred correction*) inicialmente proposto por Khosla e Rubin, 1974, é uma alternativa robusta e eficiente para implementação de esquemas de ordem superior, por manter a matriz do sistema tridiagonal e garantir a positividade dos coeficientes da matriz do sistema linear. Neste procedimento, o tradicional esquema *Upwind* é usado para obter os coeficientes, o que sempre resulta numa matriz com diagonal dominante e os termos extras do esquema de alta ordem são tratados explicitamente como um termo fonte da equação. Um exemplo é o estudo da convecção natural em cavidades finas realizado por Drummond, 1991, que utilizando a técnica de correção atrasada mostrou que o esquema Quick é superior aos esquemas *Upwind*, Híbrido e *Power Law*, sendo o único dentre os quatro a capturar a ocorrência de células de recirculação em cavidade fina.

Também utilizando o procedimento de correção atrasada, Hayase, 1992, apresentou uma nova versão do esquema Quick, que apresenta vantagens sob o ponto de vista da estabilidade, por respeitar as quatro regras de convergência formuladas por Patankar, 1980. Esta nova versão também foi apresentada apenas para malhas uniformes. Em 1995, Li e Rudmam apresentaram uma formulação generalizada para os esquemas Quick, Sou (*Upwind* de segunda ordem) e Híbrido para malhas uniformes e não uniformes.

Segundo Maliska, 2004, a ocorrência da difusão e oscilação numéricas é decorrência do uso de funções de interpolação não-exatas. Entretanto, funções de interpolação exatas só podem ser obtidas a partir da solução das próprias equações diferenciais que se deseja resolver. Mas em problemas bi e tridimensionais complexos, estas são impossíveis de serem obtidas, pois seria necessário conhecer de antemão a própria solução do problema considerado.

Ainda de acordo com Maliska, 2004, os erros de truncamento associados a funções de interpolação do tipo diferença central são do tipo dissipativos, que produzem as chamadas oscilações numéricas, enquanto que funções de interpolação do tipo *Upwind* suavizam os gradientes existentes no domínio, produzindo a chamada difusão numérica, fenômeno semelhante a difusão física. O uso de uma função de interpolação mais eficiente permite minimizar a ocorrência de difusão numérica em malha mais grosseira, o que pode significar economia de tempo computacional.

Segundo Xue et al., 2002, em situações onde a convecção é elevada, os esquemas de alta ordem, como é o caso do esquema Quick, podem produzir interpolações errôneas (“*overshoots*”)

e soluções com oscilações fisicamente irrealistas em regiões onde ocorre a mudança brusca de gradientes, o que compromete o uso destes esquemas em tais casos.

### 3.4 FORMA GENERALIZADA PARA O ESQUEMA DE INTERPOLAÇÃO EM MALHA NÃO UNIFORME

Observe-se inicialmente que na discretização da variável  $\phi$ , os centros dos volumes são indicados pelas letras maiúsculas, enquanto que suas faces são indicadas por letras minúsculas. Assim, para malhas não uniformes, tais fronteiras não se localizam exatamente no ponto médio entre dois pontos vizinhos, conforme se pode observar na Figura 3.2.

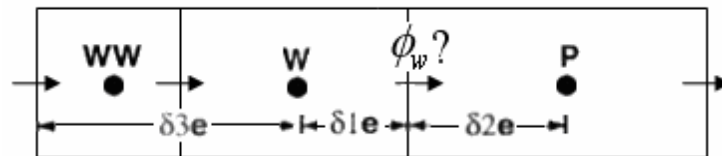


Figura 3.2 – Localização das faces dos volumes de controle para malha não uniforme.

Na interpolação polinomial para  $\phi_w$  com  $u > 0$ , o peso de  $\phi_{WW}$ ,  $\phi_W$  e  $\phi_P$  depende da distância entre estes pontos até esta face  $w$ . É este ponderamento entre os espaçamentos que é incorporado na extensão do esquema Quick para malhas não uniformes. Evidentemente, para malhas uniformes, este procedimento irá resultar nos tradicionais pesos  $1/8$ ,  $2/8$  e  $3/8$  da formulação original proposta por Leonard, 1979.

A forma generalizada proposta por Y. Li. e M. Rudman, 1995, pode ser deduzida partindo-se da Figura 3.3 que apresenta os parâmetros envolvidos para interpolação na direção  $x$ .

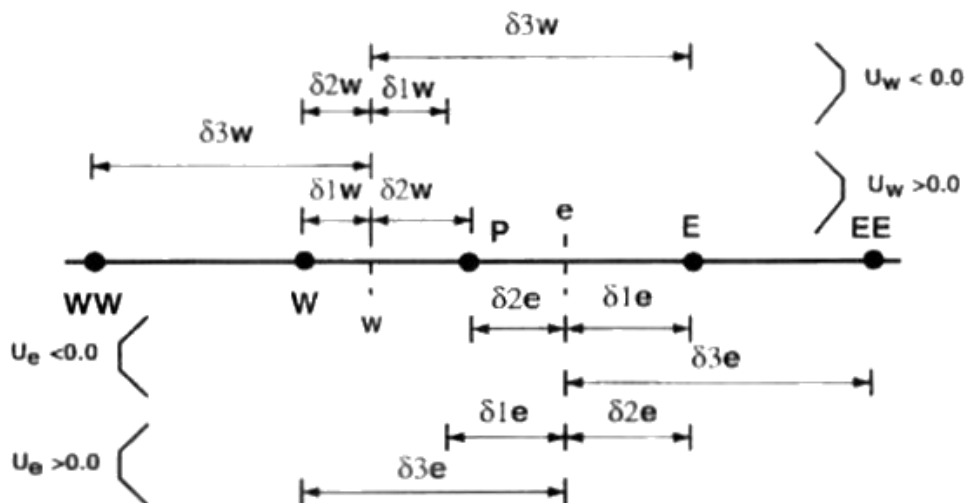


Figura 3.3 - Parâmetros envolvidos na dedução da forma generalizada para interpolação na direção  $x$ .

Conforme mostra a Figura 3.3, os parâmetros relativos a malha  $\delta_{iw}$  e  $\delta_{ie}$  ( $i=1,2,3$ ) tomam diferentes significados quando a velocidade na face muda de direção. Por exemplo, para velocidade  $u_w > 0$ ,  $\phi_w$  pode ser aproximada por diferentes esquemas. No caso de uma diferença central, tem-se

$$\phi_w = \frac{\delta_{2w}}{\delta_{1w} + \delta_{2w}} \phi_W + \frac{\delta_{1w}}{\delta_{1w} + \delta_{2w}} \phi_P \quad (3.53)$$

Para o esquema Sou (*Upwind* de segunda ordem),  $\phi_w$  é extrapolada a partir de  $\phi_W$  e  $\phi_{WW}$

$$\phi_w = \frac{\delta_{3w}}{\delta_{3w} - \delta_{1w}} \phi_W + \frac{\delta_{1w}}{\delta_{3w} - \delta_{1w}} \phi_{WW} \quad (3.54)$$

No esquema Quick, a aproximação é feita a partir de um polinômio de segundo grau na forma

$$\phi_w = a_0 + a_1(x - x_P) + a_2(x - x_P)(x - x_W) \quad (3.55)$$

satisfazendo as seguintes condições

$$\begin{aligned} x = x_P &\rightarrow \phi_w = \phi_P \\ x = x_W &\rightarrow \phi_w = \phi_W \\ x = x_{WW} &\rightarrow \phi_w = \phi_{WW} \end{aligned} \quad (3.56)$$

as quais permitem determinar o valor dos coeficientes  $a_0$ ,  $a_1$  e  $a_2$ . Após alguma manipulação algébrica, obtém-se

$$\phi_w = \frac{\delta_{2w}}{\delta_{1w} + \delta_{2w}} \phi_W + \frac{\delta_{1w}}{\delta_{1w} + \delta_{2w}} \phi_P - \frac{\delta_{1w}\delta_{2w}}{(\delta_{1w} + \delta_{2w})(\delta_{2w} + \delta_{3w})} \left( \phi_P - \frac{\delta_{2w} + \delta_{3w}}{\delta_{3w} - \delta_{1w}} \phi_W + \frac{\delta_{1w} + \delta_{2w}}{\delta_{3w} - \delta_{1w}} \phi_{WW} \right) \quad (3.57)$$

Definindo os seguintes parâmetros geométricos

$$\alpha_{1w} = \frac{\delta_{2w}}{\delta_{1w} + \delta_{2w}}; \quad \beta_{1w} = \frac{\delta_{2w}}{\delta_{1w} + \delta_{2w}}; \quad q_w = \alpha_{1w} \frac{\delta_{2w}}{\delta_{2w} + \delta_{3w}} \quad (3.58)$$

a expressão para  $\phi_w$  com  $u_w > 0$  é

$$\phi_w = (1 - \alpha_{1w}) \phi_W + \alpha_{1w} \phi_P - q_w \left( \phi_P - (\beta_{1w} + 1) \phi_W + \beta_{1w} \phi_{WW} \right) \quad (3.59)$$

Analogamente, a correspondente expressão para  $u_w < 0$  é obtida na forma

$$\phi_w = +\alpha_{1w} \phi_W + (1 - \alpha_{1w}) \phi_P - q_w \left( \phi_W - (\beta_{1w} + 1) \phi_P + \beta_{1w} \phi_E \right) \quad (3.60)$$

Definindo as taxas de fluxo de massa ( $F = \rho u A$ ) na tradicional forma *Upwind*

$$F_w^+ = \frac{F_w + |F_w|}{2}; F_w^- = \frac{F_w - |F_w|}{2} \quad (3.61)$$

as expressões (3.59) e (3.60) podem ser agrupadas na forma

$$F_w \phi_w = \left[ (1 - \alpha_{1w}) \phi_W + \alpha_{1w} \phi_P - q_w (\phi_P - (\beta_{1w} + 1) \phi_W + \beta_{1w} \phi_{WW}) \right] F_w^+ \\ + \left[ \alpha_{1w} \phi_W + (1 - \alpha_{1w}) \phi_P - q_w (\phi_W - (\beta_{1w} + 1) \phi_P + \beta_{1w} \phi_E) \right] F_w^- \quad (3.62)$$

Para a face leste, a expressão correspondente é

$$F_e \phi_e = \left[ \alpha_{1e} \phi_E + (\alpha_{1e} - 1) \phi_P - q_e (\phi_E - (\beta_{1e} + 1) \phi_P + \beta_{1e} \phi_W) \right] F_e^+ \\ + \left[ (\alpha_{1e} - 1) \phi_E + \alpha_{1e} \phi_P - q_e (\phi_P - (\beta_{1e} + 1) \phi_E + \beta_{1e} \phi_{EE}) \right] F_e^- \quad (3.63)$$

A definição dos parâmetros  $\delta_{ie}$  ( $i=1,2,3$ ) podem ser obtidos a partir da Figura 3.3, e os parâmetros  $\alpha, \beta$  e  $q$  tomam a mesma forma dos mostrados em (3.58).

Para facilitar a implementação computacional, as equações (3.62) e (3.63) são expressas na tradicional forma *Upwind* mais um termo de correção atrasada. O termo extra de correção atrasada é tratado explicitamente como um termo fonte. Por exemplo, considerando apenas os fluxos na direção x, tem-se

$$F_e \phi_e = \phi_P F_e^+ + \phi_E F_e^- + (F \phi)_e^{dc} \quad (3.64)$$

$$F_w \phi_w = \phi_W F_w^+ + \phi_P F_w^- + (F \phi)_w^{dc} \quad (3.65)$$

onde os termos de correção atrasada “ $( )^{dc}$ ” tomam a forma

$$(F_e \phi_e)^{dc} = \left[ \alpha_{1e} \phi_E - \alpha_{1e} \phi_P - q_e (\phi_E - (\beta_{1e} + 1) \phi_P + \beta_{1e} \phi_W) \right] F_e^+ \\ + \left[ -\alpha_{1e} \phi_E + \alpha_{1e} \phi_P - q_e (\phi_P - (\beta_{1e} + 1) \phi_E + \beta_{1e} \phi_{EE}) \right] F_e^- \quad (3.66)$$

$$(F_w \phi_w)^{dc} = \left[ -\alpha_{1w} \phi_W + \alpha_{1w} \phi_P - q_w (\phi_P - (\beta_{1w} + 1) \phi_W + \beta_{1w} \phi_{WW}) \right] F_w^+ \\ + \left[ \alpha_{1w} \phi_W - \alpha_{1w} \phi_P - q_w (\phi_W - (\beta_{1w} + 1) \phi_P + \beta_{1w} \phi_E) \right] F_w^- \quad (3.67)$$

Chamando-se os respectivos termos entre colchetes das Eq. (3.66) e (3.67) por  $(\phi_w)^{dc}$  e  $(\phi_e)^{dc}$ , os valores interpolados de  $\phi_w$  e  $\phi_e$  tornam-se, respectivamente

$$\begin{cases} \phi_w = \phi_W + (\phi_w)^{dc}, & \text{se } u > 0 \\ \phi_w = \phi_P - (\phi_w)^{dc}, & \text{se } u < 0 \end{cases} \quad (3.68)$$

$$\begin{cases} \phi_e = \phi_p + (\phi_e)^{dc}, & \text{se } u > 0 \\ \phi_e = \phi_E - (\phi_e)^{dc}, & \text{se } u < 0 \end{cases} \quad (3.69)$$

Para códigos computacionais onde o esquema *Upwind* já está implementado, esta formulação é vantajosa, visto que apenas o termo de correção atrasada precisa ser implementado. Para o caso tridimensional, tem-se

$$(S)^{dc} = -(F\phi)_e^{dc} + (F\phi)_w^{dc} - (F\phi)_n^{dc} + (F\phi)_s^{dc} - (F\phi)_h^{dc} + (F\phi)_l^{dc} \quad (3.70)$$

Deve-se salientar que, devido ao uso da malha deslocada (“*staggered*”), os parâmetros relativos à malha  $\delta_{iw}$  e  $\delta_{ie}$  ( $i=1,2,3$ ) assumem valores diferentes, dependendo da variável associada a  $\phi$  ( $\phi = u, v, w, T$ ) e da direção considerada.

As equações (3.62) e (3.63), com os parâmetros dados em (3.58), definem a formulação do esquema Quick para malhas não uniformes. Entretanto, esta formulação é generalizada, pois modificando o parâmetro  $q$  obtém-se outros esquemas, conforme mostrado na Tabela 3.2.

Tabela 3.2 Parâmetro  $q$  que define o esquema de interpolação.

Esquema	$q_f$ ( $\mathbf{f}=\mathbf{w}, \mathbf{e}, \mathbf{n}, \mathbf{s}, \mathbf{h}, \mathbf{l}$ )
Diferença Central	$q_f = 0$
<i>Upwind</i> de Segunda Ordem (Sou)	$q_f = \alpha_{1f}$
Híbrido	$q_f = 0$ , se $Pe_f = 0$ $q_f = \max \left[ 0, \alpha_{1f} - \frac{1}{ Pe_f } \right]$ , se $Pe_f \neq 0$
Quick	$q_f = \alpha_{1f} \frac{\delta_{2f}}{\delta_{2f} + \delta_{3f}}$

Obs:  $Pe_f$  é o número de Peclet local na face considerada.

Conforme se observa, esta formulação apresenta flexibilidade e permite mudar facilmente de um esquema para outro. Segundo estudos realizados por Li e Baldacchino, 1995, dentre estes quatro esquemas, os esquemas Quick e o Híbrido são os que apresentam melhor precisão.

### 3.5 INFORMAÇÕES SOBRE AS SIMULAÇÕES REALIZADAS NESTE TRABALHO

Por apresentar melhor precisão, com erro de truncamento de terceira ordem, a reformulação do esquema Quick proposta por Hayase, 1992, com a extensão para malhas não uniformes, de Li e Rudmam, 1995, foi implementado no código computacional utilizado. Entretanto, testou-se este esquema apenas para as simulações tridimensionais dos reservatórios

cilíndricos horizontais, pois o mesmo foi implementado posteriormente às simulações bidimensionais realizadas. Entretanto, observou-se que para as simulações com presença de jatos de água quente ingressando no reservatório, o esquema Quick apresenta problemas na interpolação para volumes próximos do jato, que podem ser identificados pela presença de temperaturas com valores fisicamente inconsistentes (“overshoots”) em posições próximas a este jato. Este comportamento não é necessariamente uma surpresa, visto que é característico de esquema de alta ordem e são verificados em regiões onde ocorre mudança brusca de gradientes, tal como o caso do ingresso de um jato de água quente. Assim, utilizou-se este esquema apenas nas simulações tridimensionais do resfriamento de um reservatório cilíndrico horizontal, onde não ocorre a mudança brusca de gradientes, enquanto que nos demais casos utilizou-se o tradicional esquema *Power law*.

A integração das equações do problema transiente é realizada de forma totalmente implícita, em passos de tempo de 1 segundo. Este valor foi adotado através de um estudo de refinamento de malha e passo de tempo, que mostrou que para a malha adotada a diminuição do passo de tempo para valores inferiores a 1 segundo não altera a solução. Em cada passo aplica-se um processo iterativo até que seja atingido o critério que o máximo resíduo de massa ( $S_{\text{máx}}$ ) seja menor do que  $10^{-6}$ . Para a equação da energia o critério de parada do processo iterativo é

$$\left[ \frac{T^t - T^{t-1}}{T^t} \right] \leq 10^{-6}.$$

### 3.6 INCORPORAÇÃO DAS CONDIÇÕES DE CONTORNO PARA A EQUAÇÃO DA ENERGIA

A Figura 3.1 abaixo mostra as direções radial e axial de um cilindro com a decomposição da taxa de fluxo de calor nas respectivas direções.

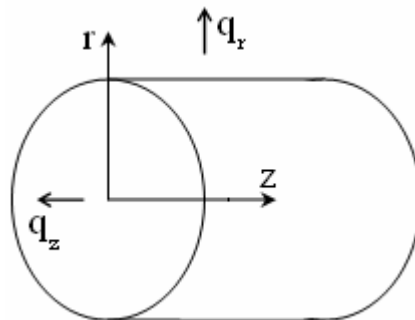


Figura 3.4 – Decomposição da taxa de fluxo de calor nas direções radial e axial de um cilindro.



Em coordenadas cilíndricas as condições de contorno da equação da energia, que consideram o fluxo de calor prescrito nas fronteiras  $r$  e  $z$  são expressas de forma diferente.

### 3.6.1 FRONTEIRA RADIAL DO RESERVATÓRIO

Para sistemas radiais em regime permanente, o produto  $q''_r r$  é constante. A Figura 3.5 mostra as grandezas que participam do cálculo do fluxo de calor num volume em coordenadas cilíndricas, considerando a transferência de calor por condição de contorno de terceira espécie, com  $h$  e  $T_\infty$  prescritos. O volume em questão é tridimensional, sendo que a terceira dimensão  $\Delta z$  não aparece na figura para não sobrecarregá-la.

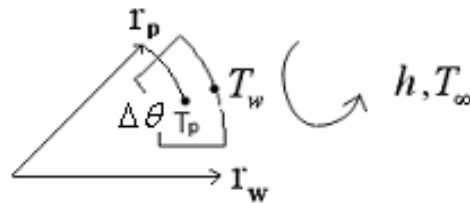


Figura 3.5 – Grandezas envolvidas no cálculo do fluxo de calor radial.

Nesta figura  $T_\infty$  representa a temperatura ambiente,  $T_w$  a temperatura na fronteira do volume de controle na interface com o ambiente,  $T_p$  representa a temperatura no interior do volume,  $r_p$  e  $r_w$  as distâncias radiais da origem até os pontos  $p$  e  $w$ , respectivamente, e  $k_p$  a condutividade térmica do volume  $p$ .

O fluxo de calor no ponto  $w$  é calculado a partir das seguintes igualdades

$$q''_w r_w = h r_w (T_w - T_\infty) \quad (3.71)$$

$$q''_w r_w = \frac{k_p (T_p - T_w)}{\ln \left( \frac{r_w}{r_p} \right)} \quad (3.72)$$

De onde se obtém, respectivamente, as seguintes expressões

$$\frac{q''_w}{h} = T_w - T_\infty \quad (3.73)$$

$$\frac{q''_w r_w \ln \left( \frac{r_w}{r_p} \right)}{k_p} = T_p - T_w \quad (3.74)$$

Somando as duas últimas equações obtém-se

$$\frac{q_w''}{h} + \frac{q_w'' r_w \ln\left(\frac{r_w}{r_p}\right)}{k_p} = T_p - T_\infty \quad (3.75)$$

Pondo em evidencia o termo  $q_w''$ , resulta

$$q_w'' \left[ \frac{1}{h} + \frac{r_w \ln\left(\frac{r_w}{r_p}\right)}{k_p} \right] = T_p - T_\infty \quad (3.76)$$

Denotando

$$c_1 = \frac{1}{h} + \frac{r_w \ln\left(\frac{r_w}{r_p}\right)}{k_p} \quad (3.77)$$

reescreve-se a equação anterior na forma

$$q_w'' = \frac{T_p - T_\infty}{c_1} \quad (3.78)$$

De maneira análoga se obtém a expressão para o fluxo de calor no ponto  $p$ , ou seja,  $q_p''$

$$q_p'' = \frac{T_p - T_\infty}{c_2} \quad (3.79)$$

onde a constante  $c_2$  vale

$$c_2 = \frac{r_p}{h r_w} + \frac{r_p \ln\left(\frac{r_w}{r_p}\right)}{k_p} \quad (3.80)$$

Para calcular a temperatura na fronteira radial, considere-se a igualdade

$$h r_w (T_w - T_\infty) = \frac{k_p (T_p - T_w)}{\ln\left(\frac{r_w}{r_p}\right)} \quad (3.81)$$

Resolvendo para  $T_w$ , após alguma manipulação algébrica obtém-se

$$T_w = \frac{c_3 T_\infty + T_p}{1 + c_3} \quad (3.82)$$

onde a constante  $c_3$ , vale

$$c_3 = \frac{h r_w \ln \left( \frac{r_w}{r_p} \right)}{k_p} \quad (3.83)$$

Para a implementação desta condição de contorno isola-se termicamente a fronteira ( $r_w$ ), e extrai o calor que é perdido na fronteira diretamente no ponto  $p$ . Entretanto, como  $q_w'' r_w = q_p'' r_p$  e o volume de cada elemento do domínio discretizado é calculado pela relação  $(r_p \Delta \theta) \cdot \Delta r \cdot \Delta z$ , o fluxo de calor que deve ser considerado no arco  $s_p = r_p \Delta \theta$ , ou seja,  $q_p''$  (e não no arco  $s_w = r_w \Delta \theta$ ), calculado pela Eq. (3.79). Assim, para estes volumes da fronteira radial escreve-se um termo fonte, na forma

$$S_p^T = \frac{q_p''}{\Delta r} \quad (3.84)$$

onde de acordo com a Figura 3.5,  $A_p = r_p \Delta \theta \Delta z$  e  $V_p = r_p \Delta \theta \Delta z \Delta r$ .

### 3.6.2 FRONTEIRAS AXIAIS DO RESERVATÓRIO

Considere-se agora o cálculo do fluxo de calor e da temperatura na parede na direção axial. A Figura 3.6 mostra as variáveis envolvidas no cálculo do fluxo de calor através de um volume de fronteira. Novamente salienta-se que o volume apresentado é tridimensional, sendo que a terceira dimensão  $\Delta \theta$  não aparece na figura para não sobrecarregá-la.

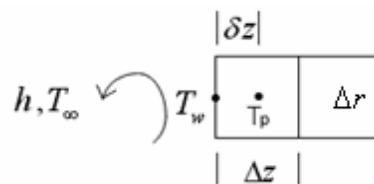


Figura 3.6 – Variáveis envolvidas no cálculo do fluxo de calor na direção axial.

Na direção axial (em  $z$ ), tem-se as seguintes igualdades

$$q_w'' = h (T_w - T_\infty) \quad (3.85)$$

$$q_w'' = k_p \frac{(T_p - T_w)}{\delta z} \quad (3.86)$$

onde  $\delta z$  representa a distância entre os pontos  $p$  e  $w$ . De maneira análoga ao procedimento anterior, mostrado para o fluxo na direção radial, obtém-se

$$q_w'' = \frac{(T_p - T_\infty)}{c_4} \quad (3.87)$$

onde

$$c_4 = \frac{1}{h} + \frac{\delta z}{k_p} \quad (3.88)$$

Para o cálculo da temperatura na parede, parte-se da igualdade

$$h (T_w - T_\infty) = k_p \frac{(T_p - T_w)}{\delta z} \quad (3.89)$$

Resolvendo para  $T_w$ ,

$$T_w = \frac{c_5 T_\infty + T_p}{1 + c_5} \quad (3.90)$$

onde a constante vale

$$c_5 = \frac{h \delta z}{k_p} \quad (3.91)$$

Para a implementação desta condição de contorno isola-se termicamente a fronteira ( $z_w$ ), e extrai-se o calor perdido na fronteira diretamente no ponto  $p$ . Na direção axial  $q_w'' = q_p''$ , de forma que o fluxo de calor que deve ser extraído no ponto  $p$  é  $q_w'' A_w$ , calculado pela Eq. (3.87). Da mesma forma que o caso anterior, relativo a fronteira radial, também aqui deve-se dividir pelo volume do volume de controle da fronteira, para ficar consistente com a equação resolvida pelo programa, de forma que o termo fonte é escrito como

$$S_p^T = \frac{q_w''}{\Delta z} \quad (3.92)$$

onde, de acordo com a Figura 3.6,  $A_w = r_p \Delta r \Delta \theta$  e  $V_p = r_p \Delta r \Delta \theta \Delta z$ .

### 3.7 GERAÇÃO DA MALHA

Quando se deseja um refinamento não uniforme da malha, pode utilizar equações baseadas no comportamento da função tangente hiperbólica. Por exemplo, para uma

discretização da dimensão R com progressivo refinamento na direção radial  $r$ , pode-se utilizar a equação

$$r_j = R \left\{ \tanh \left[ \alpha_r \left( 2 \frac{j-2}{m-2} \right) \right] / \tanh(-\alpha_r) \right\} \quad (3.93)$$

onde  $2 \leq j \leq m$ , sendo  $m$  o número de volumes desejados mais dois e  $\alpha_r$  um coeficiente de refinamento. Evidentemente, se for desejado um refinamento decrescente, basta o uso de um artifício algébrico posterior para inverter a direção do refinamento.

Por outro lado, para discretizar a dimensão Z forma simétrica nos dois extremos do intervalo, pode-se utilizar a equação

$$z_i = Z \left\{ -0,5 \tanh \left[ \alpha_z \left( 2 \frac{i-2}{N-2} - 1 \right) \right] / \tanh(-\alpha_z) + 0,5 \right\} \quad (3.94)$$

onde  $2 \leq i \leq N$ , sendo  $N$  é o número de volumes desejados na direção z mais dois e  $\alpha_z$  é o coeficiente de refinamento.

Em muitas situações, porém, um refinamento simétrico da malha não é a melhor escolha. Assim fez-se uma modificação na equação anterior para se obter refinamentos com taxas diferentes nas duas extremidades do intervalo, através da inclusão de um fator linear multiplicativo, que pode variar no intervalo  $[0, 1]$ , dependendo da escolha do coeficiente  $a$  na faixa  $[0, 1]$ . A equação modificada tem a forma

$$f_i = a \left( \frac{i-2}{N-2} \right) + (1-a) \quad (3.95)$$

$$r_i = R_{\text{int}} \cdot f_i \cdot \left\{ -0,5 \tanh \left[ \alpha_r \left( 2 \frac{(i-2)}{(N-2)} - 1 \right) \right] / \tanh(-\alpha_r) + 0,5 \right\} \quad (3.96)$$

Assim, têm-se agora dois parâmetros,  $a$  e  $\alpha_r$  que podem ser usados para alterar o refinamento da malha nas duas extremidades, porém com a vantagem de conseguir refinamentos com taxas diferentes nas duas extremidades do intervalo.

O gráfico da Figura 3.7 apresentam algumas possibilidades de discretização do domínio geradas pela equação (3.96). Neste exemplo foi fixado o parâmetro  $\alpha_r=2,0$  e calculados os perfis de refinamento para os valores de  $a=1$ ,  $a=2/3$ ,  $a=1/3$  e  $a=0$ , com o contador  $i$  variando de 2 a 40.

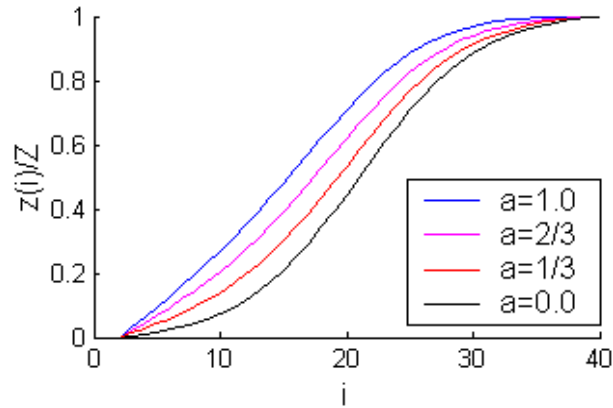


Figura 3.7 - - Perfis de refinamento para valores diversos dos parâmetros  $a$  e  $\alpha$ .

Quando  $a=1,0$  a variação da taxa de refinamento ocorre apenas em uma das extremidades do domínio. Quando  $a=2/3$  já ocorre variação nos dois extremos, porém no extremo à direita esta variação é pouco acentuada. Quando  $a=1/3$  a variação da taxa de refinamento à direita já é mais acentuada. Finalmente, para  $a=0,0$  o perfil é exatamente o mesmo que seria obtido através da equação (3.94), com igual refinamento nos dois extremos.

A Figura 3.8 apresenta duas malhas obtidas através do uso da equação anterior, semelhantes as que serão usadas neste trabalho.

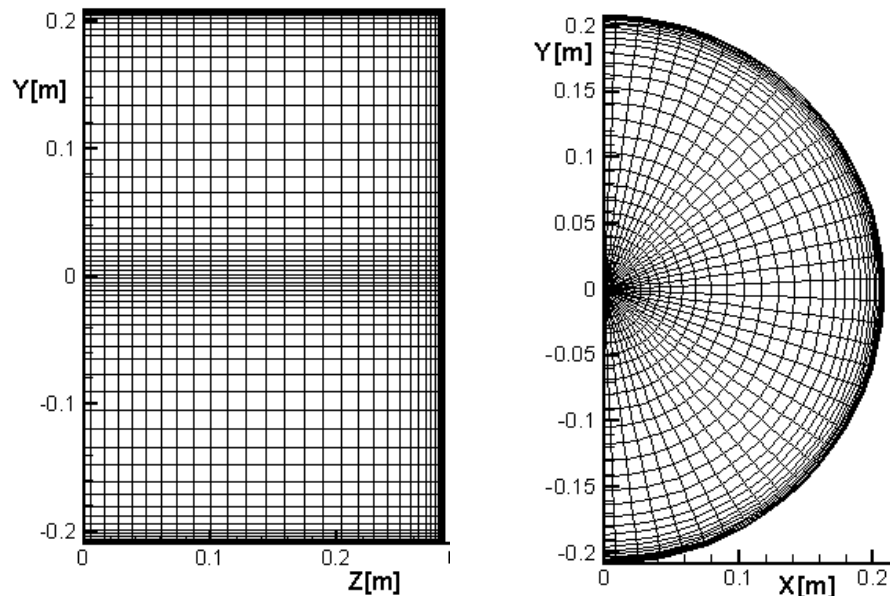


Figura 3.8 - Exemplos de malhas geradas através do uso da equação (3.96).

Na malha da esquerda, na direção  $z$ , foi utilizado um maior refinamento na região à direita. Na malha da direita, na direção radial, foi utilizado um maior refinamento na região próxima do raio máximo.

### 3.8 CONSIDERAÇÕES SOBRE A GERAÇÃO DOS GRÁFICOS

O procedimento utilizado para a geração dos gráficos depende do software utilizado e do sistema de coordenadas em que os cálculos foram realizados. Para softwares que utilizam por *default* o sistema de coordenadas cartesianas, como é o caso do Tecplot, é conveniente que os dados para a geração dos gráficos também sejam gerados no mesmo sistema de coordenadas. Para gráficos tridimensionais, dependendo do software, a opção de coordenadas cartesianas é a única disponível. Assim, para simulações geradas em coordenadas cilíndricas, é conveniente efetuar a transformação dos dados de saída para o sistema cartesiano.

Como exemplo desta situação considere-se o campo de velocidades tridimensional gerado no sistema de coordenadas cilíndricas. Para passar as componentes do vetor velocidade, do sistema de coordenadas cilíndricas para o sistema de coordenadas cartesianas, se aplica a seguinte transformação linear

$$\begin{bmatrix} u \\ v \\ w \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{\pi}{2} + \theta\right) & -\text{sen}\left(-\frac{\pi}{2} + \theta\right) & 0 \\ \text{sen}\left(\frac{\pi}{2} + \theta\right) & \cos\left(-\frac{\pi}{2} + \theta\right) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} V_\theta \\ V_r \\ V_z \end{bmatrix} \quad (3.97)$$

que corresponde a uma rotação do vetor  $(V_\theta, V_r, V_z)$  por um ângulo  $\left(\frac{\pi}{2} + \theta\right)$ , medido entre o raio e o eixo polar.

## 4 SIMULAÇÕES BIDIMENSIONAIS

A fim de validar o código computacional bidimensional que foi desenvolvido preliminarmente, foram inicialmente resolvidos dois problemas de cavidade cilíndrica. O primeiro é apresentado por Huang, 1987, e o segundo por Oliveski et al., 2000, 2003.

### 4.1 O CASO INVESTIGADO POR HUANG

#### 4.1.1 PROBLEMA FÍSICO

Huang, 1987, estudou a convecção natural laminar estacionária em cavidade cilíndrica vertical para  $10^2 \leq Ra \leq 10^5$  e  $1 \leq Pr \leq 200$ . O domínio de cálculo para as coordenadas adimensionalizadas  $(\xi, \eta)$  bem como as condições de contorno empregadas são mostrados na Figura 4.1.

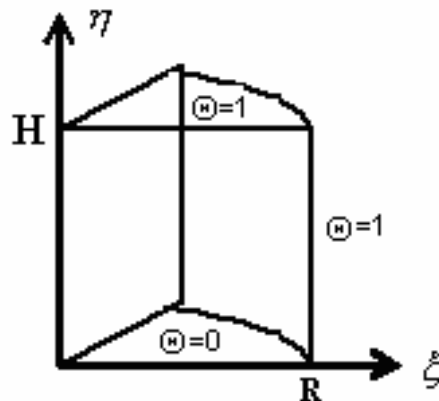


Figura 4.1 - Esquema físico do problema estudado por Huang.



#### 4.1.2 PROBLEMA MATEMÁTICO

O sistema de equações e as respectivas condições de contorno, em coordenadas cilíndricas, escrito na forma adimensional são:

Equação de continuidade:

$$\frac{\partial U}{\partial \xi} + \frac{U}{\xi} + \frac{\partial V}{\partial \eta} = 0 \quad (4.1)$$

Equações de quantidade de movimento:

$$U \frac{\partial U}{\partial \xi} + V \frac{\partial U}{\partial \eta} = -\frac{\partial P^*}{\partial \xi} + \frac{\partial U^2}{\partial \xi^2} + \frac{1}{\xi} \frac{\partial U}{\partial \xi} - \frac{U}{\xi^2} + \frac{\partial U^2}{\partial \eta^2} \quad (4.2)$$

$$U \frac{\partial V}{\partial \xi} + V \frac{\partial V}{\partial \eta} = Gr\Theta - \frac{\partial P^*}{\partial \eta} + \frac{\partial V^2}{\partial \eta^2} + \frac{1}{\xi} \frac{\partial V}{\partial \xi} + \frac{\partial V^2}{\partial \eta^2} \quad (4.3)$$

onde as variáveis adimensionais são

$$\xi = \frac{r}{R}; \quad \eta = \frac{z}{H}; \quad U = \frac{uR}{\nu}; \quad V = \frac{vR}{\nu}; \quad P^* = \frac{p}{\left(\frac{\nu}{R}\right)^2 \rho}; \quad \Theta = \frac{T - T_c}{T_h - T_c}; \quad Gr = \frac{\rho^2 \beta R^3 (\Delta T) g}{\mu^2}$$

sendo  $T_h$  a temperatura da região mais quente e  $T_c$  a temperatura da região menos quente. As condições de contorno são

$$\xi = 0: \quad \frac{\partial U}{\partial \xi} = 0; \quad \frac{\partial V}{\partial \xi} = 0$$

$$\xi = 1: \quad U = 0; \quad V = 0$$

$$\eta = 0: \quad U = 0; \quad V = 0$$

$$\eta = 1: \quad U = 0; \quad V = 0$$

Equação da energia:

$$U \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} + V \frac{\partial \Theta}{\partial \eta} = \frac{1}{Pr} \left( \frac{\partial \Theta^2}{\partial \eta^2} + \frac{1}{\xi} \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} + \frac{\partial \Theta^2}{\partial \eta^2} \right) \quad (4.4)$$

sendo  $Pr = \frac{\nu}{\alpha}$ . As condições de contorno são

$$\xi = 0: \quad \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} = 0$$

$$\xi = 1: \Theta = 1$$

$$\eta = 0: \Theta = 0$$

$$\eta = 1: \Theta = 1$$

### 4.1.3 SIMULAÇÃO NUMÉRICA

Para analisar a convergência com relação ao refinamento da malha, Huang realizou os cálculos em duas malhas não-uniformes, de 21 x 21 e 41 x 41 volumes e traçou para algumas alturas fixas os perfis de temperatura ao longo do raio obtidos para, obtendo uma coincidência satisfatória nas duas malhas. Analisou também, no campo de velocidades, o ponto correspondente ao centro da recirculação.

Na Figura 4.2 são comparados os perfis de temperatura ao longo do raio obtidos por Huang (Figura 4.2a) com os obtidos utilizando o programa desenvolvido neste trabalho (Figura 4.2b) para o caso  $Gr=10^4$  e  $Pr=1$ . As curvas são referentes às posições axiais fixas  $z/H=0,252$ ,  $z/H=0,597$  e  $z/H=0,853$ .

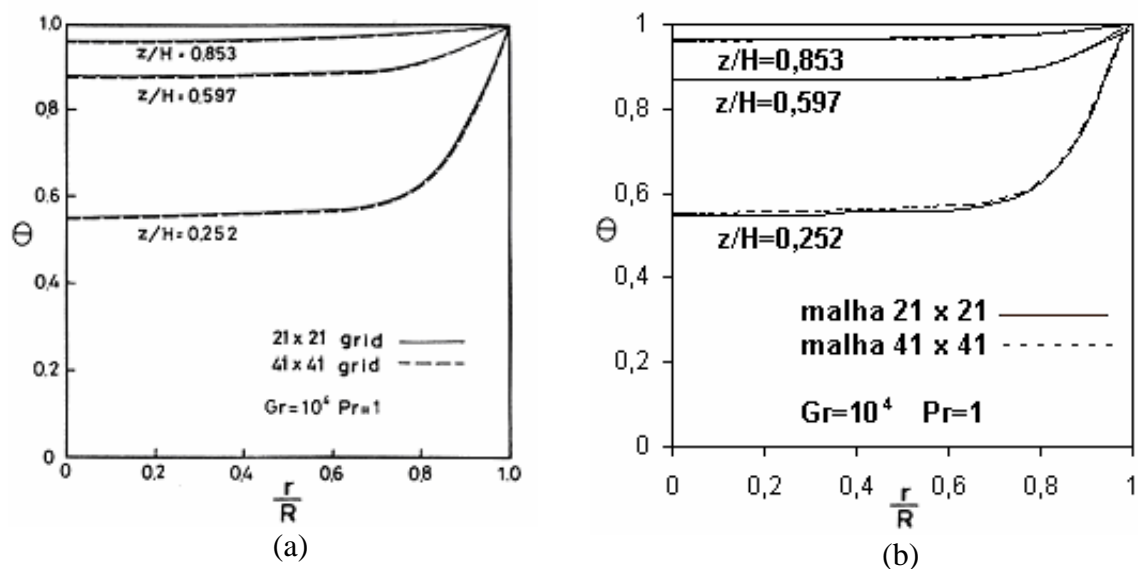


Figura 4.2 – Comparação dos perfis de temperatura para diversas posições.

Para as três curvas mostradas, verifica-se que o perfil obtido no presente trabalho está de acordo com o perfil obtido por Huang. Também se verifica que o refinamento da malha, de 21 x

21 para 41 x 41 volumes não alterou significativamente os resultados, conforme já havia sido obtido por Huang.

Apresenta-se na Figura 4.3 uma comparação dos campos de velocidade calculados para o caso  $Gr=10^4$ . Na Figura 4.3a mostra-se o campo de velocidade obtido por Huang e na Figura 4.3b mostra-se o campo obtido utilizando o programa desenvolvido neste trabalho.

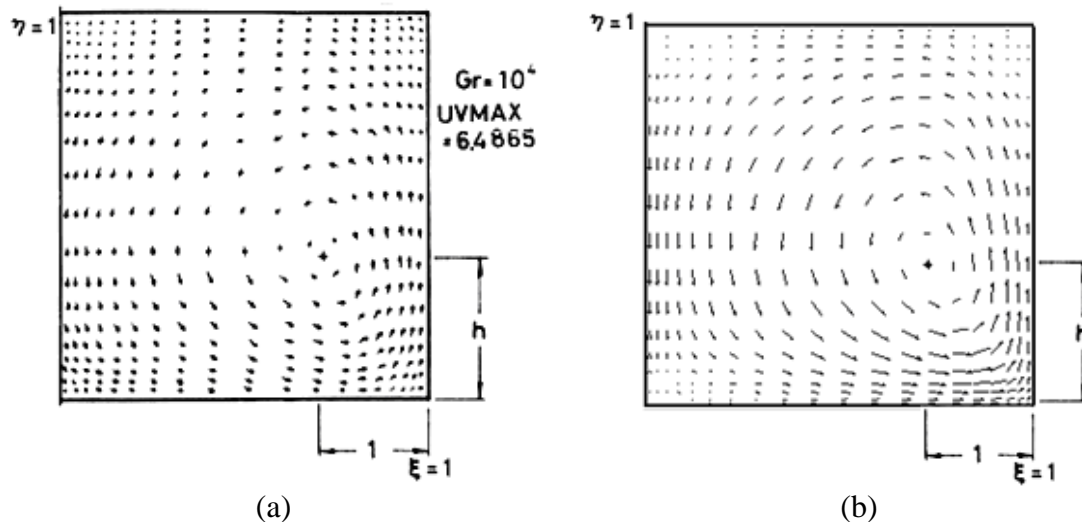


Figura 4.3 – Comparação dos campos de velocidade obtidos para o caso  $Gr=10^4$ .

Observa-se que a configuração geral do campo de velocidade é bastante semelhante entre as duas figuras, sendo que em ambas verifica-se que o centro da recirculação localiza-se praticamente na mesma posição, indicada pelo sinal “+”.

A coincidência satisfatória mostrada nas comparações apresentadas permite validar o código computacional bidimensional empregado neste trabalho.

## 4.2 O PROBLEMA INVESTIGADO POR OLIVESKI et al.

Oliveski et al., 2003, desenvolveram um estudo experimental e simulação numérica do processo de resfriamento de reservatórios térmicos verticais. A fim de ampliar a validação do código computacional bidimensional empregado neste trabalho utiliza-se o mesmo para resolver este problema e compara-se a solução obtida com os dados experimentais obtidos pelos pesquisadores citados.

## 4.2.1 MODELAMENTO

O reservatório tem internamente 0,57 m de altura e 0,21 m de raio, sendo esta região ocupada pela água. Lateralmente o reservatório é envolvido por uma camada de 25 mm de lã de vidro. Na parte inferior, existe uma base de madeira de 30 mm seguida de uma camada de lã de vidro de 90 mm. Na região superior, existe uma camada de poliestireno expandido de 10 mm seguida de uma camada de lã de vidro de 120 mm, conforme indicado na Figura 4.4.

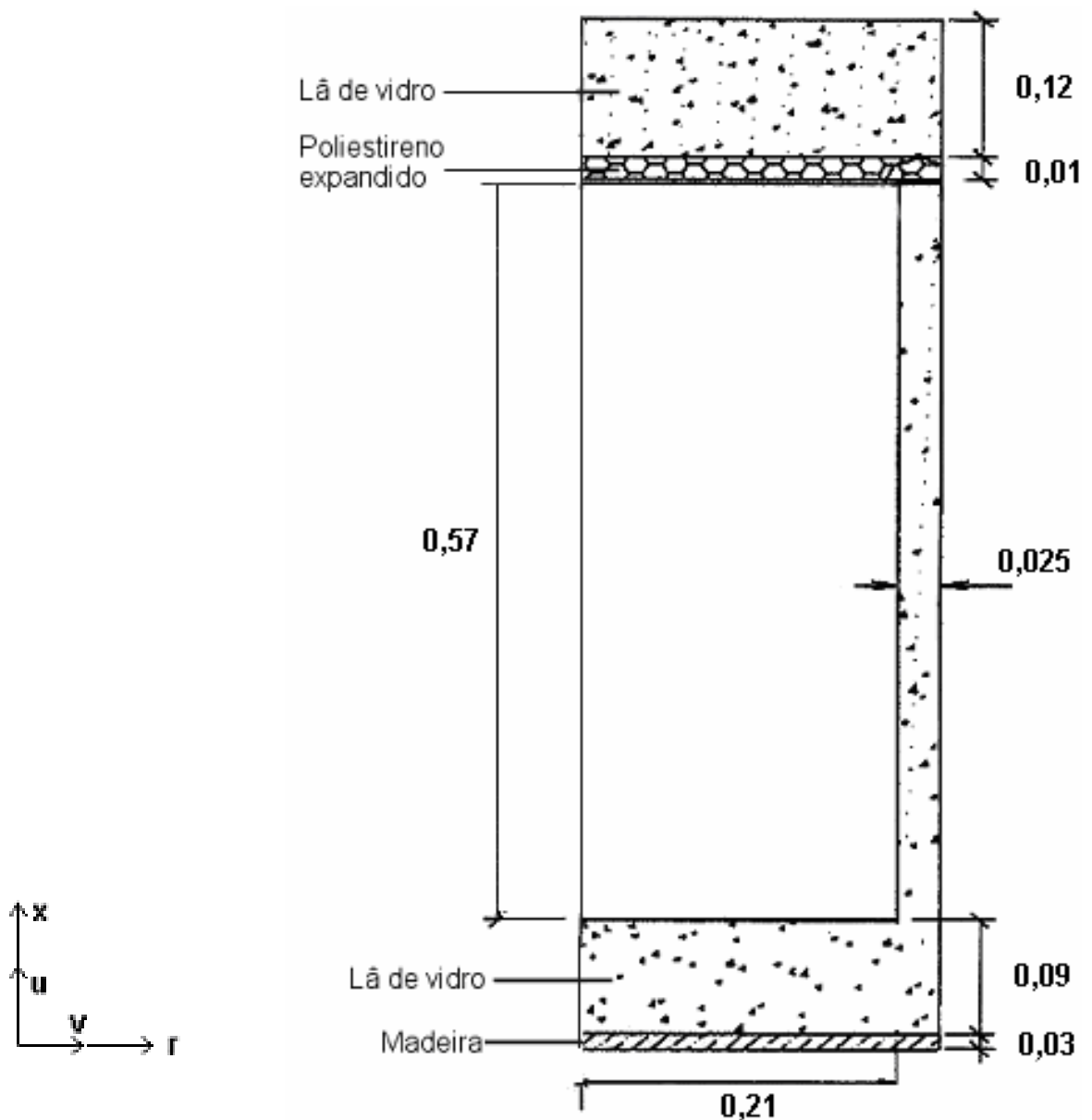


Figura 4.4 - Esquema do reservatório estudado, com indicação dos materiais e espessuras (dimensões em metros).

O modelo matemático para descrever o processo de resfriamento do reservatório, em coordenadas cilíndricas, é composto pelo seguinte sistema de equações diferenciais:

Equação de continuidade

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho r v) = 0 \quad (4.5)$$

Equações de quantidade de movimento

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u u) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho v u) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu \frac{\partial u}{\partial x}\right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}\left(r \frac{\partial}{\partial r}(\mu u)\right) + \rho g \quad (4.6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u v) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho v v) = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu \frac{\partial v}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\mu r v)\right) \quad (4.7)$$

com as seguintes condições iniciais

$$u = 0; v = 0 \text{ em todo domínio.}$$

e as seguintes condições de contorno

$$u = 0; v = 0 \text{ em toda região sólida (isolamento térmico).}$$

$$\frac{\partial u}{\partial r} = 0; v = 0 \text{ na linha de simetria (r=0).}$$

A equação da energia é

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho c_p T) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho c_p u T) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho c_p v T) = \frac{\partial}{\partial x}\left(k \frac{\partial T}{\partial x}\right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}\left(r k \frac{\partial T}{\partial r}\right) + S^T \quad (4.8)$$

com as seguintes condições iniciais (t=0)

$$T = T_{ini} \text{ na região do fluido (interior do reservatório)}$$

$$T = \frac{T_{ini} + T_{ext}}{2} \text{ na região sólida (isolamento térmico)}$$

e as seguintes condições de contorno

$$\frac{\partial T}{\partial r} = 0 \text{ na linha de simetria (r=0)}$$

$$h_{ext} \text{ e } T_{ext} \text{ prescritos nas faces externas.}$$

Na condição de contorno nas faces externas considera-se que o fluxo de calor para o ambiente pode ser modelado pela lei de Newton do resfriamento, na forma:

$$q'' = h_{ext} (T_w - T_{ext}) \quad (4.9)$$

onde  $h_{ext}$  é o coeficiente de transferência de calor combinado e  $T_w$  é a temperatura da face externa da parede. O coeficiente de transferência de calor utilizado é  $10 \text{ W/m}^2\text{K}$ , idêntico ao adotado por Oliveski et al. As propriedades físicas dos materiais que compõem o reservatório, tomadas na temperatura de  $50^\circ\text{C}$ , são mostradas na Tabela 4.1.

Tabela 4.1 – Propriedades físicas dos materiais que compõem o reservatório.

	Água	Aço	Lã de vidro	Madeira	Ar	Poliestireno
$\rho [\text{kg/m}^3]$	-	7978	200	416	1,205	1050
$k [\text{W/m}\cdot\text{K}]$	0,64	14,2	0,037	0,15	0,025	0,157
$c_p [\text{J/kg}\cdot\text{K}]$	4180	480	660	2720	1006	2300
$\mu [\text{kg/m}\cdot\text{s}]$	$5,397 \cdot 10^{-4}$	-	-	-	-	-

No programa a condição de velocidade nula na região do isolamento é alcançada aplicando-se viscosidade “infinita” ( $\mu=10^{50}$ ) em tais volumes. A condição de contorno da equação da energia nas faces externas ( $h$  e  $T_\infty$  prescritos) é aplicada conforme descrição feita no capítulo 2.

Seguindo o procedimento adotado por Oliveski et al., a massa específica da água em cada volume foi calculada na forma  $\rho = \rho(T)$  pelo seguinte polinômio ajustado a partir de dados obtidos na literatura

$$\rho = -3,4772 \cdot 10^{-3} \cdot T_{int}^2 + 1,8153 \cdot T_{int} + 7,6460 \cdot 10^2 \quad (4.10)$$

onde  $T_{int}$  (dado em Kelvin) é a temperatura média calculada para o interior do reservatório.

Na discretização do domínio de cálculo foi adotada uma malha não-uniforme, concentrando mais volumes nas regiões próximas às paredes, onde ocorrem os maiores gradientes. Conforme descrito no capítulo 2, utiliza-se na simulação numérica um passo de

tempo de 1 segundo. A malha adotado nas direções  $r$  e  $x$ , respectivamente, é de 93 x 96 volumes. Na direção radial são empregados 3 volumes para a região sólida, um volume para a camada da parede metálica e dois volumes para cada camada de lã de vidro. Na direção axial são empregados 6 volumes na região sólida, sendo um volume para a camada de madeira, dois volumes para cada camada de lã de vidro, um volume para a camada da parede metálica interna e um volume para a camada de poliestireno expandido.

#### 4.2.2 SOLUÇÃO NUMÉRICA

A simulação numérica realizada se refere a um experimento apresentado por Oliveski et al., 2003. Neste experimento, a água do reservatório é aquecida até uma temperatura de 82°C. A circulação forçada da água durante o processo de aquecimento garante no final um campo de temperatura aproximadamente uniforme. Após atingir a temperatura de 82°C, a água do reservatório fica em repouso, perdendo energia para o ambiente. A temperatura do ar ambiente foi monitorada durante o período de resfriamento e verificou-se que para este experimento ela variou linearmente ao longo das 10 primeiras horas, sendo modelada pela função linear  $T_{ext} = -\frac{t}{150} + 18$ , com  $t$  medido em minutos. Esta informação é fornecida ao programa como condição de contorno para a simulação do experimento.

Na Figura 4.5 apresenta-se o campo de temperatura no interior do reservatório (região ocupada pelo fluido) correspondente a um período de simulação de 5 horas. Observa-se a formação do perfil estratificado de temperatura, conforme descrito no trabalho por Oliveski *et al*, 2000. Além disto, verifica-se que esta estratificação ocorre apenas na região inferior e que na região superior a água se encontra a uma temperatura quase constante. Além disso, a análise mostrou que inicialmente a faixa da região estratificada aumenta com o passar do tempo. Entretanto, após atingir certo grau de estratificação, esta faixa fica praticamente constante no decorrer do tempo. O tempo para formar este perfil de estratificação e o grau desta estratificação

depende, dentre outras coisas, das características do reservatório e da diferença entre a temperatura no interior do reservatório e a temperatura ambiente.

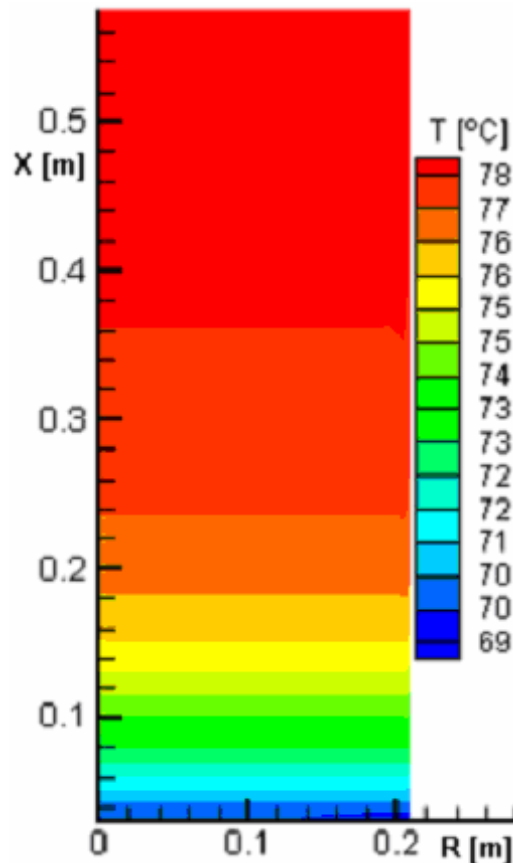


Figura 4.5 – Vista da solução numérica do campo de temperatura no interior do reservatório após 5h, para resfriamento partindo de um campo uniforme de 82°C.

Na Figura 4.6 apresenta-se o campo de velocidade no interior do reservatório correspondente a um tempo de 5 horas após o início do processo de resfriamento. Os valores numéricos da legenda, que correspondem ao esquema de cores, foram calculados tomando-se o módulo do vetor velocidade, ou seja,  $VEL = \sqrt{u^2 + v^2}$ .

Observa-se no campo de velocidade a formação da camada limite hidrodinâmica junto à parede lateral. Observa-se ainda na região superior do reservatório a formação de recirculações e a presença de um fluxo descendente junto à linha de simetria, conforme já havia sido descrito no trabalho de Oliveski *et al*, 2000.



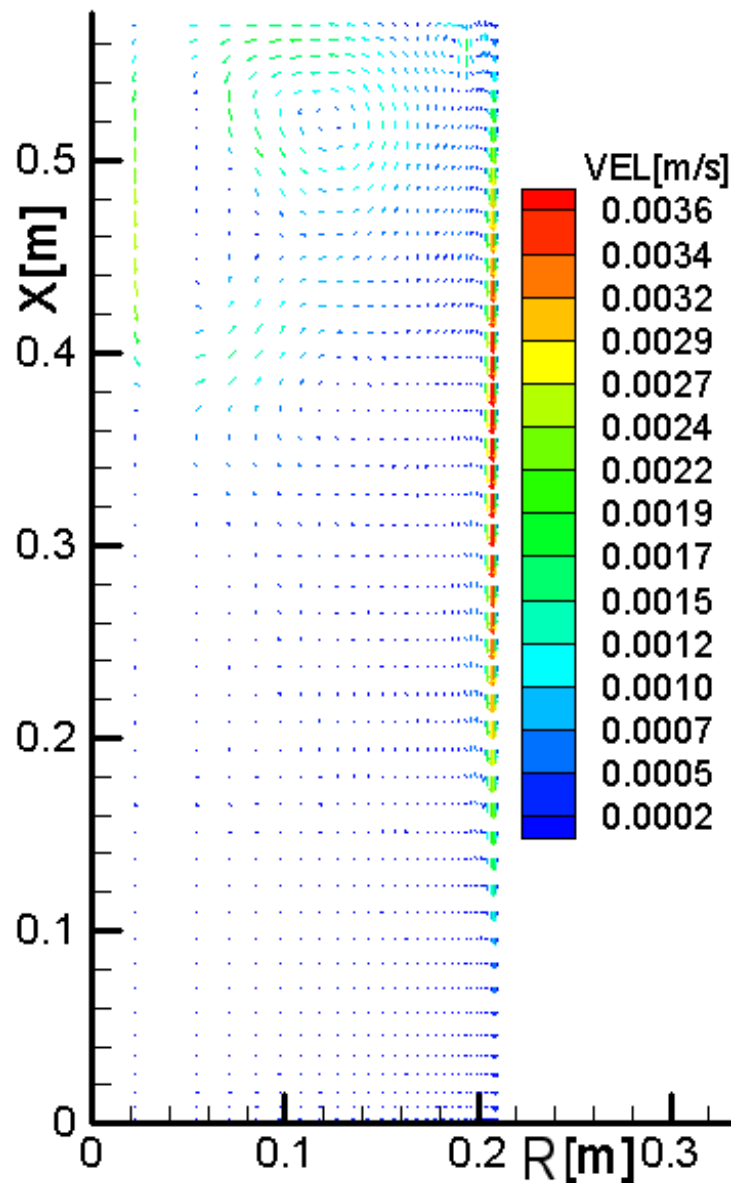


Figura 4.6 – Vista da solução numérica do campo de velocidade interior do reservatório após 5 horas, para resfriamento partindo de um campo de temperatura uniforme de 82°C.

Na Figura 4.7 apresenta-se uma comparação entre os resultados numéricos aqui obtidos com os experimentais obtidos por Oliveski *et al*, 2000.

Observa-se que a simulação numérica apresenta com boa coincidência com os dados experimentais nos 2/3 superiores da altura do reservatório. Entretanto, tal concordância não ocorre no 1/3 inferior. Estas discrepâncias entre o perfil obtido por simulação numérica com os perfis experimentais também foram observadas no trabalho realizado por Oliveski *et al*, 2000. Em seu trabalho, os autores concluíram que, devido ao fato que nesta região ocorre um

pronunciado aumento do gradiente térmico, existe a necessidade de um maior refinamento da malha. Acredita-se que a escolha de outro esquema de interpolação, ao invés do *Power Law* atualmente empregado, também poderia melhorar a aproximação da solução numérica com os dados experimentais.

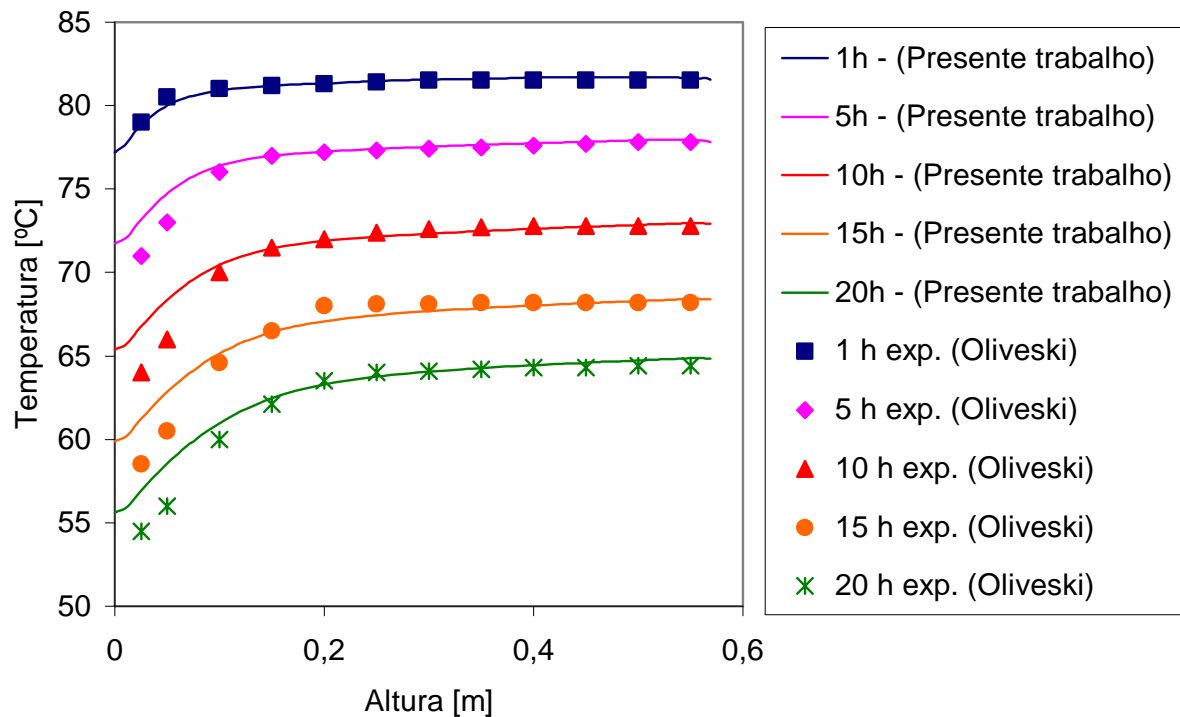


Figura 4.7 - Perfis de temperatura ao longo da linha de simetria. Dados numéricos obtidos no presente trabalho versus dados experimentais obtidos por Oliveski.

Apresenta-se na Figura 4.8 uma comparação entre os perfis de temperatura numéricos obtidos por Oliveski com os obtidos no presente trabalho.

Verifica-se que existe uma boa concordância entre as soluções numéricas apresentadas. As diferenças, ainda que pequenas, podem ser atribuídas a eventuais diferenças no refinamento da malha e nas propriedades físicas dos materiais que compõem o reservatório.

A boa concordância com os dados experimentais, somada com uma concordância ainda melhor com as soluções numéricas, somada com a concordância com a solução obtida para o problema resolvido por Huang, 1987, permite declarar como validado o código computacional utilizado neste trabalho.

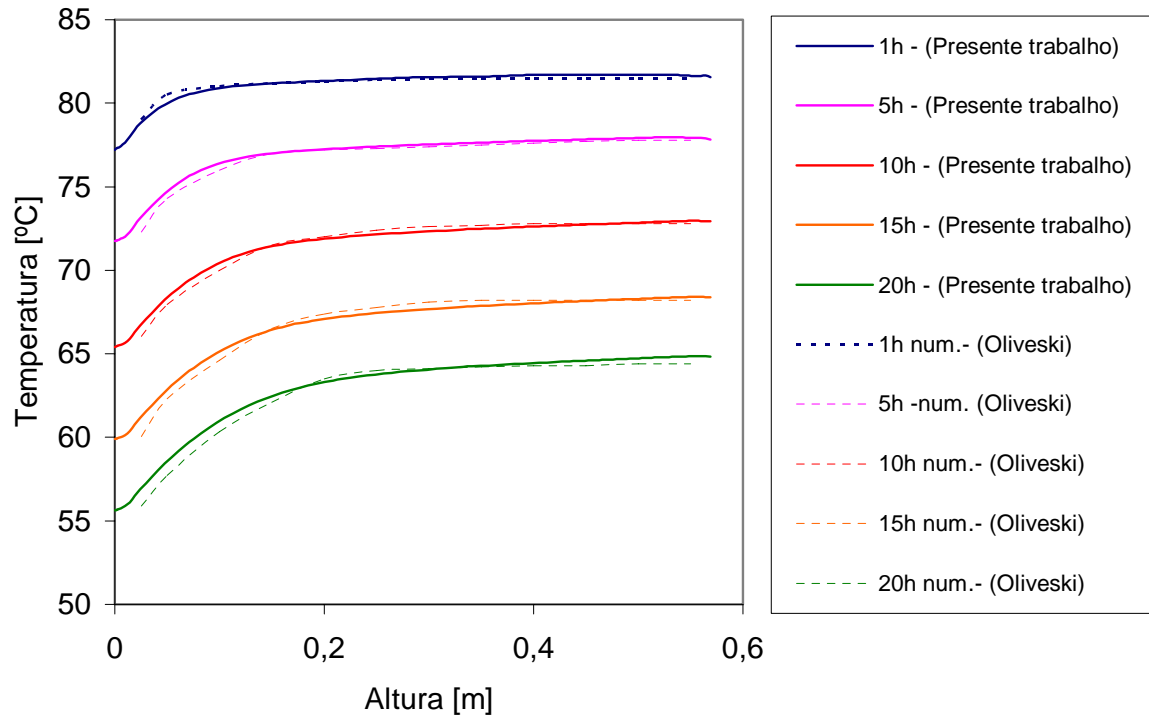


Figura 4.8 – Comparação dos perfis de temperatura obtidos numericamente.

#### 4.3 SIMULAÇÃO BIDIMENSIONAL DA PERDA DE CALOR EM RESERVATÓRIO CILÍNDRICO HORIZONTAL

O objetivo agora é estudar o problema da perda de calor em reservatórios cilíndricos horizontais através de simulação numérica bidimensional. Nesta abordagem inicial, tomam-se como dimensões principais as dimensões radial e angular do reservatório, o que equivale a considerar o armazenador cilíndrico horizontal longo o suficiente para que se possa desprezar os efeitos das paredes na direção axial.

A Figura 4.9 mostra as dimensões reservatório considerado. O raio interno foi tomado como 0,21m. A espessura da parede metálica é de 1 mm e a espessura do isolamento térmico é de 25 mm. A parede metálica é de aço inoxidável e o isolamento térmico é de lã de vidro, cujas propriedades podem ser vistos na Tabela 4.1. Considerando a linha de simetria vertical, se faz necessário simular apenas metade do domínio físico, conforme mostrado na Figura 4.9, à direita.

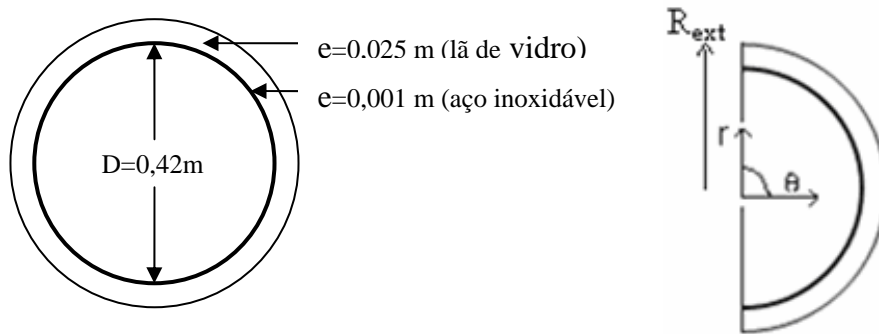


Figura 4.9 – Esquema do reservatório cilíndrico horizontal estudado, com indicação das espessuras consideradas e o domínio de cálculo.

Para esta simulação numérica considera-se que o reservatório esta preenchido com água a uma temperatura uniforme  $T_{int} = 50^{\circ}C$  e que a temperatura exterior permanece constante em  $T_{ext} = 15^{\circ}C$ .

As propriedades dos materiais envolvidos na simulação numérica são mostradas na Tabela 4.2.

Tabela 4.2- Propriedades termofísicas dos materiais mostrados na Figura 4.9.

	Água (50°C)	Aço (50°C)	Lã de vidro (50°C)
$\rho [kg / m^3]$	-	7978	200
$k [W / m \cdot K]$	0,64	14,2	0,037
$c_p [J / kg \cdot K]$	4180	480	660
$\mu [kg / m \cdot s]$	$5,397 \cdot 10^{-4}$	-	-

Para melhorar a precisão dos cálculos, os valores da massa específica da água ( $\rho_{\infty}$ ) e do coeficiente de expansão volumétrica da água ( $\beta$ ) são atualizados no programa a cada 1 minuto de simulação a partir da temperatura média no interior do reservatório. A massa específica é calculada a partir da equação (4.10) e o coeficiente de expansão volumétrica da água é calculado pela equação

$$\beta = -3,9686 \cdot 10^{-8} T_{int}^2 + 3,3101 \cdot 10^{-5} T_{int} - 6,0927 \cdot 10^{-3} \quad (4.11)$$

ambas ajustadas a partir de dados disponíveis em Bejan, 1995. Conforme indica a equação, o coeficiente  $\beta$  é calculado com base na temperatura média no interior do reservatório.

No sistema de coordenadas polares, usando a aproximação de Boussinesq para modelar as forças de empuxo, o problema pode ser descrito pelo seguinte sistema de equações:

Equação de continuidade

$$\frac{1}{r} \frac{\partial (r \rho_{\infty} V_r)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial (\rho_{\infty} V_{\theta})}{\partial \theta} = 0 \quad (4.12)$$

Equações de quantidade de movimento

$$\begin{aligned} & \frac{\partial (\rho_{\infty} V_{\theta})}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (\rho_{\infty} V_{\theta}^2)}{\partial \theta} + \frac{\rho_{\infty} V_{\theta} V_r}{r} + \frac{\partial (\rho_{\infty} V_{\theta} V_r)}{\partial r} = \\ & -\frac{1}{r} \frac{\partial p_H}{\partial \theta} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \mu \frac{\partial V_{\theta}}{\partial \theta} \right) + \frac{2}{r^2} \frac{\partial (\mu V_r)}{\partial \theta} + \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial (\mu r V_{\theta})}{\partial r} \right) - \rho_{\infty} \beta (T - T_{\infty}) g \sin \theta \end{aligned} \quad (4.13)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial (\rho_{\infty} V_r)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (\rho_{\infty} V_{\theta} V_r)}{\partial \theta} - \frac{\rho_{\infty} V_{\theta}^2}{r} + \frac{\partial (\rho_{\infty} V_r^2)}{\partial r} = \\ & -\frac{\partial p_H}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \mu \frac{\partial V_r}{\partial \theta} \right) - \frac{2}{r^2} \frac{\partial (\mu V_{\theta})}{\partial \theta} + \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial (\mu r V_r)}{\partial r} \right) + \rho_{\infty} \beta (T - T_{\infty}) g \cos \theta \end{aligned} \quad (4.14)$$

com as seguintes condições iniciais

$$V_{\theta} = 0; V_r = 0 \text{ em todo domínio}$$

e as seguintes condições de contorno

$$V_{\theta} = 0; V_r = 0 \text{ em toda a região sólida}$$

$$\frac{\partial V_r}{\partial \theta} = 0; V_{\theta} = 0 \text{ na linha de simetria } \theta=0 \text{ rad e } \theta=\pi \text{ rad}$$

$$V_{\theta} = 0; V_r = 0 \text{ em } r=0$$

A equação da energia é

$$\frac{\partial (\rho_{\infty} c T)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (\rho_{\infty} c V_{\theta} T)}{\partial \theta} + \frac{\partial (\rho_{\infty} c V_r T)}{\partial r} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( k \frac{\partial T}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r k \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (4.15)$$

com as seguintes condições iniciais

$$T = T_{ini} \text{ na região do fluido (interior do reservatório)}$$

$$T = \frac{T_{ini} + T_{ext}}{2} \text{ na região sólida (isolamento térmico)}$$

e as seguintes condições de contorno

$$\frac{\partial T}{\partial \theta} = 0 \text{ na linha de simetria } \theta=0 \text{ rad e } \theta=\pi \text{ rad}$$

$$\frac{\partial T}{\partial r} = 0 \text{ em } r=0$$

$h_{ext}$  e  $T_{ext}$  prescritos nas faces externas.

Segue-se utilizando o coeficiente de transferência de calor como  $10 \text{ W} / \text{m}^2 \text{K}$ .

#### 4.3.1 RESULTADOS DA SIMULAÇÃO NUMÉRICA

Na simulação utilizou-se uma malha de 40 x 40 volumes, sendo que na direção radial são usados um volume para discretizar a parede metálica e 2 volumes para discretizar a camada de isolamento térmico, mostrados na Figura 4.9.

A Figura 4.10 apresenta a configuração do campo da temperatura nos tempos de uma e cinco horas após o início do processo de resfriamento.

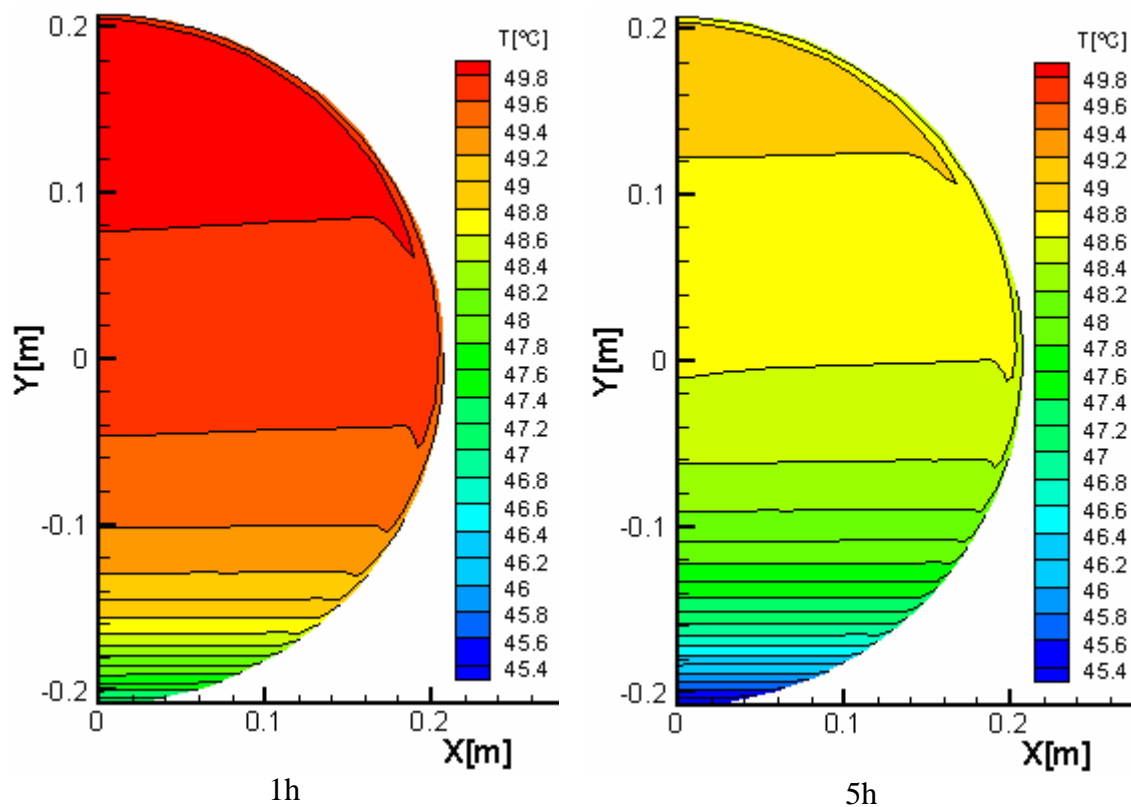


Figura 4.10 – Campo de temperatura para os tempos  $t=1\text{h}$  e  $t=5\text{h}$ .

Observa-se através do esquema de cores que o campo de temperatura, que inicialmente era uniforme em 50°C, após uma hora de resfriamento já se encontra estratificado, com os maiores gradientes localizados na parte inferior. Após 5 horas de resfriamento, observa-se que o perfil da estratificação é bastante semelhante à primeira hora. Em ambos os campos de temperatura mostrados na Figura 4.10 observa-se a formação da camada limite térmica próximo à parede, sendo esta mais espessa na região superior. Analisando-se em conjunto os campos de velocidade correspondentes, pode-se verificar que a maior espessura da camada limite térmica é acompanhada por uma maior espessura da camada limite hidrodinâmica, conforme mostra a Figura 4.11.

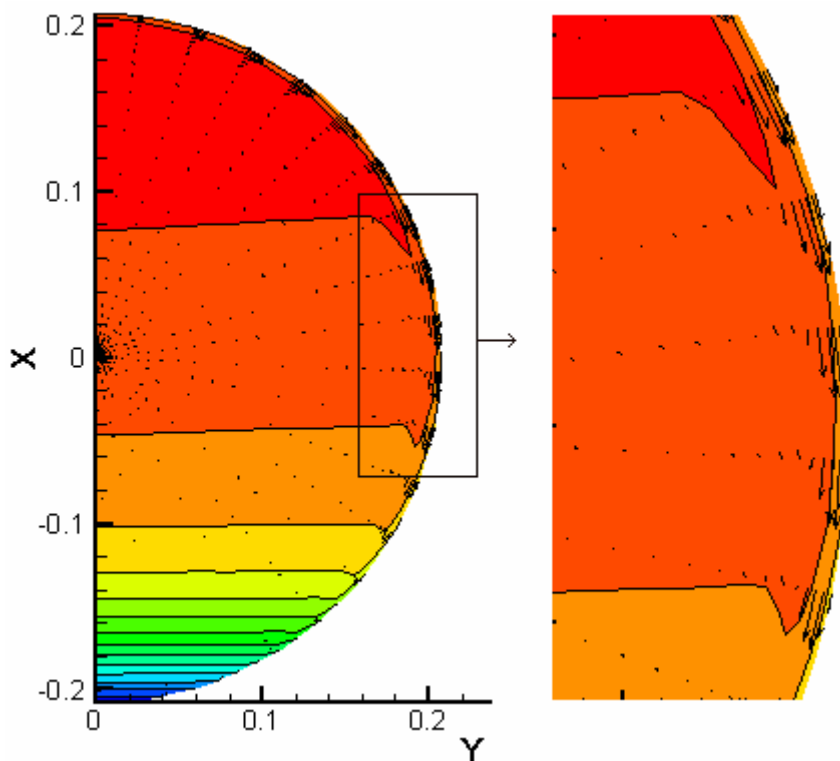


Figura 4.11 - Análise conjunta das camadas limite térmica e hidrodinâmica ( $t=1h$ ).

Finalmente apresenta-se na Figura 4.12 a evolução dos perfis de temperatura ao longo da linha de simetria, durante as 10 primeiras horas de simulação. Observa-se que a estratificação da temperatura ocorre principalmente na base do reservatório, conforme já se podia observar na Figura 4.10, e que o perfil ao longo do diâmetro é semelhante aos verificados em reservatórios

verticais, conforme se pode ver na Figura 4.7. Observa-se ainda que os perfis de temperatura ao longo do diâmetro apresentam uma pequena diminuição da temperatura na parte superior, próximo à parede, que naturalmente se deve à perda de calor para o ambiente.

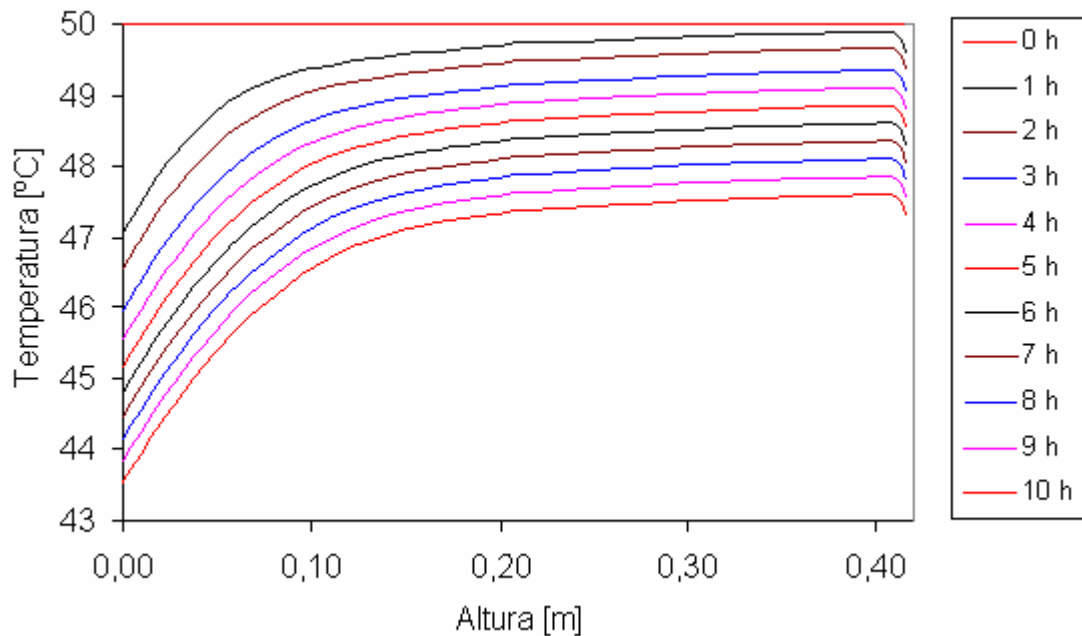


Figura 4.12 - Perfis de temperatura ao longo da linha de simetria, para 10 horas de resfriamento.

A fim de complementar a análise do comportamento térmico do reservatório simulado, a Figura 4.13 mostra o perfil do fluxo de calor em torno do cilindro. O ângulo  $\theta=0^\circ$  corresponde ao topo do reservatório e o ângulo  $\theta=180^\circ$  corresponde à base.

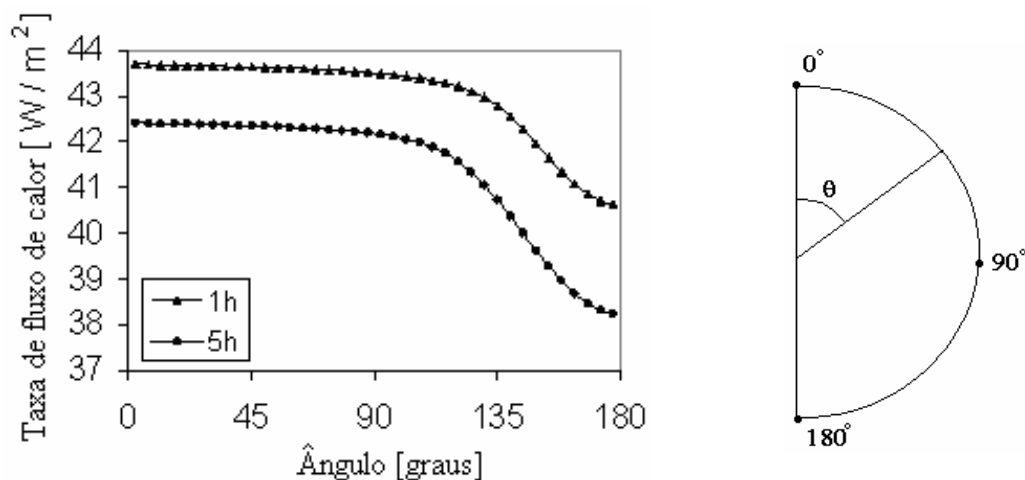


Figura 4.13 - Perfil do fluxo de calor em torno do cilindro.



Observa-se que a perda de calor ocorre em maior intensidade na região correspondente ao quadrante superior do reservatório ( $0 \leq \theta \leq 90$ ). Após 5 horas de simulação, o fluxo de calor reduziu, mas manteve a mesma forma apresentado no tempo de 1h.

A seguir na Figura 4.14 apresenta-se o campo de velocidade para o instante  $t=1h$ . Os valores numéricos da legenda, que correspondem ao esquema de cores, foram calculados tomando o módulo do vetor velocidade, ou seja,  $VEL = \sqrt{V_{\theta}^2 + V_r^2}$ .

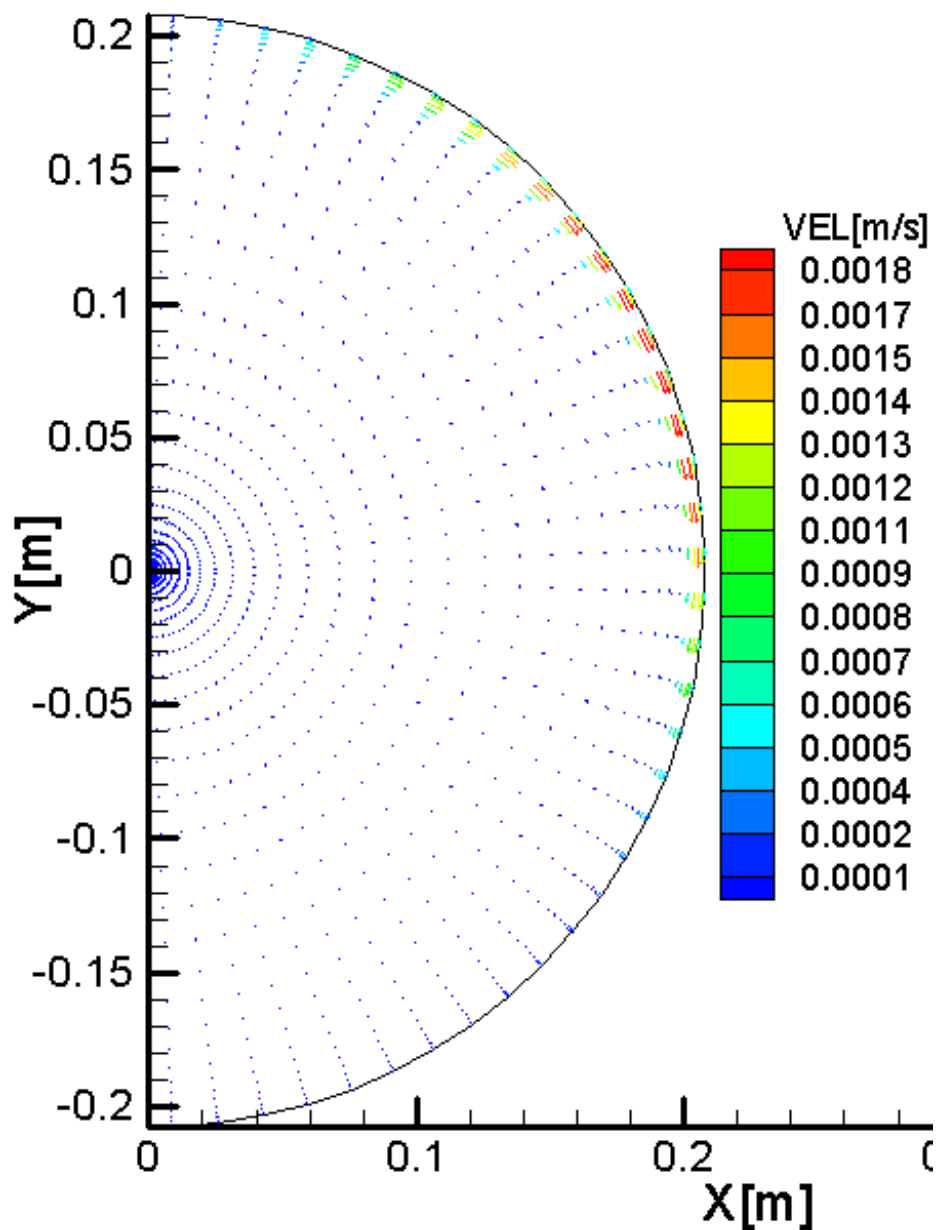


Figura 4.14 – Campos de velocidade para o tempo  $t=1h$ .

Através do esquema de cores, bem como através da visualização direta dos vetores velocidade, observa-se que a formação da camada limite hidrodinâmica próximo da parede, sendo esta mais intensa na metade superior.

Em adição ao campo de velocidades apresenta-se na Figura 4.15 as linhas de corrente para os instantes  $t=1h$  e  $t=5h$ .

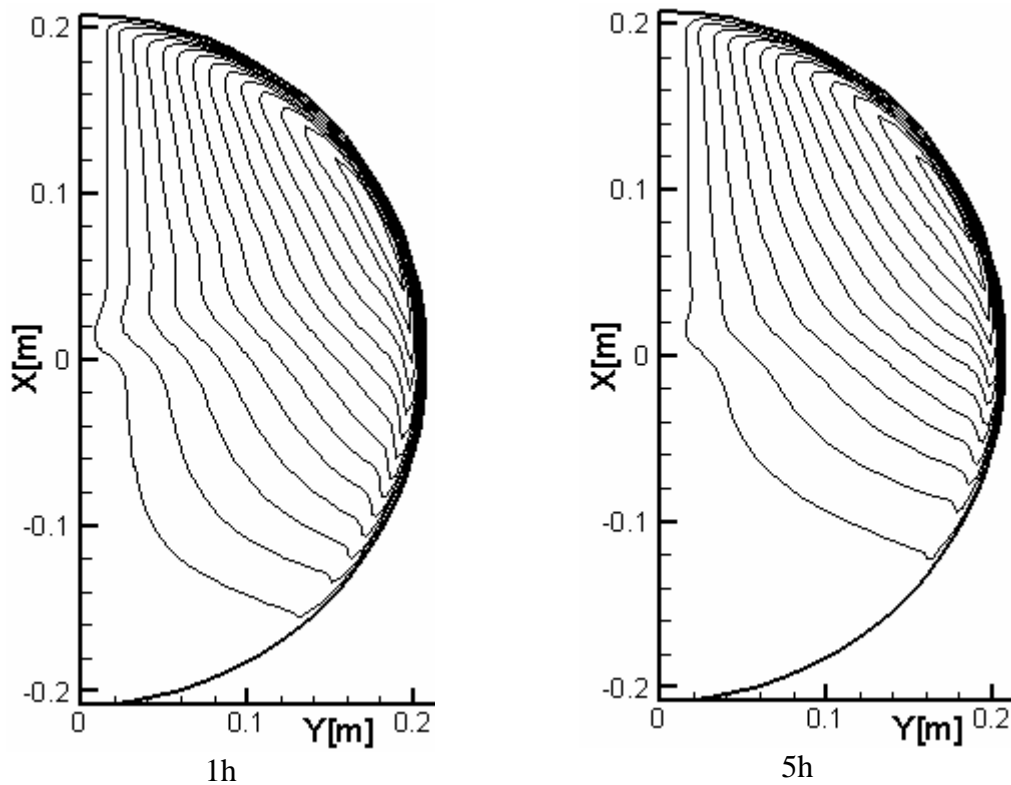


Figura 4.15 – Linhas de corrente para os instantes  $t=1h$  e  $t=5h$ .

Percebe-se que a região de maior movimento do fluido localiza-se nas proximidades da parede e que com o passar das primeiras horas de resfriamento, a região de maior movimento do fluido gradualmente passa a se localizar mais ao topo do reservatório. Além disso, comparando o gráfico do fluxo de calor mostrado na Figura 3.14 com o gráfico das linhas de corrente, constata-se que a região de maior fluxo de calor coincide com a região de maior movimento do fluido. Com relação a parte inferior do reservatório, verifica-se ainda que no decorrer das primeiras horas do processo de resfriamento, esta região vai gradualmente aumentando a estratificação da temperatura e conseqüentemente reduzindo a movimentação do fluido.

Ainda com relação à Figura 4.15, com base na simetria do problema, observa-se que o escoamento no reservatório como um todo, simulado em duas dimensões apresenta basicamente duas recirculações, sendo uma no sentido horário (a direita) e outra no sentido anti-horário (a esquerda), e a ausência de recirculações secundárias.

## 5 SIMULAÇÕES TRIDIMENSIONAIS PRELIMINARES

No Capítulo 4 foram apresentadas simulações bidimensionais da convecção natural em reservatórios térmicos. Considerou-se um reservatório térmico na forma cilíndrica e desenvolveu as simulações para dois casos distintos. Primeiro foi considerado o reservatório na posição vertical e desenvolvido o estudo em coordenadas cilíndricas. Em seguida o reservatório foi considerado na posição horizontal e o modelamento bidimensional foi então desenvolvido em coordenadas polares.

Para o primeiro caso, a aproximação bidimensional é adequada em decorrência da simetria que existe na direção angular. Dessa forma acredita-se que a simulação bidimensional pode reproduzir satisfatoriamente as características da convecção natural em reservatórios cilíndricos verticais.

Por outro lado, quando o reservatório cilíndrico é considerado na posição horizontal (deitado), a aproximação bidimensional só seria adequada tomando como hipótese a dimensão axial infinita, o que evidentemente não é o caso dos reservatórios térmicos usualmente empregados. Assim a simulação bidimensional não é satisfatória para reproduzir as características da convecção natural em reservatórios cilíndricos horizontais. Neste caso, portanto, se faz necessária a simulação tridimensional.

Neste Capítulo desenvolve-se uma modelagem matemática tridimensional da convecção natural em reservatórios térmicos. Para a simulação numérica utiliza-se uma extensão tridimensional do algoritmo de propósitos gerais desenvolvido por Patankar, 1980, que foi modificada para simular um problema transiente não-linear.

Neste Capítulo serão apresentadas simulações tridimensionais para três casos, assim numeradas:

4.1 - Simulação tridimensional da convecção natural em coordenadas cartesianas de um reservatório térmico na forma de um paralelepípedo.

4.2 - Simulação tridimensional da convecção natural em coordenadas cilíndricas de um reservatório térmico na forma de um cilindro vertical.

4.3 - Simulação tridimensional da convecção natural em coordenadas cilíndricas de um reservatório térmico na forma de um cilindro horizontal infinito em Z.

O principal objetivo destas simulações é validar este novo programa, agora em três dimensões, que será utilizado no Capítulo 6 para o estudo de um reservatório cilíndrico horizontal.

## 5.1 CONVECÇÃO NATURAL EM RESERVATÓRIO TÉRMICO NA FORMA DE UM PARALELEPÍPEDO

Como ponto de partida para a simulação tridimensional da transferência de calor para o exterior e da convecção natural em reservatórios térmicos, considera-se inicialmente um caso onde tal reservatório tem a forma de um paralelepípedo retangular. Uma vez que campos tridimensionais apresentam maior dificuldade de tratamento, a escolha desta geometria se justifica pela maior simplicidade, tanto sob o ponto de vista matemático (sistema de equações diferenciais), quanto sob o ponto de vista gráfico (visualização dos resultados).

### 5.1.1 DESCRIÇÃO DO PROBLEMA

Na Figura 5.1 apresenta-se um corte do reservatório simulado.

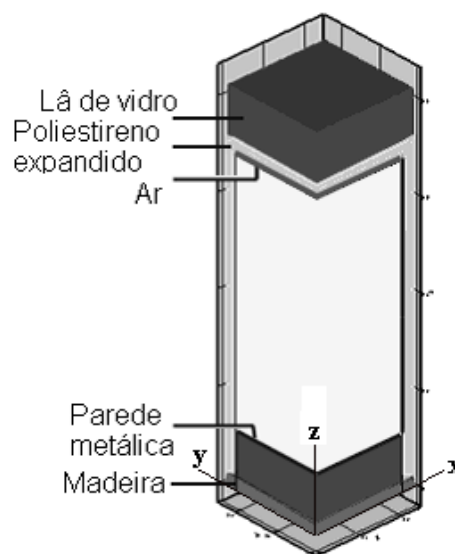


Figura 5.1- Esquema físico do reservatório térmico estudado em coordenadas retangulares

As espessuras das camadas nas direções x e y são iguais àsquelas apresentadas na Figura 4.4 para a direção radial. Na direção vertical, as espessuras das camadas também são iguais àsquelas mostradas na Figura 4.4. As propriedades dos materiais são aquelas mostradas na Tabela 3.1. O coeficiente de convecção adotado é de 10 W/K m<sup>2</sup>.

No instante inicial considera-se que o tanque contenha água a uma temperatura de 82°C e que a temperatura ambiente se conserve constante em 15°C durante o processo de resfriamento.

Considerando a simetria, o problema precisa ser simulado em apenas um quarto do seu domínio físico. Assim, na Figura 5.1, os planos x=0 e y=0 dividem o domínio físico ao meio e delimitam o domínio de calculo da simulação numérica.

Usando a aproximação de Boussinesq, o problema pode ser descrito pelo seguinte sistema de equações.

Equação de continuidade:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (5.1)$$

Equações de quantidade de movimento (nas direções x, y e z, respectivamente):

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho_{\infty}u) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho_{\infty}u^2) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho_{\infty}uv) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho_{\infty}uw) = \\ -\frac{\partial p_H}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu\frac{\partial u}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu\frac{\partial u}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\mu\frac{\partial u}{\partial z}\right) \end{aligned} \quad (5.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho_{\infty}v) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho_{\infty}uv) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho_{\infty}v^2) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho_{\infty}vw) = \\ -\frac{\partial p_H}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu\frac{\partial v}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu\frac{\partial v}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\mu\frac{\partial v}{\partial z}\right) \end{aligned} \quad (5.3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho_{\infty}w) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho_{\infty}uw) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho_{\infty}vw) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho_{\infty}w^2) = \\ -\frac{\partial p_H}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu\frac{\partial w}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu\frac{\partial w}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\mu\frac{\partial w}{\partial z}\right) + \rho_{\infty}\beta(T - T_{\infty})g \end{aligned} \quad (5.4)$$

Condições iniciais:

$$u = 0; v = 0; w = 0 \text{ para todo o domínio;}$$

Condições de contorno:

$$u=0, \frac{\partial v}{\partial x} = 0, \frac{\partial w}{\partial x} = 0 \text{ no plano } yz, \text{ com } x=0;$$

$$v=0, \frac{\partial u}{\partial y} = 0, \frac{\partial w}{\partial y} = 0 \text{ no plano } xz, \text{ com } y=0.$$

Na região sólida do tanque (parede metálica, isolamento, etc):  $u = 0; v = 0; w = 0$ .

Equação da energia:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho_{\infty} c_p T) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho_{\infty} c_p u T) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho_{\infty} c_p v T) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho_{\infty} c_p w T) = \\ \frac{\partial}{\partial x}\left(k \frac{\partial T}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(k \frac{\partial T}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(k \frac{\partial T}{\partial z}\right) + S^T \end{aligned} \quad (5.5)$$

Condições iniciais:

$T = T_{ini}$  na região do fluido (interior do reservatório)

$T = \frac{T_{ini} + T_{ext}}{2}$  na região sólida (isolamento térmico)

Condições de contorno:

$\frac{\partial T}{\partial x} = 0; \frac{\partial T}{\partial y} = 0$  respectivamente nos planos de simetria ( $x=0$  e  $y=0$ )

$h_{ext}$  e  $T_{ext}$  prescritos nas faces externas.

### 5.1.2 RESULTADOS DA SIMULAÇÃO NUMÉRICA E DISCUSSÃO

O refinamento da malha na direção  $y$  é idêntico ao refinamento da malha na direção  $x$ . O número de volumes utilizado foi  $30 \times 30 \times 56$ , respectivamente nas direções  $x$ ,  $y$  e  $z$ . A Figura 5.2 mostra a malha no plano  $xz$  (que é idêntico no plano  $yz$ ).

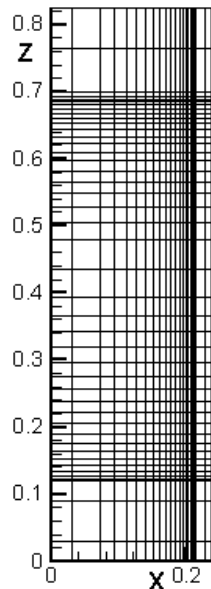


Figura 5.2 – Vista da malha utilizada no plano  $xz$ , dimensões em [m].

Na simulação foi utilizado como passo de tempo 1 segundo, e critério de convergência  $10^{-6}$ , que corresponde à geração/destruição de massa necessária para satisfazer a equação de continuidade para cada volume.

A Figura 5.3 mostra a esquerda uma vista tridimensional do campo de temperatura da água no interior do reservatório (região fluida) referente a um tempo de simulação de 2 horas.

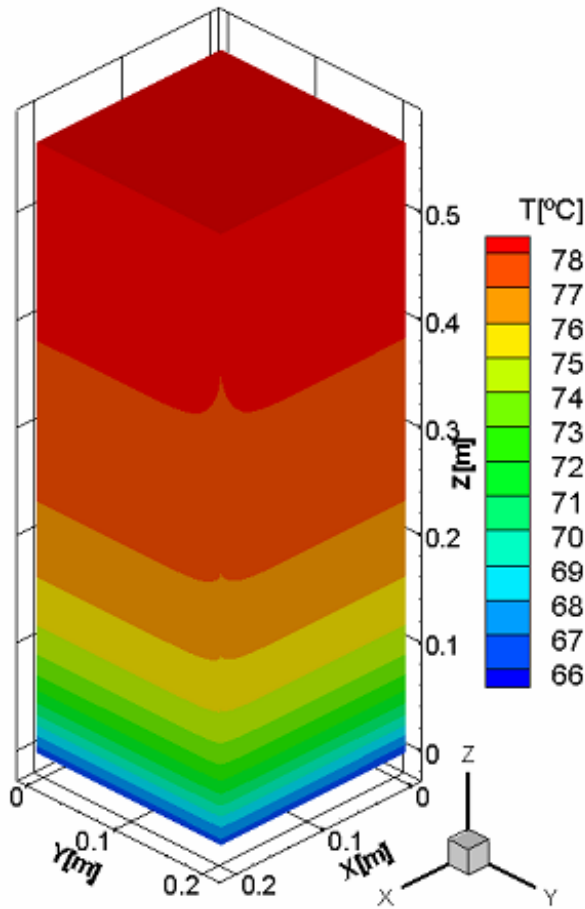


Figura 5.3 - Campo de temperatura referente à simulação de um resfriamento de 2 horas.

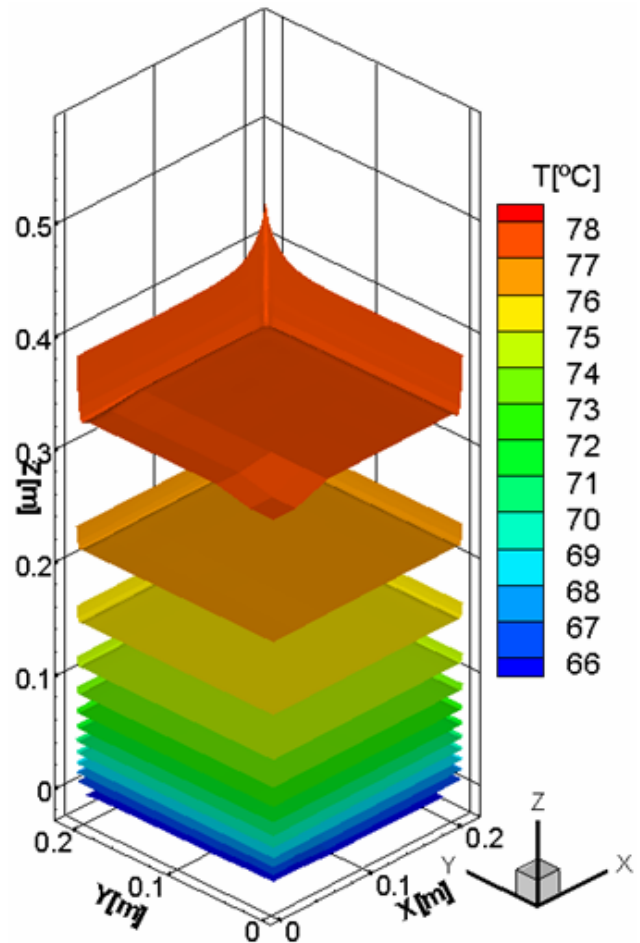


Figura 5.4 - Superfícies isotermas referentes à simulação de um resfriamento de 2 horas.

Observa-se que a estratificação da temperatura no tanque em forma de um paralelepípedo ocorre de forma semelhante àquela verificada para os tanques na forma cilíndrica vertical.

Na Figura 5.4 apresenta-se as superfícies isotermas, onde pode-se observar o perfil praticamente constante da temperatura no interior do reservatório. Entretanto próximo da parede metálica nota-se que as isotermas têm um comportamento decrescente, para logo após apresentar um comportamento crescente. Assim pode-se associar a presença de um vale nestas superfícies isotermas com a elevação da temperatura num plano  $z$  constante. Da mesma forma o deslocamento da superfície isoterma para cima significa um decréscimo na temperatura do plano  $z$  constante. Na região fluida próxima ao canto onde as paredes metálicas se encontram, o fluido resfria-se mais pois faz fronteira com uma maior área de troca de calor com o exterior, fato este que determina que as isotermas se elevam um pouco mais nesta região.



Na

Figura 5.5 apresenta-se uma vista do campo de velocidades da água no interior do reservatório, novamente referente à simulação de um resfriamento de 2 horas.. Para melhorar a visualização, na direção z, entre um plano de vetores e outro, deu-se um salto de 4 volumes.

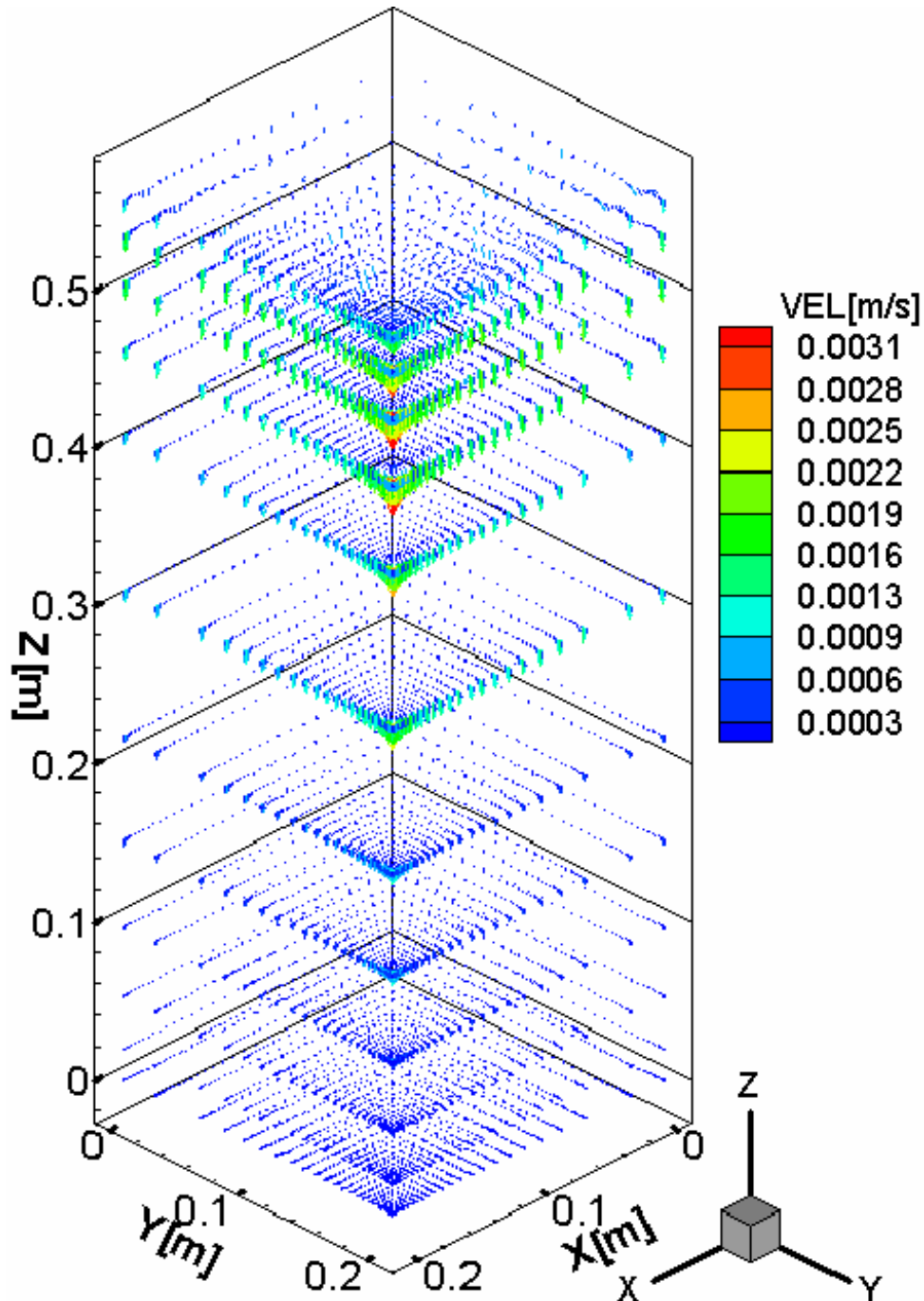


Figura 5.5 – Campo de velocidade para um tempo de resfriamento de 2h.

Inicialmente observa-se que a análise gráfica de um campo de velocidade tridimensional através de vetores é mais complicada do que a visualização em planos bidimensionais. Por outro lado, a visão tridimensional permite mostrar que ocorre a formação da camada limite hidrodinâmica em todo o contorno do reservatório, sendo esta mais intensa na região superior.

Além disso, observa-se que, num mesmo plano horizontal, próximo de um canto (ângulo de  $90^\circ$ ), a camada limite se torna mais intensa. Conforme já foi referido anteriormente acerca do campo de temperatura, o fluido próximo a esta região do canto (que forma um ângulo de  $90^\circ$  com as paredes laterais), sofre um resfriamento mais intenso, pois faz vizinhança com uma maior área de troca de calor com o exterior. Resfriando-se mais, o fluido apresenta movimento descendente mais intenso que seus vizinhos da camada limite localizados no mesmo plano horizontal.

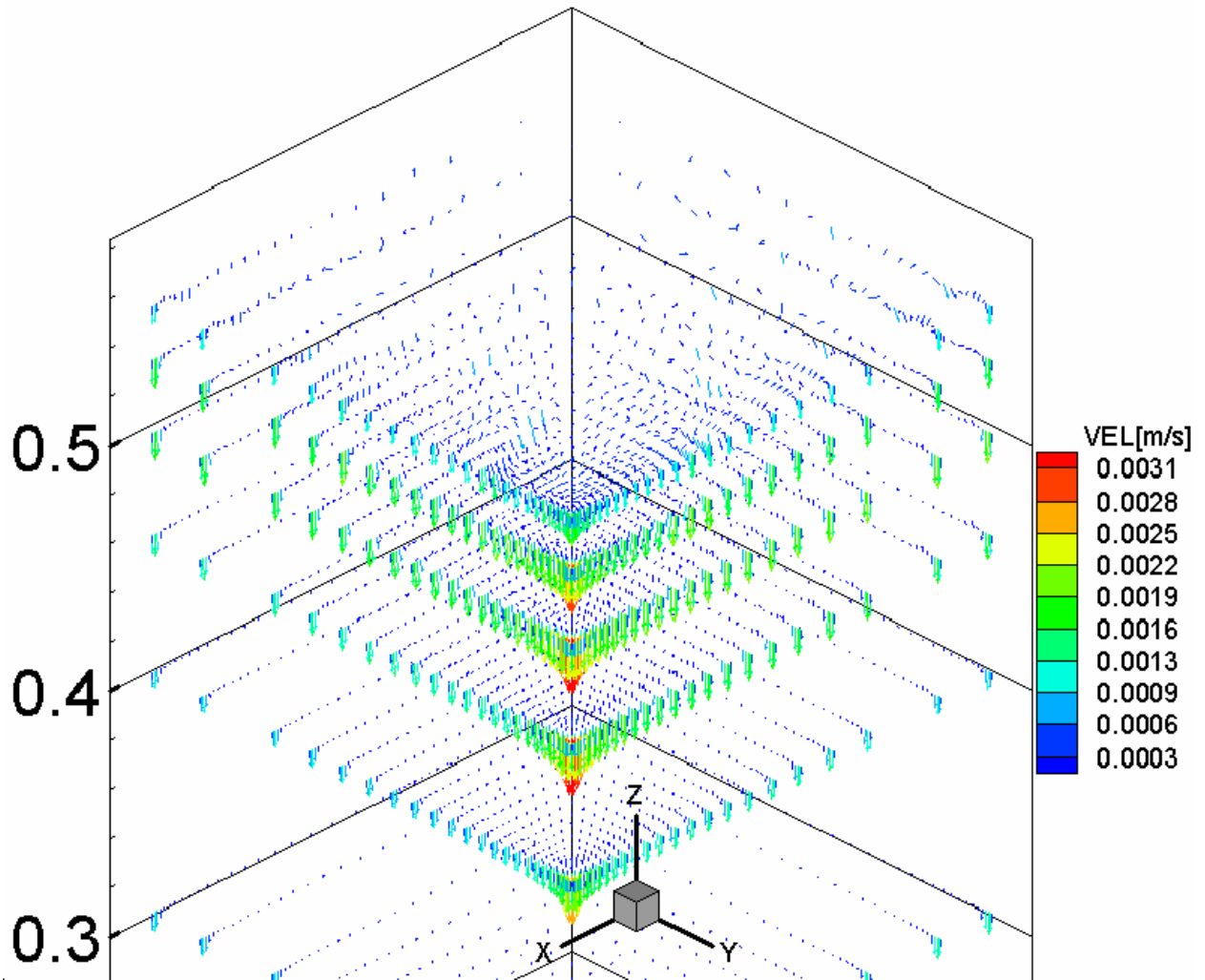


Figura 5.6 – Vista ampliada do campo de velocidade mostrado na Figura 5.5.

A Figura 5.6 mostra uma ampliação do campo de velocidade mostrado na Figura 5.5, numa região correspondente ao topo do reservatório. Nela pode-se observar melhor o comportamento da camada limite hidrodinâmica ao se aproximar de um canto formado pelo encontro das paredes metálicas em  $x$  e em  $y$ . É interessante associar este comportamento da camada limite hidrodinâmica ao comportamento da camada limite térmica mostrada anteriormente na Figura 5.4, uma vez que ambas são relacionadas entre si.

Conforme já apontado anteriormente quando se discutiu a formas das isotermas, quando se percorre um mesmo plano  $z=\text{constante}$ , da origem  $x=0$  ou  $y=0$  em direção as paredes metálicas, verifica-se nas proximidades das paredes metálicas inicialmente um pequeno aumento da temperatura seguido uma redução mais acentuada. Para melhor discutir este comportamento, a Figura 5.7 mostra em eixos distintos a temperatura e a componente vertical ( $W$ ) de velocidade numa altura intermediária no interior do reservatório.

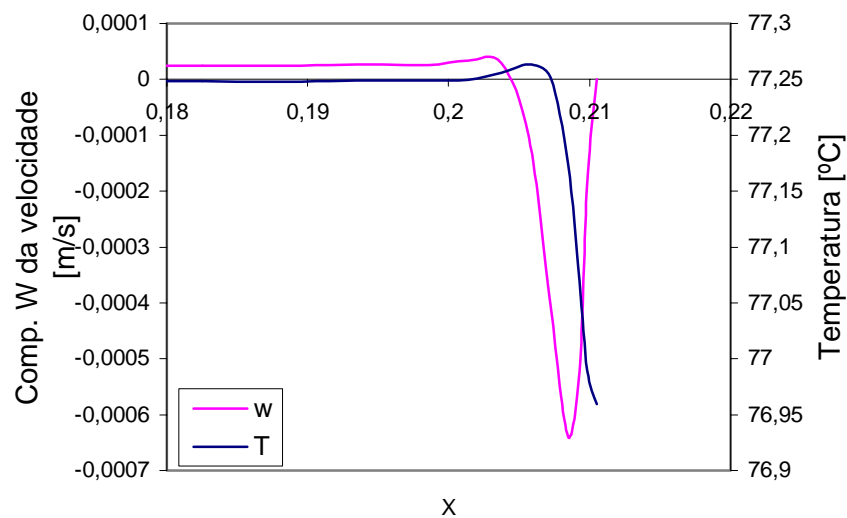


Figura 5.7 – Perfil da temperatura e da componente  $w$  da velocidade próximo à parede interna (unidades do eixo  $x$  em metros).

Conforme pode ser visto na Figura 5.7, a camada limite térmica praticamente coincide com a camada limite hidrodinâmica, concordando com a descrição encontrada na literatura. A elevação da temperatura verificada se deve ao fluido resfriado descendente próximo à parede, que arrasta consigo uma porção de fluido aquecido originário de regiões mais altas do tanque. Logo depois junto à face interna da parede se observa um decaimento da temperatura, já que o tanque está perdendo calor para o exterior. Simulações semelhantes às apresentadas aqui para o tanque retangular vertical foram feitas para um tanque retangular horizontal, obtendo-se campos de velocidade e temperaturas semelhantes, porém com redução do grau de estratificação, como era esperado.

## 5.2 CONVECÇÃO NATURAL EM TANQUE CILÍNDRICO VERTICAL

Conforme comentado anteriormente para a descrição deste problema é suficiente considerar as dimensões radial e axial, dado a hipótese de simetria na direção angular. A

simulação tridimensional deste problema pode servir para fins de comprovação (ou refutação) desta hipótese. Além disso, podem-se tomar os resultados das simulações bidimensionais, acrescidos das medições experimentais, para fins de validação desta versão tridimensional do programa utilizado.

### 5.2.1 DESCRIÇÃO DO PROBLEMA

Para fins de comparação com os resultados experimentais apresentados por Oliveski et al., 2000, 2003, considera-se um reservatório térmico com as mesmas dimensões e propriedades físicas idênticas daquele apresentado no Capítulo 4, Figura 4.4. No instante inicial o reservatório apresenta-se preenchido com água a uma temperatura de 82°C, enquanto que a temperatura ambiente é suposta constante em 15°C. O coeficiente de convecção adotado é de 10 W/K m<sup>2</sup>.

Para simular o problema físico descrito acima, será usado na componente angular um gomo de 1 radiano. Assim, no domínio de simulação, o ângulo  $\theta$  varia no intervalo [0, 1] radianos. Em coordenadas cilíndricas, usando a aproximação de Boussinesq, o problema é descrito pelo seguinte sistema de equações.

Equação de continuidade:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho_{\infty} r V_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (\rho_{\infty} V_{\theta}) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho_{\infty} V_z) = 0 \quad (5.6)$$

Equações do movimento

Na direção angular

$$\begin{aligned} & \frac{\partial (\rho_{\infty} V_{\theta})}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (\rho_{\infty} V_{\theta} V_{\theta})}{\partial \theta} + \frac{\partial (\rho_{\infty} V_r V_{\theta})}{\partial r} + \frac{\partial (\rho_{\infty} V_z V_{\theta})}{\partial z} = \\ & - \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \mu \frac{\partial V_{\theta}}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{\partial (\mu r V_{\theta})}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial V_{\theta}}{\partial z} \right) + S^{V_{\theta}} \end{aligned} \quad (5.7)$$

$$\text{onde } S^{V_{\theta}} = - \frac{\rho_{\infty} V_r V_{\theta}}{r} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial (\mu V_r)}{\partial \theta} - \frac{\mu V_{\theta}}{r^2}$$

Na direção radial

$$\begin{aligned} & \frac{\partial (\rho_{\infty} V_r)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (\rho_{\infty} V_{\theta} V_r)}{\partial \theta} + \frac{\partial (\rho_{\infty} V_r V_r)}{\partial r} + \frac{\partial (\rho_{\infty} V_z V_r)}{\partial z} = \\ & - \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \mu \frac{\partial V_r}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{\partial (\mu r V_r)}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial V_r}{\partial z} \right) + S^{V_r} \end{aligned} \quad (5.8)$$

$$\text{onde } S^{V_r} = \frac{\rho_{\infty} V_{\theta}^2}{r} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} (\mu V_{\theta}) - \frac{\mu V_r}{r^2}$$

Na direção axial

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\rho_{\infty}V_z)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho_{\infty}V_{\theta}V_z)}{\partial \theta} + \frac{\partial(\rho_{\infty}V_rV_z)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho_{\infty}V_zV_z)}{\partial z} = \\ & -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \mu r \frac{\partial V_z}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \mu \frac{\partial V_z}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) + S^{V_z} \end{aligned} \quad (5.9)$$

onde  $S^{V_z} = -\rho_{\infty}\beta g_z(T - T_{\infty})$ , com  $g_z = -9,81 \text{m/s}^2$ .

Condições iniciais:

$V_r = 0; V_{\theta} = 0; V_z = 0$  para todo domínio:

Condições de contorno:

$V_r = 0; V_{\theta} = 0; V_z = 0$  em toda região sólida (impermeabilidade e não deslizamento)

$V_{\theta} = 0; V_r = 0; \frac{\partial V_z}{\partial r} = 0$  na linha de simetria (em  $r=0$ )

$V_{\theta} = 0; \frac{\partial V_r}{\partial \theta} = 0; \frac{\partial V_z}{\partial \theta} = 0$  nas fronteiras  $\theta=0$  e em  $\theta=1$  rad

Equação da energia:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\rho_{\infty}c_p T)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho_{\infty}V_{\theta}c_p T)}{\partial \theta} + \frac{\partial(\rho_{\infty}V_r c_p T)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho_{\infty}V_z c_p T)}{\partial z} = \\ & \left[ \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( k \frac{\partial T}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( kr \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( k \frac{\partial T}{\partial z} \right) \right] + S^T \end{aligned} \quad (5.10)$$

O termo  $S^T$  é usado para incorporar as condições de contorno, conforme descrito no Capítulo 3.

Utilizam-se as seguintes condições iniciais e de contorno:

Condições iniciais:

$T = T_{ini}$  na região do fluido (interior do reservatório)

$T = \frac{T_{ini} + T_{ext}}{2}$  na região sólida (isolamento térmico)

Condições de contorno:

$\frac{\partial T}{\partial r} = 0$  na linha de simetria ( $r=0$ )

$\frac{\partial T}{\partial \theta} = 0$  nos planos de simetria  $rz$ , com  $\theta=0$  e  $\theta=1$ rad

$h_{ext}$  e  $T_{ext}$  prescritos nas faces externas (lateral, inferior e superior).

## 5.2.2 RESULTADOS DA SIMULAÇÃO NUMÉRICA E DISCUSSÃO

O principal objetivo das simulações apresentadas nesta seção é realizar uma comparação entre resultados obtidos através de simulações bi e tridimensionais, para um mesmo caso.

A visualização gráfica dos campos de temperatura e velocidade, seja na forma 2D ou 3D, permite uma visualização qualitativa do fenômeno, muito útil para a compreensão das características físicas do problema estudado. Por outro lado, para fins de confrontar os resultados numéricos bi e tridimensionais de forma quantitativa, apresenta-se também os perfis de temperatura ao longo da linha de simetria.

Apresenta-se na Figura 5.8 uma comparação do campo de temperatura no interior do reservatório obtido por simulação numérica tridimensional (solução atual) com resultados anteriores obtidos por simulação bidimensional.

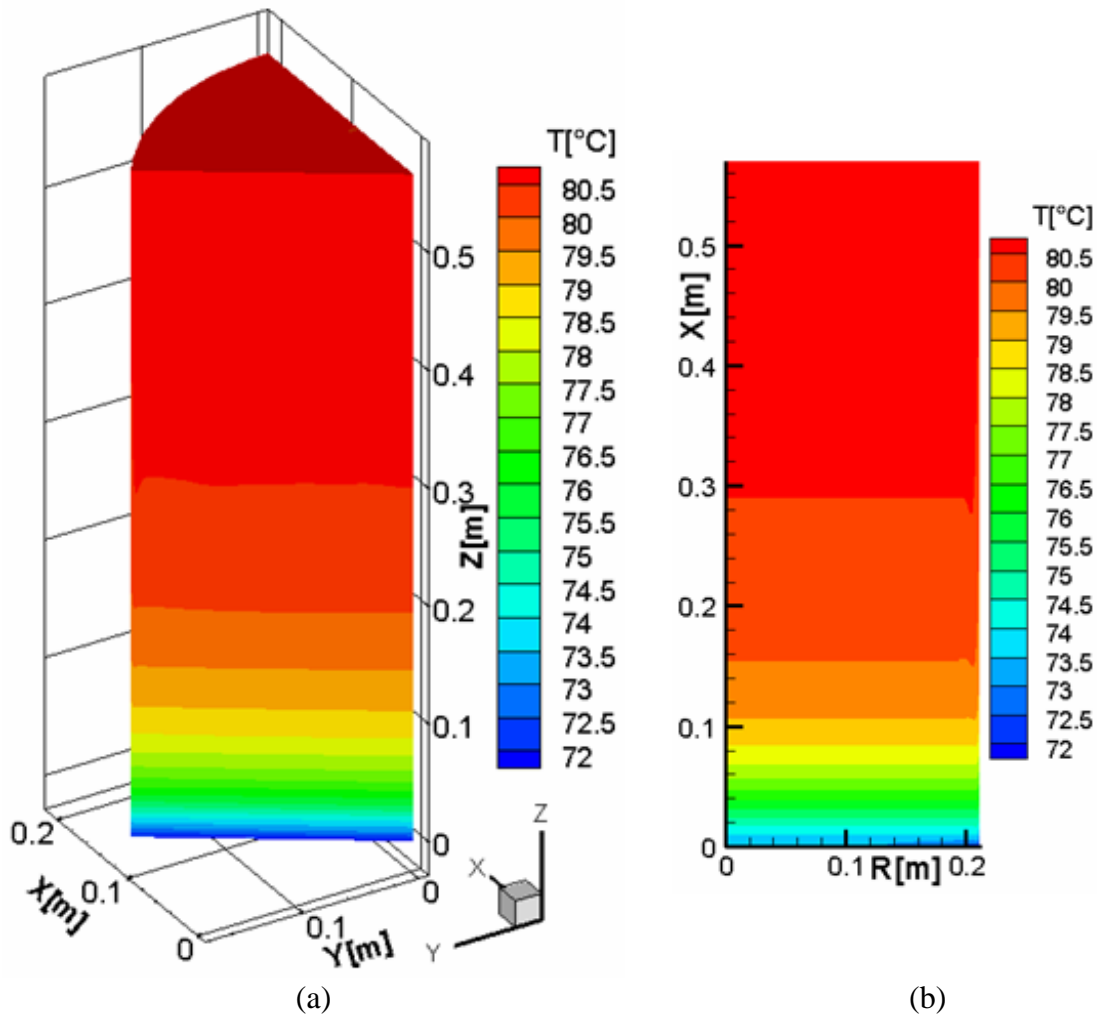


Figura 5.8 – Campo de temperatura para 1 hora de resfriamento. (a) simulação tridimensional  
(b) simulação bidimensional

A condição inicial dada em ambos os casos foi de temperatura uniforme de 82°C no interior do reservatório com temperatura ambiente de 15°C considerada constante no decorrer do tempo e o tempo de resfriamento é de 1 hora. Nota-se que a simulação tridimensional reproduziu as mesmas características obtidas na simulação bidimensional. Em ambos os casos nota-se a formação de um perfil estratificado de temperatura na direção vertical (axial), enquanto que na direção radial o perfil permanece praticamente constante, exceto próximo à parede, conforme já foi discutido no Capítulo 4. Em especial, na simulação tridimensional, verifica-se que não há variação significativa dos perfis de temperatura na direção angular. Como se esperava, a simulação tridimensional não apresenta novidades em relação aos resultados obtidos nas simulações bidimensionais, devido à simetria que se tinha na direção angular.

Na Figura 5.9 apresentam-se os perfis de temperatura ao longo da linha de simetria, na simulação tridimensional, e faz-se a comparação com os dados experimentais obtidos por Oliveski et al., 2000, 2003.

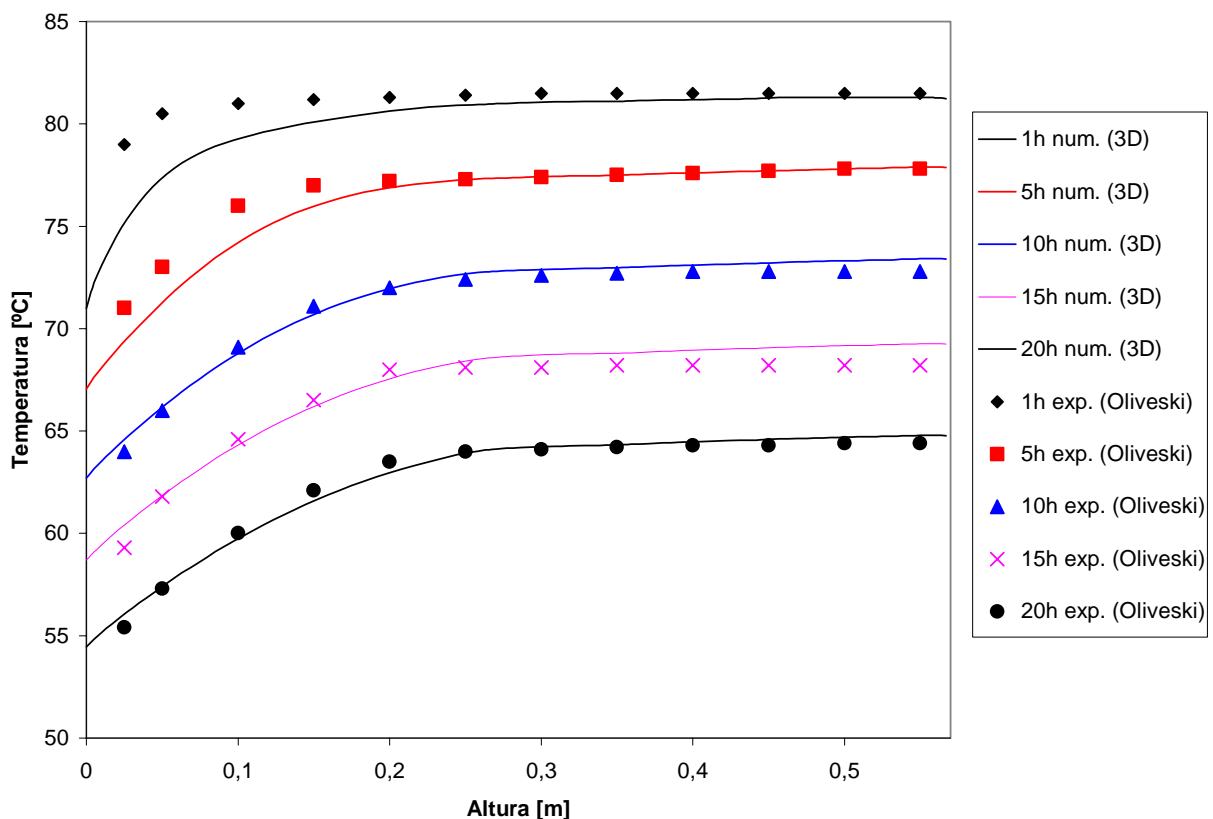


Figura 5.9 - Perfis de temperatura numéricos versus dados experimentais de Oliveski et al., 2003.

Observa-se boa coincidência com os dados experimentais, exceto para as primeiras horas de resfriamento, especialmente na região próxima a base. Acredita-se que essas discrepâncias se

devem a indesejável ocorrência de difusão numérica, visto que na região inferior os gradientes térmicos são mais elevados, e que esta pode ser reduzida com o refinamento da malha.

### 5.3 CONVECÇÃO NATURAL EM RESERVATÓRIO TÉRMICO CILÍNDRICO HORIZONTAL INFINITO EM Z

Em consideração à simulação realizada no Capítulo 4 para um reservatório térmico cilíndrico horizontal nas dimensões radial e angular, é possível agora simular o mesmo caso, porém utilizando o programa tridimensional, bastando para isso aplicar condições de contorno adequadas nas fronteiras axiais. Desta forma se poderá reforçar a validação do algoritmo 3D.

#### 5.3.1 DESCRIÇÃO DO PROBLEMA

O problema físico é análogo ao apresentado no Capítulo 4, com as mesmas dimensões e propriedades nas direções radial e axial. Na direção z o tanque é considerado infinito, de modo que a situação analisada corresponde a um corte numa posição intermediária. O raio foi mantido em  $R=0,21\text{m}$  e na direção z é considerado um corte em  $0,2\text{m}$ . Na direção radial considera-se uma camada de aço inoxidável de  $0,001\text{m}$  seguida de uma camada de lã de vidro, de  $0,025\text{m}$ . Uma visualização desta situação é apresentada na Figura 5.10.

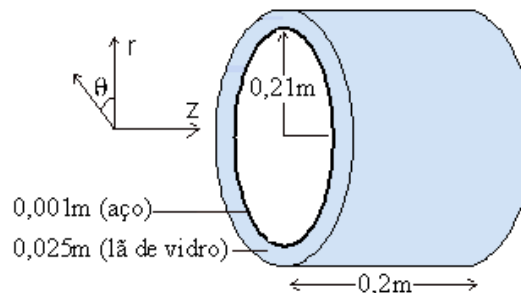


Figura 5.10 – Domínio de cálculo do cilíndrico horizontal infinito em z.

O reservatório está inicialmente preenchido com água a uma temperatura de  $50^{\circ}\text{C}$ , enquanto que o ambiente está a  $15^{\circ}\text{C}$ . Na camada do isolamento e parede metálica considera-se que a temperatura inicial seja a média destas duas temperaturas, ou seja,  $32,5^{\circ}\text{C}$ .

O problema matemático também é análogo ao apresentado no Capítulo 4, para o caso bidimensional. Também aqui as forças de campo são decompostas em suas coordenadas, radial e axial, e introduzidas nas respectivas equações do movimento via aproximação de Boussinesq. Com estas considerações o problema físico exposto acima pode ser descrito pelo seguinte sistema de equações:



Equação de continuidade: Eq. (5.6).

Equações do movimento:

Na direção angular: Eq. (5.7)

Na direção radial: Eq. (5.8)

Na direção axial: Eq. (5.9)

Sendo que agora o termo fonte  $S^{V_\theta}$ ,  $S^{V_r}$  e  $S^{V_z}$  são

$$S^{V_\theta} = -\frac{\rho_\infty V_r V_\theta}{r} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial(\mu V_r)}{\partial \theta} - \frac{\mu V_\theta}{r^2} - \rho \beta (T - T_\infty) g \sin \theta \quad (5.11)$$

$$S^{V_r} = \frac{\rho_\infty V_\theta^2}{r} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial(\mu V_\theta)}{\partial \theta} - \frac{\mu V_r}{r^2} + \rho \beta (T - T_\infty) g \cos \theta \quad (5.12)$$

$$S^{V_z} = 0 \quad (5.13)$$

O termo fonte  $S^{V_z}$  agora é nulo, visto que para o reservatório horizontal não existe componente da força de empuxo na direção axial. Esta força de empuxo apresenta componentes nas direções radial e axial está contemplada no ultimo termo das equações (5.11) e (5.12).

Condições iniciais:

$$V_r = 0; V_\theta = 0; V_z = 0 \text{ para todo o domínio.}$$

Condições de contorno:

$$V_r = 0; V_\theta = 0; V_z = 0 \text{ em toda região sólida.}$$

$$V_\theta = 0; V_r = 0; \frac{\partial V_z}{\partial r} = 0 \text{ na linha } r=0.$$

$$\frac{\partial V_r}{\partial \theta} = \frac{\partial V_z}{\partial \theta} = V_\theta = 0 \text{ nos planos de simetria } rz, \text{ onde } \theta = 0 \text{ e } \theta = \pi.$$

$$\frac{\partial V_\theta}{\partial z} = \frac{\partial V_r}{\partial z} = V_z = 0 \text{ nos planos de simetria } r\theta, \text{ onde } z=0 \text{ e } z=Z_{\text{máx.}}$$

Equação da energia: Eq. (5.10).

Condições iniciais:

$$T = T_{\text{ini}} \text{ na região do fluido (interior do reservatório).}$$

$$T = \frac{T_{\text{ini}} + T_{\text{ext}}}{2} \text{ na região sólida (isolamento térmico).}$$

Condições de contorno:

$$\frac{\partial T}{\partial r} = 0 \text{ na linha } r=0.$$

$$\frac{\partial T}{\partial z} = 0 \text{ nos planos de simetria } r\theta, \text{ onde } z=0 \text{ e } z=Z_{\text{máx.}}$$

$$\frac{\partial T}{\partial \theta} = 0 \text{ nos planos de simetria } rz, \text{ onde } \theta = 0 \text{ e } \theta = \pi .$$

$h_{ext}$  e  $T_{ext}$  prescritos na fronteira  $r=R_{ext}$ .

### 5.3.2 RESULTADOS DA SIMULAÇÃO NUMÉRICA E DISCUSSÃO

Na simulação deste problema foi utilizada uma malha de 40x40x22 volumes, respectivamente nas direções radial, angular e axial. Na direção radial, é usado um volume para discretizar a parede metálica e 2 volumes para discretizar a camada de isolamento térmico.

A Figura 5.11 apresenta a configuração do campo da temperatura no interior do reservatório nos de tempos de uma hora e dez horas de resfriamento. Observa-se que o campo de temperatura após uma hora de resfriamento já se encontra estratificado, com os maiores gradientes localizados na parte inferior. Após dez horas de resfriamento, conforme se observa pelo esquema de cores, a temperatura no interior do reservatório reduziu mas com perfil de estratificação ainda é semelhante aquele verificado para o tempo de uma hora.

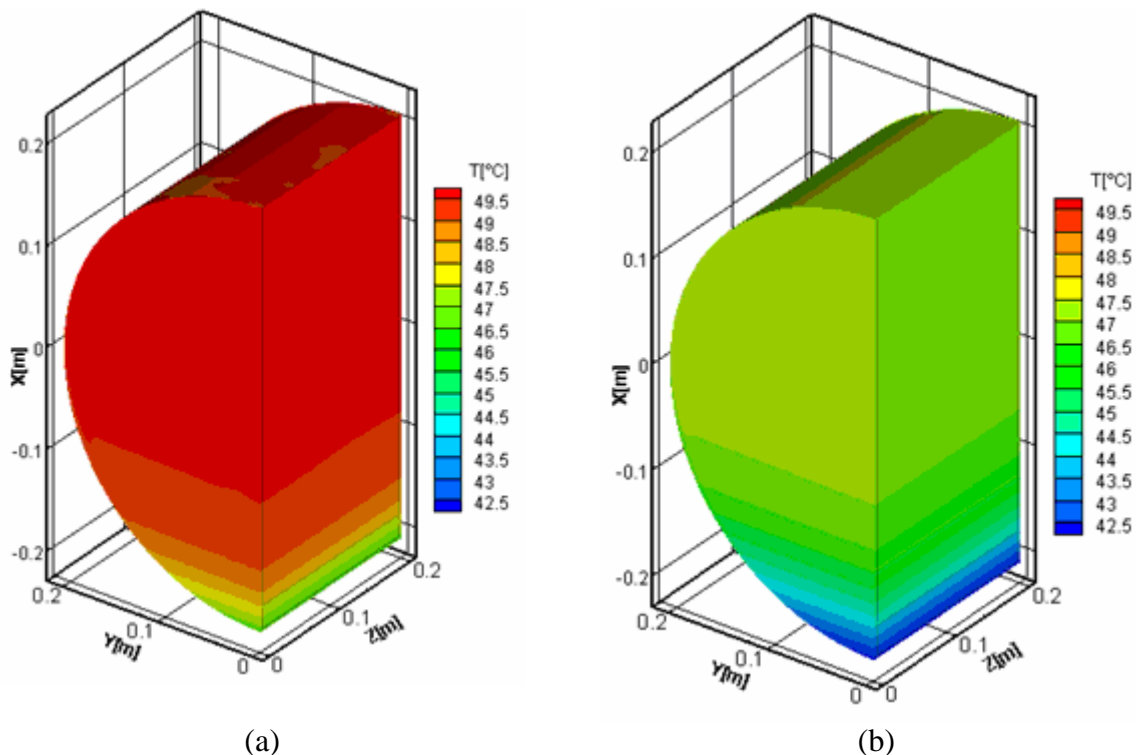


Figura 5.11 - Campo de temperatura para os tempos  $t=1h$  (a) e  $t=10h$  (b) de resfriamento.

A Figura 5.12 apresenta superfícies isotermas para os instantes 1 hora e 10 horas de resfriamento.

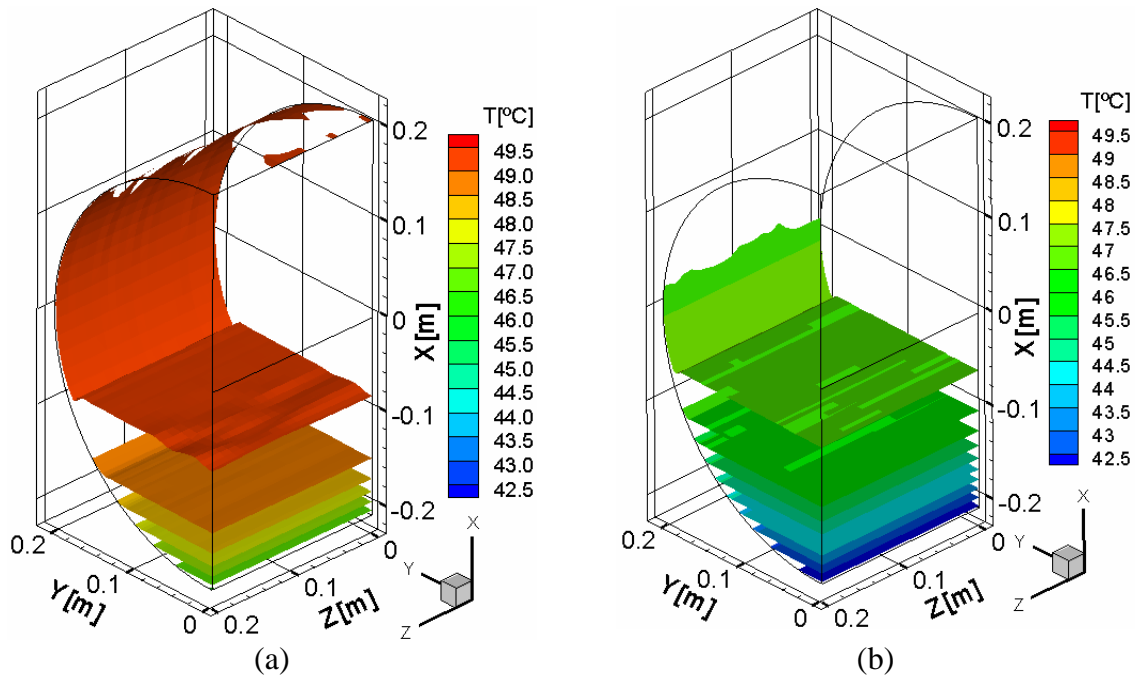


Figura 5.12 - Superfícies isotermas para os tempos  $t=1h$  (a) e  $t=10h$  (b) de resfriamento.

Conforme se observa, para um mesmo tempo, o campo de temperatura se mantém praticamente constante ao longo de  $z$ . Devido às condições de contorno aplicadas, este comportamento já era esperado. Além disso, as Figura 5.11 e Figura 5.12 confirmam que a solução obtida através do programa tridimensional produz perfis de temperatura coerentes com os perfis obtidos na simulação bidimensional.

A fim de realizar uma comparação mais ampla dos resultados dos programas bi e tridimensionais, na Figura 5.13 é apresentado um gráfico que mostra a evolução da temperatura na linha de simetria, para o caso 2D, e no plano de simetria, para o caso 3D infinito, tomados numa posição intermediária do reservatório.

Observa-se que a solução obtida através do programa 3D é altamente coincidente com a solução obtida via programa 2D. Apenas na parte mais baixa do reservatório observam-se diferenças nos valores de temperatura, que assumem valor máximo de  $1^{\circ}C$ . É possível que estas diferenças sejam decorrentes de uma maior difusão numérica no caso da simulação bidimensional, que teria suavizado os gradientes térmicos.

Apesar das diferenças apontadas, pode-se concluir que o programa tridimensional utilizado produz soluções consistentes com àquelas obtidas via simulação bidimensional e pode ser utilizado com confiança na simulação de casos com geometrias mais complexas.

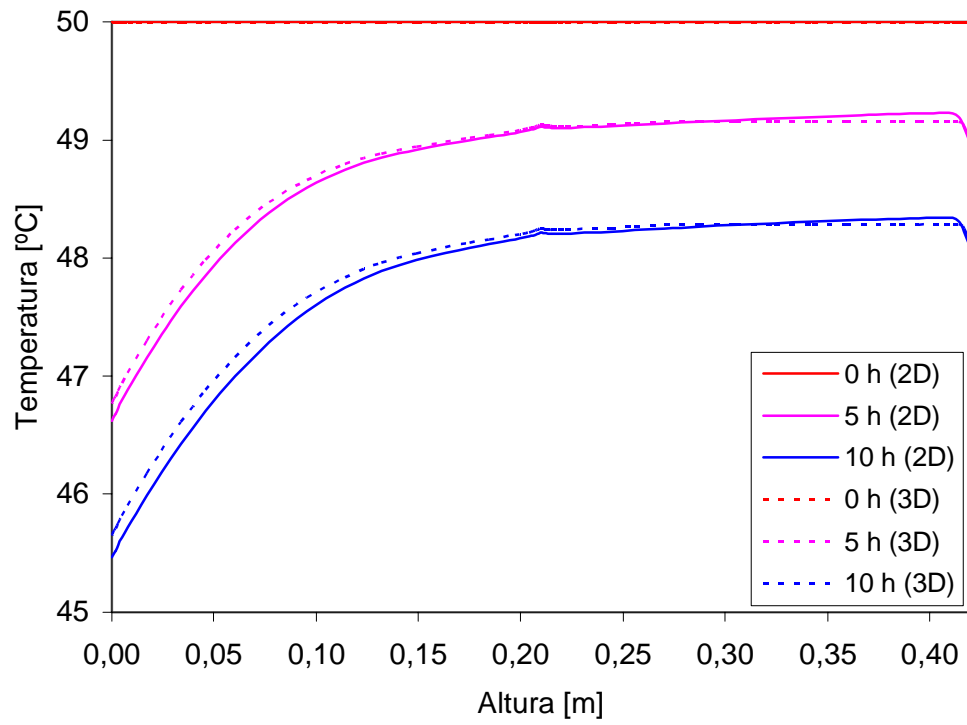


Figura 5.13 – Perfis de temperatura obtidos através dos programas 2D e 3D.

## 6 ESTUDO EXPERIMENTAL

Os ensaios foram realizados visando obter dados experimentais para o campo de temperatura no interior de um reservatório térmico cilíndrico horizontal, para fins de validação do modelo numérico tridimensional desenvolvido neste trabalho. Além disso, este estudo experimental visa ampliar o conhecimento sobre as características dos perfis de temperatura no interior destes reservatórios térmicos.

### 6.1 DESCRIÇÃO DO EQUIPAMENTO UTILIZADO

Os experimentos foram realizados no Laboratório de Energia Solar da UFRGS, utilizando equipamentos pré-existent e outros confeccionados especialmente para este trabalho. O aparato experimental é formado por um microcomputador, um sistema de aquisição de dados, um aquecedor elétrico de passagem, uma bomba centrífuga, válvulas, tubulações e conexões, uma sonda de termopares e um reservatório térmico isolado termicamente com poliuretano expandido.

O sistema hidráulico foi montado interligando a bomba, o aquecedor elétrico e o reservatório. Como se pode ver na Figura 6.1, uma abertura localizada na base de uma das tampas axiais do reservatório faz a conexão deste com o aquecedor elétrico e outra localizada na parte superior do extremo oposto do reservatório faz a conexão com a bomba. Os orifícios nas tampas axiais permitem a circulação da água durante o processo de aquecimento para a criação das condições iniciais do experimento. O orifício localizado no meio do tanque, na parte mais alta do reservatório serve tanto como válvula de alívio durante o processo de enchimento do tanque quanto como ponto de inserção da sonda de termopares.

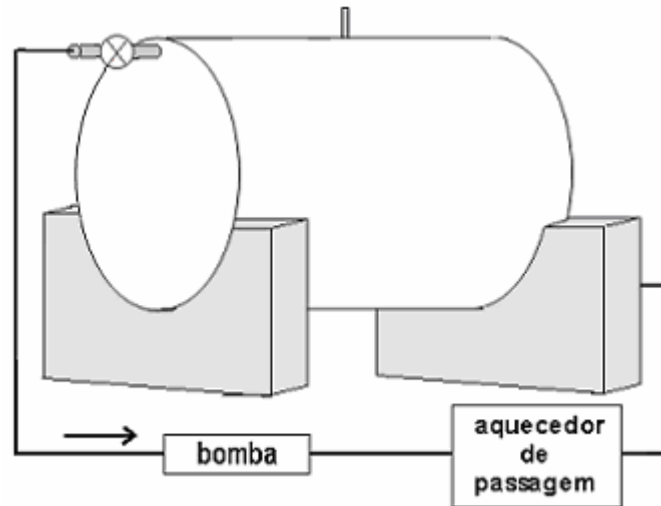


Figura 6.1 - Esquema do equipamento experimental montado em laboratório.

O reservatório foi montado sobre uma mesa e sustentado por uma base de madeira, ficando elevado 0,15m da mesma, conforme se vê na Figura 6.2.



Figura 6.2 – Fotografia do equipamento experimental montado.

O aquecedor elétrico, com resistência blindada, tem potência de 2500W e a bomba centrífuga tem potência de  $\frac{3}{4}$  CV. A conexão destes elementos entre si e com o reservatório é

feita com tubulação de  $\frac{3}{4}$  de polegada. O reservatório tem diâmetro interno de 0,42m e comprimento interno de 0,57m. É construído em aço inoxidável, com 1 mm de espessura.

O isolamento térmico foi confeccionado a partir de tiras de poliuretano expandido, com 25 mm de espessura, sendo que aquelas que foram aplicadas na face radial foram devidamente lixadas para se ajustar ao contorno curvo do reservatório. Visando dar maior agregação das tiras de poliuretano às paredes do reservatório, após a aplicação do revestimento térmico, todo o reservatório foi envolto com fita crepe, conforme se vê na Figura 6.2.

Para a medição da temperatura no interior do reservatório, foi confeccionada uma sonda de termopares. O corpo da sonda, que dá sustentação aos fios termopares consiste em um tubo Aquatherm CPVC D de 0,5 m de comprimento e 15 mm de diâmetro. Foi aberta uma fenda ao longo do tubo e foram feitos 20 pequenos orifícios para fins de inserção dos fios termopares. A Figura 6.3 mostra um esquema desta sonda, enquanto que na fotografia mostrada na Figura 6.2 pode ser vista a imagem real desta sonda.

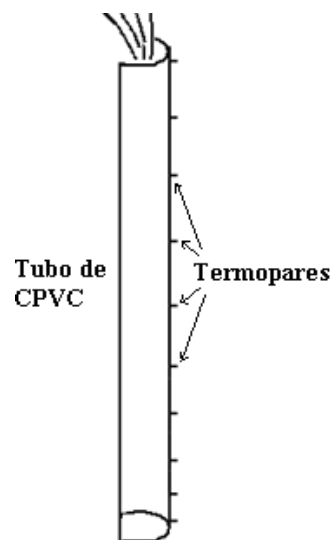


Figura 6.3 - Representação da sonda de termopares.

A medição da temperatura ao longo do diâmetro vertical do reservatório visa capturar o perfil de temperatura que define a estratificação térmica. Este perfil de temperatura é altamente representativo do estado térmico do reservatório, a partir do qual pode-se estudar o seu comportamento ao longo do tempo.

Por outro lado, conforme mostram os resultados da simulação numérica, a temperatura mantém-se praticamente constante em planos horizontais, exceto na região próxima das paredes, onde ocorre uma pequena variação em virtude da formação da camada limite térmica. Para as condições experimentais do reservatório estudado neste trabalho, a ordem de grandeza desta variação é semelhante à incerteza associada à medição de temperatura com o uso dos termopares

adotados, que foi estimada em  $0,3^{\circ}\text{C}$ , conforme argumentação apresentada na seção 5.2. Assim, medição da temperatura em planos horizontais não traria qualquer informação adicional, visto que a medição da temperatura na camada limite térmica é inviável com o uso dos termopares adotados.

Na Figura 6.3 não estão representados todos os termopares utilizados na sonda. A distribuição real dos termopares é apresentada na Figura 6.4, onde cada termopar é identificado por um número, sendo o termopar número 1 localizado próximo do fundo do reservatório e o termopar número 20 localizado próximo do topo.

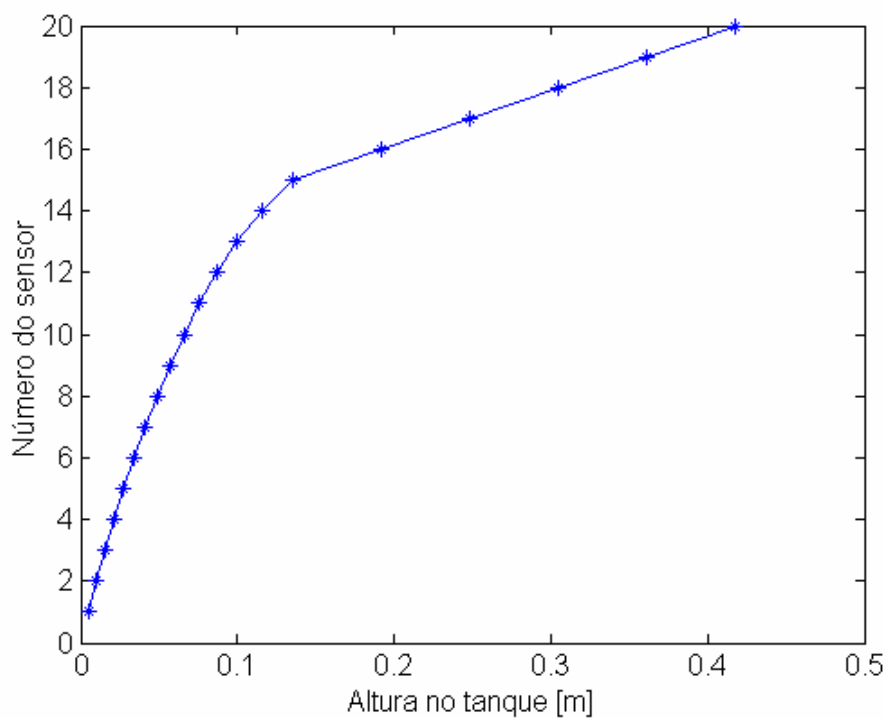


Figura 6.4 - Distribuição dos termopares na sonda.

A distribuição dos termopares na sonda foi escolhida a partir da normalização dos perfis de temperatura obtidos previamente por simulação numérica para o reservatório cilíndrico horizontal apresentados no Capítulo 4 e 5, que mostram que os maiores gradientes de temperatura se localizavam na base do reservatório.

A Figura 6.5 mostra os perfis de temperatura normalizados na forma  $\frac{T - T_{\min}}{T_{\max} - T_{\min}}$ .  $T_{\max}$  é a temperatura máxima (que ocorre no topo) e  $T_{\min}$  é a temperatura mínima (que ocorre na base). Observa-se que o comportamento do perfil das temperaturas normalizadas, para as 10 horas simuladas, apresenta uma mesma tendência, a qual pode ser bem ajustada por um polinômio de



quarto grau de variável  $h/H$ , onde H é a altura (diâmetro interno) do reservatório e h é uma altura intermediária ao longo do diâmetro.

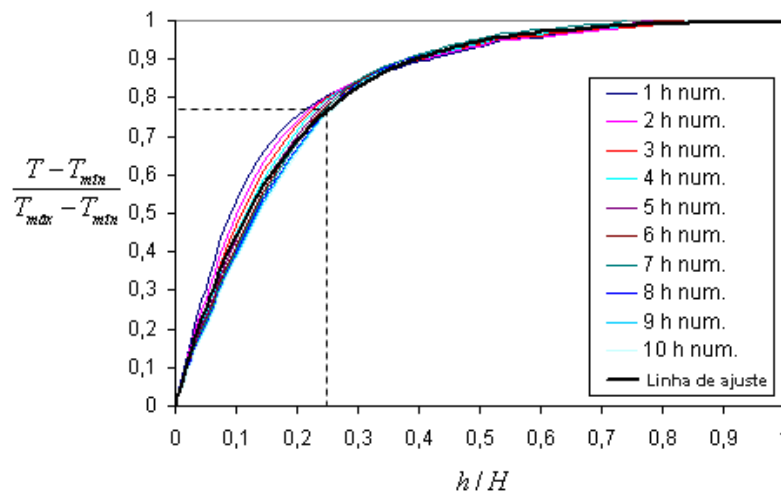


Figura 6.5 - Linha de tendência do perfil de temperatura normalizado.

Observa-se também que aproximadamente três quartos da faixa de variação de temperatura normalizada ocorre numa região correspondente a aproximadamente um quarto do diâmetro, na parte inferior do reservatório. Por isto, nesta região foram tomados 15 pontos com base nesta linha de tendência, enquanto que nos três quartos restantes foram tomados linearmente outros 5 pontos, totalizando assim 20 pontos de medição de temperatura. Essa escolha garante que uma quantidade maior de sensores seja colocada na região de maior gradiente térmico.

Os termopares utilizados são do tipo J (ferro-constantan), com diâmetro de 0,125 mm e foram construídos a partir de fios de um mesmo carretel. A sonda de termopares é inserida no reservatório através de um orifício localizado na parte superior do mesmo, no meio do comprimento, medindo assim o perfil de temperatura ao longo do diâmetro vertical.

Além dos 20 termopares que formam a sonda, foram utilizados ainda mais dois termopares. Um deles foi utilizado para medir a temperatura do ar ambiente na sala dos experimentos e o outro foi fixado sobre o isolamento, na face externa do reservatório, numa posição intermediária do comprimento e da altura. O valor da temperatura ambiente será utilizado como dado de entrada para a simulação numérica do experimento, visto que a condição de contorno utilizada para a equação da energia é  $h_{ext}$  e  $T_{ext}$  prescritos. Por outro lado, o valor da temperatura medida na face externa do isolamento será utilizado apenas para fins de comparação dos dados de saída da simulação numérica.

Para a medição da temperatura foi utilizado o sistema 34970A produzido pela Agilent, que é equipado com um multímetro interno de 6 ½ dígitos. Ele inclui módulos multiplexadores

de 20 canais cada, que permite a leitura de até 60 canais por segundo e junção de referência própria.

Nos experimentos, as medidas de temperatura foram realizadas a cada 2 minutos. O tempo que o sistema precisa para percorrer os 22 canais é menor que um segundo.

## 6.2 ANÁLISE DE INCERTEZAS

Todas as medidas experimentais estão sujeitas a pequenos erros do processo de medição. A presença de erros é inerente ao trabalho experimental devido às próprias limitações dos componentes do sistema de medição, tais como termopares, multímetro, etc.

Segundo a teoria de erros, as incertezas citadas são combinadas através da equação (5.1). Com ela obtém-se um valor global da incerteza da medida de temperatura, englobando a incerteza devida ao sistema de aquisição de dados ( $I_s$ ), incerteza devida aos termopares ( $I_t$ ), incerteza devida à placa de aquisição ( $I_a$ ) e incerteza devida ao posicionamento dos termopares ( $I_p$ )

$$I_m = \sqrt{(I_s)^2 + (I_t)^2 + (I_a)^2 + (I_p)^2} \quad (5.1)$$

onde  $I_m$  é a incerteza global da medida de temperatura.

### 6.2.1 INCERTEZA DEVIDA AO SISTEMA DE AQUISIÇÃO DE DADOS

Segundo o manual que acompanha o sistema 34970A, a exatidão das leituras após um ano de calibração fica comprometida em  $0,033\% + 10\mu V$ . A redução da exatidão da leitura com o passar do tempo afeta igualmente a leitura de todos os termopares. Tendo em vista que neste trabalho se está mais interessado na determinação de diferenças de temperatura entre pontos de medição do que em seus valores absolutos, esta redução da exatidão não afeta diretamente os resultados e pode ser desprezada. Assim, se um dado perfil de temperatura estivesse deslocado por uma constante do seu valor verdadeiro, nenhum ou pouco impacto teria sobre as conclusões e resultados deste trabalho, tendo em vista que todas as medidas estariam deslocadas pela mesma constante, de modo que a diferença de temperatura ficaria constante. Assim, a incerteza introduzida pela eletrônica do sistema de aquisição de dados se resume a resolução de  $\pm 10\mu V$  que, tendo em vista o tipo de termopar utilizado, corresponde a uma incerteza da ordem de  $0,02^\circ C$ .

### 6.2.2 INCERTEZA DEVIDA AOS TERMOPARES

Os termopares utilizados neste trabalho provêm do mesmo carretel utilizado no trabalho experimental anteriormente realizado por Oliveski et al., 2000, no qual os autores, após realizar diversos ensaios com os termopares em banho termostático a temperaturas da ordem de 70°C, mostraram que a incerteza associada ao uso destes termopares é da ordem de 0,2°C. Considerando que os termopares provêm do mesmo carretel, também aqui será utilizada a incerteza de 0,2°C.

### 6.2.3 INCERTEZA DEVIDA À PLACA DE AQUISIÇÃO DE DADOS

Os fios termopares são conectados ao sistema de aquisição de dados através de uma placa de conexões, protegida por um envoltório plástico. Uma possível fonte de erro seria a não uniformidade da temperatura entre os diversos canais desta placa de conexões. A placa está sujeita às variações da temperatura ambiente e pode-se supor que as variações de temperatura nesta placa ocorram de forma muito lenta. Para uma placa de conexões similar, Oliveski et al., 2000, verificaram que as diferenças de temperatura entre os pontos de conexão não superam 0,1°C, de modo que a incerteza relativa a esta fonte de erro é da ordem de 0,1°C.

### 6.2.4 INCERTEZA DEVIDA AO POSICIONAMENTO DOS TERMOPARES

Outra fonte de incerteza diz respeito à posição exata em que se encontra um determinado termopar. Pela forma rígida de confecção da sonda, é possível garantir que as diferenças entre a posição real e a posição esperada não excede 3 mm. Com base nas curvas de temperatura versus altura, pode-se verificar que o gradiente máximo  $\frac{\partial T}{\partial h}$  é da ordem de 60°C/m, de modo que a incerteza referente a 3 mm na medição da posição pode corresponder a uma incerteza máxima de 0,2°C na medição da temperatura.

### 6.2.5 COMBINAÇÃO DAS INCERTEZAS

Aplicando na Eq. (5.1) os valores das incertezas acima apresentados, obtém-se que

$$I_m = \sqrt{(0,02)^2 + (0,2)^2 + (0,1)^2 + (0,2)^2} \cong 0,3$$

ou seja, a incerteza global nas medições de temperatura apresentadas neste trabalho foi da ordem de  $\pm 0,3^\circ C$ .

### 6.3 RESFRIAMENTO A PARTIR DE UM CAMPO DE TEMPERATURA UNIFORME

Nos primeiros experimentos realizados, a água do reservatório foi aquecida uniformemente até uma temperatura pré-determinada, através da circulação forçada pelo circuito formado pela bomba, pelo aquecedor e pelo reservatório. Após atingir a temperatura desejada, a bomba e o aquecedor foram desligados, as válvulas na entrada e da saída do reservatório foram fechadas. Em seguida, foi inserida a sonda de termopares e iniciado o processo de monitoramento da temperatura no interior do reservatório, no decorrer do processo de resfriamento.

#### 6.3.1 PRIMEIRO EXPERIMENTO: RESERVATÓRIO REVESTIDO COM FITA ADESIVA

Conforme mostra a Figura 6.2, o reservatório utilizado está revestido com uma fita adesiva, cuja emissividade é estimada em 0,97. A referência à emissividade se deve ao fato de que um dos aspectos que será analisado nesta seção é a influência da emissividade no valor do coeficiente de transferência de calor (convecção+radiação) do reservatório e visa validar o valor do coeficiente de transferência de calor utilizado nas simulações numéricas. A Figura 6.6 mostra os perfis de temperatura para um experimento onde a água foi aquecida até uma temperatura inicial de 60°C.

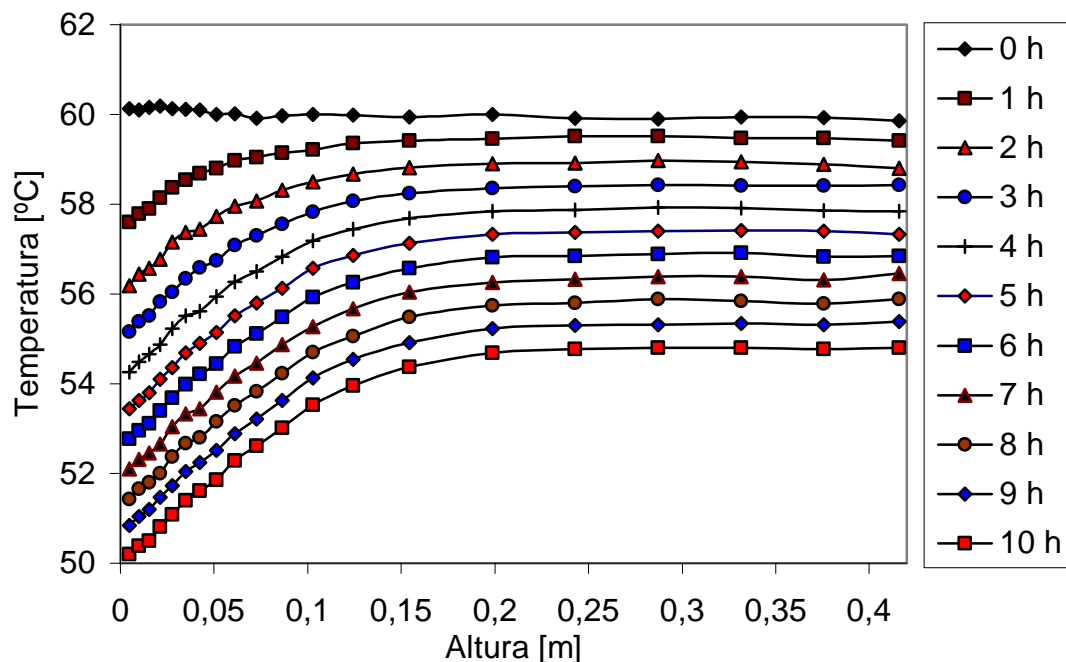


Figura 6.6 – Perfis experimentais de temperatura para 10 horas de resfriamento a partir de campo inicial a 60°C.

Conforme mostra o primeiro perfil de temperatura, (curva “0 h”), o campo de temperatura inicial é uniforme, com pequenas variações que estão dentro da margem de incerteza do experimento. Estes perfis experimentais mostram que o perfil de temperatura passa de uniforme para estratificado logo após as primeiras horas do início do processo de resfriamento. Após a definição completa do perfil de temperatura estratificado, que para este caso ocorre aproximadamente entre uma e duas horas de resfriamento, observa-se um comportamento semelhante a uma translação vertical dos perfis de temperatura, sugerindo que a variação da temperatura das diversas camadas ocorre em taxas aproximadamente iguais.

### 6.3.2 TEMPERATURA MÉDIA NO INTERIOR DO RESERVATÓRIO

Para obter uma grandeza global que possa ser usada para comparar os resultados experimentais com resultados da simulação numérica, será calculada a temperatura média no interior do reservatório de duas formas, ou seja, a partir da solução numérica e a partir dos dados obtidos dos ensaios. Evidentemente, a simulação numérica é realizada com condições iniciais e de contorno que reproduzem o experimento.

Inicialmente, a temperatura média no interior do reservatório a partir dos dados da simulação numérica é obtida pela relação

$$T_{\text{int}} = \frac{1}{\pi R_{\text{int}}^2 Z_{\text{int}}} \int_0^{\pi} \int_0^{Z_{\text{int}}} \int_0^{R_{\text{int}}} T r dr dz d\theta \quad (5.2)$$

Como o problema é transiente, calcula-se a expressão acima para diversos instantes dentro do intervalo de tempo em que a simulação numérica é realizada, o que possibilita construir uma tabela que relaciona tempo versus temperatura média.

Já para caracterizar a temperatura média via dados experimentais basta o conhecimento do perfil de temperatura ao longo da altura (diâmetro vertical), visto que esta é praticamente constante nos planos horizontais. Como este perfil é conhecido apenas em apenas alguns pontos ao longo da altura, é necessário realizar uma integração numérica para obter esta temperatura média.

Nesta integração, leva-se em conta que o volume de fluido em camadas de igual espessura varia ao longo do diâmetro, uma vez que no plano  $r\theta$  a área entre dois pontos de medição da temperatura varia com a altura. Esta área pode ser representada como uma função do ângulo  $\theta$  ( $\Delta A = A(\theta_2) - A(\theta_1)$ ), conforme se pode visualizar nas Figura 6.7 e Figura 6.8.

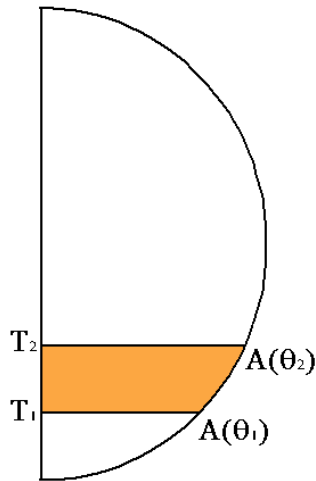


Figura 6.7 – Área no plano  $r\theta$  entre os pontos de medição de  $T_1$  e  $T_2$ .

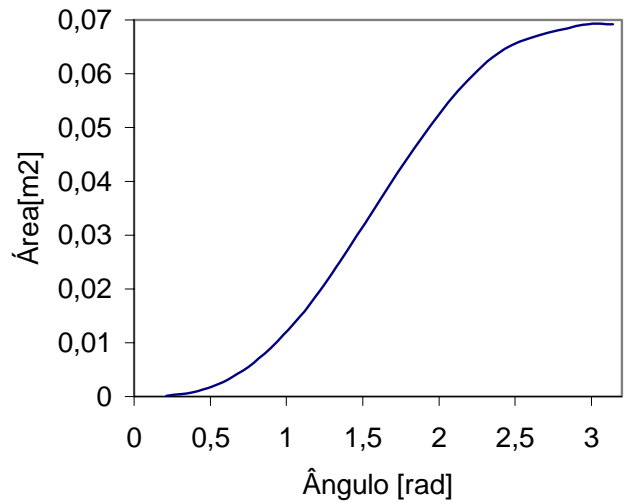


Figura 6.8 – Perfil de variação da área em função do ângulo no plano  $r\theta$ , com  $r=0,21\text{m}$ .

Na Figura 6.9 o triângulo ABR e o setor circular de  $\theta$  radianos inscritos num setor circular de  $\pi$  rad.

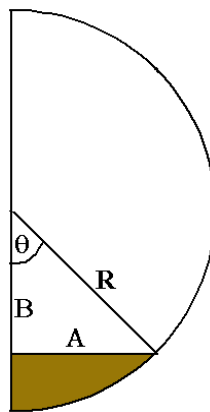


Figura 6.9 – Triângulo e setor circular para dedução da Eq. (5.3).

A área do setor circular de  $\theta$  rad é  $A_{sc} = \frac{\theta R^2}{2}$  e a área do triângulo inscrito é  $A_t = \frac{R^2 \text{sen}\theta \cos\theta}{2}$ , uma vez que os segmentos A e B valem respectivamente  $R \text{sen}\theta$  e  $R \cos\theta$ .

Subtraindo  $A_t$  de  $A_{sc}$  obtém-se a expressão

$$A(\theta) = \frac{R^2 (2\theta - \text{sen}(2\theta))}{4} \quad (5.3)$$

que é utilizada para calcular a área da região destacada na Figura 6.9.

A Figura 6.10 mostra uma típica curva temperatura versus altura com perfil estratificado ao longo do diâmetro, construída a partir de dados experimentais. Ao lado, na Figura 6.11, mostra-se os mesmos dados de temperatura, porém agora plotados versus a área da secção do meio disco de raio 0,21m. Para obter a temperatura média correspondente a este perfil de temperatura, calcula-se numericamente a expressão

$$T_{\text{int}} = \frac{\int_{\theta=0}^{\theta=\pi} T(\theta) \cdot dA(\theta)}{\int_{\theta=0}^{\theta=\pi} dA(\theta)} \quad (5.4)$$

A integral no denominador é resolvida analiticamente enquanto que para a integração do termo no numerador é utilizado o método dos trapézios.

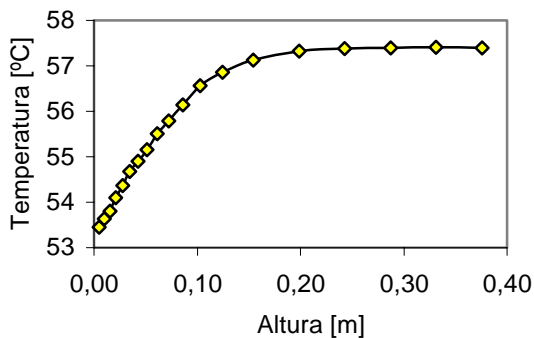


Figura 6.10 – Variação da temperatura em função da altura no reservatório. (Dados experimentais)

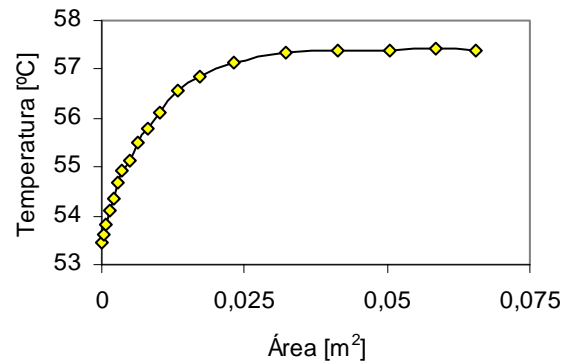


Figura 6.11 – Variação da temperatura em função do acréscimo da área da secção transversal no reservatório.

Para o perfil da Figura 6.10 mostrado como exemplo, a temperatura média obtida foi de 56,9°C. Efetuando este cálculo para diversos perfis de temperatura correspondentes a diversas horas de resfriamento, obtém-se um conjunto de pontos temperatura média x tempo que permite traçar a curva de resfriamento.

### 6.3.3 VARIAÇÃO DA TEMPERATURA MÉDIA DO FLUIDO E DA FACE EXTERNA DO ISOLAMENTO COM A VARIAÇÃO DA TEMPERATURA AMBIENTE

Para obter um valor experimental para a temperatura da parede na face externa foi fixado um termopar numa posição a meia altura do tanque, na metade do seu comprimento. A Figura 6.12 mostra a evolução da temperatura média ao longo de 94 horas de resfriamento, calculada a partir da sucessiva aplicação da Eq. (5.4) sobre os respectivos perfis de temperatura. Ou seja,

cada ponto referente à temperatura média é obtido a partir do seu respectivo perfil. Os dez primeiros perfis podem ser vistos na Figura 6.6 enquanto que os demais não são mostrados. A Figura 6.12 mostra também o comportamento da temperatura ambiente e da parede na face externa do reservatório, medida pelos respectivos termopares.

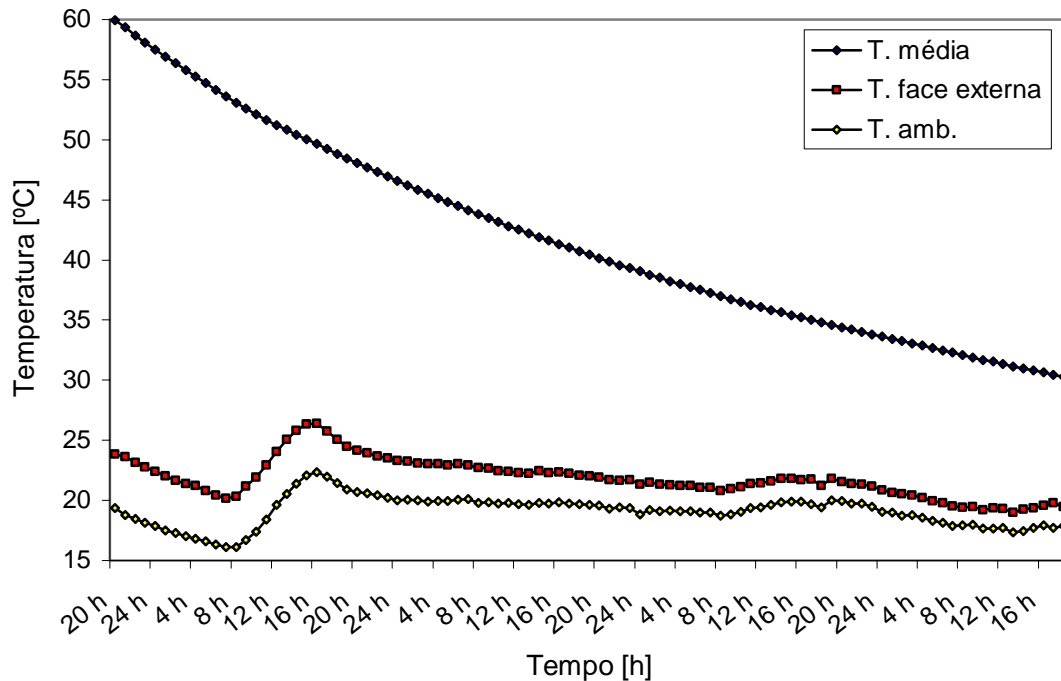


Figura 6.12 – Variações da temperatura média no interior do reservatório, da temperatura ambiente e da temperatura da parede na face externa ao longo de 94 horas de resfriamento.

Conforme se pode observar na Figura 6.12, o comportamento da temperatura da parede na face externa acompanha as variações da temperatura ambiente. Além disso, a diferença entre elas vai reduzindo gradativamente com a diminuição da temperatura da água no interior do reservatório. Por exemplo, no experimento considerado, essa diferença caiu de 4,8°C no instante inicial para 1,5°C após 94h de resfriamento.

No capítulo 7 será apresentada a simulação numérica do resfriamento deste reservatório, sujeito a variação de temperatura ambiente aqui apresentada.

#### 6.3.4 SEGUNDO EXPERIMENTO: RESERVATÓRIO REVESTIDO COM PAPEL ALUMÍNIO

Visando realizar um estudo adicional sobre o coeficiente de transferência de calor para o exterior do reservatório, o mesmo foi envolto por uma camada de papel alumínio, que apresenta uma baixa emissividade. Após, foi realizado experimento idêntico ao descrito na secção anterior,



medindo-se os perfis de temperatura no interior do reservatório, a temperatura da parede na face externa e a temperatura ambiente ao longo do tempo.

A Figura 6.13 mostra os perfis de temperatura obtidos ao longo das 10 primeiras horas de resfriamento.

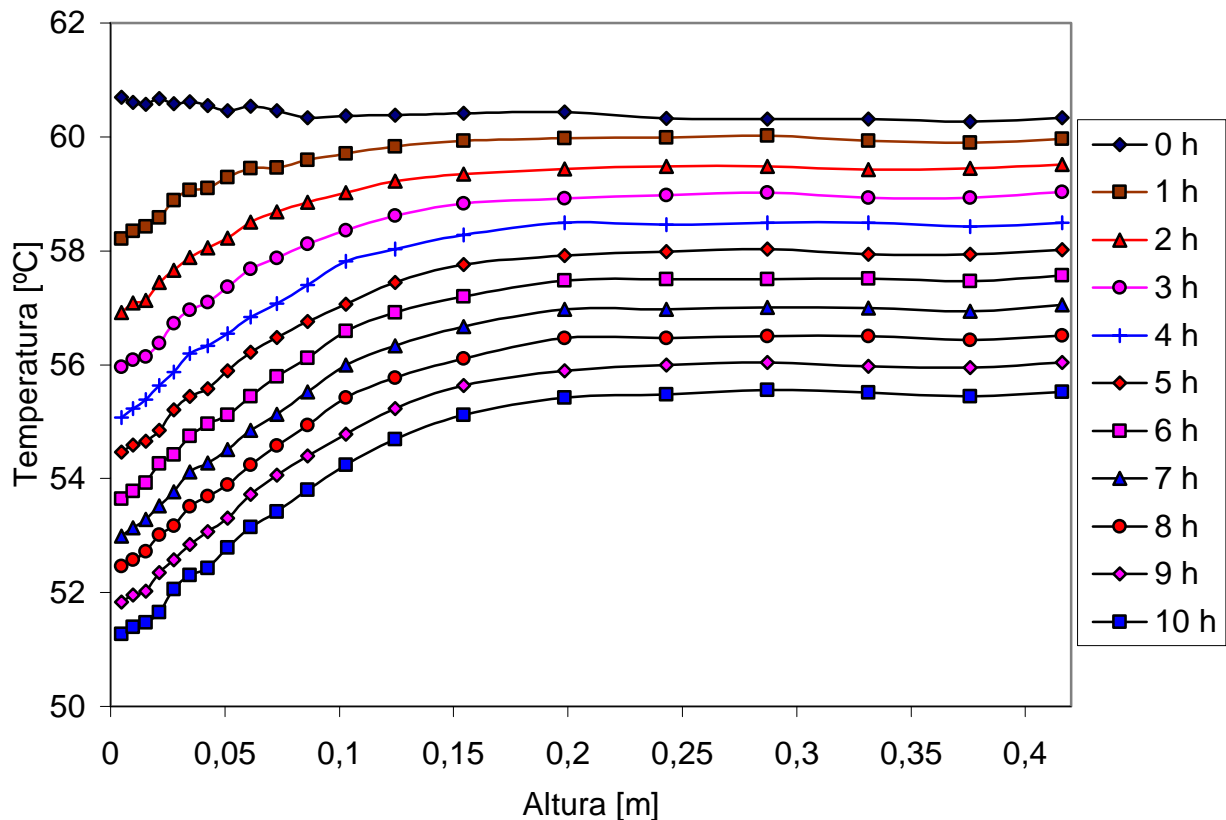


Figura 6.13 – Perfis de temperatura para reservatório com baixa emissividade.

Observa-se que os perfis de temperatura obtidos para este caso apresentam um comportamento bastante semelhante àqueles referentes ao caso anterior, com alta emissividade, mostrados na Figura 6.6.

Ampliando a análise, a Figura 6.14 mostra o comportamento da temperatura média no interior do reservatório ao longo de 69 horas. Mostra ainda a variação da temperatura ambiente e da parede na face externa do reservatório ao longo deste período.

A Figura 6.14 mostra que para este caso, onde o reservatório está revestido com material de baixa emissividade, a diferença entre a temperatura da parede na face externa e a temperatura ambiente é significativamente superior àquela encontrada para o caso do reservatório revestido com material de alta emissividade, mostrada na Figura 6.12.

Para apresentar uma melhor análise este fenômeno, no tópico a seguir é feita uma comparação gráfica de algumas grandezas presentes nestes dois casos.

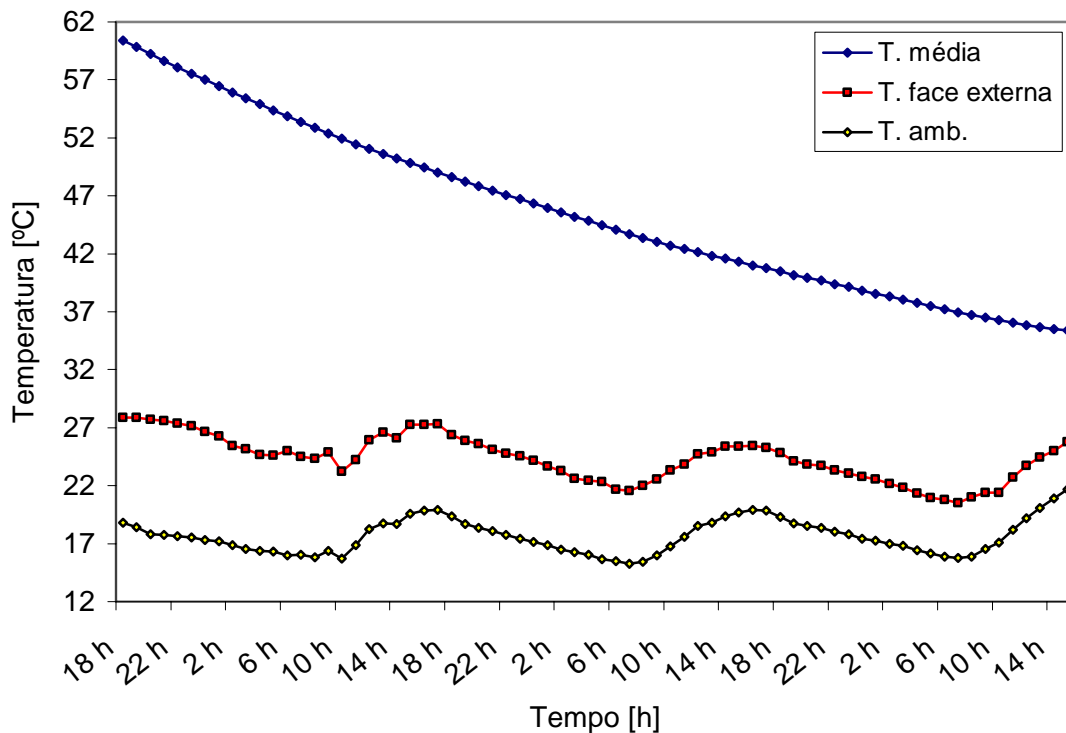


Figura 6.14 – Variação da temperatura média no interior do reservatório, da temperatura da parede na face externa e da temperatura ambiente ao longo de 69 horas.

### 6.3.5 COMPARAÇÃO ENTRE OS CASOS DE RESERVATÓRIO REVESTIDO COM MATERIAL DE ALTA E BAIXA EMISSIVIDADE

A Figura 6.15 mostra num mesmo gráfico as variações da temperatura média da água no interior do reservatório, da temperatura da parede na face externa e da temperatura ambiente para o caso com baixa emissividade (0,05) e alta emissividade (0,97).

Observa-se inicialmente que, apesar de os experimentos serem feitos em dias próximos e horários semelhantes, no experimento referente à emissividade 0,05 a temperatura ambiente (linhas pretas) esteve em alguns momentos mais baixa que no experimento referente à emissividade 0,97. Entretanto essas diferenças foram suficientemente baixas na maior parte do tempo e não afetaram significativamente a taxa de resfriamento do reservatório, cujo perfil de resfriamento é praticamente igual para os dois casos.

Por outro lado, a constatação de que a diferença entre a temperatura da parede na face externa e a temperatura ambiente é maior no caso do revestimento com baixa emissividade sugere inicialmente que o fluxo de calor poderia ser maior para este caso. Em contrapartida, o fato de o reservatório estar revestido com material de baixa emissividade sugere o contrário. A

solução desta ambigüidade está no coeficiente de transferência de calor combinado (radiação + convecção), que é menor para o caso com revestimento de baixa emissividade, conforme mostra a Figura 6.16.

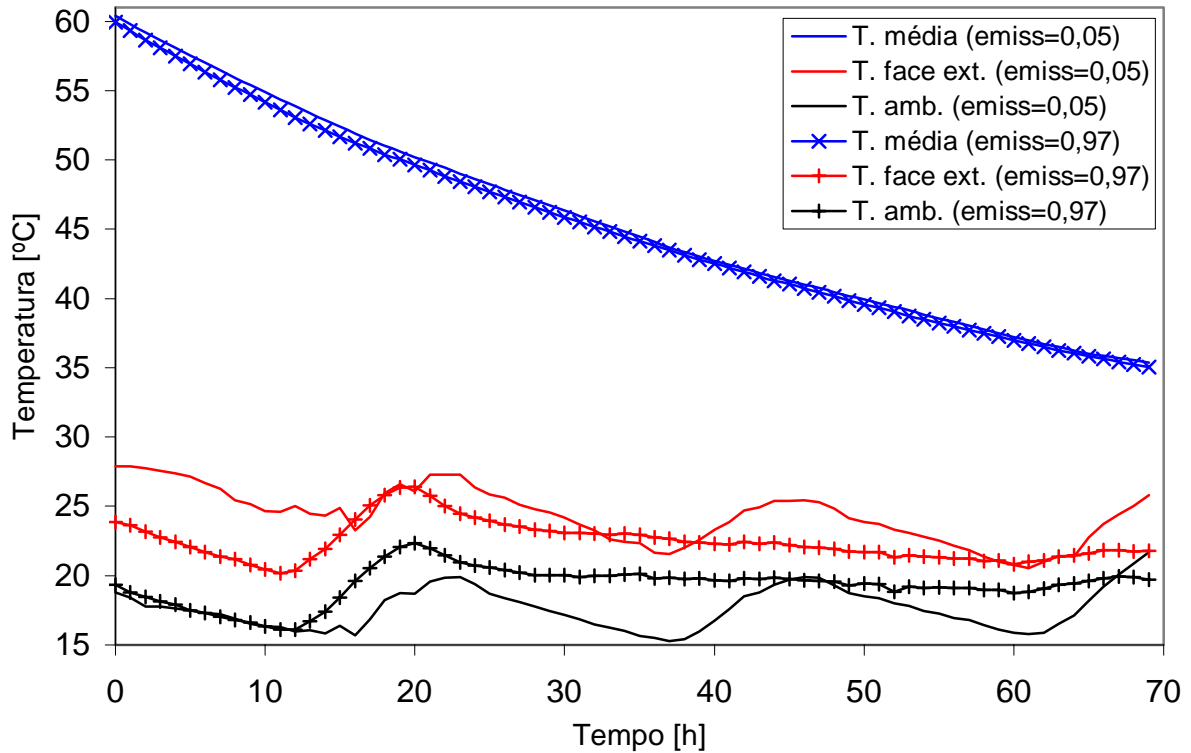


Figura 6.15 – Comparação entre a temperatura média da água no interior do reservatório, temperatura da parede na face externa e temperatura ambiente para os dois casos considerados.

### 6.3.6 COMPARAÇÃO ENTRE AS DIFERENÇAS DE TEMPERATURA E O COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR COMBINADO

A obtenção experimental dos valores do coeficiente de transferência de calor foi possível através da determinação das grandezas  $T_{int}$ ,  $T_{fe}$  e  $T_{ext}$  conforme descrito anteriormente e considerando-se a seguinte igualdade

$$-m c_p dT = h_{ext} A_{ext} (T_{fe} - T_{ext}) dt \quad (5.5)$$

Discretizando-se esta equação para um intervalo de tempo  $\Delta t$  e resolvendo para  $h_{ext}$ , resulta

$$h_{ext} = \frac{-m c_p (T_{int}^{t+\Delta t} - T_{int}^t)}{A_{ext} (T_{fe} - T_{ext}) \Delta t} \quad (5.6)$$

onde os valores de  $T_{fe}$  e  $T_{ext}$  foram tomados como o valor médio dos valores medidos no intervalo  $\Delta t$ . O valor assim obtido para  $h_{ext}$  representa o coeficiente de transferência de calor combinado, que inclui as perdas por radiação e por convecção.

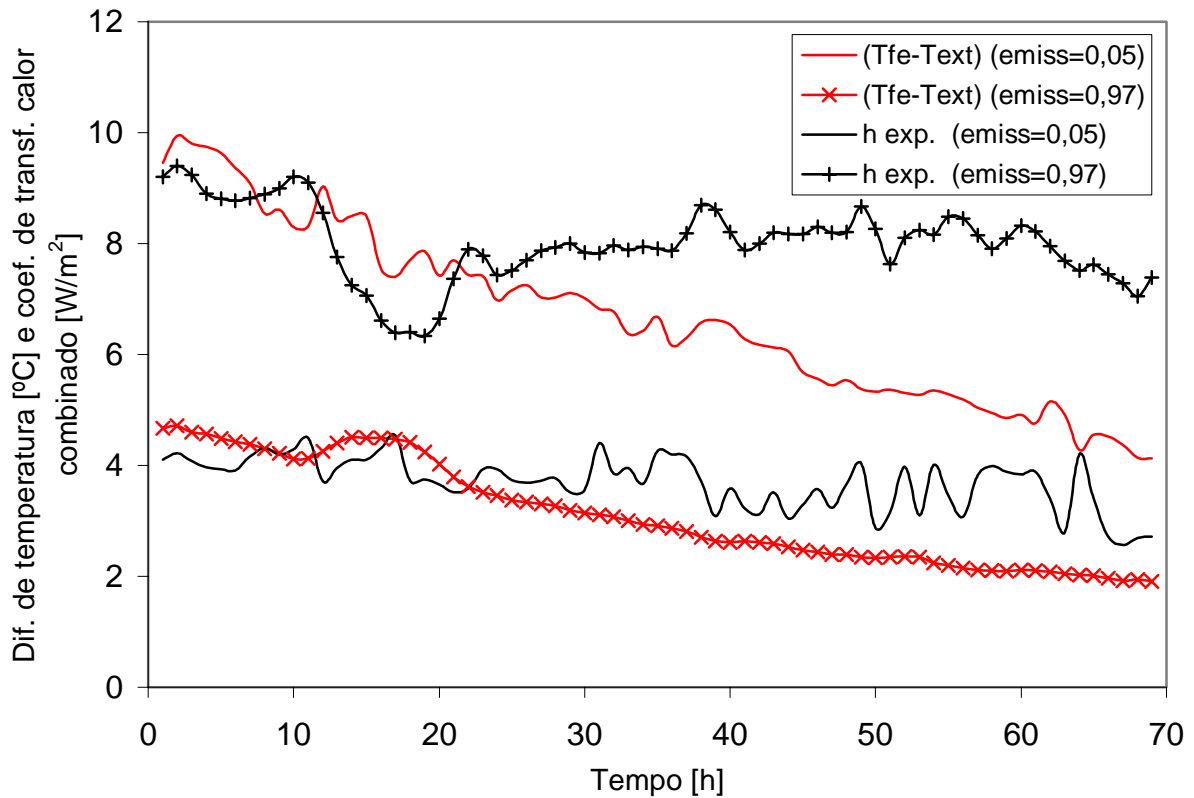


Figura 6.16 – Variação do coeficiente de transferência de calor e da diferença entre a temperatura da parede na face externa e ambiente ao longo do tempo.

Conforme se observa, os valores  $h_{ext}$  calculados a partir de dados experimentais oscilam em torno do valor  $8 \text{ W K}^{-1} \text{ m}^{-2}$  para o caso com emissividade 0,97 e  $4 \text{ W K}^{-1} \text{ m}^{-2}$  para o caso com emissividade 0,05. No capítulo 7 apresenta-se a determinação teórica do coeficiente de transferência de calor, combinando a correlação para o coeficiente de transferência de calor por convecção com a expressão para o coeficiente de transferência de calor por radiação.

### 6.3.7 TERCEIRO EXPERIMENTO - RESFRIAMENTO A PARTIR DE UM CAMPO DE TEMPERATURA UNIFORME DE 70°C

Nos dois experimentos apresentados anteriormente, o campo inicial de temperatura foi de 60°C. Apresentam-se agora curvas de resfriamento partindo-se de um campo de temperatura inicial uniforme de 70°C, conforme mostra a curva do estado inicial “0 h”, na Figura 6.17.

Para este experimento, o revestimento da camada de isolamento do reservatório foi o mesmo do primeiro experimento apresentado, ou seja, fita crepe com emissividade estimada em 0,97.

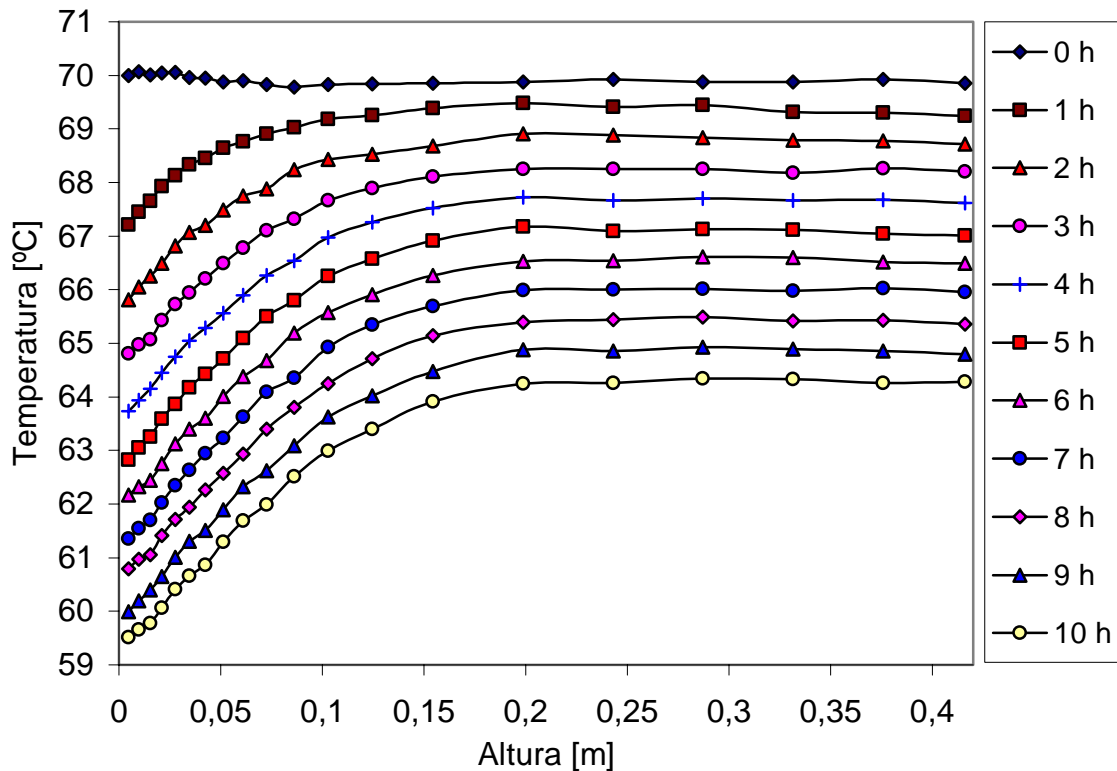


Figura 6.17 – Perfis de temperatura ao longo da altura partindo de um campo de temperatura uniforme de 70°C.

O comportamento observado para este caso é semelhante ao verificado para os casos anteriores onde o campo inicial era de 60°C. Observa-se que nas primeiras horas de resfriamento ocorre a formação do perfil estratificado de temperatura, enquanto que nas horas seguintes as curvas que definem a estratificação se mantêm bastante semelhantes, porém transladadas para baixo, em virtude do resfriamento. Esta constatação pode ser reforçada a partir da análise da Figura 6.18, que mostra a variação da temperatura ao longo do tempo em diferentes alturas medidas longo do diâmetro do reservatório, para as dez primeiras horas de resfriamento.

Observa-se que durante a primeira hora de resfriamento, a temperatura no fundo do reservatório (curva “h=0,5 cm”) sofre uma queda acentuada. Nas horas seguintes, a taxa de variação da temperatura mantém-se praticamente constante. Já para as regiões superiores, a taxa de variação da temperatura se mantém praticamente constante ao longo das 10 horas de resfriamento. Isto mostra que, para as características do reservatório utilizado e para as condições do experimento, a formação do perfil estratificado ocorre quase que totalmente durante a primeira hora de resfriamento.

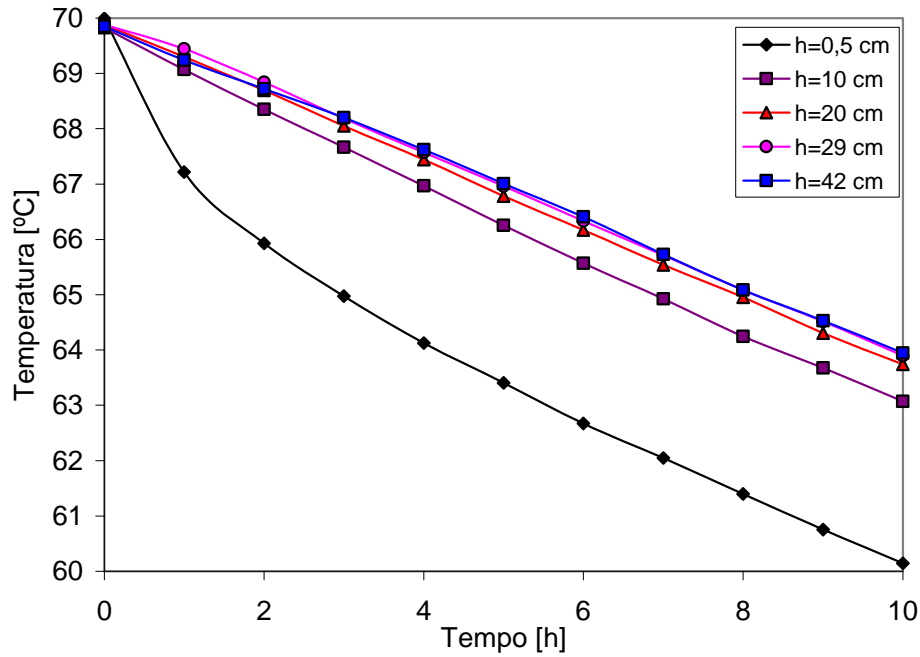


Figura 6.18 – Variação da temperatura em diferentes alturas ao longo do diâmetro do reservatório.

Na Figura 6.19 apresenta-se o comportamento da temperatura média ao longo 74 horas de resfriamento. Na mesma figura mostra-se ainda a variação da temperatura ambiente e da temperatura da parede na face externa do reservatório.

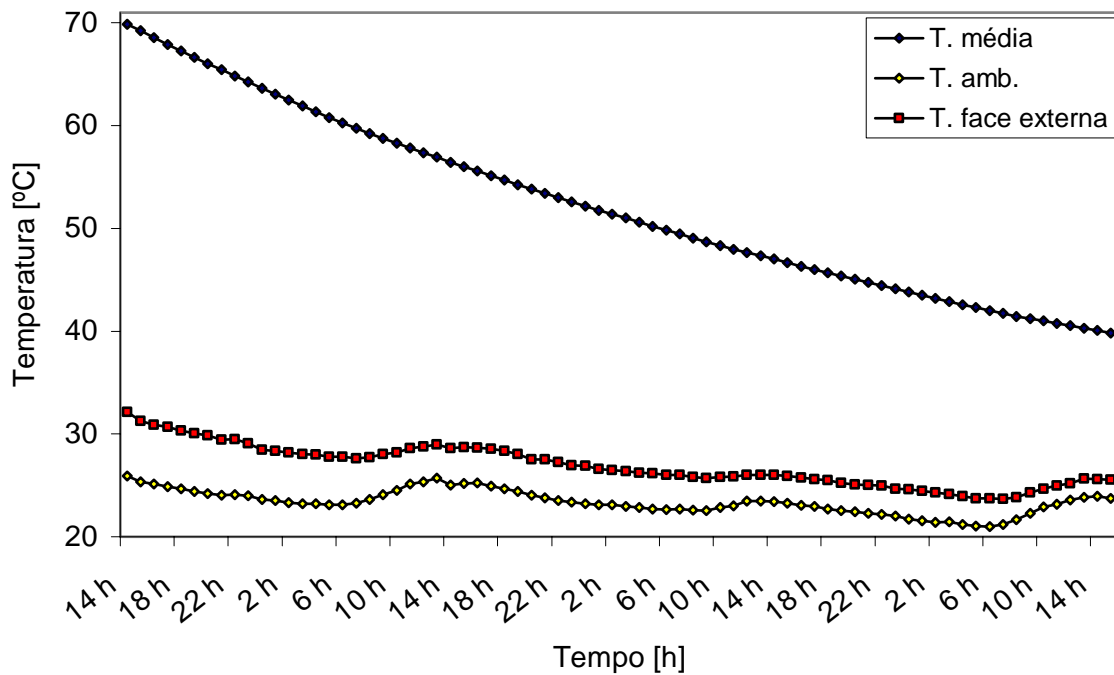


Figura 6.19 - Variação da temperatura média no interior do reservatório, da temperatura da parede na face externa e da temperatura ambiente para resfriamento partindo de 70°C.

Mais uma vez pode-se observar que enquanto a temperatura da parede na face externa acompanha as variações da temperatura ambiente, a temperatura média no interior do reservatório mantém-se praticamente insensível às mesmas. Isto significa que a magnitude de tais oscilações produz uma variação muito pequena na energia armazenada pela água do reservatório.

#### 6.4 EXPERIMENTOS ADICIONAIS COM CONSUMO DE ÁGUA QUENTE

Considerando um sistema doméstico com 4 m<sup>2</sup> de área de coletor e um reservatório com 300 litros, a vazão mássica adequada deve variar na faixa de 1,0 a 1,5 litros por minuto [Morrisom e Sapsford, 1983; Arbel e Sokolov, 1994]. Já a recomendação da ASHRAE, 1999, é que a vazão no coletor fique entre 0,6 e 1,62 l/min·m<sup>2</sup>.

Os experimentos descritos a seguir reproduzem uma situação onde ocorre a saída de água quente do reservatório (consumo) e o ingresso de igual volume de água fria para o interior do reservatório. Foram planejados 3 experimentos deste tipo:

1º experimento: Consumo de 5,7 litros de água quente;

2º experimento: Consumo de 15,4 litros de água quente;

3º experimento: Consumo de 27,0 litros de água quente.

Estes volumes de consumo foram escolhidos de modo que, com o conseqüente ingresso de água fria pela parte inferior do reservatório, o degrau térmico se forme nas alturas  $\frac{D}{8}$ ,  $\frac{2D}{8}$ ,  $\frac{3D}{8}$ , respectivamente, onde D é o diâmetro interno do reservatório.

##### 6.4.1 PRIMEIRO EXPERIMENTO: CONSUMO DE 5,7 LITROS DE ÁGUA QUENTE

Neste primeiro experimento com entrada de água fria pela parte inferior do reservatório e a conseqüente saída de água quente pela parte superior (ver Figura 6.1 e Figura 6.2), inicialmente toda a água do reservatório foi aquecida até uma temperatura uniforme de aproximadamente 50°C. Após, foi ingressada água fria, na temperatura de 20,5°C, para o interior do reservatório, a partir da entrada inferior, numa taxa constante. No decorrer desta fase de consumo, a água extraída (representando o consumo) é depositada em recipiente graduado, de modo que se possa conhecer o volume de água fria ingressada pelo volume de água extraída. Através da medida do tempo decorrido durante o consumo, calcula-se a taxa de ingresso de água fria (idêntica à taxa de consumo), em litros por minuto. Neste caso, em que foram extraídos 5,7 litros de água quente

num intervalo de tempo de 6,33 minutos, a taxa média de ingresso de água fria foi de 0,9 litros por minuto. Durante o processo de consumo, o perfil de temperatura no interior do reservatório foi monitorado através da sonda de termopares, com medição feita de 5 em 5 segundos.

Após atingir o volume de consumo desejado, foi interrompido o ingresso de água fria, que implica no fim do consumo de água quente. A partir desse momento o reservatório ficou sujeito apenas à perda de calor para o ambiente. Os perfis de temperatura continuaram sendo monitorados, porém agora com leituras feitas de 1 em 1 minuto.

A Figura 6.20 mostra a evolução dos perfis de temperatura, de minuto em minuto, para o ingresso de 5,7 litros de água fria, decorrente do consumo de igual volume de água quente. A curva indicada pelo tempo de 6 minutos corresponde ao término do processo de consumo.

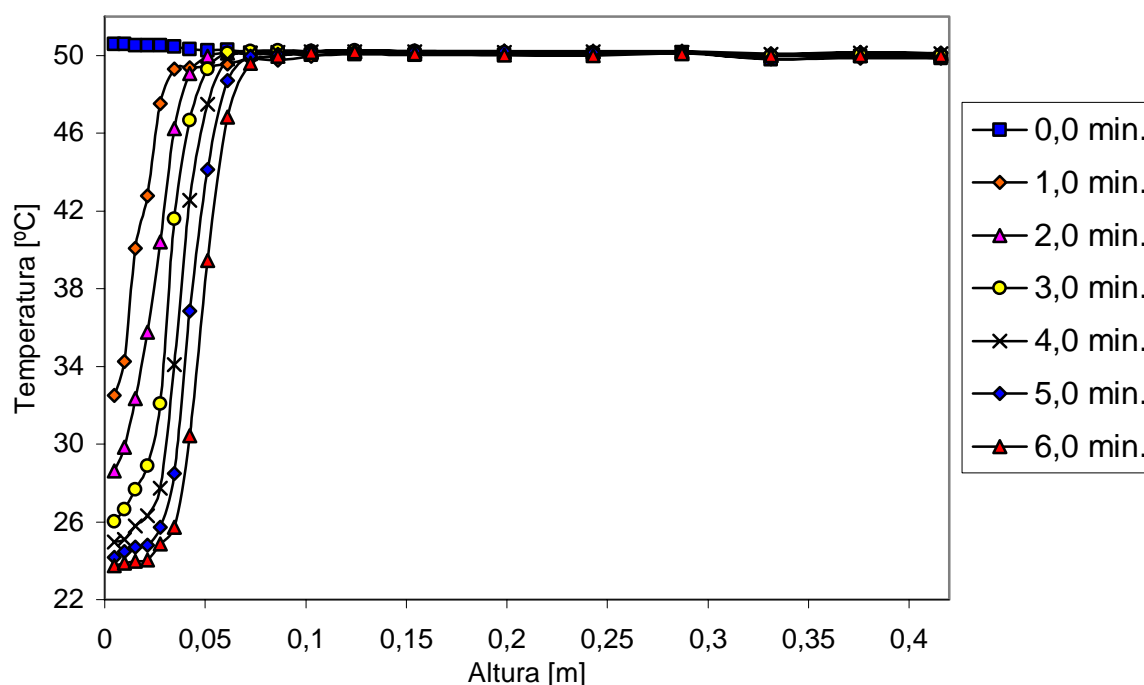


Figura 6.20 – Variação do perfil de temperatura no decorrer do ingresso de 5,7 litros de água fria.

A análise destes perfis transientes de temperatura mostra que, no início do processo de consumo, a água fria que ingressa mistura-se com a água quente do fundo do reservatório, assumindo um valor intermediário entre a temperatura da água quente e a temperatura da água fria. No decorrer deste processo de consumo, a água que ingressa encontra água no fundo do reservatório a uma temperatura inferior a temperatura da água quente e assim a temperatura da mistura atinge valores cada vez menores. Este processo de ingresso de água fria vai formando uma camada de água fortemente estratificada, cujo perfil térmico vai sendo deslocado verticalmente para cima devido ao sucessivo ingresso de água fria.



Após 6 minutos de consumo, com o ingresso de 5,7 litros de água fria, observa-se que a temperatura no fundo do reservatório já é bastante próxima ao valor da temperatura da água fria que ingressa.

A Figura 6.21 mostra a evolução dos perfis de temperatura no interior do reservatório de hora em hora. O perfil inicial (0 h) desta figura corresponde ao perfil “6,0 min” da Figura 6.20, para o processo de ingresso de água fria.

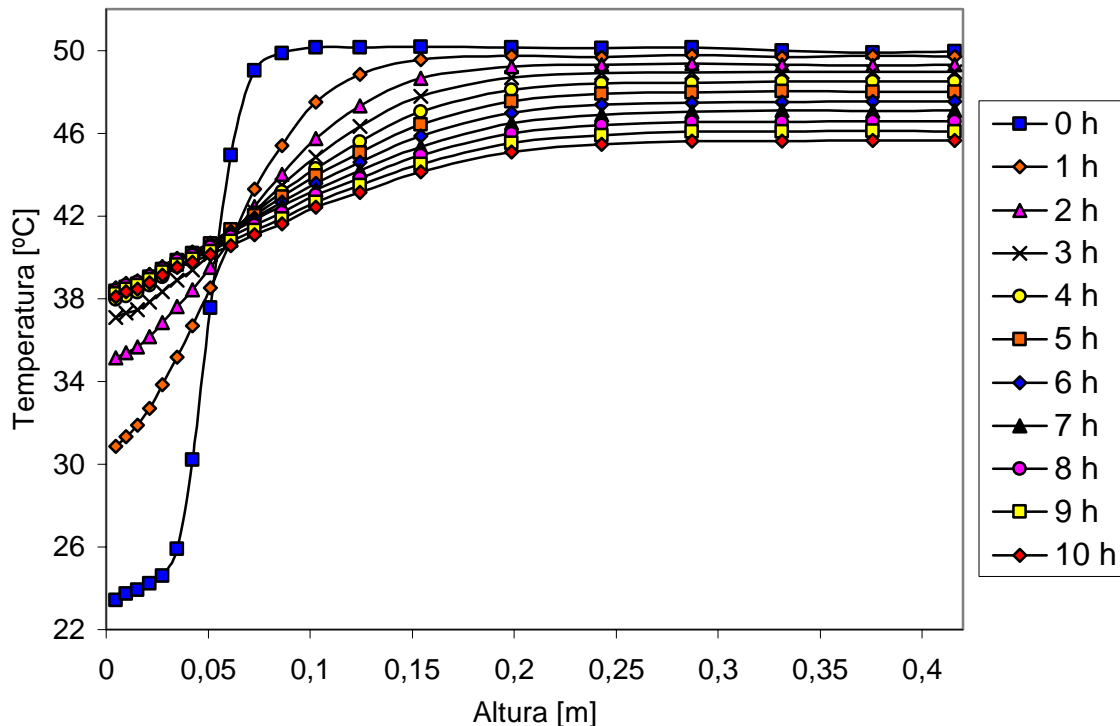


Figura 6.21 – Variação do perfil de temperatura após o ingresso de 5,7 litros de água fria.

Observa-se que com o passar do tempo o degrau térmico vai sendo atenuado. Percebe-se ainda que existe uma posição onde a temperatura permanece praticamente inalterada durante as 10 horas mostradas. Esta posição, para este experimento onde foi ingressado 5,7 litros de água fria, situa-se aproximadamente a 0,07 metros acima do fundo. Considerando que os 5,7 litros de água fria atingem uma altura de  $\frac{D}{8} = 0,0525$  m ( $D=0,42$ m), percebe que essa posição onde a temperatura fica inalterada situa-se a aproximadamente 0,02m acima desta posição.

Além disso, no decorrer das 10 horas mostradas, percebe-se que abaixo desta posição a temperatura aumenta e que acima desta posição a temperatura diminui. No decorrer das 10 horas mostradas, a temperatura ambiente variou de 22,6 a 20,2°C de forma aproximadamente linear.

#### 6.4.2 SEGUNDO EXPERIMENTO: CONSUMO DE 15,4 LITROS DE ÁGUA QUENTE

Neste segundo experimento foram ingressados no reservatório 15,4 litros de água fria e extraído igual volume de água quente. A temperatura inicial da água no reservatório foi 50°C (água quente) e a temperatura da água de ingresso foi 20,5°C (água fria). A temperatura do ar ambiente foi de 24°C. A taxa média de entrada de água fria no reservatório foi de 1,185 litros por minuto. A Figura 6.22 mostra a variação dos perfis de temperatura no decorrer do processo de consumo de água quente, com ingresso de água fria.

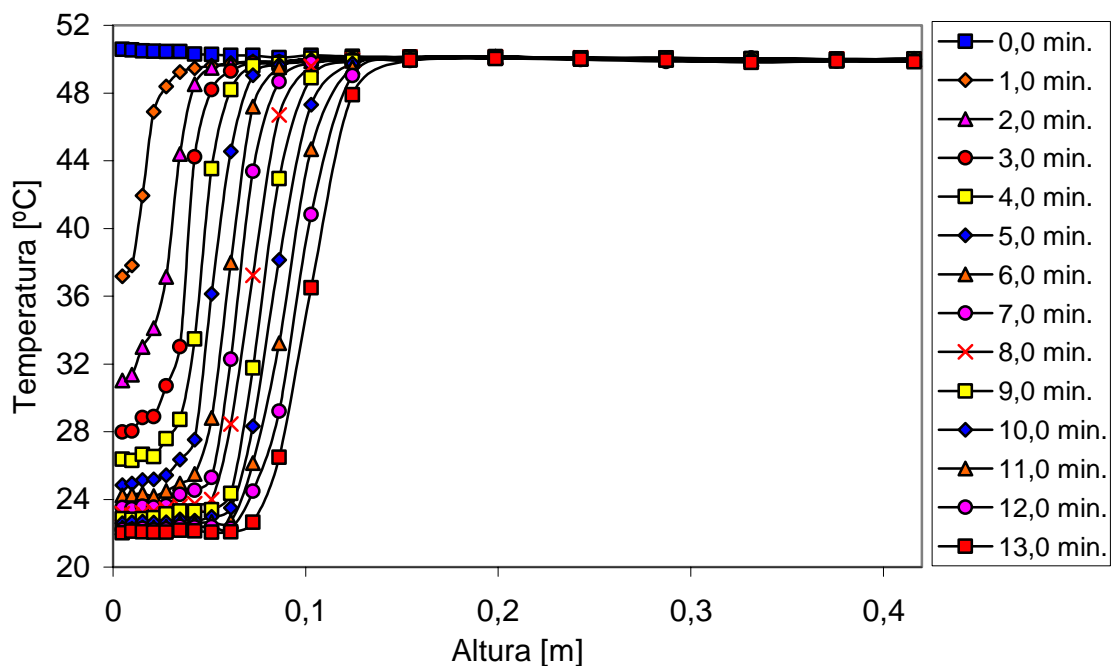


Figura 6.22 - Variação do perfil de temperatura no decorrer do ingresso de 15,4 litros de água fria.

Da mesma forma que no caso anterior, observa-se a formação do degrau térmico, que vai sendo sucessivamente deslocado para cima devido ao ingresso de água fria pela base do reservatório. Verifica-se ainda que a temperatura no fundo do reservatório segue diminuindo devido ao ingresso de água fria, mas numa taxa cada vez menor. Para os minutos finais, pode-se dizer que a temperatura da água no fundo do reservatório já é bastante próxima da temperatura da água de entrada.

A Figura 6.23 mostra a evolução dos perfis de temperatura no interior do reservatório, de hora em hora, a partir do término do processo de consumo, mostrado na Figura 6.22.

De maneira semelhante ao que ocorreu no experimento anterior, também aqui percebe-se a existência de uma posição em que a temperatura praticamente não sofre alteração no decorrer

das 10 horas mostradas. Considerando que neste experimento foi ingressado um volume de água fria superior ao do caso anterior, esta posição localiza-se mais acima, numa altura de aproximadamente 0,11m acima do fundo do reservatório.

Neste experimento o volume de água fria ingressada foi de 15,4 litros, que corresponde a uma altura de  $\frac{2D}{8} = 0,105$  ( $D=0,42\text{m}$ ), de modo que a posição 0,11m fica um pouco acima deste valor. No decorrer das 10 horas mostradas, a temperatura ambiente variou de 22,7 a 20,0°C de forma aproximadamente linear.

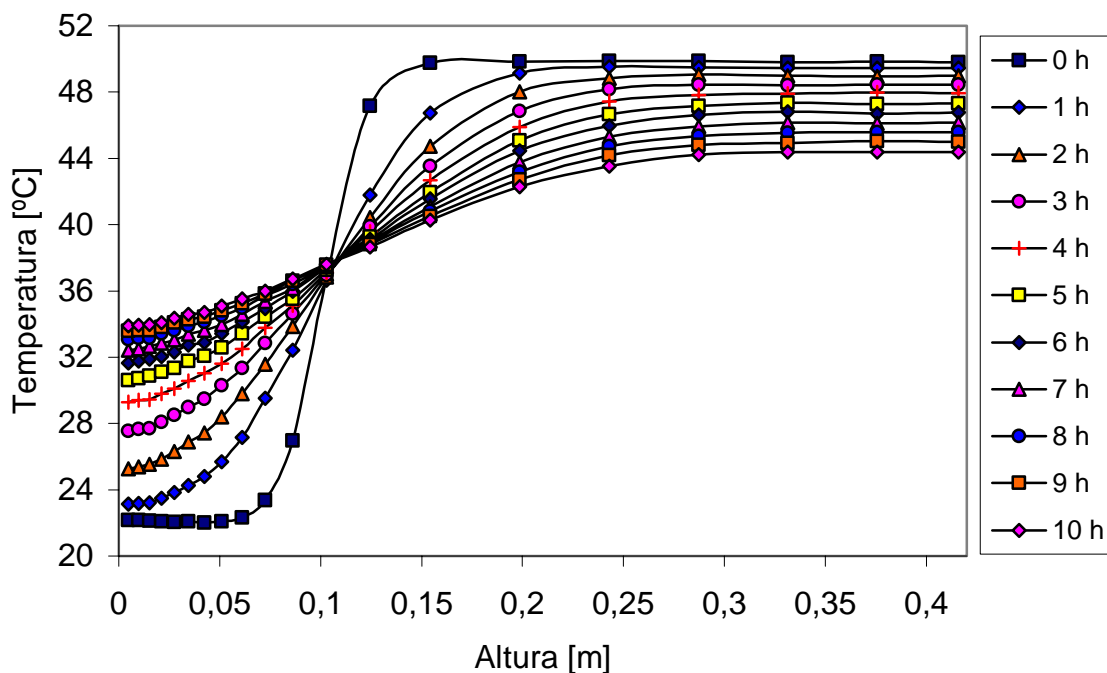


Figura 6.23 - Variação do perfil de temperatura após o ingresso de 15,4 litros de água fria.

#### 6.4.3 TERCEIRO EXPERIMENTO: CONSUMO DE 27,0 LITROS DE ÁGUA QUENTE

Neste experimento novamente a água no interior do reservatório foi aquecida uniformemente, até uma temperatura de 50°C. Após foi ingressada água fria numa temperatura de 20,5°C, numa taxa de 1,328 litros por minuto, sendo que a temperatura ambiente era de 23°C. O volume de água ingressada foi de 27,0 litros, que corresponde a uma altura de  $\frac{3}{8}D = 0,157$  ( $D=0,42\text{m}$ ). A Figura 6.24 mostra a evolução dos perfis de temperatura, de dois em dois minutos, no decorrer do processo de ingresso de água fria e consumo de água quente. Novamente percebe-se a mesma dinâmica do degrau térmico.

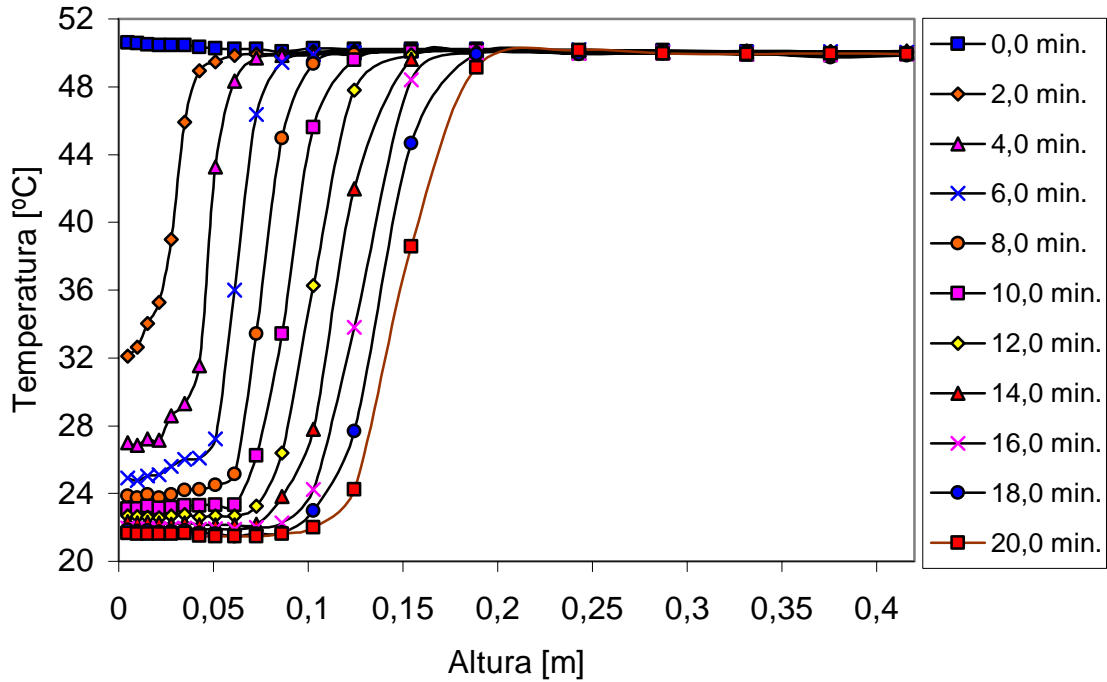


Figura 6.24 - Variação do perfil de temperatura no decorrer do ingresso de 27,0 litros de água fria.

Na Figura 6.25 observam-se os perfis de temperatura ao longo de 10 horas de resfriamento.

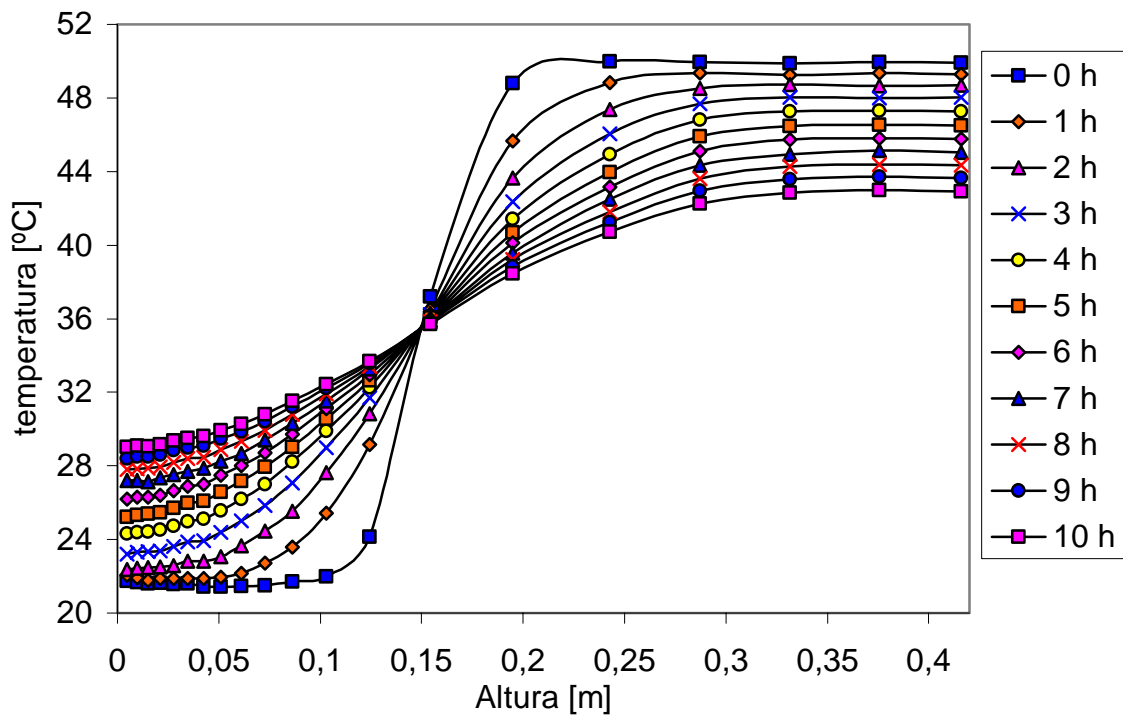


Figura 6.25 - Variação do perfil de temperatura após o ingresso de 27,0 litros de água fria.

Mais uma vez observa-se a existência de uma posição ao longo do diâmetro onde a temperatura não sofre alteração. Analisando os três experimentos em conjunto (Figura 6.21, Figura 6.23 e Figura 6.25), constata-se que esta posição se localiza sempre dentro da faixa ocupada pelo degrau térmico inicial, numa posição intermediária.

Outro aspecto a se destacar é que com o passar do tempo o perfil de temperatura tende a assumir uma forma de estratificação semelhante àquelas observadas para os casos de resfriamento a partir de um campo uniforme. Esta mudança no perfil de estratificação pode ser acompanhada na Figura 6.26, que mostra a evolução dos perfis de temperatura até 24h de resfriamento, a partir do degrau térmico mostrado na Figura 6.24 (curva “20,0 min”).

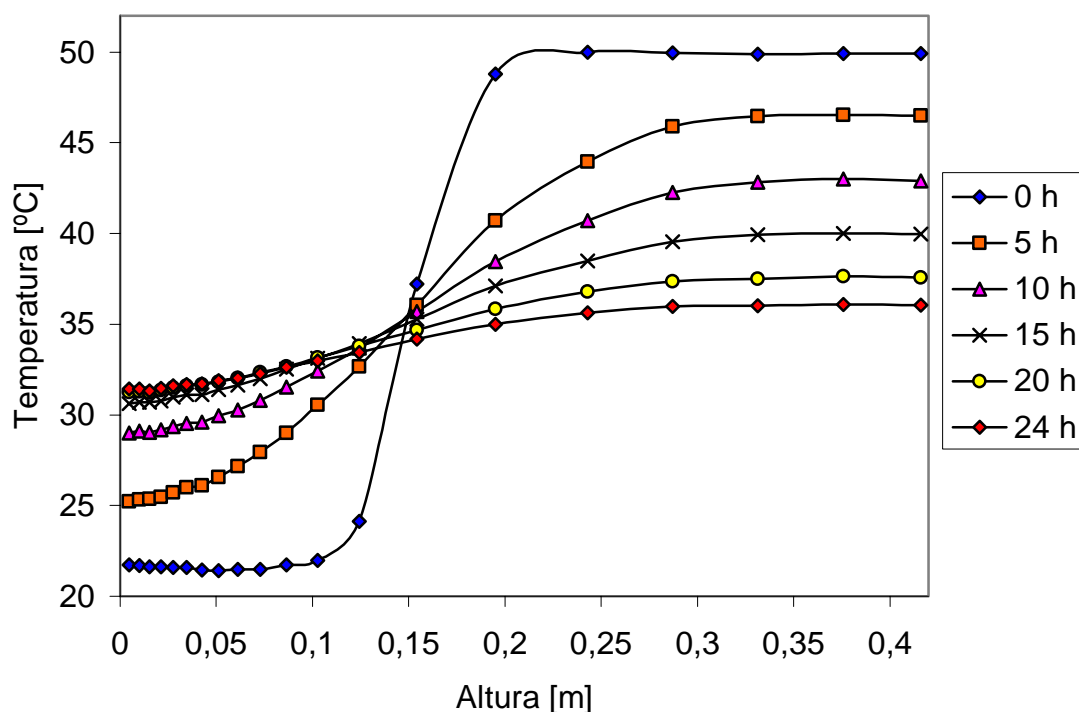


Figura 6.26 – Evolução do perfil de temperatura após o ingresso de 27,0 litros de água fria, ao longo de 24 horas de resfriamento.

Pode-se observar que o perfil de temperatura correspondente ao tempo de 24 horas de resfriamento já é bastante diferente daquele perfil original com degrau térmico. Para observar este fato com mais clareza, a Figura 6.27 apresenta numa escala mais favorável o perfil de temperatura correspondente ao período de resfriamento de 24h.

Conforme se observa, após 24 horas de resfriamento, o perfil de temperatura já assumiu uma forma semelhante àquela verificada para os casos de resfriamento partindo de campo de temperatura uniforme. Comparando a Figura 6.21, Figura 6.23 e Figura 6.25, observa-se que esta mudança no perfil foi mais lenta para o caso onde o degrau térmico está mais próximo do centro

do reservatório, onde há maior massa de água associada para certa variação de altura. Também neste caso a variação da temperatura ambiente foi muito pequena no intervalo de tempo considerado. Para as 10 horas mostradas na Figura 6.25, a temperatura ambiente variou de forma praticamente linear entre 22,4 e 20,7°C, enquanto que no intervalo de 24 horas mostrado na Figura 6.26, esta variação foi de 22,4 a 20,0°C.

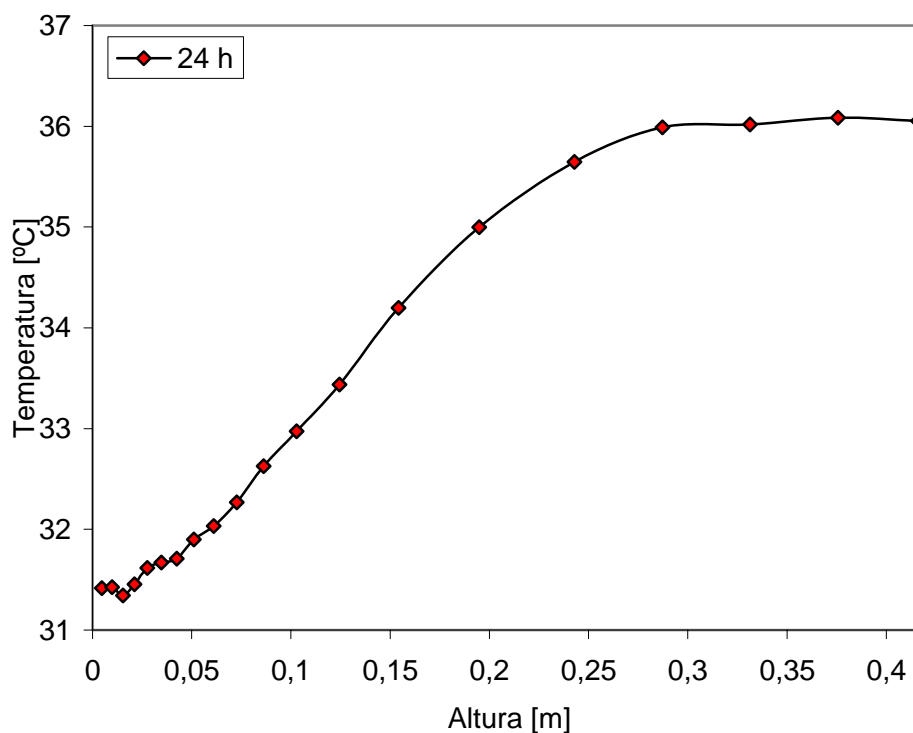


Figura 6.27 – Perfil de temperatura após 24 horas de resfriamento.

## 7 CONVECÇÃO NATURAL EM RESERVATÓRIO TÉRMICO CILÍNDRICO HORIZONTAL

Uma vez validado o programa tridimensional, simula-se agora o reservatório térmico cilíndrico horizontal nas três dimensões, aproximando-se assim da realidade física do problema.

### 7.1 RESERVATÓRIO SUJEITO À PERDA DE CALOR PARA O AMBIENTE

#### 7.1.1 RESFRIAMENTO A PARTIR DE UM CAMPO DE TEMPERATURA UNIFORME

A Figura 7.1 apresenta a geometria e as dimensões do reservatório que é objeto de estudo na presente simulação e que corresponde ao utilizado nos ensaios descritos no Capítulo 6.

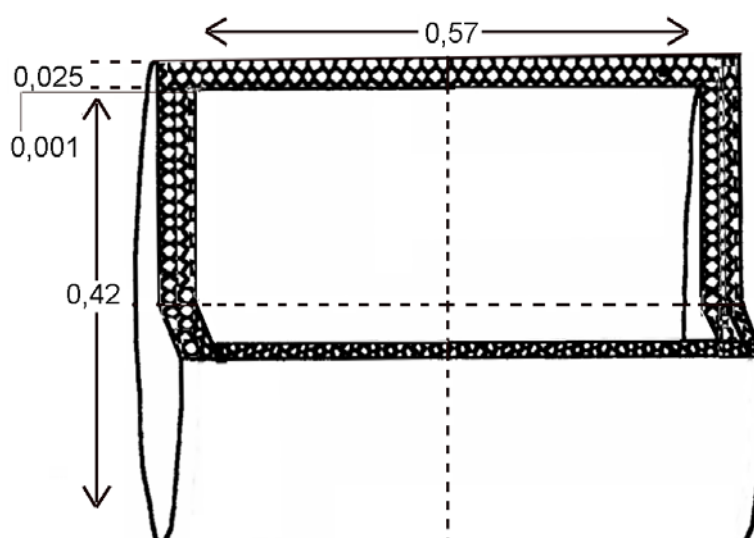


Figura 7.1 – Dimensões do reservatório cilíndrico horizontal, medidas em [m].

As camadas da parede metálica interna e de isolamento têm valores iguais nas direções

radial e axial, sendo respectivamente  $e_{pm}=0,001m$  e  $e_{iso}=0,025m$ . A parede metálica interna é de aço e o isolamento térmico de poliuretano. As propriedades físicas dos materiais podem ser vistas na Tabela 7.1.

Tabela 7.1 - Propriedades termofísicas dos materiais que compõem o reservatório.

	Água (50°C)	Aço (50°C)	Poliuretano (50°C)
$\rho [kg / m^3]$	-	7978	16
$k [W / m \cdot K]$	0,64	14,2	0,035
$c_p [J / kg \cdot K]$	4180	480	1420
$\mu [kg / m \cdot s]$	$5,397 \cdot 10^{-4}$	-	-

Considerando os dois planos de simetria vertical, sendo um em  $(r, \theta)$  passando pelo ponto médio do comprimento  $z$  e outro em  $(r, z)$  passando pelo seu diâmetro vertical, o domínio de cálculo para a simulação do resfriamento se reduz à região mostrada na Figura 7.2.

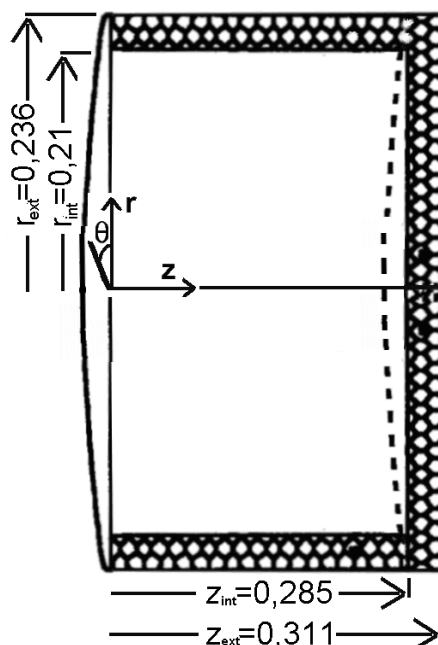


Figura 7.2 – Domínio de cálculo simulado, medidas em [m].

Na simulação que será apresentada a seguir, considera-se que o tanque está totalmente preenchido com água a uma temperatura uniforme de 50°C e que a temperatura ambiente fique constante em 15°C.

Analogamente ao problema apresentado anteriormente na seção 5.3, também aqui, o problema pode ser descrito pelo seguinte sistema de equações.

Equação de continuidade: Equação 5.6.

Equações do movimento:



Na direção angular: Equação 5.7, acrescido do termo fonte dado pela Equação 5.11.

Na direção radial: Equação 5.8, acrescido do termo fonte dado pela Equação (5.12).

Na direção axial: Equação 5.9.

Condições iniciais:

$$V_r = 0; V_\theta = 0; V_z = 0 \text{ para todo o domínio.}$$

Condições de contorno:

$$V_r = 0; V_\theta = 0; V_z = 0 \text{ em toda região sólida (atribuindo } \mu = 10^{50} \text{ nestes volumes).}$$

$$V_\theta = 0; V_r = 0; \frac{\partial V_z}{\partial r} = 0 \text{ na linha } r=0.$$

$$\frac{\partial V_\theta}{\partial z} = \frac{\partial V_r}{\partial z} = V_z = 0 \text{ no plano de simetria } r\theta, \text{ onde } z=0.$$

$$\frac{\partial V_r}{\partial \theta} = \frac{\partial V_z}{\partial \theta} = V_\theta = 0 \text{ nos planos de simetria } rz, \text{ onde } \theta = 0 \text{ e } \theta = \pi.$$

Equação da energia: Equação 5.10.

Condições iniciais:

$$T = T_{ini} \text{ na região do fluido (interior do reservatório).}$$

$T$  varia linearmente entre  $T_{ext}$  (face externa,  $z = Z_{ext}, r = R_{ext}$ ) e  $T_{ini}$  (face interna,  $z = Z_{int}, r = R_{int}$ ) nas direções radial e axial da região do isolamento térmico.

Condições de contorno:

$$\frac{\partial T}{\partial r} = 0 \text{ na linha } r=0.$$

$$\frac{\partial T}{\partial z} = 0 \text{ no plano de simetria } r\theta, \text{ onde } z=0.$$

$$\frac{\partial T}{\partial \theta} = 0 \text{ nos planos de simetria } rz, \text{ onde } \theta = 0 \text{ e } \theta = \pi.$$

$$h_{ext} \text{ e } T_{ext} \text{ prescritos no exterior das fronteiras } z = Z_{ext} \text{ e } r = R_{ext}.$$

Nesta formulação do modelo matemático, as propriedades físicas da água são constantes no espaço e atualizadas no tempo, com base na temperatura média do fluido, de acordo com as seguintes expressões ajustadas a partir de dados encontrados em Bejan, 1995 e em Incropera, 2006, na faixa de 40°C a 80°C.

$$\beta = -3,9686 \cdot 10^{-8} T_{int}^2 + 3,3101 \cdot 10^{-5} T_{int} - 6,0927 \cdot 10^{-3} \quad (7.1)$$

$$\rho_\infty = -3,4772 \cdot 10^{-3} \cdot T_{int}^2 + 1,8153 \cdot T_{int} + 7,6460 \cdot 10^2 \quad (7.2)$$

$$\mu = -1,9234 \cdot 10^{-9} \cdot T_{int}^3 + 2,0320 \cdot 10^{-6} \cdot T_{int}^2 - 7,1990 \cdot T_{int} + 8,5881 \cdot 10^{-2} \quad (7.3)$$

$$k = -7,5660 \cdot 10^{-6} \cdot T_{\text{int}}^2 + 6,0084 \cdot 10^{-3} \cdot T_{\text{int}} - 0,50796 \quad (7.4)$$

$$c_p = 2,7831 \cdot 10^{-6} \cdot T_{\text{int}}^4 - 3,7101 \cdot 10^{-3} \cdot T_{\text{int}}^3 + 1,8599 \cdot T_{\text{int}}^2 - 4,1507 \cdot 10^2 \cdot T_{\text{int}} + 3,8939 \cdot 10^4 \quad (7.5)$$

A variação da densidade é modelada via aproximação de Boussinesq, na qual a variação da densidade somente é relevante no termo de empuxo das equações do movimento, conforme descrito no Capítulo 3. A troca de calor por radiação é incorporada no coeficiente de transferência de calor  $h_{\text{ext}}$ .

### 7.1.2 RESULTADOS DA SIMULAÇÃO NUMÉRICA E DISCUSSÃO

Para a discretização da região ocupada pelo fluido foi utilizado um incremento uniforme na direção angular e incrementos não uniformes nas direções  $r$  e  $z$ , conforme descrito no Capítulo 3, seção 3.7, com os parâmetros  $\alpha=2,5$  e  $a=0,75$  na direção  $r$  e  $\alpha=1,5$  e  $a=0,75$  na direção  $z$ . Para esta região foram tomados 40 volumes em cada uma das direções, ou seja, uma malha de 40x40x40 volumes, conforme mostra a Figura 7.3. Para discretizar a parede metálica usou-se um volume em cada direção (radial e axial) e dois volumes para discretizar a camada de isolamento térmico. A malha total fica com 43x40x43, respectivamente nas direções  $r, \theta, z$ .

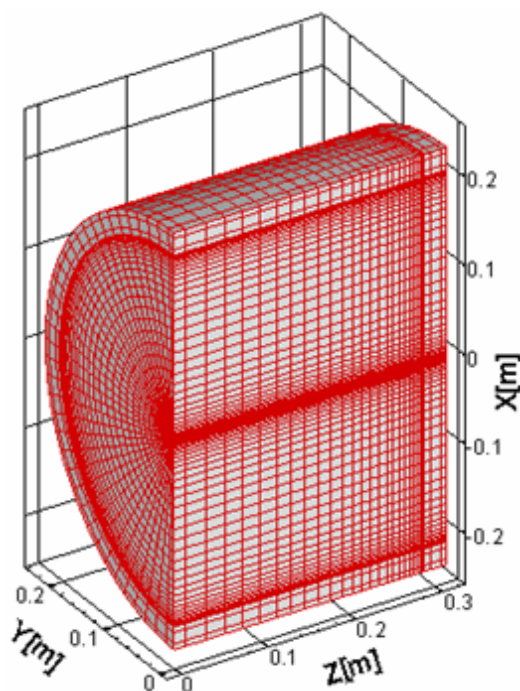


Figura 7.3 – Malha tridimensional utilizada para discretizar o domínio de cálculo.

A Figura 7.4a (vista lateral) mostra o campo de temperatura próximo da fronteira do fluido com a parede metálica interna enquanto que a Figura 7.4b (planos de simetria) mostra o campo de temperatura nos planos de simetria. Observa-se que após 1 hora o campo de temperatura está fortemente estratificado no fundo do reservatório, enquanto que na parte

superior à temperatura é praticamente constante.

Na vista mostrada na Figura 7.4a observa-se que uma fina camada de fluido resfriado se forma próximo das paredes do reservatório, em decorrência da perda de calor para o exterior. Observam-se ainda flutuações de temperatura na parte mais alta do reservatório que estão associadas às flutuações hidrodinâmicas e vice-versa. Já nos planos de simetria (Figura 7.4b), os perfis de temperatura numa mesma altura são praticamente constantes, exceto nas proximidades das paredes, onde forma-se a camada limite térmica.

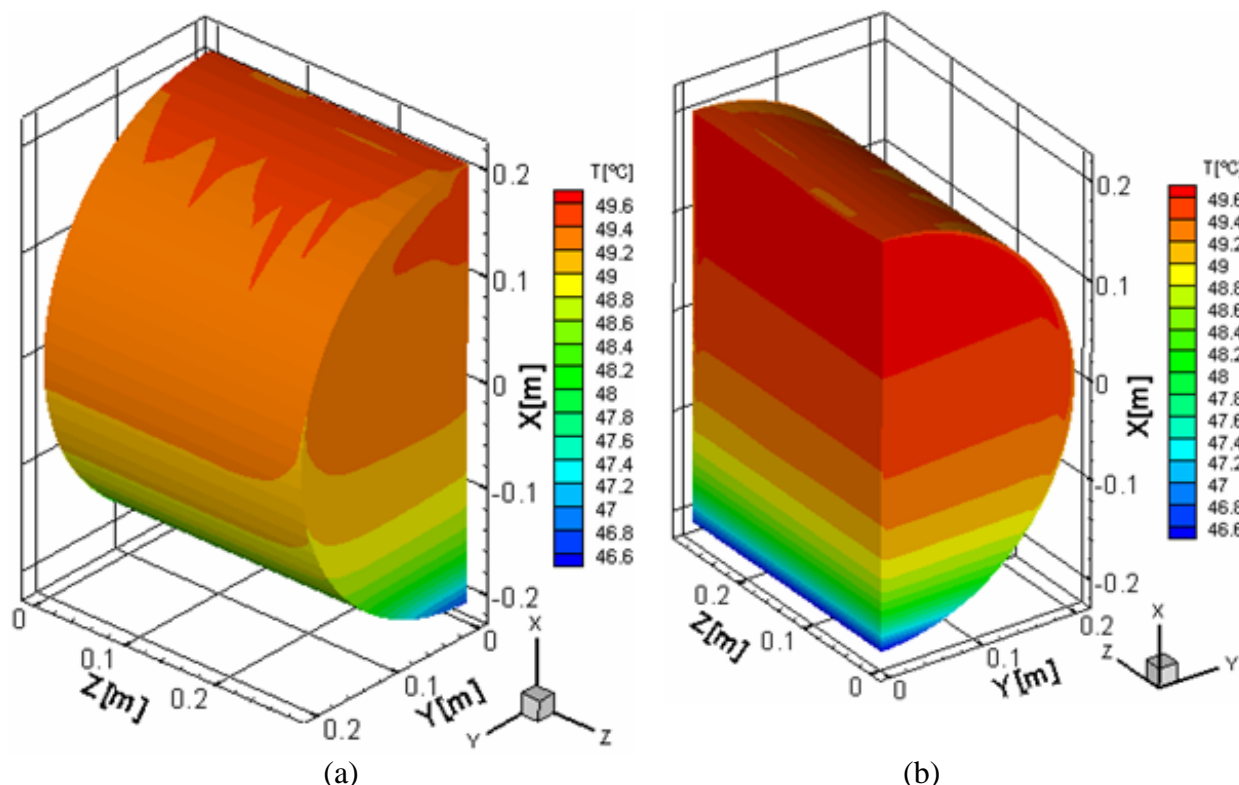


Figura 7.4 – Campo de temperatura após 1 hora. (a) próximo da face interna. (b) nos planos de simetria.

A seguir, nas Figura 7.5a e Figura 7.5b apresentam-se os campos de temperatura para um tempo de simulação de 5 horas. Observa-se que o perfil de temperatura mantém-se estratificado no fundo do reservatório. Analisando a temperatura no topo e na base do reservatório, observa-se que após 5 horas de resfriamento, a região superior teve sua temperatura reduzida em aproximadamente  $2^{\circ}\text{C}$ , enquanto que na região inferior a temperatura foi reduzida em aproximadamente  $5,8^{\circ}\text{C}$ , de modo que o grau de estratificação térmica neste instante é de  $3,8^{\circ}\text{C}$ .

Nas Figura 7.4 e Figura 7.5, observa-se que ocorre um maior resfriamento do fluido na região próxima ao encontro das paredes radial e axial. Este fenômeno é análogo ao verificado para o tanque na forma de um paralelepípedo, descrito no Capítulo 5. Também aqui a explicação para este fato pode ser dada em virtude da maior área de troca de calor com o exterior, visto que nesta região, a camada fluida faz vizinhança com as paredes radial e axial.

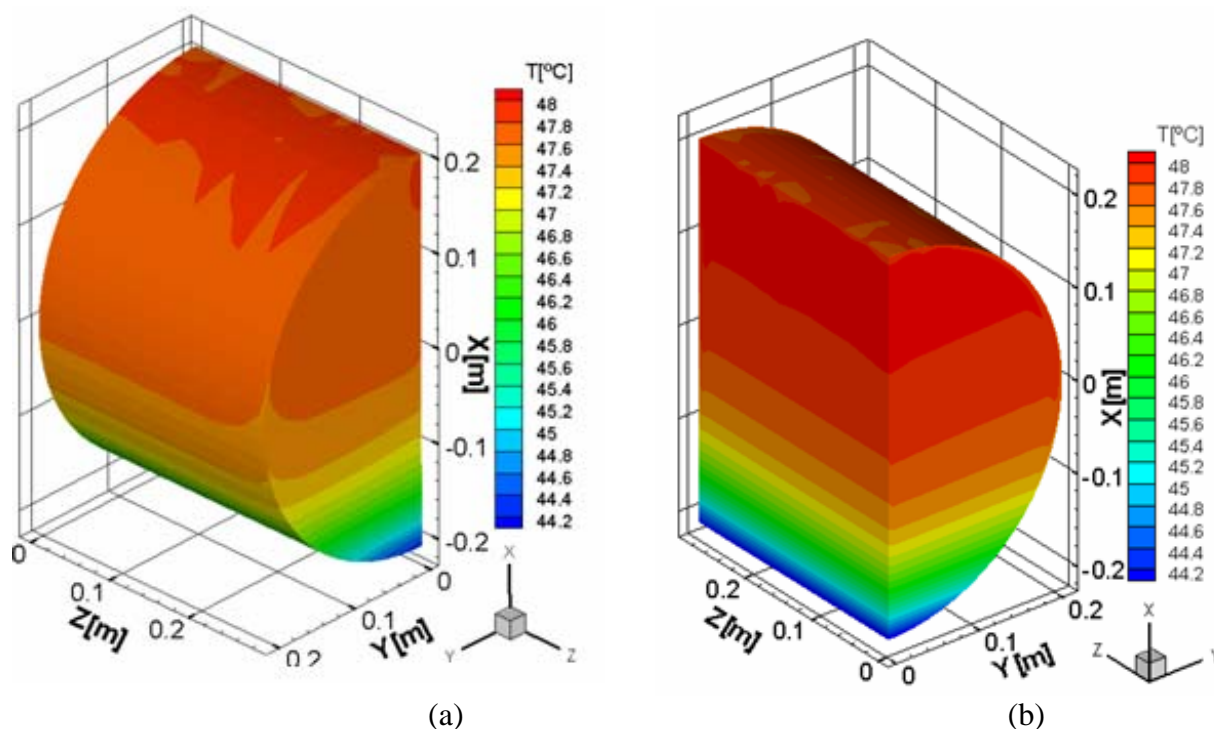


Figura 7.5 – Campo de temperatura após 5 horas. (a) vista lateral. (b) planos de simetria.

Nas Figura 7.6a e Figura 7.6b apresenta-se o mesmo campo de temperatura Figura 7.5, porém agora visto em termos de superfícies isotermas.

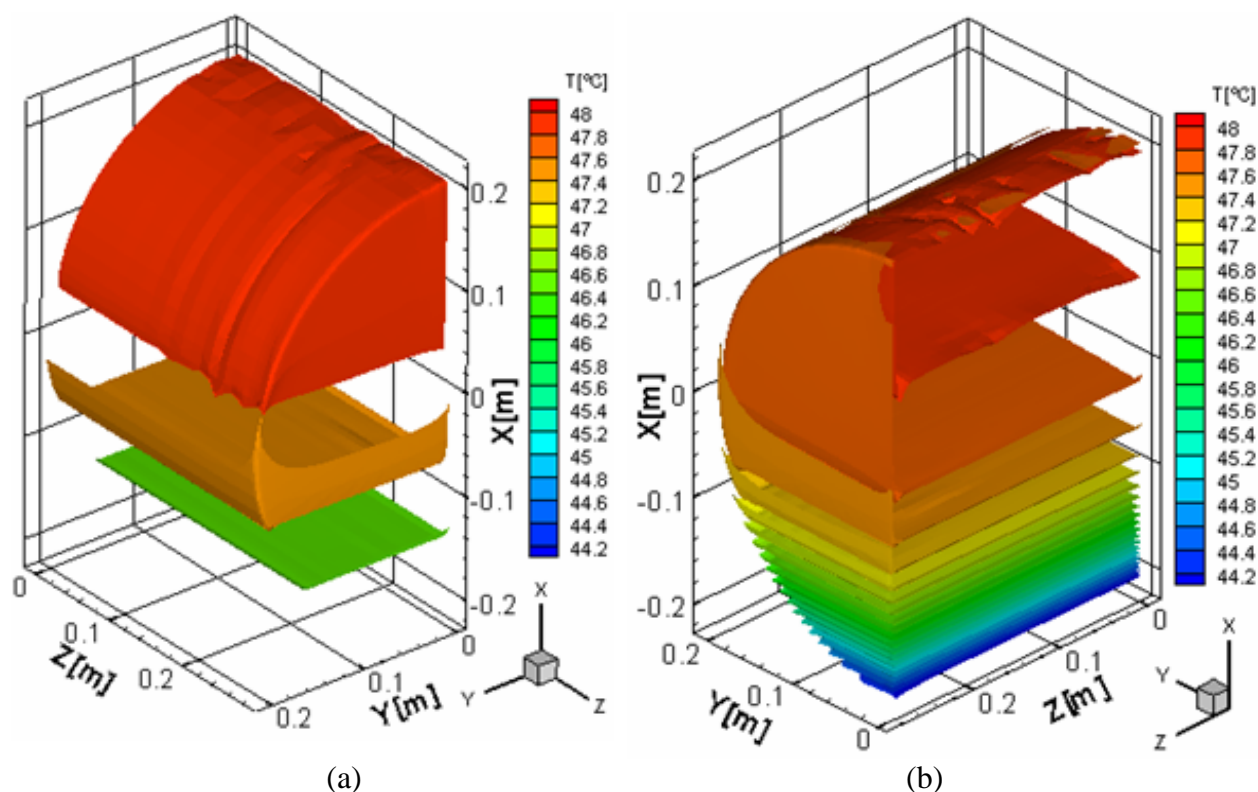


Figura 7.6 – Superfícies isotermas após 5 horas de simulação.

Na Figura 7.6a mostra-se apenas 3 níveis de temperatura, para que se possa observar melhor o perfil individual destas superfícies isotermas e assim ter uma melhor compreensão do

comportamento da camada limite térmica nas fronteiras radial e axial, junto à parede metálica. Observa-se que próximo das paredes as superfícies isotermas apresentam uma elevação, que correspondem ao resfriamento do fluido nessa região. Na Figura 7.6b mostram-se 20 níveis de temperatura igualmente espaçados. Observa-se que aproximadamente 17 níveis ocupam a metade inferior do reservatório, o que mostra que os maiores gradientes de temperatura ocupam a sua região inferior.

Na Figura 7.7 apresenta-se os perfis de temperatura ao longo do diâmetro vertical para 10 horas de resfriamento.

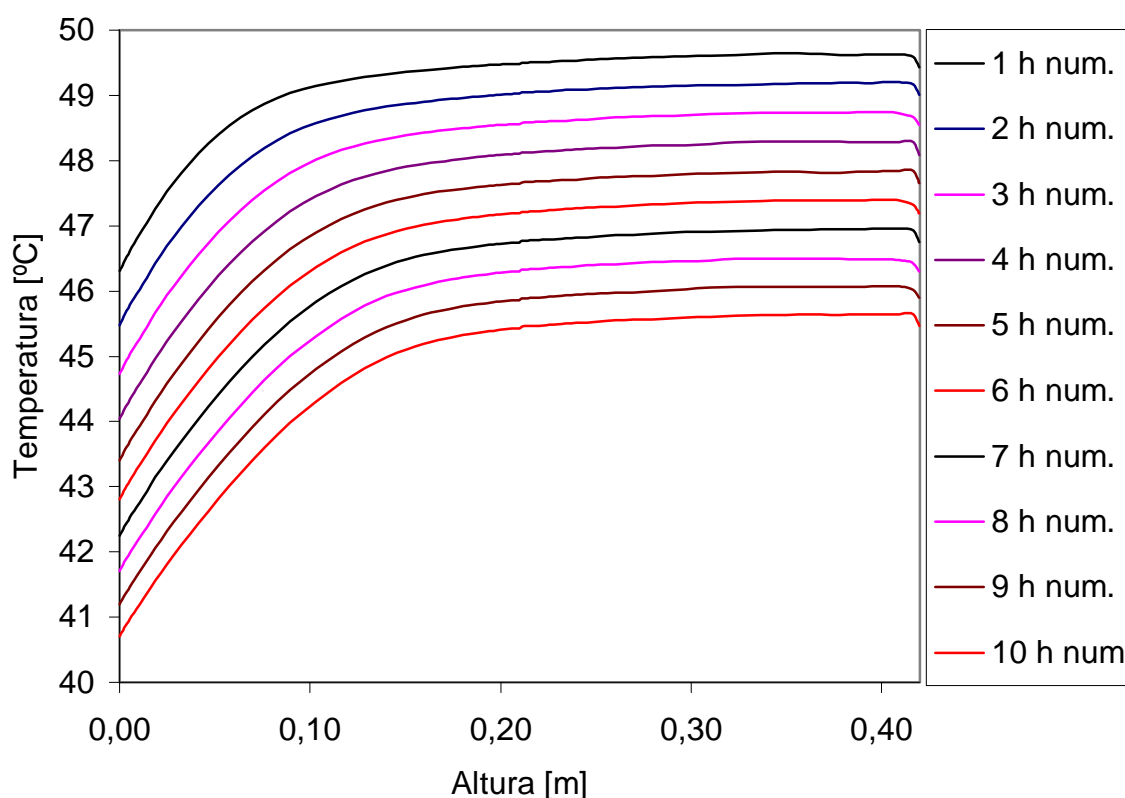


Figura 7.7 – Perfis de temperatura na linha de simetria para 10h de resfriamento.

Através da visualização destes perfis de temperatura percebe-se que o padrão de estratificação é desenvolvido logo nas primeiras horas de resfriamento e sofre pouca variação nas horas seguintes. Além disso, percebe-se que a faixa de estratificação térmica situa-se numa região localizada aproximadamente no 1/3 inferior do diâmetro do reservatório.

Cabe salientar a redução do grau de estratificação térmica no interior do reservatório horizontal em relação ao verificado para os reservatórios verticais. Para o reservatório em questão e para as condições de contorno aplicadas, observa que o grau de estratificação é de aproximadamente 4°C após 10 horas de resfriamento. Se o mesmo reservatório fosse simulado na posição vertical, este grau de estratificação com certeza seria maior. O motivo é que para os

reservatórios horizontais, a altura da coluna de água é geralmente menor que em reservatórios verticais. Por exemplo, para o reservatório considerado, tem-se  $D_{\text{int}} = 0,42\text{m}$  e  $Z_{\text{int}} = 0,57\text{m}$ . Assim, visto que,  $Z_{\text{int}} > D_{\text{int}}$ , percebe-se que uma maior estratificação seria obtida se o reservatório considerado fosse colocado na posição vertical. Em sistemas de aquecimento por energia solar, cuja movimentação da água ocorre devido a gradientes térmicos (termossifão), é desejável que ocorram maiores diferenças de temperatura. Portanto, um dos aspectos negativos do uso dos coletores cilíndricos na horizontal, é a redução do grau de estratificação térmica no reservatório, que implica numa redução da eficiência do sistema como um todo.

A partir dos perfis de temperatura mostrados na Figura 7.7 constata-se que há uma redução da temperatura no topo (acima da altura 0,4m) que naturalmente se deve à perda de calor para o ambiente.

Na Figura 7.8 apresenta-se dois cortes no plano  $(r, \theta)$  mostrando as componentes de velocidade  $(V_r, V_\theta)$  através de vetores e também através do esquema de cores.

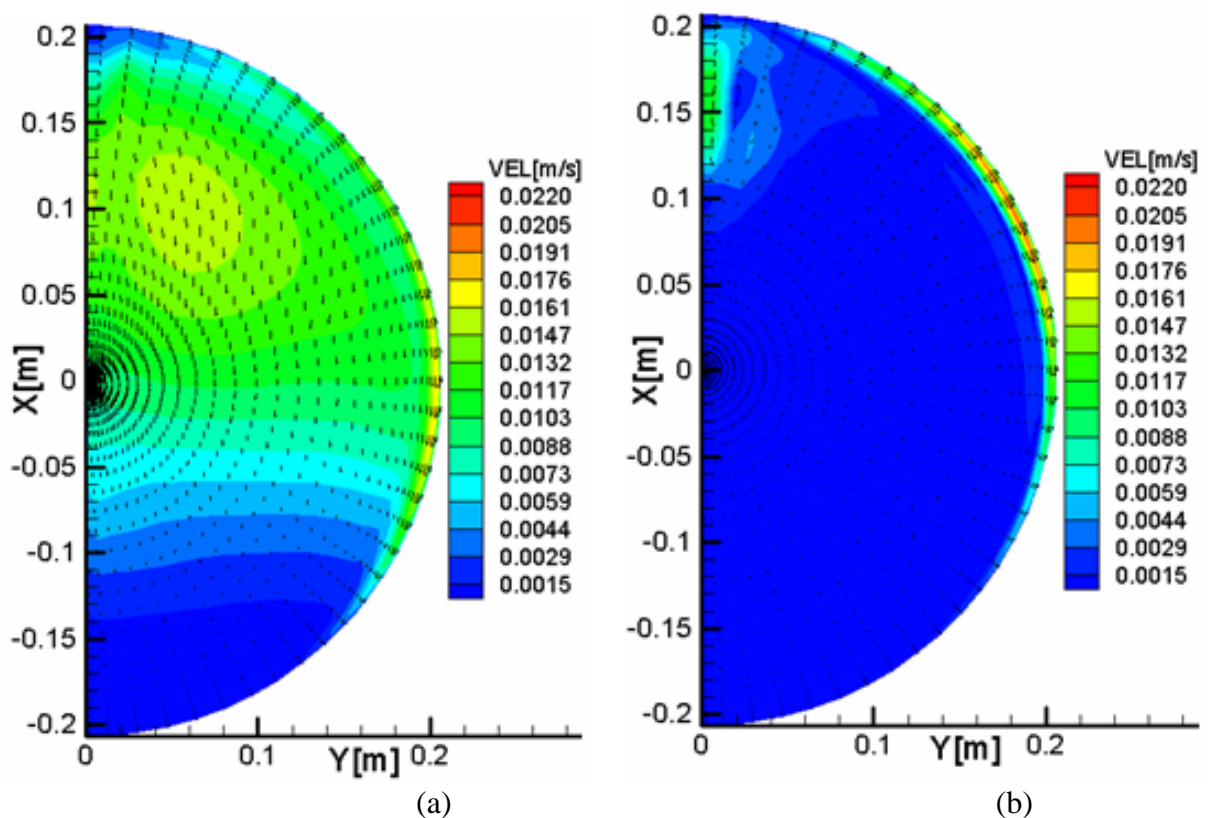


Figura 7.8 (a) Componentes de velocidade  $(V_r, V_\theta)$  num corte distante 5 mm da parede axial.  
(b) Componentes de velocidade  $(V_r, V_\theta)$  num corte no centro do reservatório.

A Figura 7.8a corresponde a um corte próximo a parede axial enquanto que a Figura 7.8b corresponde a um corte numa posição no meio do reservatório. O esquema de cores representa o módulo das componentes do vetor velocidade no plano, ou seja,  $VEL = \sqrt{V_r^2 + V_\theta^2}$ . Os gráficos

correspondem a um tempo de resfriamento de 1 hora.

Inicialmente, para a Figura 7.8a observa-se que o fluido resfriado escoa num movimento descendente paralelo a parede axial. Este corte, localizado a 5 mm da parede axial localiza-se dentro da camada limite hidrodinâmica junto à parede axial. Por isto, principalmente em toda a região superior o movimento de fluido é intenso. Além disso, na borda radial observa-se que o movimento de fluido descendente é ainda mais intenso. Esta região está próxima tanto das paredes radial e axial, por isto perde calor para ambas estas fronteiras e assim sobre um resfriamento mais acentuado.

Para a Figura 7.8b, que corresponde a um corte longe das tampas axiais, observa-se que o fluido é resfriado somente através da parede radial, de modo que o fluido escoa principalmente num movimento descendente acompanhando o contorno desta parede. Para este corte observa-se ainda um movimento descendente de fluido junto ao topo do reservatório, que indica a existência de recirculações nesta região.

Adicionalmente a análise feita para as Figura 7.8a e Figura 7.8b, apresenta-se na Figura 7.9 uma projeção da trajetória do fluido em planos  $(r, \theta)$ .

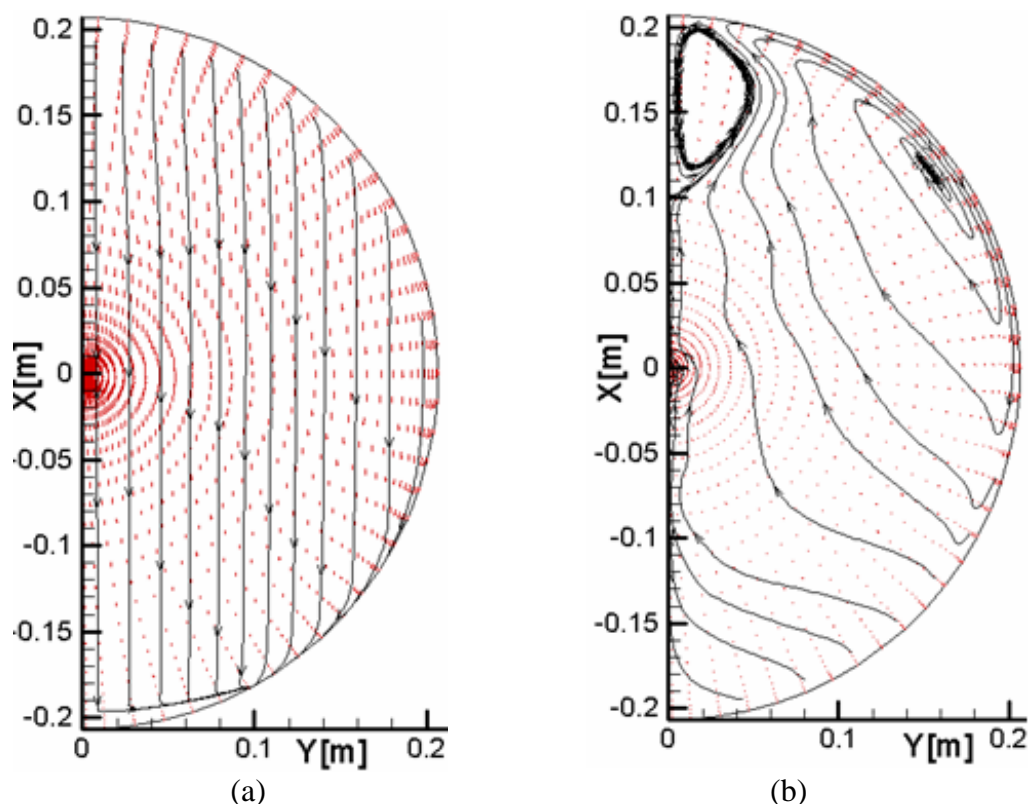


Figura 7.9 –Projeção da trajetória do fluido sobrepostas as componentes de velocidade  $(V_r, V_\theta)$  no plano  $(r, \theta)$ .

A Figura 7.9a corresponde a um corte distante 5 mm da parede axial enquanto que a Figura 7.9b correspondente a um corte na região central do reservatório. Conforme observado e

descrito por Brooks e Ostrach, 1969, o fluxo ocorre principalmente nas regiões mais próximas das paredes e segundo Xia et al, 1997, é este fluxo junto às paredes que dirige a estratificação da temperatura. Além disso, na Figura 7.9b observa-se claramente a formação de uma recirculação secundária na parte mais alta do reservatório, com sentido contrário ao escoamento principal.

Considerando que a apresentação de campos de velocidade tridimensionais na forma de vetores não permite uma boa visualização, calculou-se o módulo da velocidade ( $VEL = \sqrt{V_r^2 + V_\theta^2 + V_z^2}$ ) e graficou-se na Figura 7.10a e Figura 7.10b algumas superfícies de velocidade constante, para os instantes de 1 hora e 2 horas de resfriamento, respectivamente.

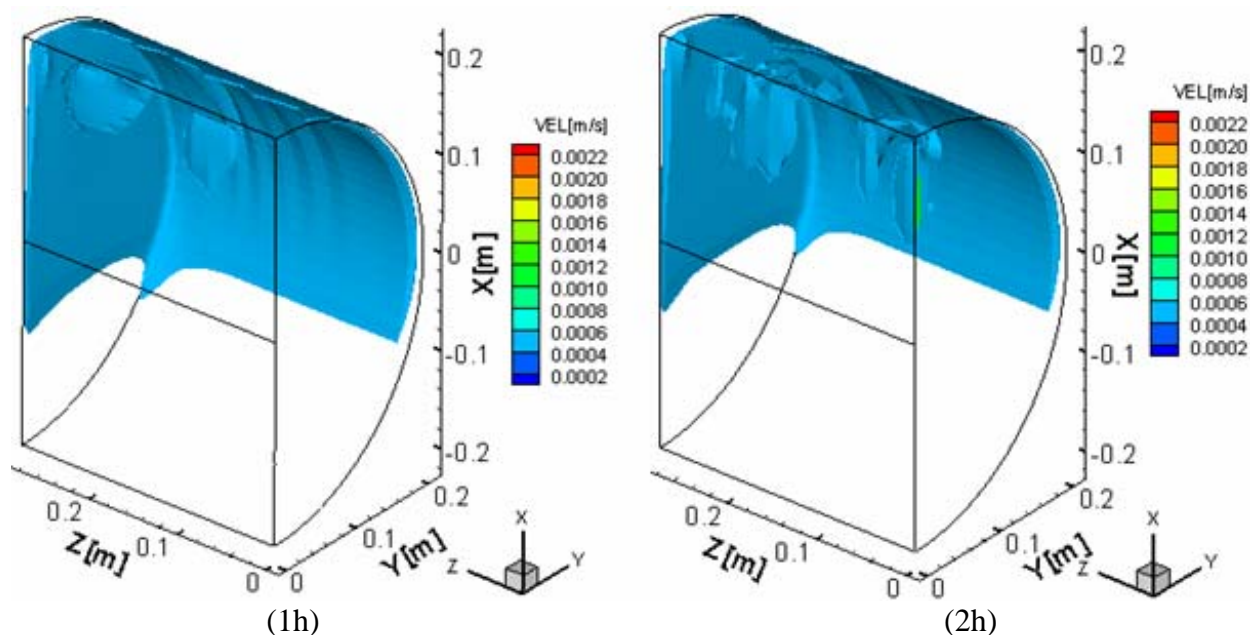


Figura 7.10 – Módulo das componentes do vetor velocidade para instantes 1h e 2h.

Novamente, em conformidade com as observações experimentais feitas por Brooks e Ostrach, 1970, nota-se que o deslocamento da água ocorre principalmente nas regiões mais próximas das paredes, tanto radial quanto axial. Observa-se ainda, em concordância com os gráficos anteriores, que o fluxo de maior intensidade não se estende até a base do reservatório, mas sim ocupam principalmente a metade superior. Comparando estes gráficos com aqueles correspondentes ao campo de temperatura, observa-se que na região de maior gradiente térmico, ou seja, na base do reservatório, a movimentação do fluido é mais baixa. Nestes gráficos pode-se perceber também a existência de alguns núcleos de maior velocidade localizados na parte superior do reservatório, que se justificam pela existência de recirculações nesta região.

A fim de dar uma visão adicional do campo de velocidades tridimensional, apresenta-se na Figura 7.11 as linhas de trajetória do fluido (“*streamtraces*”), geradas a partir de um campo de velocidade fixo no instante 5h de resfriamento. Nesta figura pode-se novamente constatar a



formação de recirculações na parte superior do reservatório. As linhas coloridas de acordo com o módulo da velocidade mostram ainda o aumento da velocidade do fluido ao aproximar-se das paredes do reservatório.

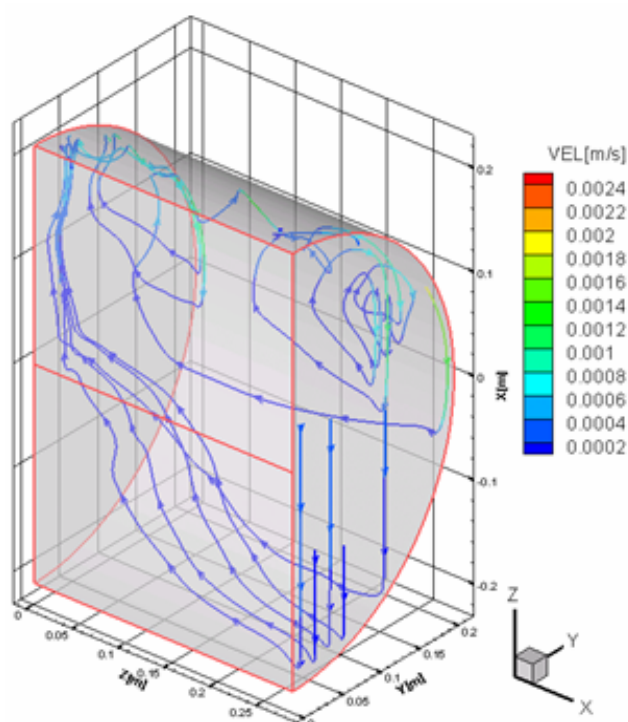


Figura 7.11 - Linhas de trajetória do fluido para o instante 5h de resfriamento.

O enfoque deste trabalho é a análise dos campos de temperatura e velocidade no interior do reservatório, ainda que nas simulações numéricas a camada de isolamento térmico é incorporada no domínio de cálculo. Uma análise do campo de temperatura na região do isolamento térmico é apresentada como anexo, no final deste trabalho.

## 7.2 SIMULAÇÃO DE EXPERIMENTOS

A fim de realizar uma comparação numérico-experimental, realizou-se a simulação do processo de resfriamento do reservatório com condições iniciais e de contorno determinadas pelos ensaios experimentais apresentados no Capítulo 6. A geometria, as dimensões e os materiais que formam o reservatório térmico simulado são listadas na Tabela 7.2.

Tabela 7.2 – Parâmetros do reservatório térmico simulado.

$D_{int}$	$Z_{int}$	$e_{iso}$	$k_{iso}$	$k_{pm}$	$h_{ext}$
0,42 m	0,57 m	22 mm	0,036 W / mK	14,2 W / mK	8 W / m <sup>2</sup> K

Inicialmente serão apresentados casos de resfriamento partindo de um campo de temperatura uniforme, sendo o primeiro de 60°C e o segundo de 70°C. A malha utilizada foi de 43x40x43 volumes e o passo de tempo de 1 segundo, que se mostraram suficientes para alcançar soluções independentes de malha. Na seqüência, apresenta-se um caso que corresponde a um resfriamento partindo-se de um campo de temperatura estratificada. O último caso refere-se a uma simulação de consumo de água quente. Este, por envolver entrada e saída de fluido do reservatório e por apresentar gradientes térmicos mais acentuados, exigiu um maior refinamento da malha, de modo a minimizar os efeitos da difusão numérica.

### 7.2.1 RESFRIAMENTO A PARTIR DE UM CAMPO DE TEMPERATURA DE 60°C

Nesta simulação foi aplicado como condição inicial de temperatura da água no interior do reservatório um campo isotérmico de 60°C. A temperatura ambiente no exterior do reservatório foi atualizada a partir de um arquivo contendo estes valores, medidos no dia do experimento, cujo perfil é mostrado na Figura 7.13. Na Figura 7.12 apresenta-se uma comparação entre os perfis de temperatura obtidos por simulação numérica com dados experimentais. O erro associado às medidas experimentais, conforme discutido do Capítulo 6, é de 0,3°C.

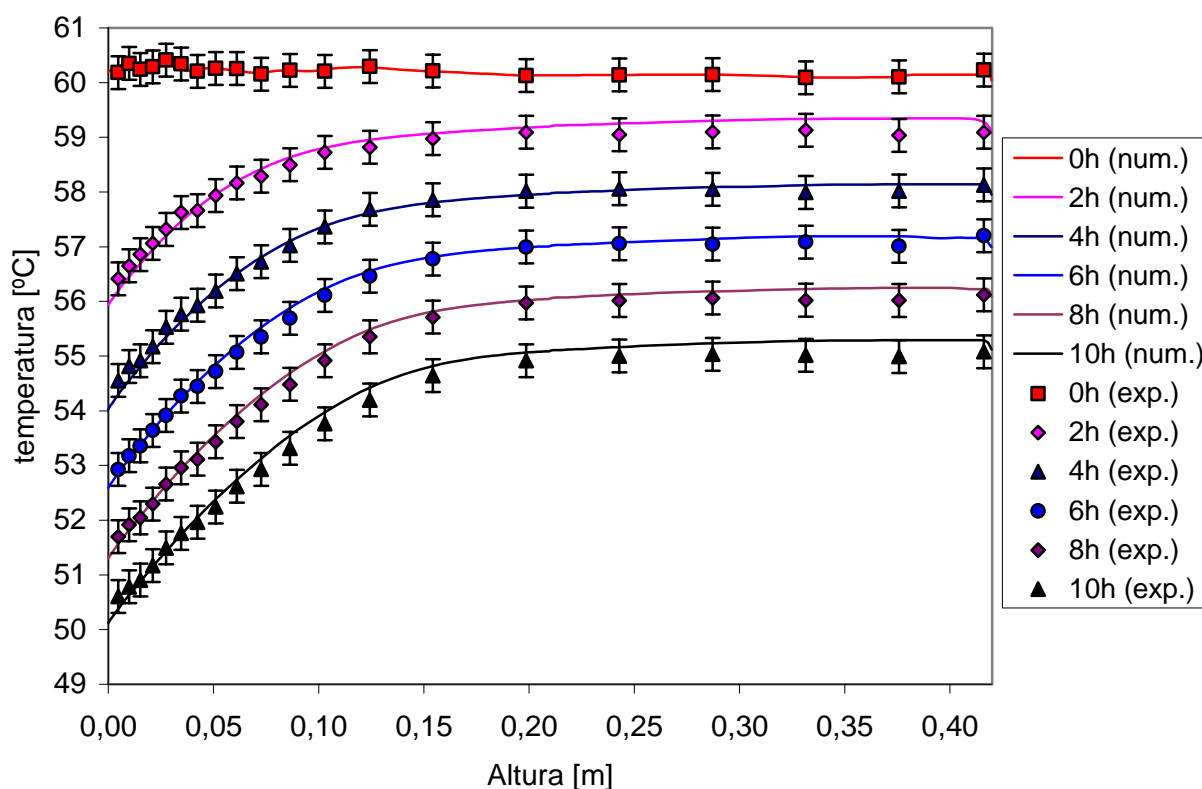


Figura 7.12 - Comparação entre os perfis de temperatura para um resfriamento com temperatura inicial de 60°C, com temperatura ambiente variável.

Observa-se que a simulação numérica consegue reproduzir fielmente o resfriamento do reservatório ao longo do tempo. As pequenas diferenças entre os pontos experimentais e o perfil numérico estão dentro da margem de erro das medidas experimentais. Além disso, parte da diferença entre o perfil experimental e numérico pode ser atribuída a imprecisões na determinação de parâmetros, tais como a espessura da camada de isolamento e sua condutividade térmica. Por exemplo, para as comparações aqui apresentadas, a concordância entre os dados experimentais com a simulação numérica foi alcançada usando  $k_{iso} = 0,036W/mK$ . Entretanto, se fosse usado  $k_{iso} = 0,0305W/mK$ , as diferenças entre os perfis seriam maiores e os perfis numéricos ficariam fora da margem de erro associada aos dados experimentais, ainda que este valor fique dentro da faixa de 0,02 a  $k_{iso} = 0,04W/mK$  usualmente encontrada na literatura.

Na Figura 7.13 mostra-se uma comparação entre as temperaturas médias obtidas numérica e experimentalmente (ver formulação na seção 5.3.2), para um período de 94 horas.

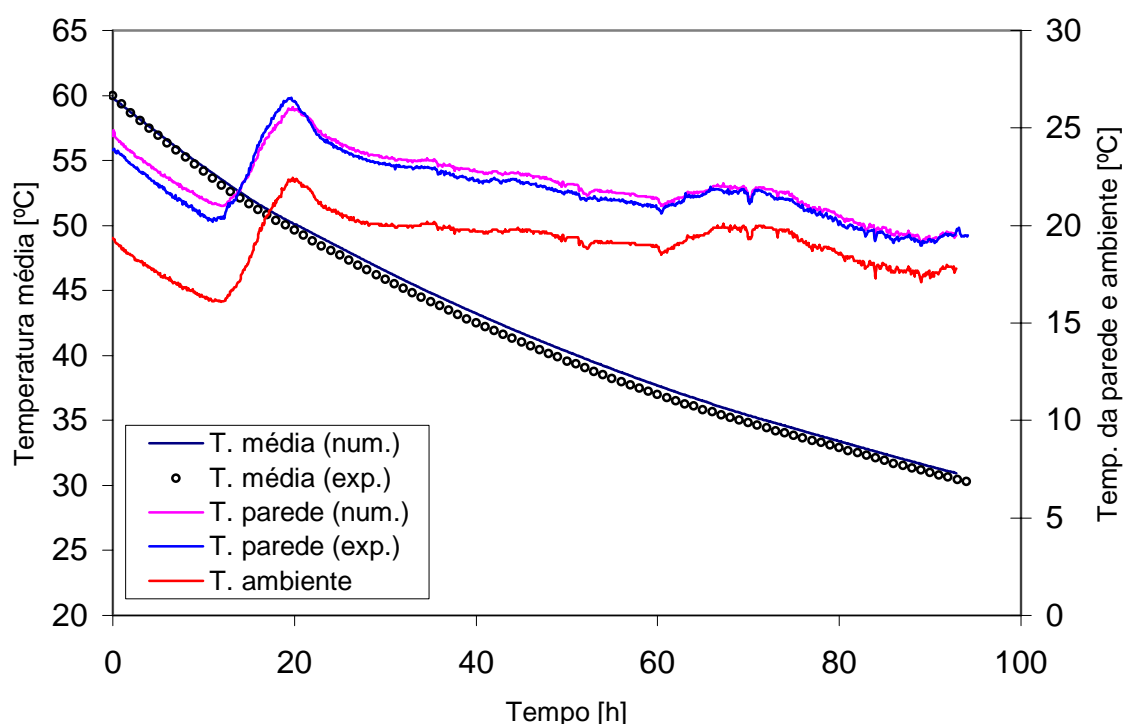


Figura 7.13 - Comparação numérico-experimental dos valores médios da temperatura no interior do reservatório e na face externa da parede do reservatório.

Observa-se que mesmo para um período de tempo bastante prolongado, a temperatura média no interior do reservatório obtida por solução numérica apresenta boa concordância com a curva construída a partir dos dados experimentais. Da mesma forma, a figura mostra ainda que a temperatura da parede obtida numericamente também apresenta excelente concordância com o valor experimental, que mostra que a atualização da temperatura ambiente no decorrer da

simulação é feita corretamente e que o valor de  $h_{ext} = 8 W / m^2 K$  é adequado. As flutuações que se observa nas curvas relativas à temperatura na face externa da parede e ambiente se devem ao fato que seus valores são plotados de 5 em 5 minutos e são decorrentes tanto das oscilações da temperatura ambiente quanto de erros experimentais. Cabe ressaltar que é exatamente esta informação da temperatura ambiente que é aplicada como condição de contorno para a simulação numérica, além do coeficiente de transferência de calor,  $h_{ext}$ . Os pontos referentes à temperatura média da água no interior do reservatório, tanto numérico quanto experimental, estão plotados com intervalo de uma hora.

### 7.2.2 RESFRIAMENTO A PARTIR DE UM CAMPO DE TEMPERATURA DE 70°C

Nesta nova simulação o resfriamento inicia-se a partir de uma temperatura uniforme de 70°C, conforme experimento descrito no Capítulo 6. Também aqui a temperatura ambiente foi atualizada com valores medidos no dia do experimento. O coeficiente de convecção utilizado é de  $h_{ext} = 8 W / m^2 K$ . Apresenta-se na Figura 7.12 a comparação numérico-experimental entre os perfis de temperatura medidos ao longo do diâmetro vertical do reservatório, para um período de resfriamento de 10 horas.

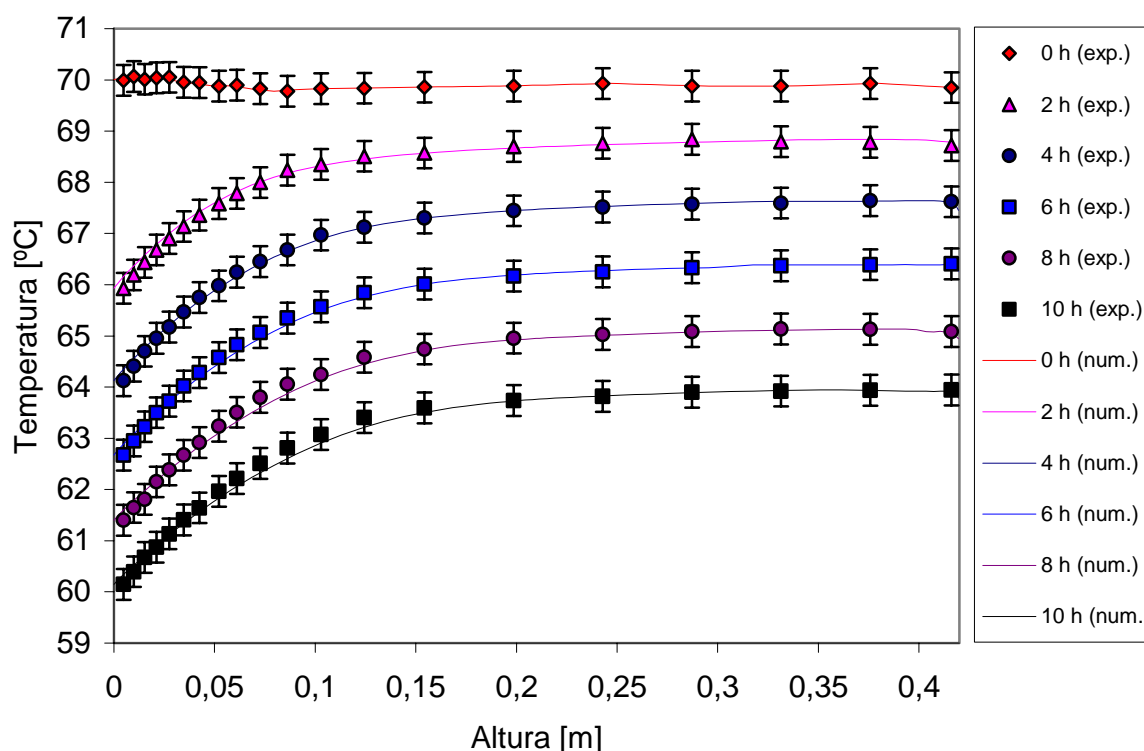


Figura 7.14 - Comparação entre os perfis de temperatura para um resfriamento com temperatura inicial de 70°C, com temperatura ambiente variável.

Observa-se novamente que a simulação numérica conseguiu reproduzir fielmente os perfis de temperatura ao longo do tempo, o que comprova mais uma vez a validade do código computacional implementado.

Vale ressaltar mais uma vez que esta boa coincidência só é alcançada com o uso do valor adequado da condutividade térmica do isolamento (no caso,  $0,036 \text{ W/m}^2\text{K}$ ), situado dentro da faixa dos valores tabelados, que é de  $0,02$  a  $0,04 \text{ W/m}^2\text{K}$ .

### 7.2.3 RESFRIAMENTO A PARTIR DE PERFIL DE TEMPERATURA COM DEGRAU TÉRMICO

No Capítulo 6 foram apresentados experimentos reproduzindo o consumo de água quente, ou seja, reproduzindo a extração de água quente do reservatório e o conseqüente ingresso de água fria para o interior do reservatório, feito pela base do mesmo. Em uma das situações apresentadas, extraiu-se 15,4 litros de água quente de um reservatório, que estava com temperatura uniforme de  $50^\circ\text{C}$ . Simultaneamente a extração da água quente reabasteceu-se pela base do reservatório um volume igual de água fria, que no experimento citado estava a  $20,5^\circ\text{C}$ . Após este processo de consumo, o perfil de temperatura resultante apresentou-se fortemente estratificado, conforme pode ser visto novamente na Figura 7.15, corresponde à curva “0 h (exp.)”.

Apresenta-se aqui a simulação numérica da evolução dos perfis de temperatura, utilizando como condição inicial para o campo de temperatura o perfil experimental com degrau térmico correspondente a curva “0 h (exp.)”. Conforme mostra a Figura 7.15, o perfil inicial usado na simulação numérica reproduz com fidelidade o perfil experimental. Tal coincidência é alcançada fazendo-se uma interpolação linear entre os pontos experimentais para obter o campo de temperatura usado na malha numérica. Como condição de contorno transiente, atualiza-se o valor da temperatura ambiente no decorrer da simulação a cada 5 minutos de resfriamento, a partir da leitura dos dados experimentais.

Conforme mostra a Figura 7.15, obtém-se uma boa concordância com os dados experimentais, realizando a simulação numérica com uma malha de  $43 \times 40 \times 43$  volumes, e critério de convergência de  $1 \cdot 10^{-5}$  kg/s para o máximo resíduo de massa e para o campo de temperatura. A simulação numérica aqui apresentada serviu também para confirmar a presença de um ponto de temperatura invariável durante o processo de resfriamento a partir de um forte degrau térmico, conforme sugeriam os dados experimentais. Para o caso em questão, este ponto ocorre numa altura aproximada de 11 cm, e a temperatura que permanece invariável é de

aproximadamente 37,5 °C.

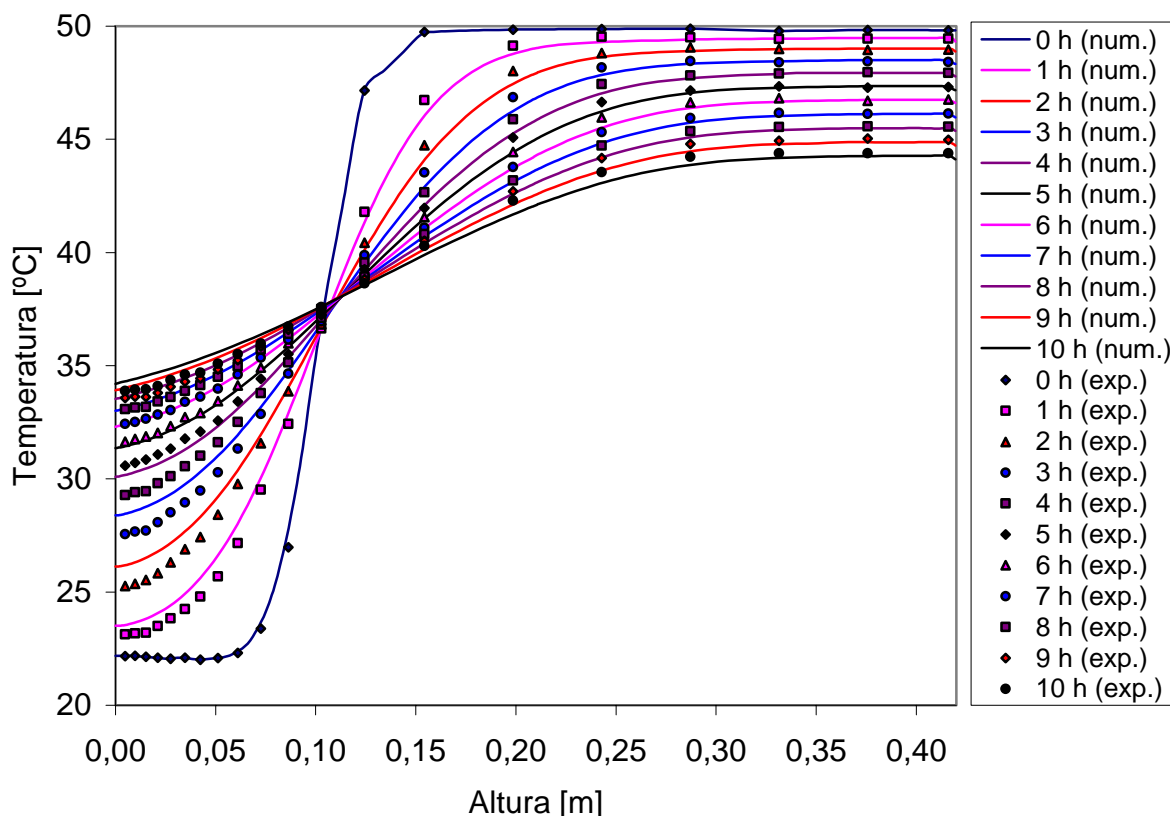


Figura 7.15 – Sucessivos perfis de temperatura para resfriamento a partir de perfil inicial com forte degrau térmico.

Apesar da boa concordância da solução numérica com os dados experimentais, é possível obter soluções ainda mais próximas dos dados experimentais através do refino da malha, visto que para as primeiras horas do resfriamento, a solução numérica é mais fortemente prejudicada pela difusão numérica, em virtude dos gradientes térmicos serem mais elevados.

#### 7.2.4 CONSUMO DE ÁGUA QUENTE PELO TOPO E INGRESSO DE ÁGUA FRIA PELA BASE

O caso aqui simulado reproduz um experimento onde foram ingressados 15 litros de água a 20,5°C no interior do reservatório, cuja água se encontrava numa temperatura uniforme de 50°C. A vazão foi de 1,36 litros por minuto, mantida constante durante um período de tempo de 11 minutos. A Figura 7.16 mostra o campo de temperatura obtido por simulação para o final deste processo.

Observa-se a formação de um abrupto degrau térmico, o que para esta vazão, mostra que a água que ingressa mistura-se muito pouco com a água quente pré-existente no interior do reservatório. Para facilitar a visualização do campo de velocidade, os vetores estão plotados com

um incremento de 4 volumes na direção axial e dois volumes na direção radial.

Observa-se claramente a formação da camada limite hidrodinâmica na região da base, e que o fluxo de água fria que ingressa percorre o reservatório até o extremo oposto e então colapsa contra aquela parede, perdendo intensidade. Por outro lado, na região superior do reservatório, onde ocorre a extração de água quente, a movimentação do fluido é bem menos acentuada. Na prática, o que ocorre é que o fluido extraído provém de uma região mais ampla, e assim as velocidades podem ser mais baixas..

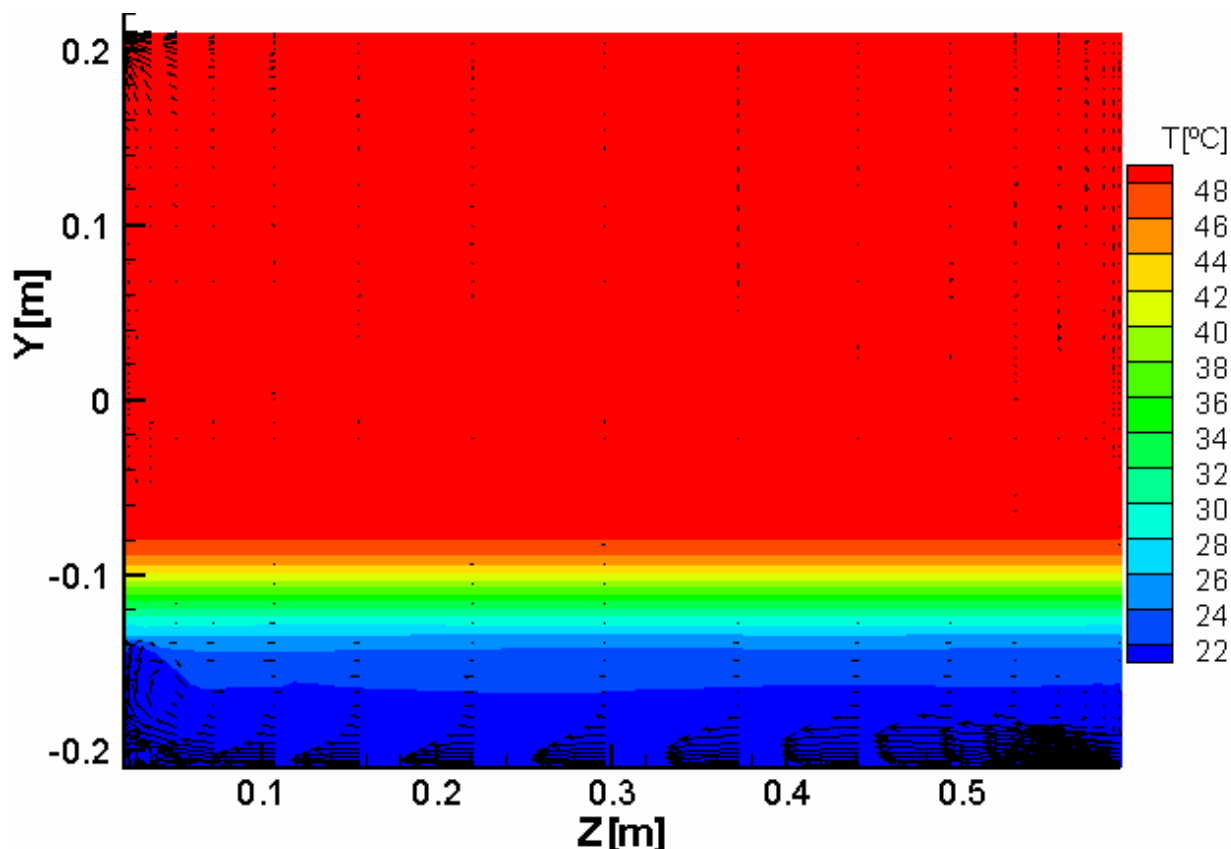


Figura 7.16 – Campo de temperatura no plano simétrico (radial-axial) após consumo de 15 litros de água quente pelo topo e adição de igual volume de água fria pela base.

A Figura 7.17 também mostra os campos de temperatura e velocidade após o consumo de 15 litros de água quente, porém com vista no plano radial-angular, numa posição axial que divide o reservatório ao meio.

Além do acúmulo de água fria na base do reservatório, a Figura 7.17 mostra a camada limite hidrodinâmica junto às paredes radiais, principalmente na região de maior perda de calor. Os vetores estão plotados com incremento de 2 volumes, tanto na direção radial quanto na angular.

A Figura 7.18 mostra uma comparação entre os perfis numérico e experimental para a temperatura ao longo da linha vertical, ao longo do diâmetro do reservatório.

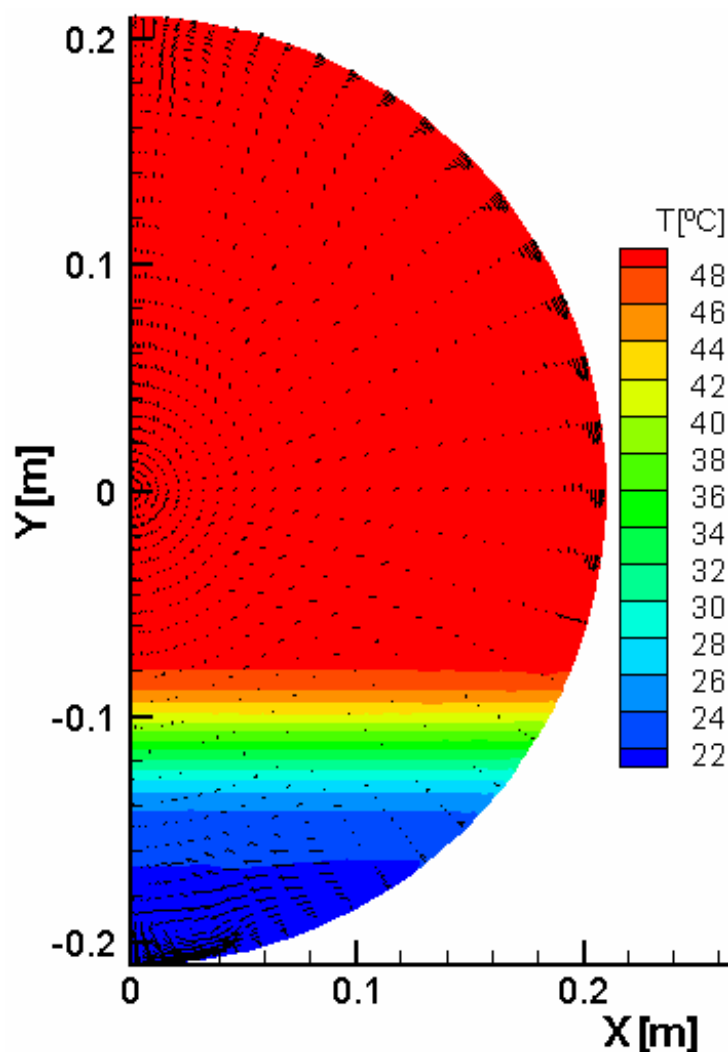


Figura 7.17 - Campo de temperatura no plano médio (radial-angular) após consumo de 15 litros de água quente pelo topo e ingresso de igual volume de água fria pela base.

Apesar do desvio verificado na base do reservatório, pode-se dizer que foi obtida uma solução numérica que se aproxima relativamente bem aos dados experimentais. Entretanto, esta boa coincidência somente foi alcançada após o refinamento da malha, passando dos  $43 \times 40 \times 43$  volumes utilizados nos casos anteriores para  $85 \times 75 \times 85$  volumes, respectivamente nas direções radial, angular e axial, com passo de tempo de 1 segundo e precisão de  $10^{-5}$  (para o máximo resíduo de massa e para o campo de temperatura).

Esta exigência de maior refinamento da malha se deve ao fato que, no processo de simulação do consumo, ocorre a formação e avanço de um abrupto gradiente térmico a partir da base do reservatório, em decorrência da progressiva entrada de água fria. Assim, nessa região a solução numérica é mais fortemente afetada pela difusão numérica, de forma que soluções aceitáveis somente são alcançadas com maior refinamento da malha.



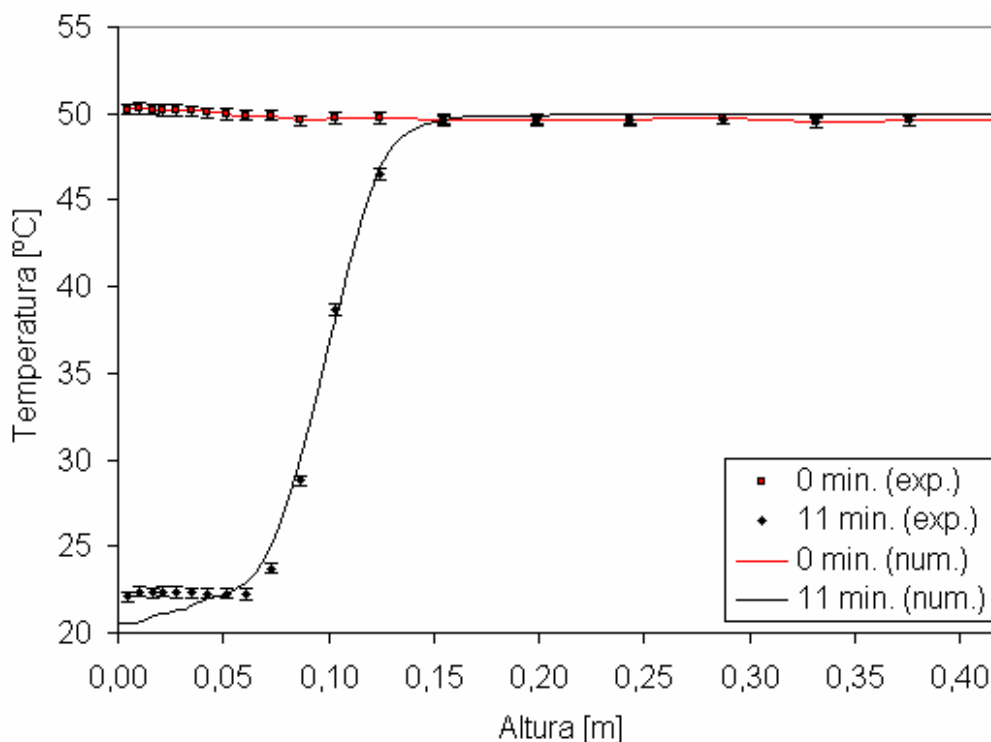


Figura 7.18 – Comparação numérico versus experimental do perfil de temperatura ao longo do diâmetro, após consumo de 15 litros de água quente e ingresso de igual volume de água fria.

### 7.3 CORRELAÇÃO PARA A ESTIMATIVA DO GRAU DE ESTRATIFICAÇÃO

Nesta seção volta-se a discutir os fenômenos relativos ao resfriamento do reservatório térmico sujeito apenas à perda de calor para o ambiente, ou seja, sem entrada ou saída de fluido.

Realizou-se uma bateria de simulações semelhantes às apresentadas na seção 6.1, variando-se diversos parâmetros relativos ao reservatório térmico, tais como: espessura da camada de isolamento, diferença entre a temperatura média inicial do fluido e do ambiente, diâmetro interno do reservatório, etc. Dentre os resultados produzidos, obteve-se uma correlação para a estimativa do degrau térmico e uma correlação para o coeficiente de transferência de calor para o interior do reservatório.

Primeiramente apresentam-se os resultados referentes ao degrau térmico. A Figura 7.19 mostra, além do perfil inicial, correspondente a um campo de temperatura uniforme de 60°C, os cinco perfis de temperatura obtidos por simulação numérica, correspondentes a cinco diferentes espessuras de isolamento. Todos os cinco perfis são correspondentes a um tempo de resfriamento de 10 horas. Informações adicionais sobre os parâmetros usados na simulação numérica são mostradas na Tabela 7.3.

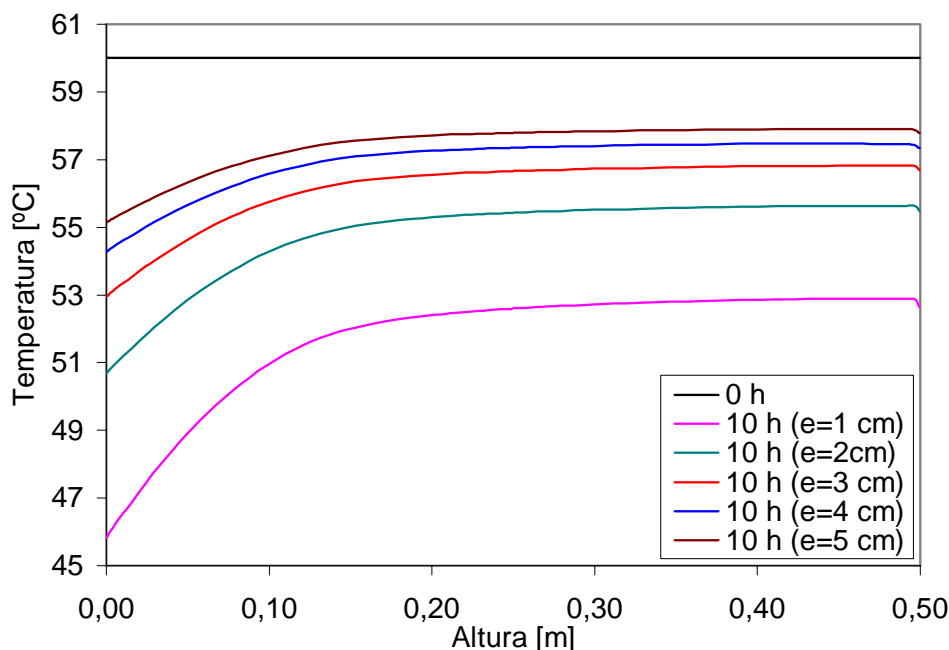


Figura 7.19 - Perfis de temperatura ao longo do diâmetro vertical após dez horas de resfriamento para diversas espessuras de isolamento.

Tabela 7.3 – Parâmetros usados para obtenção dos perfis mostrados na Figura 7.19.

Temperatura inicial (5 casos)	60°C
Temperatura ambiente (constante)	20°C
Coeficiente de transferência de calor ( $h_{ext}$ )	8 W / m <sup>2</sup> K
Condutividade térmica do isolamento	k=0,0305 W / mK
Diâmetro interno ( $D_{int}$ )	0,5 m
Razão de aspecto do reservatório	1
Espessura da camada de isolamento (5 casos)	1, 2, 3, 4 e 5 cm

Os perfis de temperatura apresentados na Figura 7.19 mostram que variando-se a espessura do isolamento não só a temperatura no interior do reservatório varia, mas também o grau de estratificação. Para cada perfil mostrado na Figura 7.19, a temperatura máxima ( $T_{máx}$ ) ocorre na região próxima do topo do reservatório, enquanto que a temperatura mínima ( $T_{mín}$ ) ocorre na base. O grau de estratificação ao qual se faz referência é a diferença entre a máxima e a mínima temperatura da água no interior do reservatório.

O fato de que para menores espessuras de isolamento térmico o grau de estratificação também é menor mostra que quanto maior for o fluxo de calor, maior o grau de estratificação térmica.

Ainda com base nos dados gerados a partir da bateria de simulações realizadas, na Figura 7.20 mostra-se o comportamento transiente do grau de estratificação ( $T_{máx} - T_{mín}$ ) ao longo de 10 horas, para as cinco espessuras de isolamento consideradas.

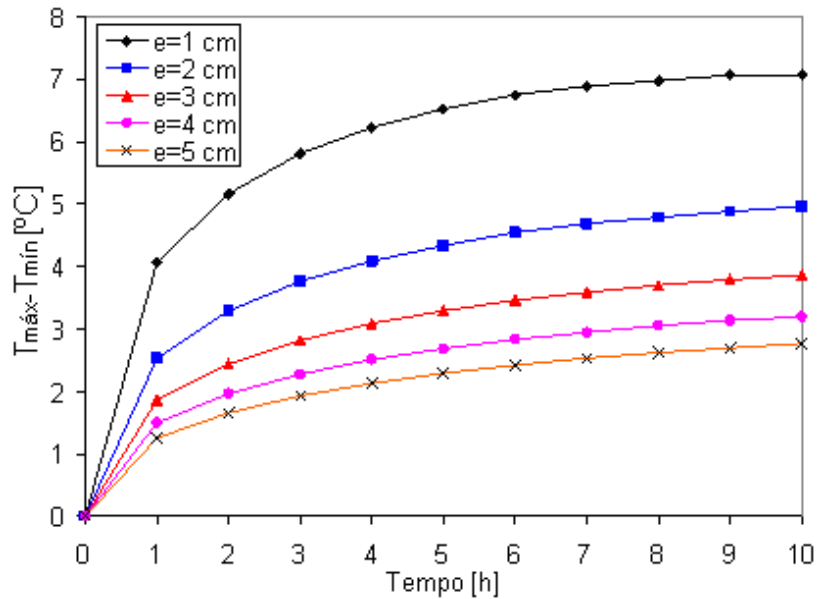


Figura 7.20 – Variação da diferença entre a temperatura máxima e a mínima no decorrer do resfriamento, para as cinco espessuras consideradas.

Todas as simulações foram feitas partindo-se de um campo de temperatura uniforme de 60°C, de modo que no instante inicial o grau de estratificação térmica é nulo.

A forma semelhante dos perfis mostrados na Figura 7.20 sugere a possibilidade de encontrar uma correlação para poder estimar o grau de estratificação térmica. A seguir apresenta-se a metodologia seguida para a obtenção desta correlação.

Inicialmente, para os casos mostrados na Figura 7.19, obteve-se que a taxa de variação da estratificação em função da resistência térmica é bem ajustada pela relação

$$f(R'') = 3,7348 * (R'')^{-0,7567} \quad (7.6)$$

onde a variável  $R''$  é aqui definida como

$$R'' = \frac{e}{k} + \frac{1}{h_{ext}} \quad (7.7)$$

Através desse ajuste, a divisão dos valores de  $T_{máx} - T_{mín}$  pela relação (7.6) permite agrupar todos os pontos mostrados na Figura 7.20 sobre uma única curva.

Por outro lado, quando a diferença entre a temperatura inicial da água e a temperatura ambiente varia, ou seja,

$$\Delta T_{ini} = T_{ini} - T_{ext} \quad (7.8)$$

os perfis do grau de estratificação também variam, conforme pode ser visto na Figura 7.21, que foi gerada a partir de simulações realizadas com os parâmetros mostrados na Tabela 7.4.

Tabela 7.4 – Parâmetros envolvidos na simulação mostrada na Figura 7.21.

Temperatura inicial	50°C, 60°C, 70°C e 80°C
Temperatura ambiente (constante)	20°C
Coeficiente de transferência de calor ( $h_{ext}$ )	$8 \text{ W} / \text{m}^2 \cdot \text{K}$
Condutividade térmica do isolamento	$k=0,0305 \text{ W} / \text{m} \cdot \text{K}$
Diâmetro interno ( $D_{int}$ )	0,42m
Razão de aspecto do reservatório	1
Espessura da camada de isolamento (5 casos)	7,5 cm

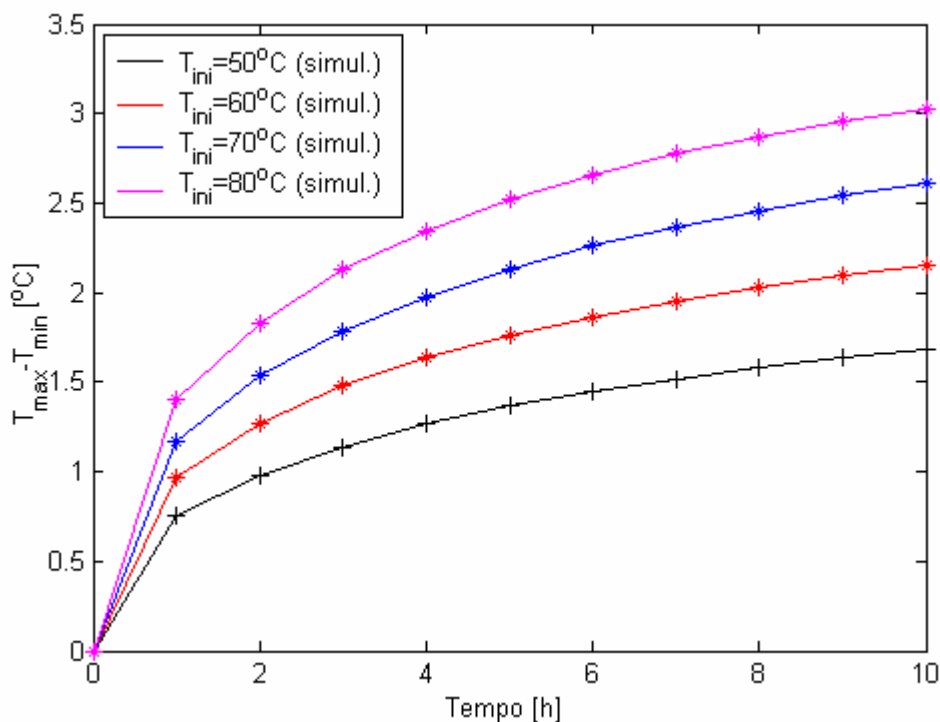


Figura 7.21 - Variação da diferença entre a temperatura máxima e a mínima no decorrer do resfriamento, para diferentes temperaturas iniciais.

Conforme se observa, a variação do grau de estratificação com relação à diferença entre a temperatura inicial e a temperatura ambiente é quase linear. Após dividir todos os pontos das curvas pela relação (7.6) conforme ajuste anterior, um novo ajuste mostrou que a variação destes perfis em relação à  $\Delta T_{ini}$  é bem modelada pela relação

$$f(\Delta T_{ini}) = 0,0403 * \Delta T_{ini} + 0,2415 \quad (7.9)$$

de forma que pela divisão destes perfis por  $f(R)$  e por  $f(\Delta T_{ini})$  aproxima-se estes perfis sobre uma única curva. Por fim, o ajuste de todas estas curvas com relação ao tempo resultou na expressão

$$f(t) = \frac{1,9938 \cdot 10^{-4} + 0,9724 \cdot t^{0,6153}}{2,4431 + t^{0,6153}} \quad (7.10)$$

Simulações adicionais nas quais variou-se o raio interno do reservatório mostraram que

esta variável também afeta a magnitude do grau de estratificação, como se pode observar na Figura 7.22, que corresponde à simulação de um reservatório com campo de temperatura inicial uniforme de 70°C, temperatura externa constante de 20°C e espessura do isolamento de poliuretano de 7,5cm, com raio interno variando nos valores 0,15, 0,20 e 0,30m.

Novamente, o ajuste dos dados mostrou que a variação destes perfis com o raio é bem ajustada pela relação  $0,2 \cdot \ln(r_{\text{int}}) + 1,3$ , onde  $r_{\text{int}}$  é o raio interno do reservatório. Assim, a correlação obtida para estimar o grau de estratificação em função das variáveis resistência térmica ( $R''$ ), da diferença de temperatura inicial ( $\Delta T_{\text{ini}}$ ), raio interno ( $r_{\text{int}}$ ) e do tempo ficou na forma

$$\Delta T_d = 3,7348 \cdot (R'')^{-0,7567} \cdot (0,0403 \cdot \Delta T_{\text{ini}} + 0,2415) \cdot \left( \frac{\ln(r_{\text{int}})}{5} + 1,3 \right) \cdot \frac{1,9938 \cdot 10^{-3} + 0,9724 \cdot t^{0,61533}}{2,4431 + t^{0,6153}} \quad (7.11)$$

onde  $\Delta T_d$  é utilizado para representar a magnitude do degrau térmico.

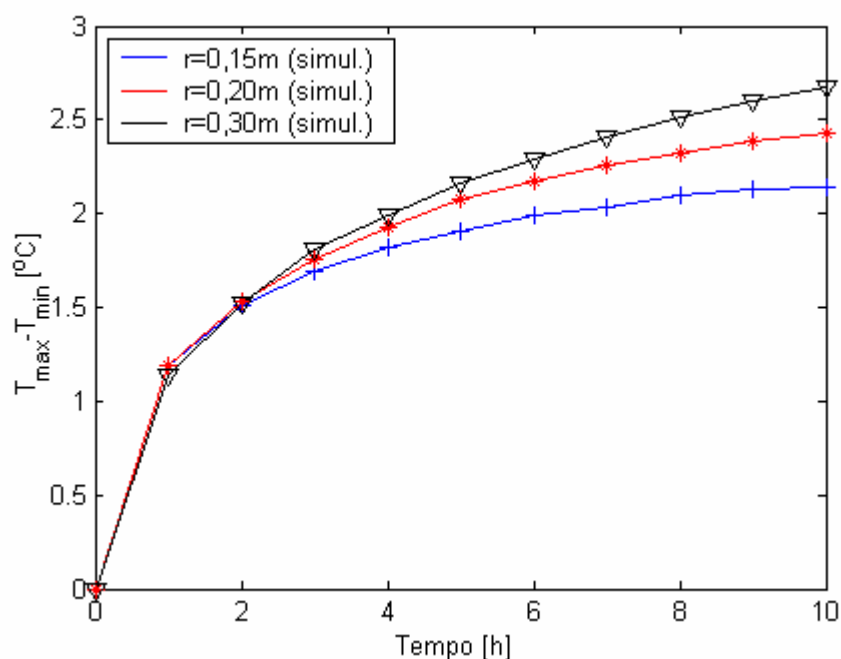


Figura 7.22 - Variação da diferença entre a temperatura máxima e a mínima no decorrer do resfriamento, para diferentes valores de raio interno do reservatório.

Esta correlação ajusta-se muito bem aos perfis do grau de estratificação obtidos por simulação numérica, para diversas espessuras da camada de isolamento, ampla faixa de temperatura inicial de resfriamento e diâmetro interno entre 0,3 e 0,6m.

Na Figura 7.23 apresenta-se os perfis do grau de estratificação ao longo do tempo, construídos a partir da correlação (7.11) para diversas espessuras da camada de isolamento em comparação com os valores obtidos por simulação numérica. Os valores se referem a um reservatório de  $r_{\text{int}} = 0,25m$ ,  $z_{\text{int}}/r_{\text{int}} = 1$ , revestido com poliuretano ( $k=0,0305 \text{ W/mK}$ ). A

temperatura inicial é de  $60^{\circ}\text{C}$ , a temperatura ambiente é considerada constante de  $20^{\circ}\text{C}$  e o coeficiente de convecção é  $8 \text{ W} / \text{m}^2 \text{K}$ .

Observa-se uma excelente concordância entre os perfis gerados a partir da correlação (7.11) com os dados obtidos via simulação numérica. Ainda que a Figura 7.23 se refere à diversas espessuras da camada de isolamento, deve-se perceber que o parâmetro variado na correlação aquele mostrado na equação (7.7), que leva em conta as perdas por radiação e por convecção.

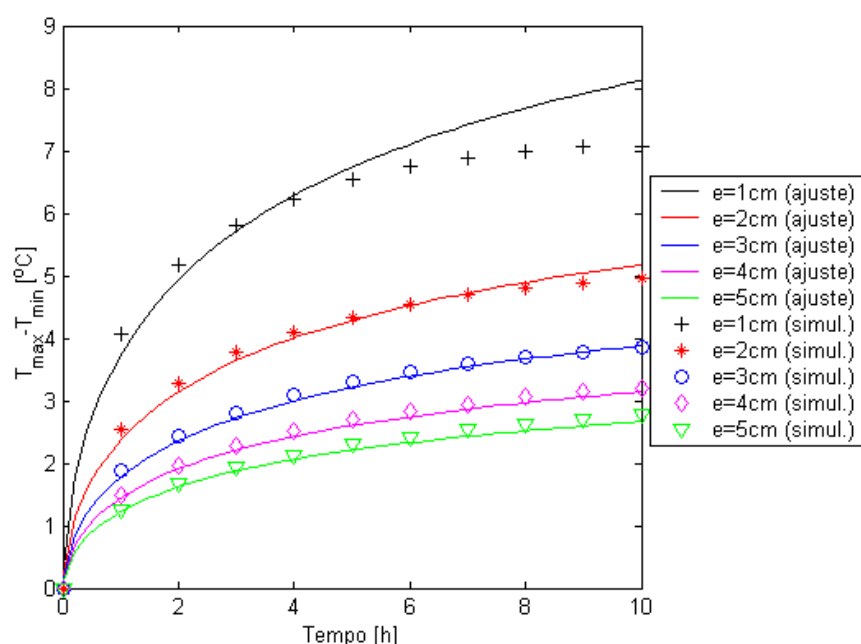


Figura 7.23 – Comparação entre dados numéricos versus correlação para a diferença entre a máxima e a mínima temperatura no interior do reservatório, em função da espessura de isolamento.

Já na Figura 7.24 apresenta-se os perfis do grau de estratificação ao longo do tempo construídos a partir da correlação (7.11), para diversas temperaturas iniciais de resfriamento, em comparação com os valores obtidos por simulação numérica. Os valores se referem a um reservatório de  $r_{\text{int}} = 0,21\text{m}$  e  $z_{\text{int}} / r_{\text{int}} = 1$ , revestido com poliuretano ( $k=0,0305 \text{ W} / \text{mK}$ ). A espessura da camada de isolamento utilizada é de  $7,5 \text{ cm}$ , a temperatura ambiente é considerada constante em  $20^{\circ}\text{C}$  e o coeficiente de convecção é de  $8 \text{ W} / \text{m}^2 \text{K}$ .

Também aqui se observa uma excelente concordância entre o perfil obtido via correlação com os dados da simulação numérica. Deve-se perceber que o parâmetro variado na correlação não é exatamente a temperatura inicial, mas sim a diferença entre a temperatura inicial e a temperatura ambiente (Eq. (7.8)).

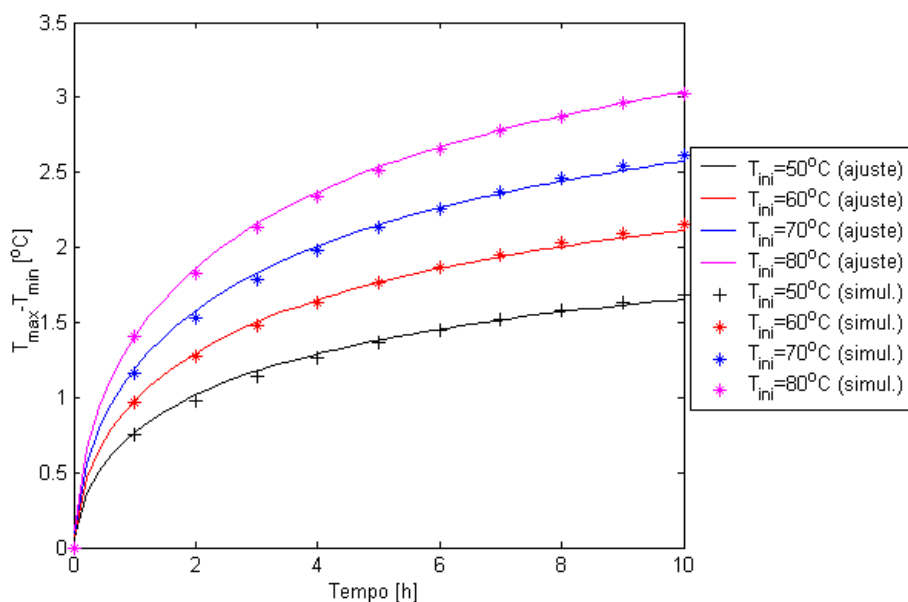


Figura 7.24 - Comparação entre dados numéricos versus correlação para a diferença entre a máxima e a mínima temperatura no interior do reservatório, em função da temperatura inicial.

Por fim, na Figura 7.25 mostra-se a variação dos perfis do grau de estratificação em relação do tempo, obtidos a partir da correlação (7.11), para raios internos iguais a 0,2m e 0,3m, em comparação com os valores obtidos por simulação numérica. Os valores se referem a um reservatório com razão de aspecto igual a 1, revestido com poliuretano ( $k=0,0305 \text{ W/mK}$ ) com espessura da camada de isolamento de 7,5 cm. A temperatura inicial é de  $70^{\circ}C$ , a temperatura ambiente é considerada constante em  $20^{\circ}C$  e o coeficiente de transferência de calor é de  $8 \text{ W/m}^2K$ .

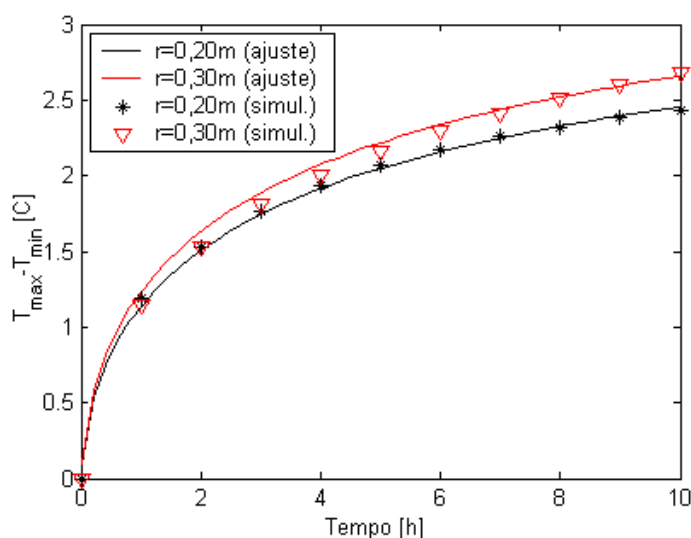


Figura 7.25 - Comparação entre dados numéricos versus correlação para a diferença entre a máxima e a mínima temperatura no interior do reservatório, em função do raio interno do reservatório.

Percebe-se que a correlação proposta ajusta bem os dados da simulação numérica. Cabe

destacar ainda que, de acordo com os resultados da simulação numérica, a variação dos parâmetros  $R''$  e  $\Delta T_{ini}$  tem maior influência no grau de estratificação do que o parâmetro  $r_{int}$  na faixa de 0,2 a 0,3 m.

Na Figura 7.26 mostra-se o comportamento do grau de estratificação ao longo de 64 horas, obtido a partir de uma simulação de um reservatório com campo inicial de temperatura uniforme de 70°C resfriando em um ambiente a 20°C. Mostra-se ainda no eixo vertical à direita a variação da diferença entre o valor da temperatura média no interior do reservatório com a temperatura ambiente. O isolamento térmico considerado é 7,5 cm de poliuretano. O diâmetro e o comprimento do reservatório são de 0,5 m.

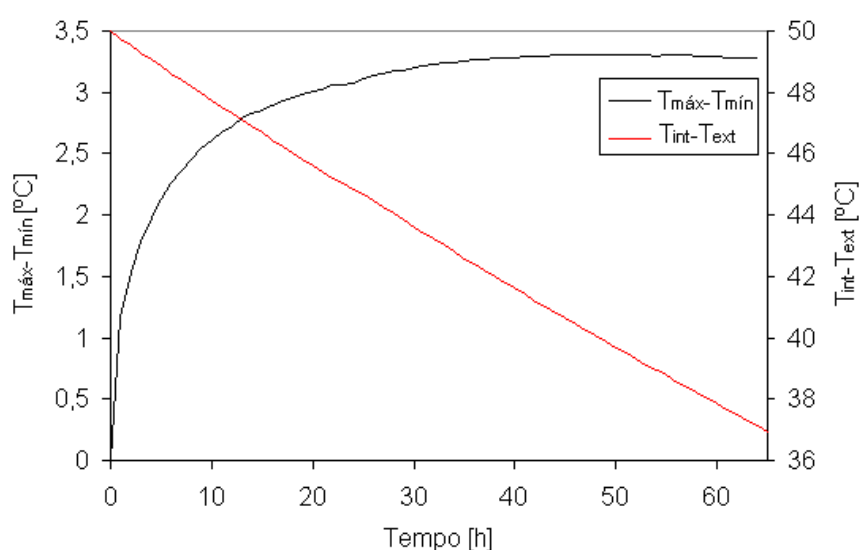


Figura 7.26 – Comportamento do grau de estratificação para tempo superior a 10 horas.

Como seria de esperar, observa-se que o grau de estratificação atinge um máximo após um determinado período de tempo. Este implica que a correlação proposta (7.11) não pode ser usada para prever o grau de estratificação para tempos muito superiores a 10 horas, visto que o comportamento desta correlação é sempre crescente enquanto que, na realidade, o grau de estratificação é limitado por um valor máximo.

Com base nesta modelagem (eq. (7.11)), o grau de estratificação é função de variáveis como  $R''$  (Eq. (7.7)),  $\Delta T_{ini}$  (Eq.(7.8)),  $r_{int}$  e do tempo. Em particular, para o primeiro parâmetro listado, percebe-se que para a correta estimativa do grau de estratificação deve-se determinar com precisão o valor da espessura e da condutividade térmica do isolamento, bem como o valor do coeficiente de transferência de calor. Para materiais isolantes como o poliuretano expandido, cujos valores tabelados da condutividade térmica apresentam variações na faixa de  $0,02W/mK$  a  $0,04W/mK$ , pode-se obter valores do grau de estratificação significativamente diferentes em função da escolha de um ou de outro valor de condutividade térmica.



## 7.4 CÁLCULO DO COEFICIENTE GLOBAL DE PERDAS DO RESERVATÓRIO

A Figura 7.27 mostra uma secção de reservatório cilíndrico correspondente a  $\frac{1}{4}$  do volume total com a indicação dos parâmetros que estão envolvidos no cálculo do coeficiente global de perdas.

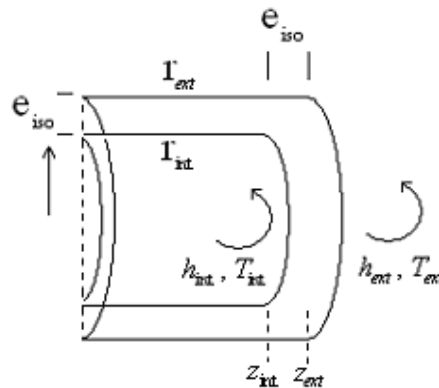


Figura 7.27 - Parâmetros envolvidos no cálculo do coeficiente global de perdas.

Considerando desprezível a resistência térmica da parede metálica interna, o fluxo de calor pode ser expresso por:

$$q = \frac{T_{int} - T_{fi}}{\frac{1}{A_{int} h_{int}}} = \frac{T_{fi} - T_{fe}}{R_r} + \frac{T_{fi} - T_{fe}}{R_a} = \frac{T_{fe} - T_{ext}}{\frac{1}{A_{ext} h_{ext}}} \quad (7.12)$$

onde  $T_{fi}$  e  $T_{fe}$  são respectivamente as temperaturas da parede na face interior (em  $r_{int}$  e  $z_{int}$ ) e na face exterior (em  $r_{ext}$  e  $z_{ext}$ ) do reservatório.

As resistências  $R_r$  e  $R_a$  são respectivamente, as resistências térmicas nas direções radial e axial. Chamando de  $R_{iso}$  a combinação dessas duas resistências, têm-se

$$\frac{1}{R_{iso}} = \frac{1}{R_r} + \frac{1}{R_a} = \frac{1}{\frac{R_r R_a}{R_r + R_a}} = \frac{R_r + R_a}{R_r R_a} \quad (7.13)$$

Numerando as resistências na forma  $R_1 = \frac{1}{A_{int} h_{int}}$ ,  $R_2 = R_{iso}$  e  $R_3 = \frac{1}{A_{ext} h_{ext}}$ , obtém-se

$$q = \frac{T_{int} - T_{ext}}{R_1 + R_2 + R_3} \quad (7.14)$$

O termo  $\frac{1}{R_1 + R_2 + R_3}$  permite expressar o coeficiente global de perdas  $U$  em termos das

áreas das superfícies interna ou externa pela relação  $U_{int} A_{int} = U_{ext} A_{ext} = (\sum R)^{-1}$ .

Considera-se a seguir o cálculo de cada uma dessas resistências.

### 7.4.1 CÁLCULO DA RESISTÊNCIA EXTERNA $R_3$

O resfriamento do reservatório pela perda de calor através das faces externas ocorre de duas formas:

- 1) por convecção;
- 2) por radiação.

A perda de calor por convecção requer o conhecimento de três grandezas, a saber,  $T_{ext}$ ,  $T_{fe}$  e  $h_{conv}$ . Em geral,  $T_{ext}$  e  $T_{fe}$  são conhecidas e  $h_{conv}$  é determinado a partir de alguma correlação. Tais correlações são específicas para determinada geometria e válidas para certa faixa de número de Rayleigh. No caso de um reservatório térmico cilíndrico horizontal, o coeficiente  $h_{conv}$  para as paredes axiais é diferente do coeficiente para as paredes cilíndricas. Para a face axial externa do reservatório (chapa circular vertical) pode-se utilizar a correlação proposta por Lewandowski e Radziemska, 2001,

$$Nu = 0,667 Ra_D^{1/4} \quad (7.15)$$

onde  $Ra_D = \frac{g\beta}{\alpha\nu} D^3 (T_{fe} - T_{ext})$ .

Para a face radial externa em torno do cilindro, pode-se utilizar a correlação

$$Nu = 0,480 Ra_D^{1/4} \quad (7.16)$$

proposta por Morgan, 1975.

Uma vez calculado o número de Nusselt, o coeficiente  $h_{conv}$  é imediatamente calculado a partir da definição  $Nu = \frac{hL}{k}$ , onde o comprimento característico L, neste caso, é o diâmetro externo do reservatório.

Para obter um valor de  $h_{conv}$  médio, pode-se tomar a média harmônica dos coeficientes relativos às faces axiais (obtido via eq. (7.15)) e cilíndricas (obtido via eq. (7.16)) com suas respectivas áreas.

Por outro lado, as perdas por radiação são estimadas considerando o espaço no qual o corpo (reservatório térmico, neste caso) está inserido. Considerando o reservatório térmico como um pequeno objeto convexo em uma grande cavidade, a perda de calor é dada por

$$q = \sigma A_{ext} \varepsilon (T_{fe}^4 - T_{viz}^4) \quad (7.17)$$

que, na forma linearizada, pode ser expresso como

$$q = h_{rad} A_{ext} (T_{fe} - T_{viz}) \quad (7.18)$$

onde

$$h_{rad} = \sigma \varepsilon (T_{fe} + T_{viz}) (T_{fe}^2 + T_{viz}^2) \quad (7.19)$$

sendo  $\sigma = 5,670 \cdot 10^{-8} \text{Wm}^{-2} \text{K}^{-4}$  a constante de Stefan-Boltzmann. Aqui, para determinar  $h_{rad}$  deve-se conhecer as grandezas  $T_{viz}$ ,  $T_{fe}$  e a emissividade da superfície ( $\varepsilon$ ).

A equação (7.17) mostra que é possível reduzir a perda de calor por radiação utilizando um revestimento de baixa emissividade nas faces externas do reservatório. Expressando o fluxo de calor na forma linearizada, Eq. (7.18), e tomando por hipótese que a temperatura da vizinhança é igual à temperatura do ar ambiente ( $T_{viz} = T_{ext}$ ), pode-se definir um coeficiente de transferência de calor combinado, na forma

$$h_{ext} = h_{conv} + h_{rad} \quad (7.20)$$

Assim, para o cálculo da resistência  $R_3 = \frac{1}{A_{ext} h_{ext}}$  se faz necessário o conhecimento das parcelas  $h_{conv}$  e  $h_{rad}$ . O cálculo de ambos os coeficientes envolve o valor da temperatura da face externa.

#### 7.4.1.1 DETERMINAÇÃO TEÓRICA DO COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR EXTERIOR ( $h_{ext}$ )

Para investigar o comportamento da temperatura na face externa do reservatório ( $T_{fe}$ ) com relação à emissividade, considerem-se dois reservatórios revestidos com materiais diferentes, um com emissividade  $\varepsilon = 0,97$  (tinta, fita, etc.) e outro com emissividade  $\varepsilon = 0,05$  (alumínio polido). Admitem-se conhecidas as temperaturas da face interna da parede do reservatório ( $T_{fi}$ ) (que neste caso pode ser bem aproximada como o valor da temperatura média da água no interior do reservatório) e a ambiente ( $T_{ext}$ ). Admite-se ainda que a temperatura das paredes na vizinhança ( $T_{viz}$ ) para o cálculo das perdas por radiação é igual à temperatura ambiente. Considerando a igualdade

$$q_{iso} = q_{conv} + q_{rad} \quad (7.21)$$

que mostra que a taxa de fluxo de calor através do isolamento do reservatório é igual à soma das taxas de fluxo de calor convectiva e radiativa, e introduzindo as respectivas expressões de cada termo, tem-se

$$\frac{T_{fi} - T_{fe}}{R_{iso}} = \frac{T_{fe} - T_{ext}}{\frac{1}{(h_{conv} + h_{rad}) A_{ext}}} \quad (7.22)$$

Nesta equação, a única incógnita é  $T_{fe}$ , que também aparece implicitamente nos termos  $h_{conv}$  e  $h_{rad}$ . A solução de (7.22) pode ser obtida por método iterativo, tal como o método das secantes, por exemplo.

As figuras a seguir mostram os resultados desses cálculos, onde foram atribuídos os valores  $T_{fi} = 60^\circ C$ ,  $T_{ext} = 20^\circ C$ ,  $\varepsilon = 0,97$  (ou  $\varepsilon = 0,05$ ), raio interno do cilindro 0,21m e calculado  $T_{fe}$  para diversos valores de espessuras de isolamento de poliuretano. Destaca-se que tanto  $R_{iso}$  quanto  $A_{ext}$  são calculados em função da respectiva espessura de isolamento.

A Figura 7.28 mostra os valores de  $T_{fe}$  correspondentes às diversas espessuras de isolamento variando entre 1 e 4 centímetros, para os casos com emissividade  $\varepsilon = 0,97$  e  $\varepsilon = 0,05$ . Usando estes valores para calcular  $h_{conv}$  e  $h_{rad}$ , mostra-se na Figura 7.29 a variação do coeficiente de transferência de calor total ou combinado ( $h_{ext} = h_{conv} + h_{rad}$ ) em função da variação da espessura do isolamento. Nestas figuras utiliza-se a notação  $h_{conv}$ ,  $h_{rad}$  e  $h_{ext}$  respectivamente para os coeficientes de transferência de calor por convecção, por radiação e combinado.

Observa-se na Figura 7.28 que para uma mesma camada de isolamento, quando a face externa é revestida com material de baixa emissividade ( $\varepsilon = 0,05$ ), a temperatura da face externa é superior a do caso com alta emissividade. Uma redução da emissividade implica numa significativa redução no fluxo calor por radiação, porém como consequência tem-se um aumento da temperatura  $T_{fe}$ , o que implica num aumento do fluxo de calor por convecção.

A Figura 7.29 mostra a variação do coeficiente de transferência de calor combinado em função da espessura da camada de isolamento, para as duas emissividades consideradas. Observa-se um significativo acréscimo no valor deste coeficiente quando o valor da emissividade é elevado. Por exemplo, para uma espessura de isolamento variando de 1 a 4 cm, para  $\varepsilon = 0,05$  o valor do coeficiente varia próximo de 3 e 4  $W/m^2K$  enquanto que para emissividade  $\varepsilon = 0,97$  este valor varia próximo de 8 e 9  $W/m^2K$ . As linhas tracejadas azuis mostram ainda que, para a espessura de 2,5 cm, o valor de  $h_{ext}$  fica próximo de 8  $W/m^2K$  para o caso com emissividade 0,97 e entre 3 e 4  $W/m^2K$  para o caso com emissividade 0,05, estando assim de acordo com os valores determinados experimentalmente, conforme discussão

apresentada no Capítulo 6 e que será revisada a seguir.

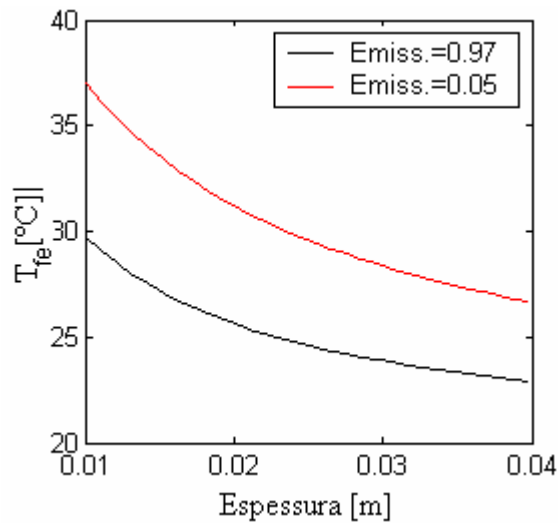


Figura 7.28 – Variação das temperaturas da face externa com relação à espessura para emissividades diferentes.

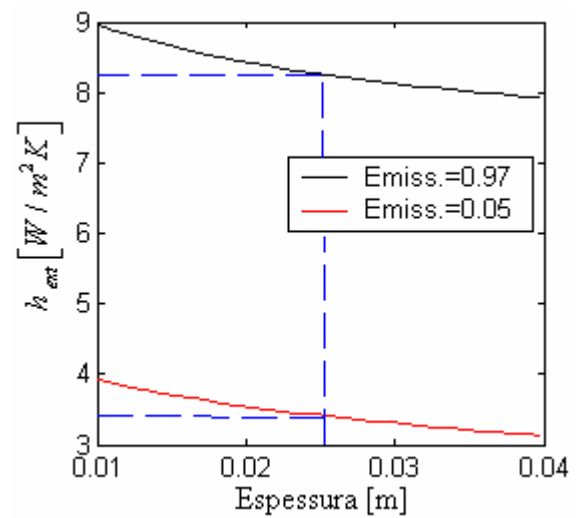


Figura 7.29 – Variação do coeficiente de transferência de calor combinado com relação à espessura para emissividades diferentes.

Para dar uma melhor ilustração deste comportamento, as Figura 7.30 e Figura 7.31 mostram separadamente as parcelas das contribuições por convecção e radiação para o coeficiente de transferência de calor combinado.

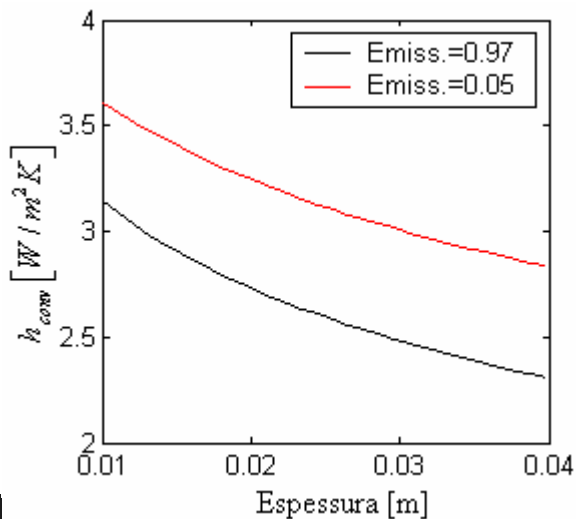


Figura 7.30 - Coeficiente de transferência de calor por convecção.

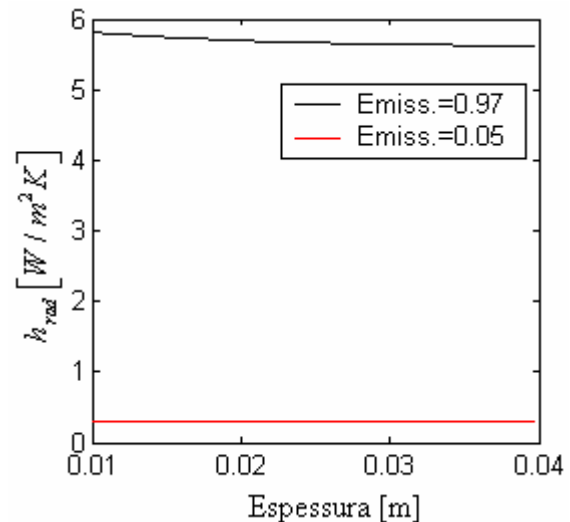


Figura 7.31 - Coeficiente de transferência de calor por radiação.

Conforme observa-se na Figura 7.30, a redução da emissividade, que resulta num aumento da temperatura  $T_{fe}$ , determina um pequeno aumento no coeficiente de transferência de calor por convecção. Por outro lado, resulta numa drástica redução no coeficiente de

transferência de calor por radiação, conforme se vê na Figura 7.31.

Conforme mostrou-se acima, a mudança no valor da emissividade altera ambos os termos  $h_{ext}$  e  $\Delta T$  da equação  $q'' = h_{ext} \Delta T$ , de modo que os fluxos de calor por radiação e convecção dependem fortemente da emissividade da superfície. Este efeito é mostrado nas Figura 7.32 e Figura 7.33.

A Figura 7.32 mostra que com a redução da emissividade de 0,97 para 0,05 ocorreu um aumento do fluxo de calor por convecção, causado tanto pelo aumento da diferença de temperatura quanto pelo aumento do coeficiente  $h_{conv}$ . Por outro lado, a Figura 7.33 mostra que a mesma redução da emissividade resultou numa drástica redução do fluxo de calor por radiação. Como era de se esperar, em ambas as figuras observa-se que com o aumento da espessura de isolamento, ocorre uma redução dos fluxos de calor. Além disso, percebe-se que para emissividade 0,97 e espessura de isolamento inferior a 3 centímetros, a perda de calor por radiação é mais intensa que a perda por convecção.

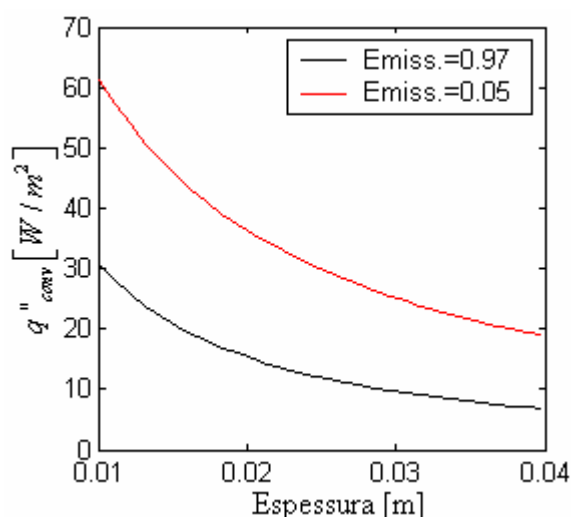


Figura 7.32 - Fluxo de calor por convecção.

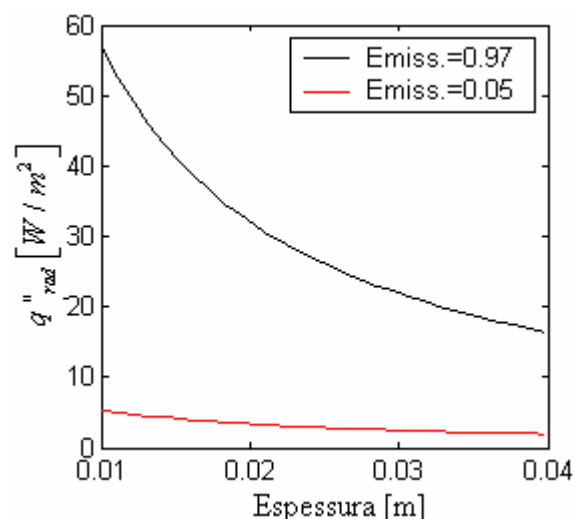


Figura 7.33 - Fluxo de calor por radiação.

Somando o fluxo de calor por radiação com o fluxo de calor por convecção obtém-se o fluxo de calor total ( $q''_{total} = q''_{conv} + q''_{rad}$ ), cujo comportamento é mostrado na Figura 7.34.

Observa-se que para pequenas espessuras da camada de isolamento, o uso de material de baixa emissividade implica numa significativa redução do fluxo de calor. Comparando os dois casos observa-se que, na faixa de espessura de 1 a 2 cm, para obter-se um mesmo fluxo de calor, o revestimento com emissividade de 0,97 deve ter-se uma camada de isolamento de aproximadamente meio centímetro a mais que no caso com emissividade 0,05. Assim, verifica-se que a diminuição da perda de calor pode ser buscada tanto pela redução da emissividade, especialmente para pequenas espessuras de isolamento, quanto pelo aumento da espessura de isolamento.

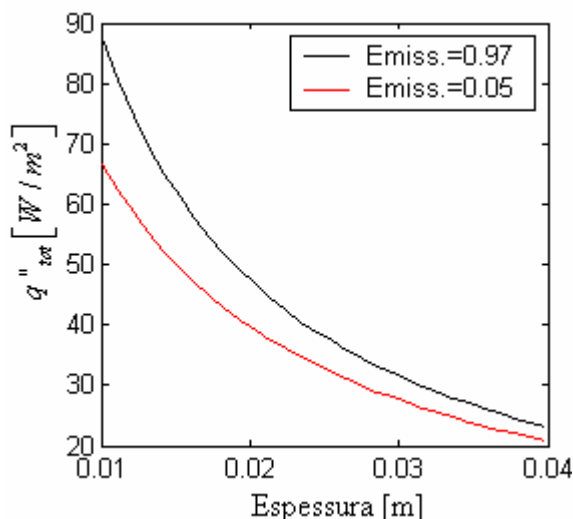


Figura 7.34 - Fluxo de calor total (perdas por convecção e radiação).

Com base na análise teórica acima, pode-se estimar que o coeficiente de transferência de calor combinado para o reservatório térmico utilizado no estudo experimental, cuja espessura é de 2,5 cm e cuja emissividade foi estimada em 0,97, tem um valor de aproximadamente  $8 \text{ W/m}^2 \text{ K}$ . Para o caso do reservatório revestido com papel alumínio (emissividade 0,05), a Figura 7.29 mostra que o coeficiente de transferência de calor é da ordem de  $3,5 \text{ W/m}^2 \text{ K}$ .

#### 7.4.1.2 DETERMINAÇÃO EXPERIMENTAL DO COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR EXTERIOR ( $h_{ext}$ )

Numa situação real, podem-se medir as temperaturas  $T_{int}$ ,  $T_{fe}$  e  $T_{ext}$  e estimar o coeficiente de convecção combinado conforme mostrado na Eq. 6.5. Além disto, discretizando esta equação para um intervalo de tempo  $\Delta t$  e resolvendo para  $h_{ext}$ , resulta na Eq. 6.6, onde os valores de  $T_{fe}$  e  $T_{ext}$  podem ser tomados como um valor médio dentre todos os valores medidos no intervalo  $\Delta t$  (ver detalhes no Capítulo 6).

Este procedimento foi realizado para o reservatório térmico utilizado no estudo experimental deste trabalho. Para tanto foram medidas as temperaturas da parede da face externa ( $T_{fe}$ ) e ambiente ( $T_{ext}$ ). Além disso, o valor da temperatura média no interior do reservatório ( $T_{int}$ ) foi calculado a partir do perfil de temperatura medido ao longo do diâmetro, conforme descrito no Capítulo 6. Todas estas grandezas foram tomadas com intervalo de 5 minutos.

Na Figura 6.12 foi mostrado a variação das grandezas  $T_{int}$ ,  $T_{fe}$  e  $T_{ext}$  ao longo de 94

horas, com um intervalo de tempo de uma hora. Os valores de  $T_{fe}$  e  $T_{ext}$  mostrados são a média aritmética dos valores medidos em cada intervalo de uma hora. Conforme já discutido anteriormente, a temperatura média no interior do reservatório apresenta um decaimento do tipo exponencial que está de acordo com a solução analítica (ver equação (7.45)). Além disso, observa-se que as variações verificadas na temperatura ambiente não provocam variações significativas no perfil da temperatura média.

A partir da equação (5.6) calculou-se o coeficiente de transferência de calor combinado (levando em conta as perdas por radiação e convecção), cujo comportamento, de hora em hora, é mostrado na Figura 7.35 para um intervalo de 94 horas.

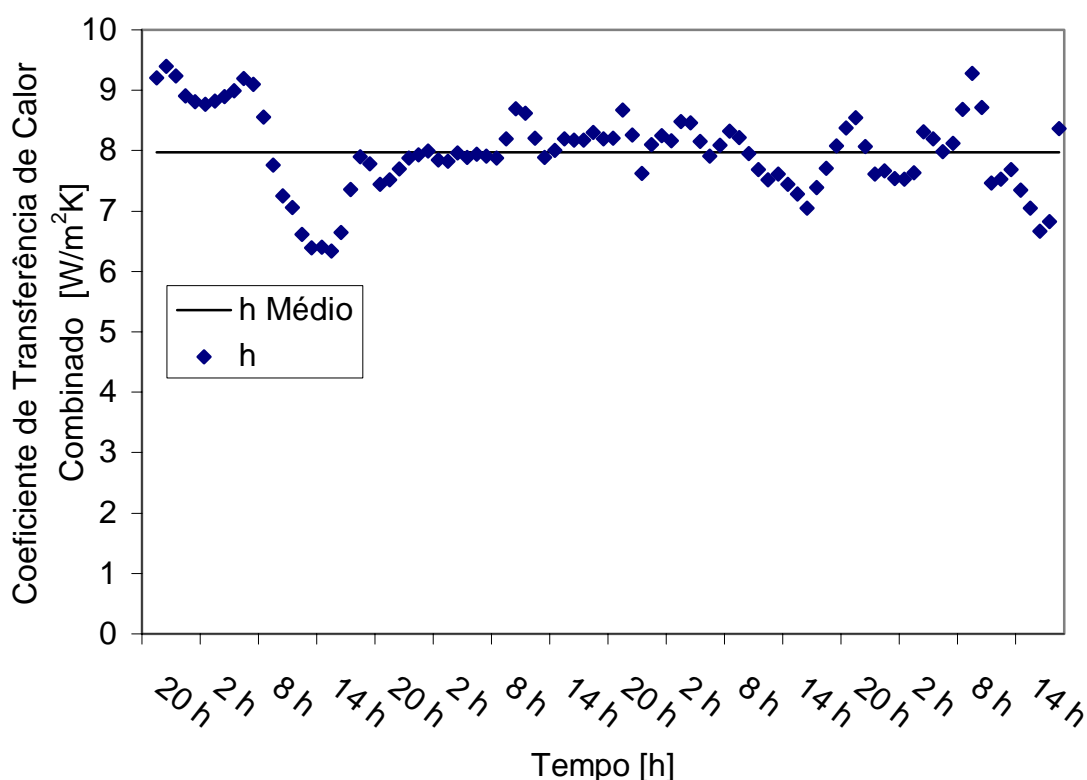


Figura 7.35 – Valores do coeficiente de transferência de calor combinado calculados a partir de dados experimentais para superfície com emissividade estimada em 0,97.

Conforme se observa, os valores  $h_{ext}$  calculados a partir de dados experimentais oscilam em torno do valor  $8 \text{ W/m}^2\text{K}$ . Salienta-se que o cálculo de  $h_{ext}$  envolveu as grandezas  $T_{int}$ ,  $T_{fe}$  e  $T_{ext}$  e que estas foram obtidas por aproximações de seus valores médios, o que permitem justificar as oscilações verificadas na Figura 7.35.

Além disso, ressalta-se que este valor de  $h_{ext}$  determinado experimentalmente inclui os fenômenos de radiação e convecção. Considerando que o reservatório está envolto com fita



adesiva cujo valor de emissividade é de aproximadamente  $\varepsilon = 0,97$ , verifica-se que o valor médio de  $h_{ext}$  obtido através das medidas experimentais confere com o valor teórico determinado anteriormente.

Da mesma forma, para o ensaio onde o reservatório foi revestido com papel alumínio, de emissividade 0,05, a aplicação da equação (5.6) resulta num valor médio de  $3,75 \text{ W/m}^2\text{K}$ , conforme mostra a Figura 7.36. Também para este caso observa-se que o valor do coeficiente de transferência de calor está de acordo com o valor estipulado teoricamente, que foi da ordem de  $3,5 \text{ W/m}^2\text{K}$ .

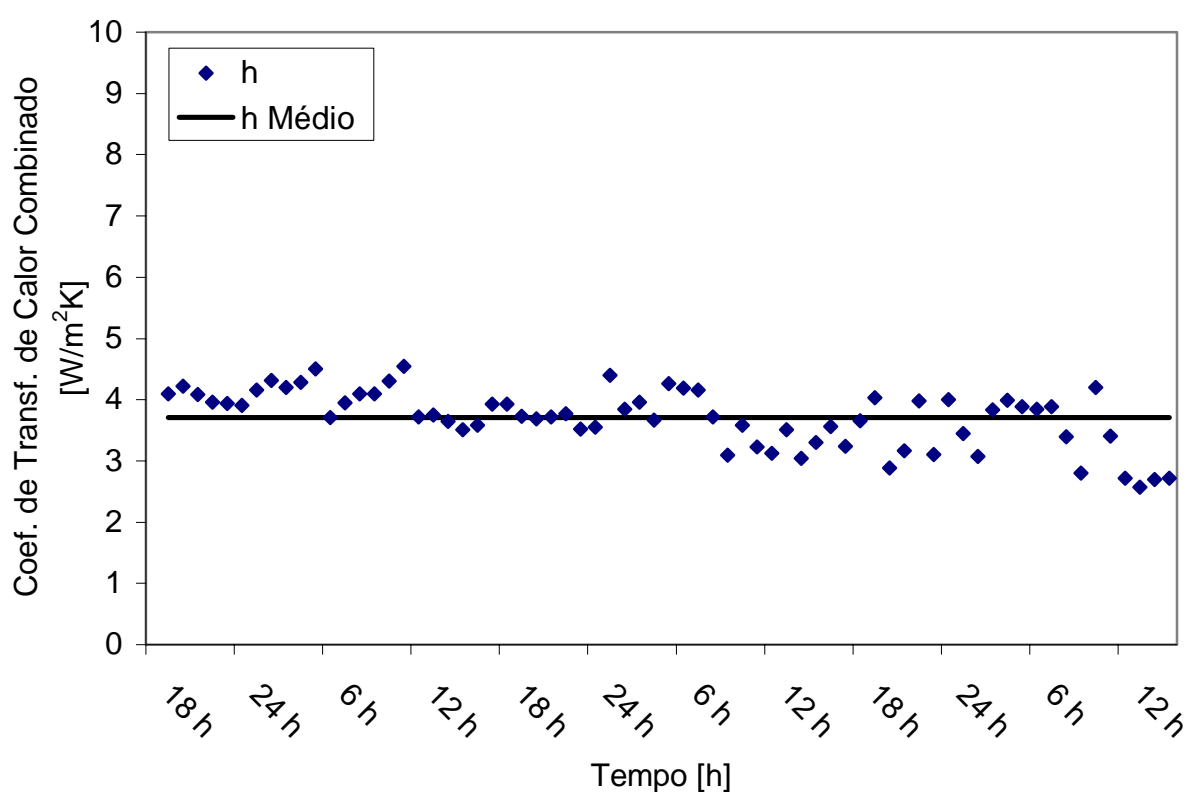


Figura 7.36 – Valores do coeficiente de transferência de calor combinado calculados a partir de dados experimentais para superfície com emissividade estimada em 0,05.

#### 7.4.2 CÁLCULO DA RESISTÊNCIA TÉRMICA DO ISOLAMENTO

Para o domínio apresentado na Figura 7.27 ( $1/4$  do volume do reservatório), a resistência térmica devida ao isolamento térmico na direção radial é calculada pela relação

$$R_r = \frac{\ln\left(\frac{r_{ext}}{r_{int}}\right)}{\pi k z_{ref}} \quad (7.23)$$

enquanto que a resistência térmica devida ao isolamento na direção axial é dada por

$$R_a = \frac{e}{\frac{1}{2}\pi r_{ref}^2 k} \quad (7.24)$$

As relações acima são unidimensionais. Para um reservatório real, no cálculo de  $R_r$  e  $R_a$  não é evidente quais são os valores adequados para o comprimento ( $z_{ref}$ ) e para o raio ( $r_{ref}$ ). Por exemplo, no cálculo de  $R_a$  poderia se sugerir para  $r_{ref}$  o uso do raio interno ( $r_{int}$ ), do raio externo ( $r_{ext}$ ) ou ainda qualquer valor intermediário.

Para contornar este problema, as resistências radial e axial para  $\frac{1}{4}$  do reservatório foram expressas da seguinte forma:

$$R_r = \left[ \frac{\ln\left(\frac{r_{ext}}{r_{int}}\right)}{k\pi(z_{int} + a \cdot e)} \right] \quad (7.25)$$

$$R_a = \left[ \frac{e}{k\frac{1}{2}\pi(r_{int} + a \cdot e)^2} \right] \quad (7.26)$$

onde o parâmetro “a” é a incógnita a ser determinada e “e” é a espessura de isolamento.

Através da simulação numérica do resfriamento de um reservatório com espessura de isolamento e temperaturas das faces  $T_{fi}$  e  $T_{fe}$  constantes (aplicadas como condição de contorno), determinou-se a taxa de fluxo de calor em regime permanente. Após calculou-se a resistência da camada de isolamento resolvendo numericamente a equação

$$\frac{R_r R_a}{R_r + R_a} - \frac{T_{fi} - T_{fe}}{q} = 0 \quad (7.27)$$

onde a incógnita “a” está inserida nos termos  $R_r$  e  $R_a$ , como mostram as equações (7.25) e (7.26).

Este estudo foi realizado considerando o resfriamento de um reservatório térmico revestido com poliuretano com temperatura interna constante ( $T_{fi}$ ) de 60°C e temperatura das faces externas (radial e axial) constantes ( $T_{fe}$ ) de 20°C e calculando o fluxo de calor (q) em regime permanente. Em outras simulações foi mantido o raio interno constante em 0,25m e variado o comprimento para outras razões de aspecto  $\left(\frac{z_{int}}{r_{int}}\right)$  e espessuras de isolamento (e). Com base nestes dados, foi resolvida a equação (7.27) e determinado o fator “a” das equações

(7.25) e (7.26). A Figura 7.37 apresenta os resultados deste estudo.

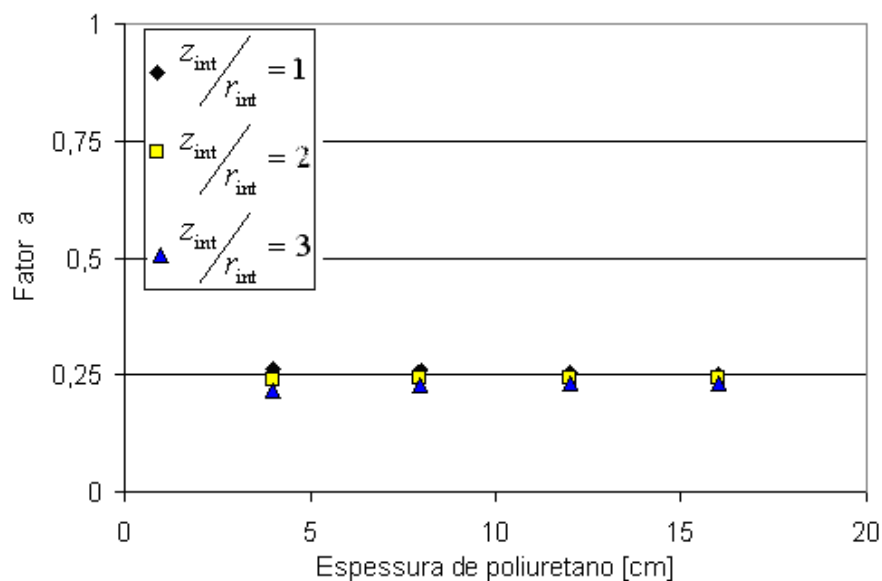


Figura 7.37 - Valores do fator “a” para diversas espessuras e razões de aspecto.

Na Figura 7.37 observa-se que o fator “a” adequado ao cálculo de  $R_r$  e  $R_a$  é 0,25. Estudos adicionais mostraram ainda que este fator se mantém praticamente inalterado quando é variado o tipo de isolamento e o raio do reservatório.

Assim, os valores adequados de  $z_{ref}$  e  $r_{ref}$  no cálculo de  $R_r$  e  $R_a$  devem ser tomados da seguinte forma

$$z_{ref} = z_{int} + 0,25e \quad (7.28)$$

$$r_{ref} = r_{int} + 0,25e \quad (7.29)$$

Os resultados acima foram obtidos considerando apenas  $\frac{1}{4}$  do volume do reservatório. Esta escolha foi conveniente devido ao fato de que a simulação numérica é realizada neste domínio de cálculo. Entretanto, numa situação real, todo o volume do reservatório deve ser considerado. Assim, aproveitando as equações (7.25) e (7.26), basta tomar o valor da resistência térmica da camada de isolamento de todo o reservatório como sendo

$$R_{iso}(total) = \frac{1}{4} \left( \frac{R_r R_a}{R_r + R_a} \right) \quad (7.30)$$

onde, nas equações  $R_r$  e  $R_a$ , os termos  $z_{ref}$  e  $r_{ref}$  são dados pelas equações (7.28) e (7.29).

#### 7.4.3 CÁLCULO DA RESISTÊNCIA INTERNA - OBTENÇÃO DA CORRELAÇÃO

A última das três resistências térmicas a ser abordada é a resistência interna  $R_i$ . Uma vez determinada, o coeficiente de convecção interna ( $h_{int}$ ) é imediatamente determinado pela relação

$$h_{\text{int}} = \frac{1}{A_{\text{int}} R_1} \quad (7.31)$$

A partir de simulações numéricas onde se variou parâmetros como a temperatura inicial e a camada de isolamento térmico, obteve-se numericamente o valor da resistência interna  $R_1$ , calculada na forma

$$R_1 = \frac{(T_{\text{int}} - T_{fi})}{q} \quad (7.32)$$

As grandezas  $q$ ,  $T_{\text{int}}$  e  $T_{fi}$ , calculadas em  $\frac{1}{4}$  do volume total do reservatório, são definidas pelas seguintes expressões

1) Calor perdido

$$q = k_f \int_0^{\pi} \int_0^{z_{\text{int}}} \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=r_{\text{int}}} dz r d\theta + k_f \int_0^{\pi} \int_0^{r_{\text{int}}} \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0} r dr d\theta \quad (7.33)$$

2) Temperatura média do fluido

$$T_{\text{int}} = \frac{1}{\pi r_{\text{int}}^2 z_{\text{int}}} \int_0^{\pi} \int_0^{z_{\text{int}}} \int_0^{r_{\text{int}}} T r dr dz d\theta \quad (7.34)$$

3) Temperatura média da face interna da parede do reservatório

$$T_{fi} = \frac{\int_0^{\pi} \int_0^{z_{\text{int}}} T \Big|_{r=r_{\text{int}}} dz r d\theta + \int_0^{\pi} \int_0^{r_{\text{int}}} T \Big|_{z=z_{\text{int}}} r dr d\theta}{\pi r_{\text{int}} z_{\text{int}} + \frac{\pi r_{\text{int}}^2}{2}} \quad (7.35)$$

Nas simulações realizadas, para cada 5 minutos simulados, desviou-se o programa para uma sub-rotina que calculava a temperatura média do fluido, a temperatura média da face interna, a taxa de fluxo de calor e finalmente a resistência no interior do reservatório via equação (7.32).

De posse de diversas tabelas de valores temperatura média do fluido ( $T_{\text{int}}$ ) e resistência interna ( $R_1$ ), inicialmente adimensionalizaram-se os valores de temperatura média na forma

$$T_{\text{mod}} = 1 - \frac{T_{\text{int}} - T_{\text{ext}}}{T_{\text{ini}} - T_{\text{ext}}} \quad (7.36)$$

A Figura 7.38 mostra o comportamento de  $T_{\text{mod}} \times R_1$  para casos de diferentes espessuras de isolamento. Exceto para os instantes iniciais, observa-se um aumento da resistência interna com o decorrer do tempo, em decorrência do resfriamento do reservatório. Acredita-se que o motivo para este comportamento diferente nos instantes iniciais deva-se ao fato de que, para o campo de temperatura uniforme utilizado como condição inicial, o coeficiente de convecção

interna é significativamente diferente do valor calculado para os instantes posteriores, onde o campo de temperatura já está estratificado. Por este motivo, os instantes iniciais da simulação foram descartados para fins de obtenção da correlação.

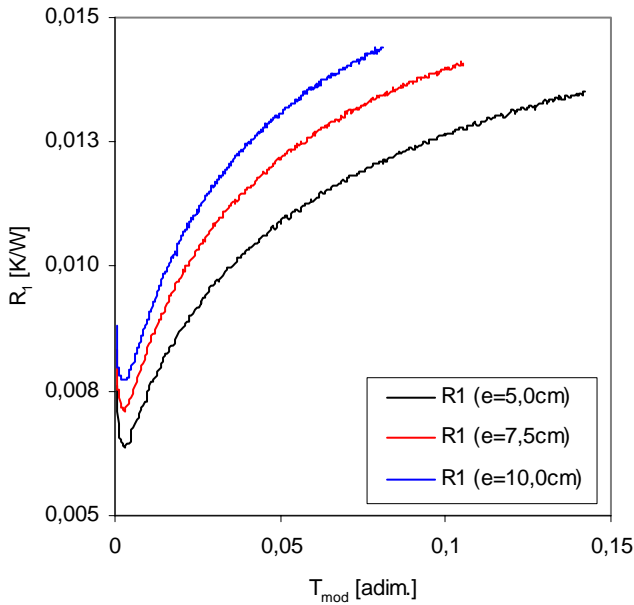


Figura 7.38 - Variação da resistência interna para casos com espessura de isolamento diferentes. (Temperatura interna de 50°C. D=0,5m; r=1).

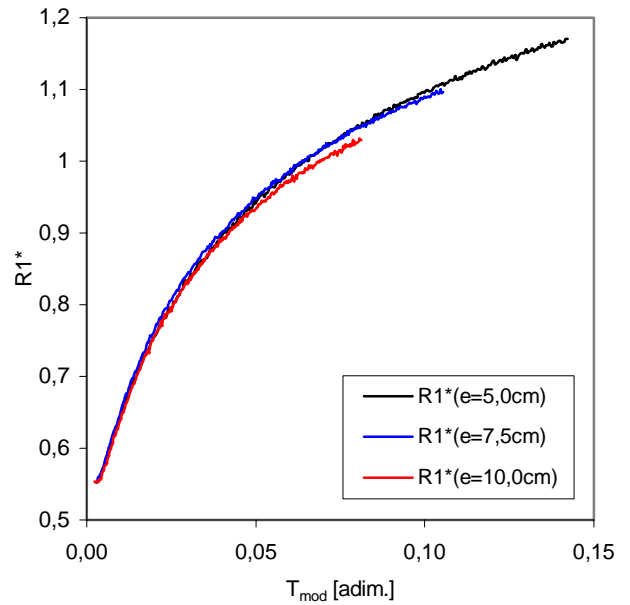


Figura 7.39 – Unificação dos perfis de \$R\_1^\*\$ sobre uma única curva, a partir da variação da espessura do isolamento.

A Figura 7.38 mostra ainda que entre as curvas mostradas existe um distanciamento vertical. O fator que determina esse distanciamento deve ser função das resistências do isolamento (diferentes espessuras e tipo de isolamento) e da resistência devida à convecção exterior. Portanto deve ser função da soma das resistências \$R\_2\$ e \$R\_3\$. Foi suposto que esta

variação obedece à equação  $\frac{dR_1}{d(R_2 + R_3)} = cte$ , cuja solução é  $R_1 = c_1 \cdot (R_2 + R_3) + c_2$ . Para

encontrar os coeficientes da reta tomou-se os valores de \$R\_1\$ ao longo de algumas linhas verticais na Figura 7.38, obtendo uma tabela de valores \$R\_1\$ em função de \$(R\_2 + R\_3)\$. A equação da reta que ajusta estes dados é

$$f(R_2 + R_3) = 0,002617 \cdot (R_2 + R_3) + 0,008163 \quad (7.37)$$

Definindo a nova variável \$R\_1^\*\$ como sendo

$$R_1^* = \frac{R_1}{0,002617 \cdot (R_2 + R_3) + 0,008163} \quad (7.38)$$

obtem-se que os perfis de \$R\_1^\* \cdot T\_{mod}\$ ficam agora unificados sobre uma mesma curva, como mostra a Figura 7.39.

No procedimento apresentado acima a variável foi a espessura do isolamento, ou seja, o

termo  $R_2 + R_3$ , o que permitiu expressar o comportamento de  $R_1$  como uma função de  $(R_2 + R_3)$ . Agora, utiliza-se o mesmo procedimento para descrever o comportamento de  $R_1$  como uma função da diferença entre a temperatura inicial do fluido e a temperatura ambiente  $\Delta T = (T_{ini} - T_{ext})$ . Foram simulados os casos  $T_{ini} = 50, 60$  e  $70^\circ\text{C}$ .

Inicialmente, os valores de  $R_1$  foram convertidos para a nova variável  $R_1^*$ , conforme equação (7.38). As curvas de  $R_1^*$  versus  $T_{mod}$  são mostradas na Figura 7.40.

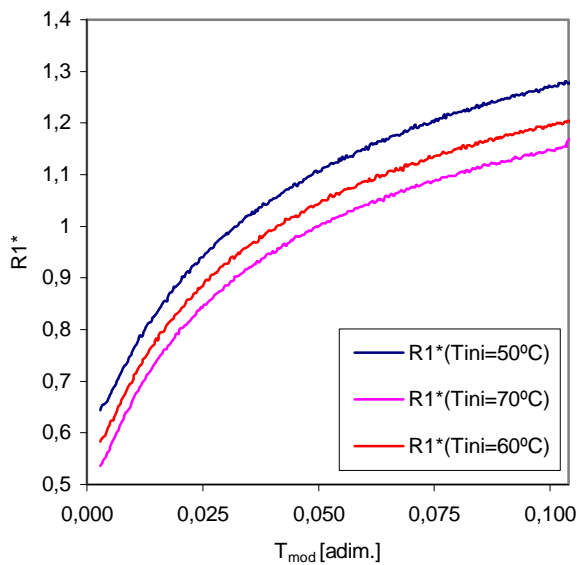


Figura 7.40 – Perfis de  $R_1^*$  para diversas temperaturas iniciais de resfriamento.

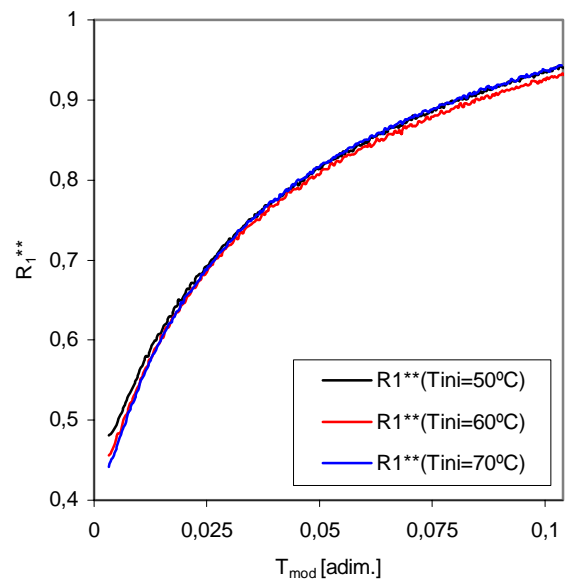


Figura 7.41 – Unificação dos perfis de  $R_1^{**}$  sobre uma única curva, a partir da temperatura inicial de resfriamento.

Conforme pode-se observar, a variação da temperatura inicial provoca um deslocamento vertical dos perfis de  $R_1^*$ . Foi novamente suposto que esta variação obedece à equação  $\frac{d(R_1^*)}{d(\Delta T)} = cte$ , cuja solução é  $R_1^* = c_1 \cdot \Delta T + c_2$ . Dentre as retas encontradas, a que melhor se ajusta aos dados é

$$f(\Delta T) = -0,0048(\Delta T) + 1,1210 \quad (7.39)$$

Definindo agora a nova variável  $R_1^{**}$  como sendo

$$R_1^{**} = \frac{R_1^*}{-0,0048(\Delta T) + 1,1210} \quad (7.40)$$

obtem-se que os perfis de  $R_1^* \cdot T_{mod}$  ficam agora unificados sobre uma mesma curva, como mostra a Figura 7.41.

É necessário agora obter uma equação que descreva esses perfis de  $R_1^{**}$  como função de

$T_{\text{mod}}$ . Uma função que satisfaz este perfil é

$$R_1^{**} = 0,079466061 \cdot \tan \left[ 2,9220378 \left( T_{\text{mod}} - \frac{1}{2} \right) \right] + 1,1180186 \quad (7.41)$$

A Figura 7.42 mostra que esta equação ajusta corretamente as curvas mostradas na Figura 7.41. O coeficiente de correlação correspondente é de 0,9938, com desvio padrão de 0,0169.

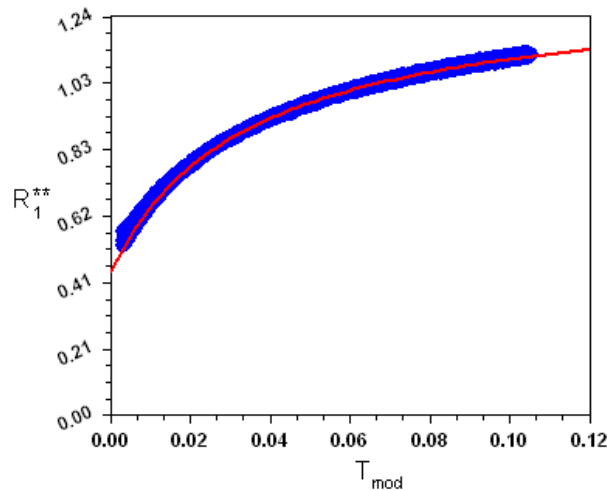


Figura 7.42 – Ajuste dos dados da Figura 7.41 pela equação proposta.

A faixa de pontos utilizados no eixo horizontal é adequada, uma vez que corresponde a 24 horas de resfriamento. Entretanto, a excelente concordância obtida, somada à coerência física do perfil adotado leva crer que tal perfil se ajusta a uma faixa mais ampla.

Finalmente, considerando que  $R_1^* = \frac{R_1}{f(R_2 + R_3)}$ , que  $R_1^{**} = \frac{R_1^*}{f(\Delta T)}$  e que, conforme ajuste,  $R_1^{**} = f(T_{\text{mod}})$ , obtém-se  $R_1$  é uma função da forma  $f(R_2 + R_3) \cdot f(\Delta T) \cdot f(T_{\text{mod}})$ .

Em novas simulações onde foram variadas as dimensões do reservatório verificou-se a necessidade de incorporar na correlação um termo que levasse em conta o raio e a razão de aspecto  $\left( \frac{z_{\text{int}}}{r_{\text{int}}} \right)$  do reservatório. A análise mostrou que a multiplicação da correlação pelo termo

$\left( \frac{0,25}{z_{\text{int}}} \right)^{0,4 \frac{z_{\text{int}}}{r_{\text{int}}}}$  ajusta a correlação para razões de aspecto e raios diversos. Assim, a correlação final

ficou na forma

$$R_1 = [0,002617 \cdot (R_2 + R_3) + 0,008163] \cdot [-0,0048(\Delta T) + 1,1210] \cdot \left\{ 0,079466 \cdot \tan \left[ 2,922037 \left( T_{\text{mod}} - \frac{1}{2} \right) \right] + 1,118018 \right\} \cdot \left( \frac{0,25}{z_{\text{int}}} \right)^{0,4 \frac{z_{\text{int}}}{r_{\text{int}}}} \quad (7.42)$$

Evidentemente, uma vez conhecida a correlação para  $R_1$ , a correlação para o coeficiente

de convecção interna é decorrência direta da igualdade

$$h_{\text{int}} = \frac{1}{R_1 A_{\text{int}}} \quad (7.43)$$

Para verificar o ajuste da correlação (7.42) traçou-se seu perfil em comparação com os dados originais da simulação. Além disso, estendeu-se o perfil para além da faixa simulada. Na Figura 7.43 plota-se um caso onde foi variada a temperatura inicial de resfriamento. O diâmetro e o comprimento internos do reservatório são de 0,5m. O isolamento é de poliuretano com espessura de 7,5cm e a temperatura ambiente é suposta constante em 20°C. Os pontos referentes à simulação numérica correspondem a um período de resfriamento de 24h. Já na Figura 7.44 mostra-se uma comparação entre os dados originais da simulação com o perfil obtido via correlação onde foi variada a espessura da camada de isolamento. A temperatura inicial do resfriamento foi de 50°C. Os demais parâmetros são os mesmos da figura anterior.

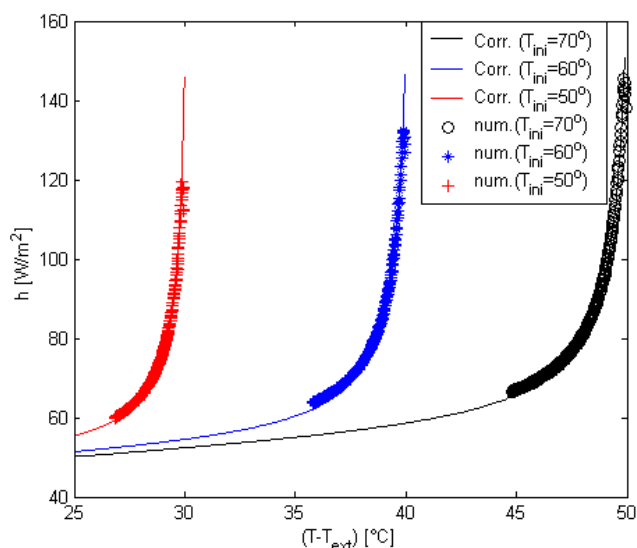


Figura 7.43 – Comparação entre os dados originais da simulação e o perfil fornecido pela correlação proposta com a variação da temperatura inicial de resfriamento..

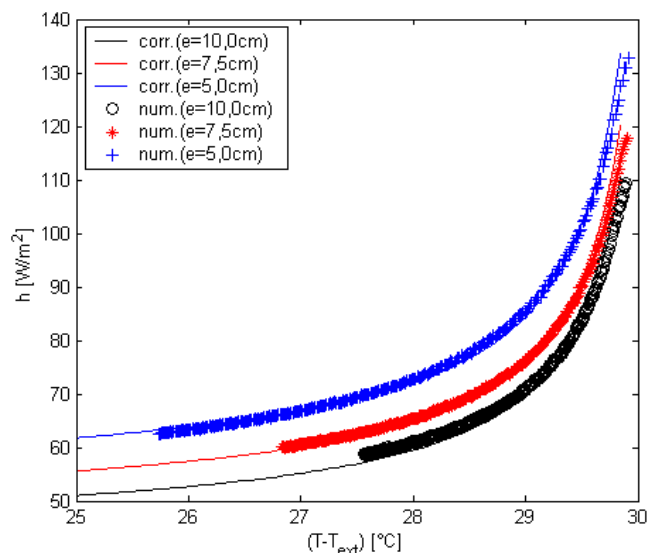


Figura 7.44 – Comparação entre os dados originais da simulação e o perfil fornecido pela correlação proposta, com a variação da espessura da camada de isolamento.

As Figura 7.43 e Figura 7.44 mostram que a correlação apresentada está em excelente concordância com os resultados da simulação numérica. Cabe salientar que os pontos apresentados no gráfico correspondem a um período de 24 horas, podendo supor, a partir da concordância obtida nesta faixa, que a correlação permaneça válida para um intervalo de tempo superior. A Figura 7.45 mostra o perfil de  $h_{\text{int}}$  obtido via simulação numérica para razões de aspecto 1 e 2, em comparação com o perfil fornecido pela correlação proposta. O reservatório considerado tem diâmetro interno de 0,5m e isolamento térmico de poliuretano de espessura 7,5cm. O resfriamento inicia-se a partir de uma temperatura de 60°C e a temperatura ambiente é



suposta constante em 20°C.

Para explicar porque o coeficiente  $h_{\text{int}}$  diminui com o aumento da razão de aspecto basta observar que o comportamento de  $R_1$  (eq. (7.32)) é fortemente influenciado pela diferença de temperatura  $\Delta T = T_{\text{int}} - T_{\text{fi}}$ . Pode-se demonstrar que para típicos perfis de temperatura estratificados, a temperatura média da face interna da parede radial é menor que a temperatura média da face interna da parede axial. Este comportamento se deve ao fato de a porção de fluido mais frio localizado na parte inferior do reservatório molha uma percentual de área menor na face da parede axial (em relação à área axial total) do que na face da parede radial (em relação à área radial total).

Dessa forma, como o cálculo de  $T_{\text{fi}}$  é obtido a partir da média ponderada das temperaturas médias nas tampas axial e radial com suas respectivas áreas (eq. (7.35)), quanto maior a razão de aspecto, maior a contribuição da temperatura média radial no cálculo de  $T_{\text{fi}}$ . Consequentemente  $\Delta T = T_{\text{int}} - T_{\text{fi}}$  aumenta, o que implica que  $R_1$  aumenta e  $h_{\text{int}}$  diminui.

Na Figura 7.46 mostra-se o comportamento do coeficiente de convecção interno em relação ao raio interno, comparando-se a correlação a simulação numérica.

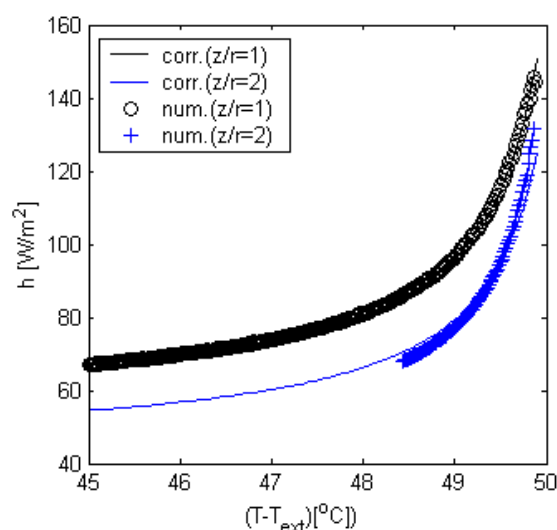


Figura 7.45 - Variação de  $h$  interno com relação à razão de aspecto ( $z/r$ ). ( $T_{\text{ini}}=70^\circ\text{C}$ ,  $T_{\text{ext}}=20^\circ\text{C}$ ,  $D=0,5\text{m}$ ,  $z/r=1$ ,  $e=7,5\text{cm}$ ).

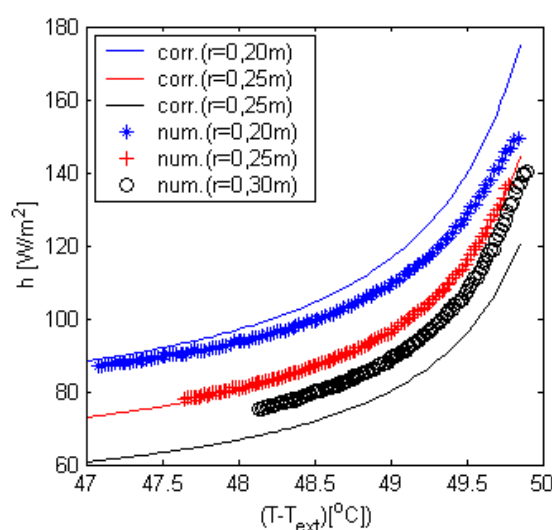


Figura 7.46 - Variação de  $h$  interno com relação ao raio interno. ( $T_{\text{ini}}=70^\circ\text{C}$ ,  $T_{\text{ext}}=20^\circ\text{C}$ ,  $D=0,5\text{m}$ ,  $z/r=1$ ,  $e=7,5\text{cm}$ ).

Observa-se que o coeficiente de convecção para o interior do reservatório diminui com o aumento do raio interno, mas mantém o mesmo padrão de comportamento. Para valores de raio interno diferentes de 0,25m a correlação apresenta maiores desvios em relação aos dados obtidos via simulação numérica. Entretanto, para raios internos na faixa de 0,2 a 0,3m, que inclui as dimensões dos reservatórios usualmente empregados em sistemas de aquecimento de água por energia solar, a qualidade do ajuste pode ser considerada bastante satisfatória.

#### 7.4.4 VARIACÃO DO COEFICIENTE DE CONVECÇÃO INTERNO EM RELAÇÃO AO TEMPO

Para expressar  $h_{\text{int}}$  como função do tempo, identifica-se pela correlação (7.42) que é necessário conhecer a temperatura no interior do reservatório no decorrer do processo de resfriamento. Para obter esta informação, considera-se a equação diferencial

$$-m c_p dT_{\text{int}} = \frac{(T_{\text{int}} - T_{\text{ext}})}{R_t} dt \quad (7.44)$$

onde a resistência total é a soma das resistências  $R_1, R_2$  e  $R_3$ .

Desprezando a resistência  $R_1$ , obtém-se a solução analítica da equação diferencial ordinária (7.44) na forma

$$T_{\text{int}} = (T_{\text{ini}} - T_{\text{ext}}) e^{-\frac{t}{m c_p (R_2 + R_3)}} + T_{\text{ext}} \quad (7.45)$$

que expressa a variação da temperatura média no interior do reservatório no decorrer do tempo.

Por outro lado, incluindo a resistência  $R_1$  no cálculo da resistência total, percebe-se que agora  $R_t = f(T_{\text{int}})$ , visto que pela correlação proposta neste trabalho,  $R_1 = f(T_{\text{int}})$ . Devido à complexidade da correlação proposta para  $R_1$ , a equação diferencial (7.44) agora não tem mais solução analítica. Entretanto a mesma pode ser resolvida numericamente e essa solução pode ser usada para calcular  $h_{\text{int}}$  em função do tempo.

Seguido este procedimento, obteve-se a solução de  $h_{\text{int}}$  versus  $t$  para os parâmetros  $T_{\text{ini}} = 70^\circ\text{C}$ ,  $T_{\text{ext}} = 20^\circ\text{C}$ ,  $e_{\text{iso}} = 7,5$  cm,  $r_{\text{int}} = 0,25$ m e razão de aspecto 1, conforme mostra a Figura 7.47. Observa-se que resolvendo numericamente a equação (7.44) e usando a solução na correlação (7.42) obtém-se excelente concordância com os dados da simulação numérica.

Conforme já mostravam todas as figuras anteriores para o comportamento do coeficiente de convecção interno, a queda mais acentuada é verificada nas primeiras horas do resfriamento e pode ser associada ao campo de temperatura uniforme utilizado como condição inicial do processo de resfriamento. Assim, depois de estabelecida a estratificação térmica no interior do reservatório, observa-se que a diminuição do coeficiente de convecção é menos acentuada.

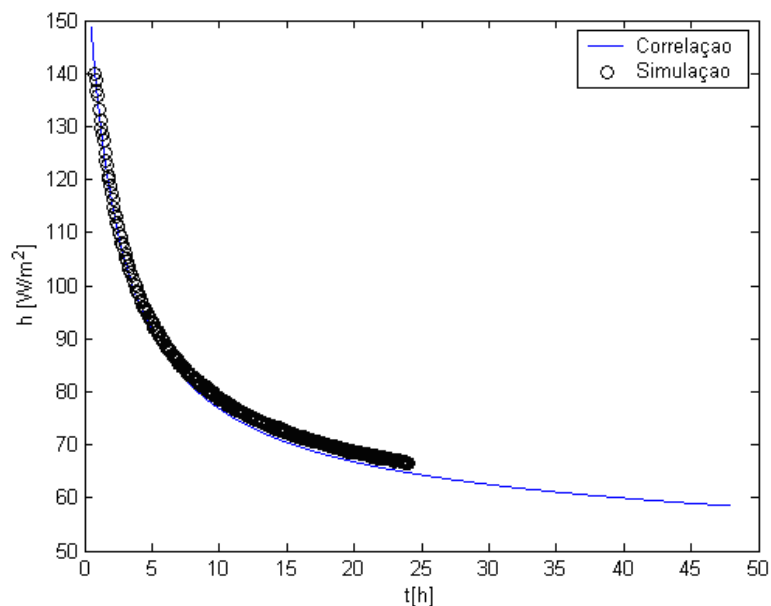


Figura 7.47 - Variação de coeficiente de transferência de calor por convecção ao longo do tempo: comparação entre o perfil obtido via simulação numérica com perfil obtido via correlação.

Para um reservatório com os mesmos parâmetros ( $T_{ini} = 70^{\circ}C$ ,  $T_{ext} = 20^{\circ}C$ ,  $e_{iso} = 7,5$  cm,  $r_{int} = 0,25$ m e razão de aspecto 1), a Figura 7.48 apresenta a variação da temperatura média no interior do reservatório ao longo de 24 horas, obtida de três diferentes formas.

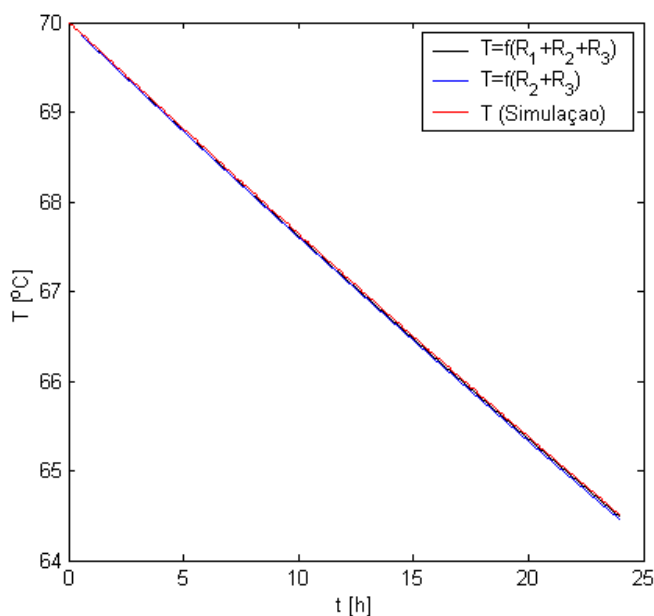


Figura 7.48 – Comportamento da temperatura média no interior do reservatório obtida por método numérico, por expressão analítica e por simulação numérica.

Na curva de cor preta, a temperatura média foi obtida resolvendo-se numericamente a equação (7.44) onde a resistência térmica total inclui as três resistências ( $R_1 + R_2 + R_3$ ). Na curva de cor azul, a temperatura média foi obtida resolvendo-se a equação (7.45) onde a resistência

térmica inclui apenas as resistências  $R_2$  e  $R_3$ . A curva vermelha corresponde à temperatura média obtida via simulação numérica.

Conforme se observa, a resistência interna  $R_1$  pode ser desprezada no cálculo da resistência total, pois sua inclusão na resistência total não interferiu significativamente no perfil de resfriamento mostrado. A fim de reforçar esta afirmação, a Figura 7.49 mostra a variação percentual da resistência  $R_1$  em relação à resistência total para um reservatório com os mesmos parâmetros listados anteriormente.

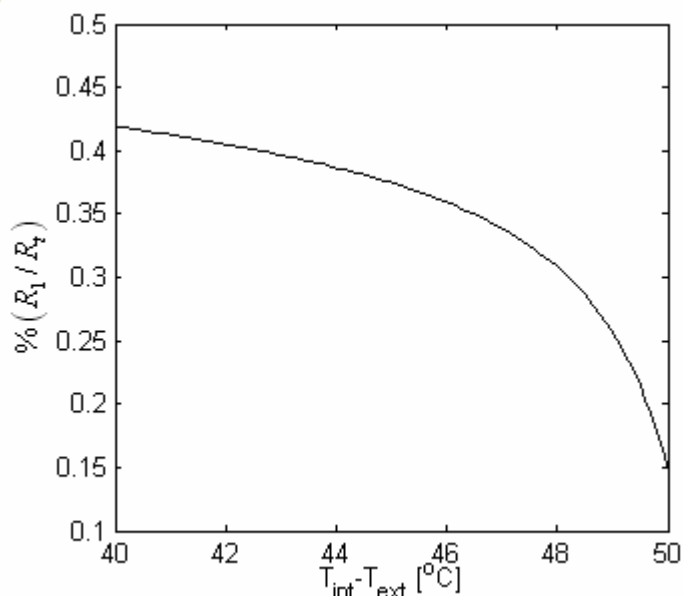


Figura 7.49 - Variação percentual das resistências  $R_1$  em relação à resistência total para um resfriamento de  $10^{\circ}\text{C}$ .

Observa-se que para o resfriamento mostrado, a contribuição da resistência  $R_1$  para a resistência total varia na faixa de 0,15 a 0,4%. A contribuição da resistência  $R_2$  é de aproximadamente 96% e a contribuição da resistência  $R_3$  é de aproximadamente 3,5%. Comparando a ordem de grandeza das resistências  $R_1$ ,  $R_2$  e  $R_3$ , verifica-se que a contribuição da resistência interna  $R_1$  para a resistência total é muito pequena e pode ser desprezada para o cálculo do coeficiente global de perdas.

Se, por um lado, a resistência  $R_1$  pode ser desprezada no cálculo da resistência total, por outro lado a resistência  $R_2$  precisa ser determinada com boa precisão para uma correta determinação da resistência total. Por exemplo, se nas equações (7.25) e (7.26) o fator “a” fosse tomado como 0,5 ou 1,0, a resistência total seria superestimada, resultando em uma discordância entre os perfis de temperatura média obtidos via simulação numérica com os obtidos pelas

equações (7.44) e (7.45), conforme se pode observar nas Figura 7.50 e Figura 7.51.

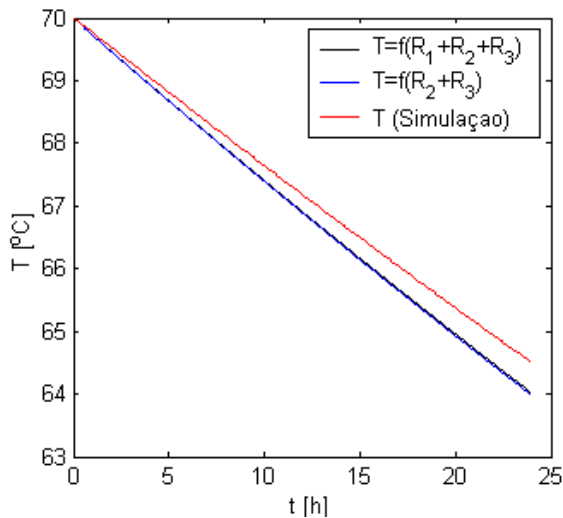


Figura 7.50 - Temperatura média da água obtida a partir das equações 6.41 e 6.42, com a resistência  $R_2$  calculada com  $a=0,5$  (equações 6.22 e 6.23) em comparação com perfil obtido via simulação numérica.

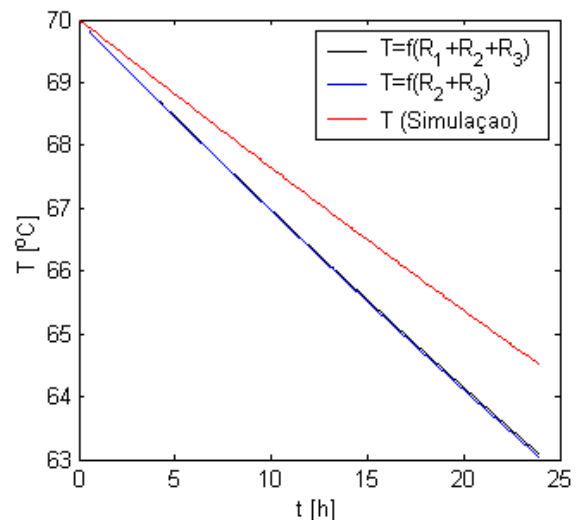


Figura 7.51 - Temperatura média da água obtida a partir das equações 6.41 e 6.42, com a resistência  $R_2$  calculada com  $a=1,0$  (equações 6.22 e 6.23) em comparação com perfil obtido via simulação numérica.

#### 7.4.5 CÁLCULO DO COEFICIENTE GLOBAL DE PERDAS

Com base na discussão anterior, pode-se concluir que para o cálculo da resistência térmica total de reservatórios térmicos preenchidos com água, precisa-se determinar apenas os valores das resistências  $R_2$  e  $R_3$ , desprezando a influência da resistência interna  $R_1$ .

Fazendo estes cálculos para o reservatório utilizado nos ensaios (ver Figuras 5.2 e 6.1), obtém-se que a resistência  $R_2$  é de  $0,5515 \text{ K/W}$  e tomando  $T_{fi} = 60^\circ \text{C}$  e  $T_{ext} = 20^\circ \text{C}$  obtém-se que o coeficiente de transferência de calor combinado é  $h_{ext} = 8,4 \text{ W/m}^2 \text{K}$ , calculado pela metodologia descrita na seção 6.4.1.1. Assim, a resistência  $R_3$  é de  $0,0674 \text{ K/W}$ . O produto UA

é  $UA = \frac{1}{0,5515 + 0,0674} \cong 1,6158 \text{ W/K}$  e o coeficiente global de perdas térmicas do reservatório

térmico, calculado em termos da área externa ( $A_{ext} \cong 1,262 \text{ m}^2$ ) é  $U_{ext} = 1,28 \text{ W/m}^2 \text{K}$ .

## 8 RESERVATÓRIO COM ENTRADA E SAÍDA DE FLUIDO

Visando ampliar a compreensão do comportamento térmico e hidrodinâmico no interior do reservatório, apresenta-se agora uma série de simulações nas quais o reservatório está sujeito à entrada e saída de água. A Figura 8.1(a) mostra as dimensões do reservatório que é objeto de estudo nestas simulações e a Figura 8.1(b) destaca os pontos de entrada e saída de água. Considera-se que as espessuras da parede metálica interna e do isolamento têm valores iguais nas direções radial e axial, sendo respectivamente 0,001m e 0,025m. A parede metálica interna é de aço e o isolamento de poliuretano expandido.

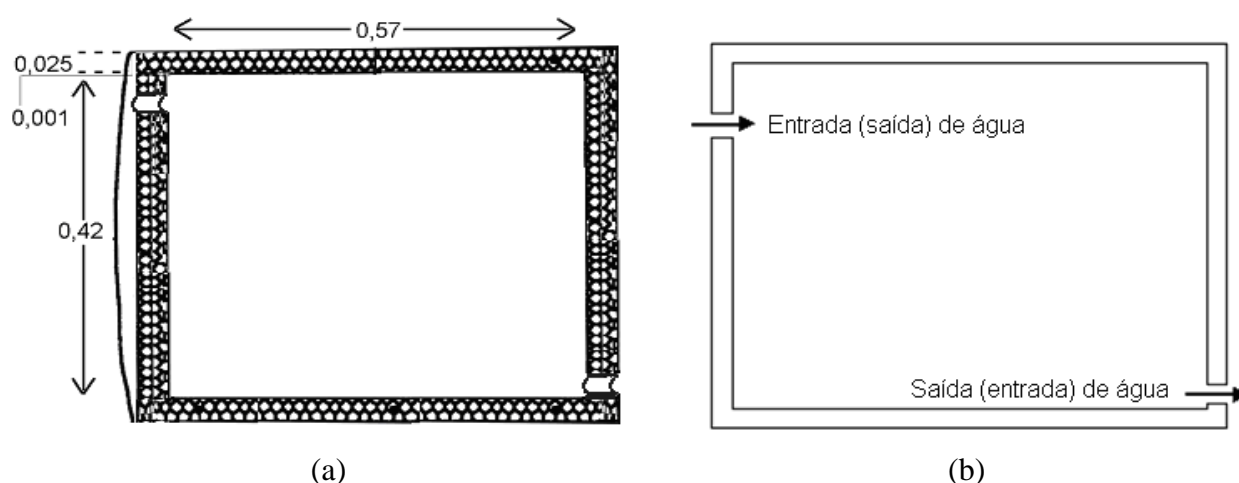


Figura 8.1 (a) Dimensões do reservatório simulado, [m]. (b) Esquema destacando as posições de entrada e saída de água.

Na posição de entrada de fluido aplica-se condição de contorno de Dirichlet e na saída

condições de Dirichlet para a velocidade e de Neumann (localmente parabólico) para a temperatura, ou seja,

1) na entrada do fluido

$$\begin{aligned} T &= T_{entr} \\ V_r &= 0; \quad V_\theta = 0; \quad V_z = V_{entr} \end{aligned} \quad (8.1)$$

2) na saída do fluido

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial z} &= 0 \\ V_r &= 0; \quad V_\theta = 0; \quad V_z = V_{saída} \end{aligned} \quad (8.2)$$

onde  $T_{entr}$  é a temperatura de entrada (que é prescrita) e  $V_{entr}$  é a componente da velocidade na direção  $z$ , que é calculada a partir da prescrição da vazão de água ( $Q$ ) na entrada do reservatório e da área da secção de entrada ( $A_{entr}$ ) na forma

$$V_{entr} = \frac{Q}{A_{entr}} \quad (8.3)$$

Para os casos onde as posições de entrada e saída não se situam de forma simétrica, devido à discretização do domínio, nem sempre é possível garantir que as áreas das secções de entrada e saída são exatamente iguais. Assim, a velocidade de saída do fluido para  $\rho = cte$  é calculada de forma a satisfazer a equação de continuidade, ou seja,

$$V_{saída} = \frac{V_{entr} A_{entr}}{A_{saída}} \quad (8.4)$$

Serão considerados casos com e sem anteparo defronte ao jato de entrada. Além disso, serão considerados casos cuja altura do jato de entrada encontra-se no topo do reservatório ou numa altura de  $2/3$  do diâmetro do reservatório.

As situações simuladas correspondem a casos frequentes em sistemas de aquecimento de água por energia solar, ou seja, o reservatório recebe água quente pelo topo, provinda dos coletores e simultaneamente entrega pela base igual volume de água numa temperatura igual aquela que se encontra no fundo do reservatório.

O objetivo destas simulações que serão aqui apresentadas é ampliar a compreensão do comportamento térmico e hidrodinâmico do reservatório, além de investigar formas de

maximizar a estratificação térmica.

### 8.1 INGRESSO DE ÁGUA A 60°C EM RESERVATÓRIO TERMICAMENTE ESTRATIFICADO – INFLUÊNCIA DE UM ANTEPARO DEFRONTE AO JATO DE ENTRADA NA ESTRATIFICAÇÃO TÉRMICA

Aborda-se a partir de agora o benefício obtido com o uso de um defletor (anteparo) defronte ao jato de entrada visando minimizar a perturbação provocada por este escoamento proveniente dos coletores sobre a estratificação térmica presente no reservatório. Conforme já foi sugerido por alguns pesquisadores, este anteparo instalado defronte ao jato de entrada permite desviar a direção do jato de entrada e diminuir a sua velocidade.

Em muitos reservatórios térmicos horizontais, a posição do jato de entrada está localizada numa altura de  $2/3$  do diâmetro do reservatório. Esta posição é escolhida de modo que a entrada fique sempre submersa, mesmo quando haja variação no nível do reservatório e distribua água na metade superior do mesmo.

Para as duas primeiras simulações que serão apresentadas, foi tomado como condição inicial um campo de temperatura estratificado na faixa de 50 a 55°C e admitido o ingresso de água a 60°C numa altura a  $2/3$  do diâmetro e numa vazão de 1 litro por minuto, com velocidade  $V_{entrad} = 0,0154m/s$ .

Foram considerados dois casos, sendo que no primeiro o jato de água quente entra livremente no reservatório e no segundo o jato de água quente é defletido em um anteparo instalado defronte a este jato. O anteparo utilizado tem a forma aproximada de um quadrado (com as limitações decorrentes pela discretização em malha polar) com 8 cm de aresta e está instalado aproximadamente 1,5 cm à frente da parede metálica interna do reservatório.

A Figura 8.2 apresenta o campo de temperatura com perfil estratificado utilizado como condição inicial. Este perfil representa o campo de temperatura após um período de resfriamento do fluido, conforme mostram os dados experimentais apresentados no Capítulo 7.



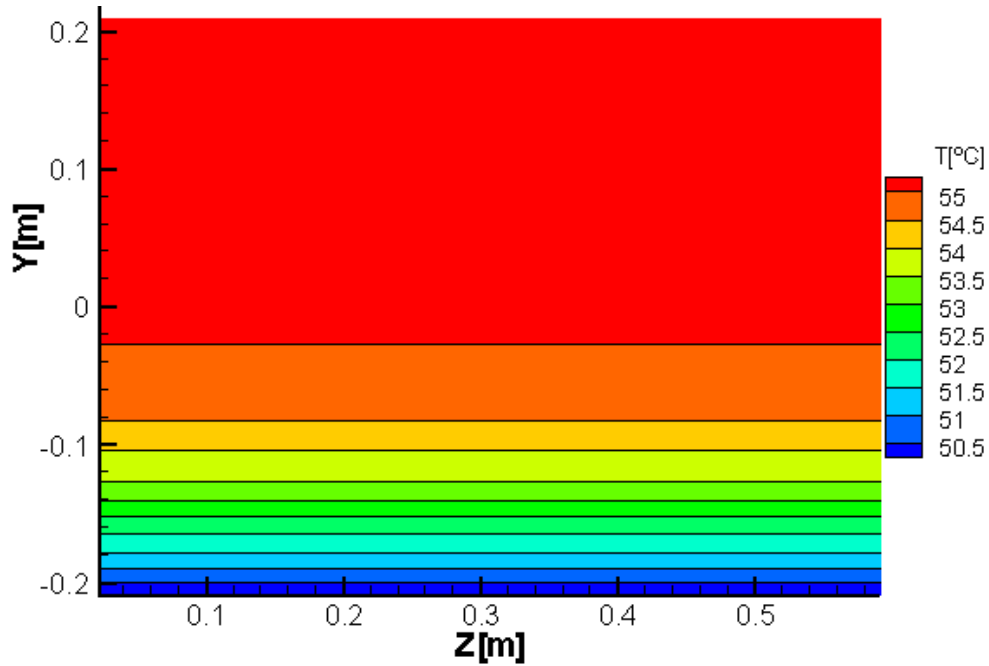


Figura 8.2 – Perfil do campo de temperatura estratificado utilizado como condição inicial para a simulação numérica.

A Figura 8.3 mostra uma vista do campo de temperatura no plano de simetria após o ingresso de 26 litros de água a  $60^{\circ}\text{C}$  para o caso sem anteparo. Esse volume corresponde a 1/3 do volume total do reservatório.

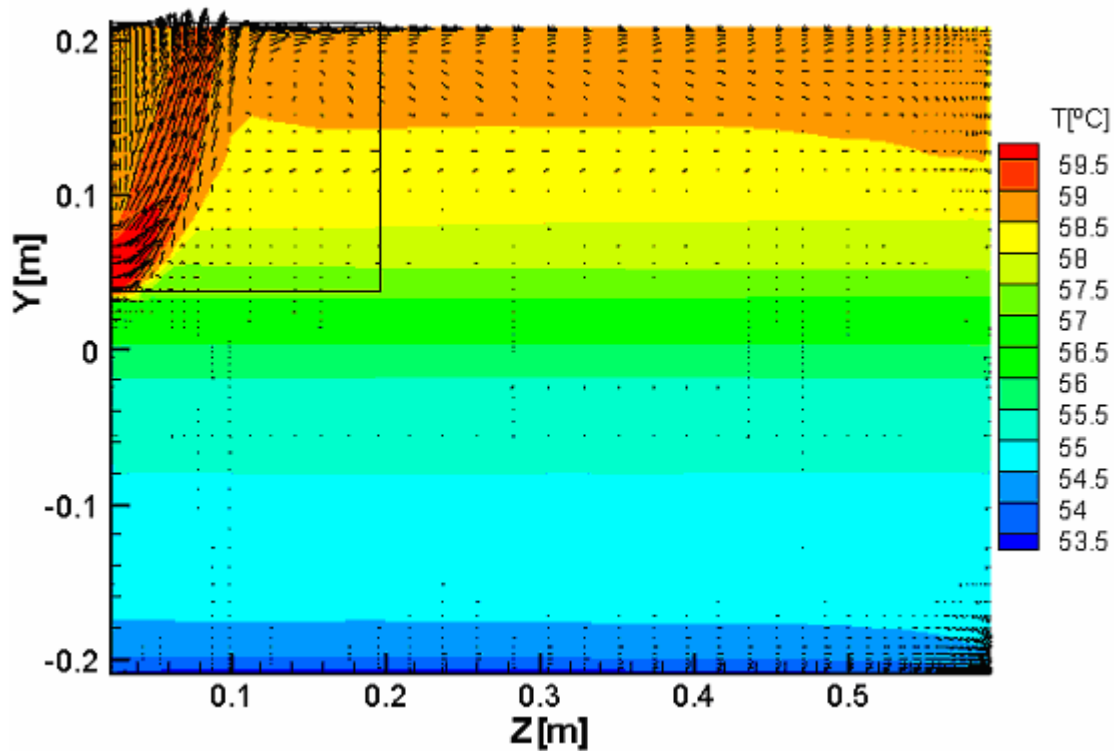


Figura 8.3 – Vista do campo de temperatura no plano de simetria para o caso sem anteparo, após ingresso de 26 litros de água a  $60^{\circ}\text{C}$ , ao longo de 26 min.

Salienta-se que a água presente na parte superior do reservatório tem temperatura inferior a temperatura da água que ingressa no reservatório. De acordo com os resultados da simulação, observa-se que o jato de entrada avança aproximadamente 8 cm para o interior do reservatório até atingir o topo deste.

Para o mesmo instante de tempo da Figura 8.2, na Figura 8.4 mostra-se um corte dos campos de temperatura e velocidade no plano  $r\theta$ , no meio do reservatório.

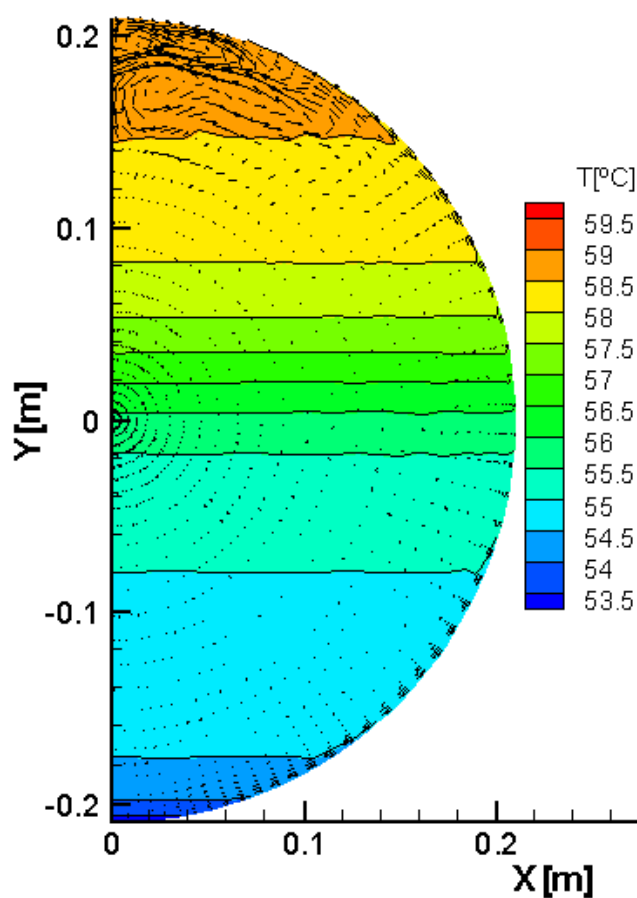


Figura 8.4 – Vista do campo de temperatura e velocidade no plano médio radial-angular, para o caso sem anteparo, após ingresso de 26 litros de água a 60°C.

Observa-se a formação da camada limite hidrodinâmica junto à parede e os diversos níveis de temperatura. Observa-se ainda uma que ocorre uma maior movimentação do fluido na região superior do reservatório, com formação de recirculações. Esta maior movimentação na região superior associada à entrada de água quente provoca uma mistura da água proveniente dos coletores com a água pré-existente no reservatório. É desejável minimizar esta movimentação do

fluido, no sentido de preservar a estratificação térmica.

Para as mesmas condições, na Figura 8.5 apresenta-se o perfil de temperatura ao longo do plano de simetria (aproximadamente no meio do comprimento axial) para outra simulação na qual foi considerado o uso de um anteparo defronte ao jato de entrada. Como esperado, a água que ingressa mistura-se menos com a água presente no interior do reservatório e assim atinge o topo do reservatório numa temperatura superior àquela correspondente ao caso sem anteparo.

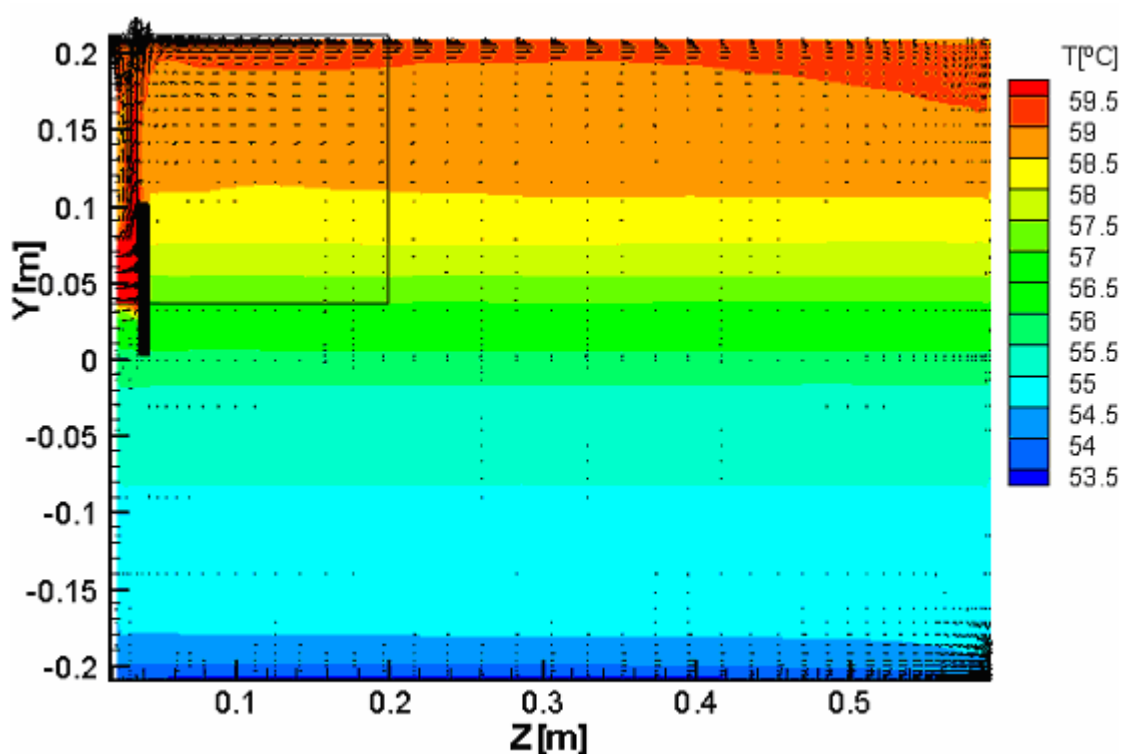


Figura 8.5 - Vista do campo de temperatura e velocidade no plano de simetria para o caso com anteparo, após ingresso de 26 litros de água a 60°C.

Comparando as Figura 8.3 e Figura 8.5 observa-se que, após atingir o topo do reservatório, a água quente desloca-se axialmente em direção ao extremo oposto do reservatório, reduzindo gradualmente sua velocidade até colapsar contra a face interna da parede oposta, sendo a camada limite hidrodinâmica mais acentuada.

Na Figura 8.6 mostra-se um corte dos campos de temperatura e velocidade no plano  $r\theta$  passando pelo meio do reservatório para o caso com anteparo.

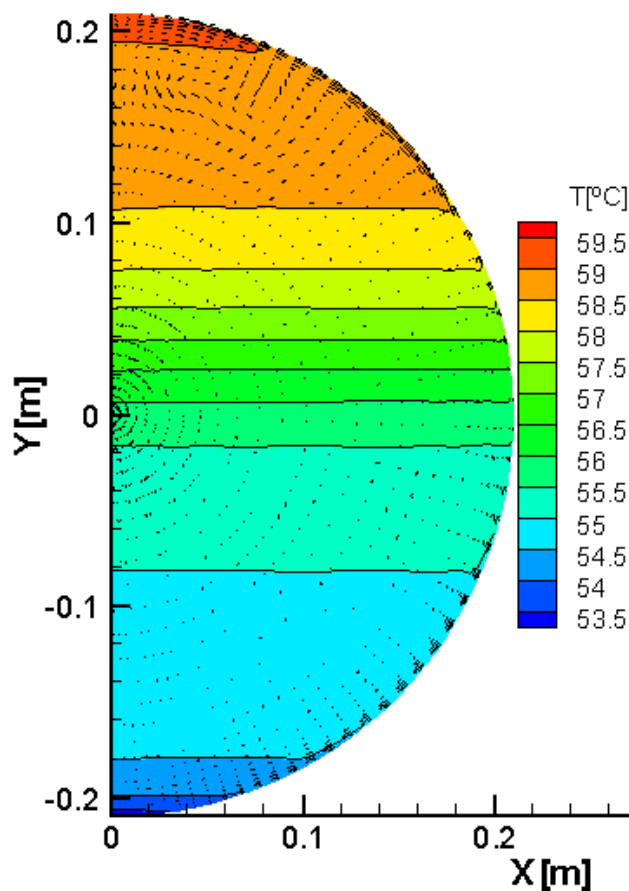


Figura 8.6 Vista do campo de temperatura e velocidade no plano radial-angular para o caso com anteparo, após ingresso de 26 litros de água a 60°C.

Da mesma forma que na Figura 8.4, também aqui se observa a formação da camada limite hidrodinâmica junto à parede. Por outro lado, observa-se que neste caso a movimentação do fluido nas direções radial e angular (componentes  $V_r$  e  $V_\theta$ ) na região superior do reservatório é menos intensa que para o caso sem anteparo. Pode-se inferir que este fato é positivo, visto que quanto menor movimentação do fluido (menor intensidade de recirculações) menor a mistura da água, o que permite melhorar a estratificação térmica. Por outro lado, conforme foi apontado anteriormente, na direção axial a intensidade da movimentação ocorre de forma inversa, ou seja, a componente  $V_z$  é mais intensa no caso com anteparo. Para dar uma visão mais nítida da perturbação causada pelo jato, as regiões destacadas por um retângulo nas Figura 8.3 e Figura 8.5 são apresentadas ampliadas na Figura 8.7.

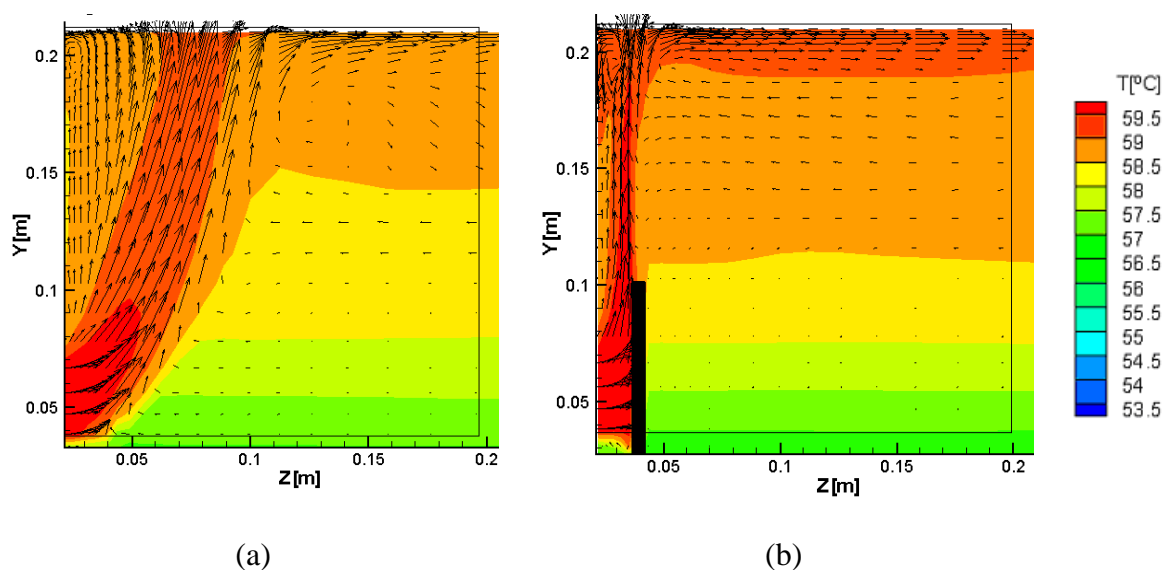


Figura 8.7 – Vista ampliada da região de entrada do jato: (a) sem anteparo. (b) com anteparo.

Comparando-se as Figura 8.7(a) e Figura 8.7(b) observa-se que a presença do anteparo modifica significativamente os campos de temperatura e velocidade próximo à entrada do jato. Enquanto que sem anteparo o jato avança aproximadamente 8 cm para o interior do reservatório, com anteparo o jato fica confinado na faixa entre a face interna da parede e o anteparo. Além disso, observa-se que, no caso com anteparo, no topo do reservatório a camada limite hidrodinâmica têm perfil mais bem definido e a estratificação fica melhor estabelecida.

Outro aspecto interessante de se destacar é que, para os dois casos, a água sofre um aumento de sua velocidade após ingressar no reservatório, conforme se pode observar na Figura 8.8. Evidentemente este aumento na velocidade é decorrente do empuxo causado pela diferença de densidade entre a água que ingressa a 60°C e a água existente no reservatório. Pode-se observar que, para o instante abordado, a diferença entre a temperatura de entrada a temperatura no topo é de aproximadamente 3°C, para a qual existe uma correspondente diferença de densidade que é suficiente para acelerar a água na direção vertical. Este efeito pode ser avaliado através do esquema de cores da Figura 8.8, que mostra que enquanto a velocidade de entrada é de 0,015m/s, a máxima velocidade no interior do reservatório é de 0,03m/s para o caso sem anteparo e de 0,032m/s para o caso com anteparo.

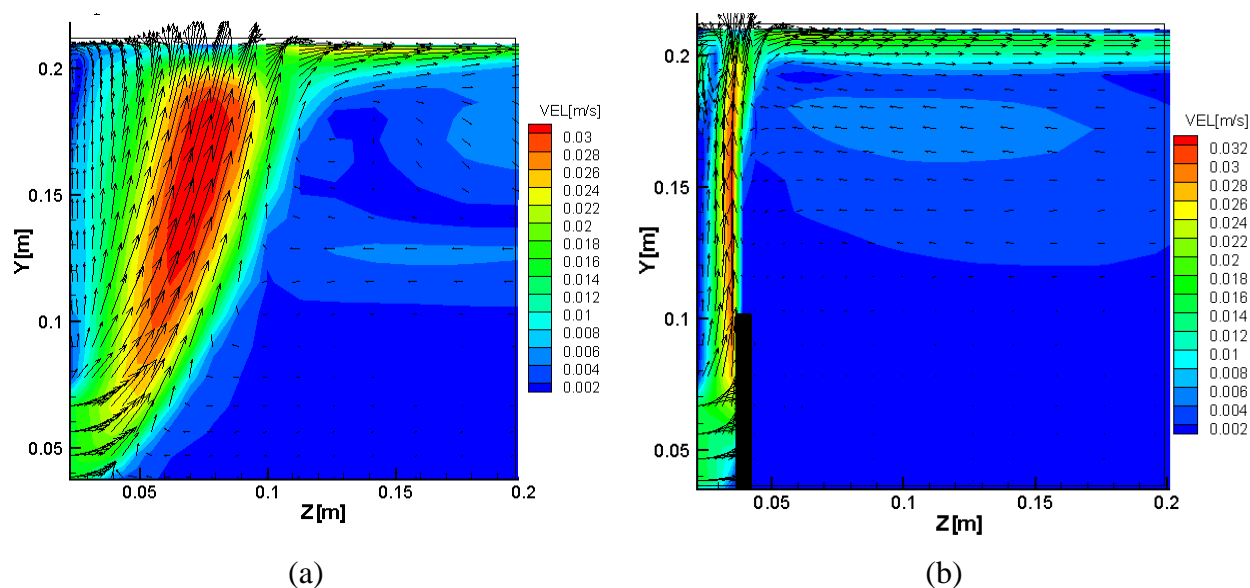


Figura 8.8 – Vista ampliada da região de entrada do jato: (a) sem anteparo. (b) com anteparo.

As ampliações mostradas nas Figura 8.8(a) e Figura 8.8(b) sugerem que o afastamento do anteparo em relação à face interna da parede axial pode ser otimizado visando diminuir a mistura da água que ingressa com a água do reservatório. A distância de 2 cm utilizada nesta simulação foi escolhida arbitrariamente e é razoável supor que a escolha de outro distanciamento permita melhorar a estratificação térmica.

Para esclarecer, salienta-se que nas figuras correspondentes ao plano radial-axial, o eixo  $z$  não inicia em zero, visto que a origem está colocada na face externa do reservatório (não mostrado), enquanto que a análise feita refere-se apenas a região interior do reservatório.

Para ilustrar melhor a influência do anteparo na estratificação da temperatura, a Figura 8.9 apresenta os perfis de temperatura ao longo da linha vertical passando pelo centro do reservatório, para um progressivo ingresso de 2,5 litros de água quente a cada curva.

Pode-se observar que no decorrer deste processo, a estratificação térmica original foi gradualmente sendo “drenada” do fundo do reservatório, ou seja, as camadas do fundo foram progressivamente sendo extraídas, dando lugar a camadas de temperatura mais elevada vindas da região superior. Simultaneamente, dá-se início à formação de uma nova camada de estratificação térmica decorrente do ingresso de água quente pelo jato de entrada.

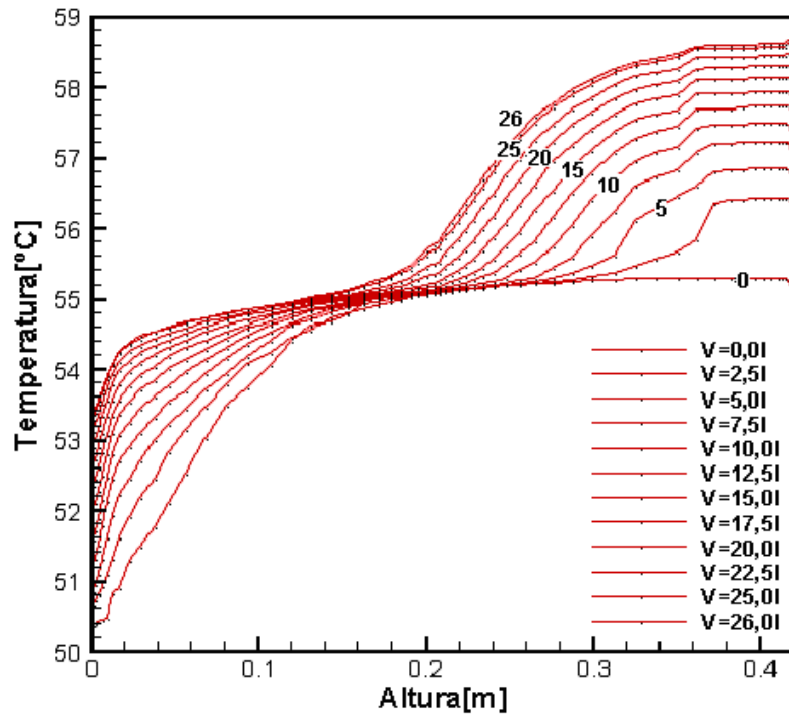


Figura 8.9 – Perfis de temperatura ao longo da linha central, para os casos sem anteparo, após ingresso de água a 60°C correspondente a 1/3 do volume total do reservatório.

Na Figura 8.10 apresentam-se os perfis de temperatura para o caso com anteparo.

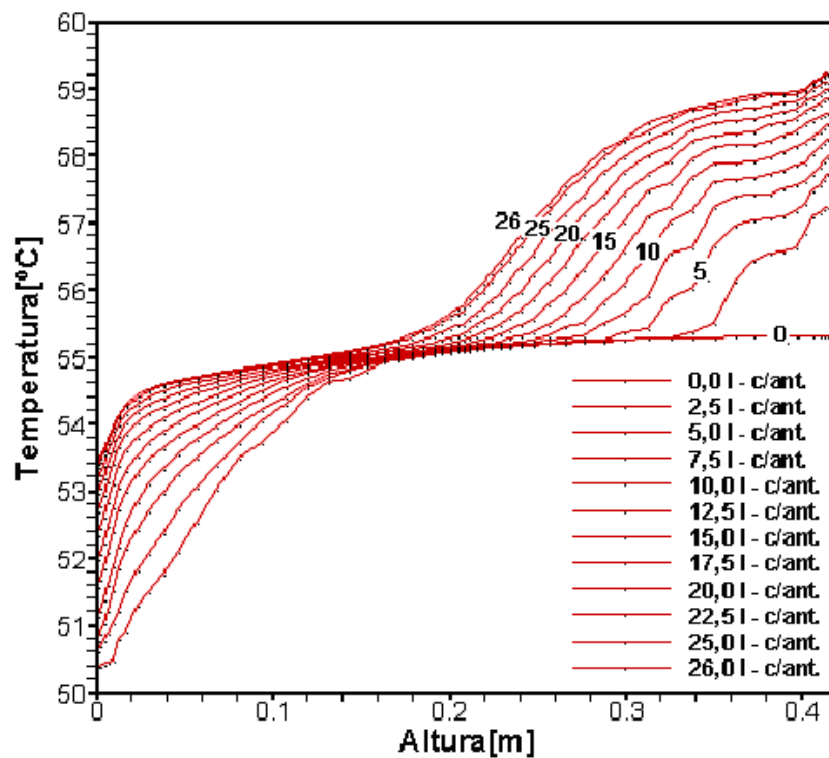


Figura 8.10 - Perfis de temperatura ao longo da linha central, para os casos com anteparo, após ingresso de água a 60°C correspondente a 1/3 do volume total do reservatório.

Da mesma forma que observado para o caso sem anteparo mostrado anteriormente, também aqui praticamente toda a estratificação térmica original foi extraída do reservatório, enquanto que uma nova estratificação térmica foi gradualmente construída no topo do reservatório. Entretanto, observa-se que existem diferenças entre os perfis de temperatura para os casos com e sem anteparo, com indicação de uma melhor estratificação térmica para o caso com anteparo.

Para ampliar esta análise, apresenta-se na Figura 8.11 uma análise comparativa destes perfis de temperatura ao longo da altura para os casos com e sem anteparo, para sucessivos incrementos de 6 litros de água quente ingressada.

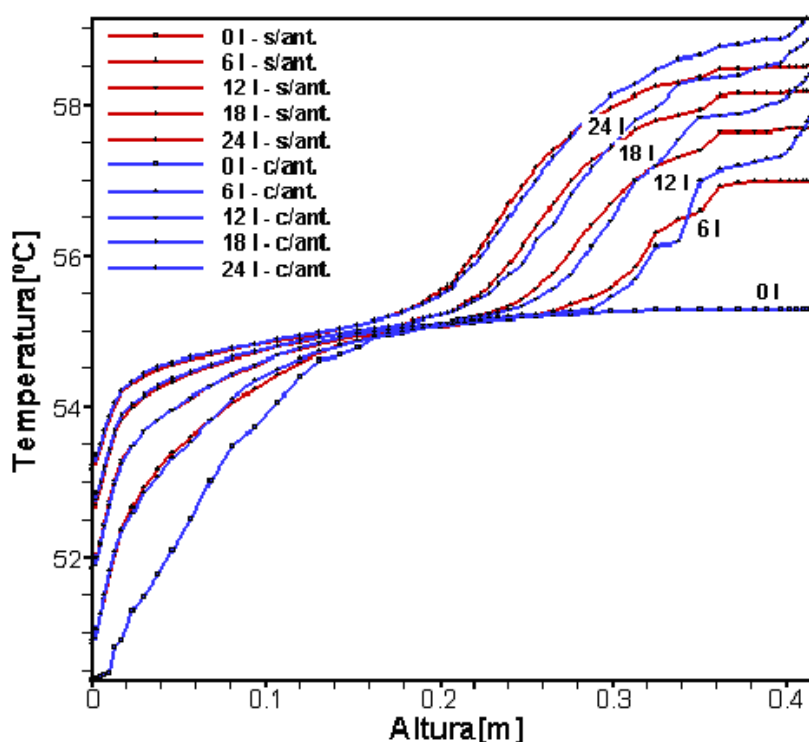


Figura 8.11 - Comparação dos perfis de temperatura ao longo da linha central, para os casos com e sem anteparo, após ingresso de água a 60°C correspondente a 1/3 do volume total do reservatório.

Conforme se pode observar na Figura 8.11, para a região não perturbada pelo jato de entrada, não há significativa diferença entre os dois casos. Por outro lado, para a região superior, que é perturbada pelo jato de entrada, observa-se que o uso do anteparo permite obter um maior



grau de estratificação térmica, identificada por temperaturas mais altas junto ao topo do reservatório. As curvas azuis, que correspondem ao caso com anteparo, apresentam basicamente dois pontos de intersecção bem nítidos sobre a correspondente curva vermelha para o caso sem anteparo. Na região correspondente ao intervalo entre esses dois pontos de intersecção, as temperaturas para o caso com anteparo são menores, enquanto que a região entre o ponto de intersecção superior e o topo do reservatório, as temperaturas são maiores. A presença destes dois pontos de intersecção entre as curvas com e sem anteparo é um indicativo de que o uso do anteparo implica numa menor mistura da água no interior do reservatório.

Na Figura 8.12 estende-se esta análise, mostrando os perfis de temperatura correspondentes ao ingresso de água em volumes iguais a  $2/3$  e  $3/3$  do volume total do reservatório, ou seja, 52 e 78 litros respectivamente, também na temperatura de  $60^{\circ}\text{C}$ .

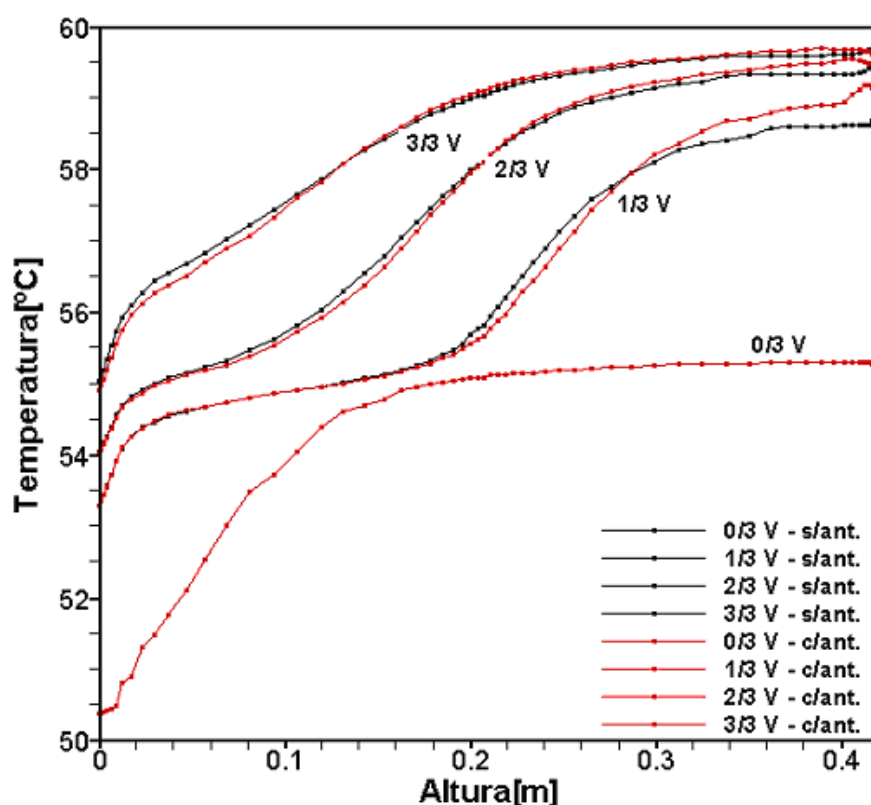


Figura 8.12 – Perfis de temperatura, com e sem anteparo, após o ingresso de água a  $60^{\circ}\text{C}$  em volumes iguais a  $1/3$ ,  $2/3$  e  $3/3$  do volume total do reservatório.

Diferentemente do que se poderia pensar inicialmente, observa-se que após o ingresso de

um volume 52 litros na temperatura de 60°C (2/3 V), o uso do anteparo não determinou uma ampliação da estratificação térmica em relação ao correspondente caso sem anteparo. Além disso, após o ingresso de 78 litros de água na temperatura de 60°C, que corresponde a uma renovação completa do volume de água no reservatório (3/3 V), observa-se que os perfis de temperatura para os casos com e sem anteparo são praticamente iguais.

Para entender este comportamento é interessante olhar os campos de temperatura após o ingresso de 78 litros de água a 60°C (uma renovação completa do volume do reservatório) para os dois casos. Esses campos são mostrados nas Figura 8.13 e Figura 8.14.

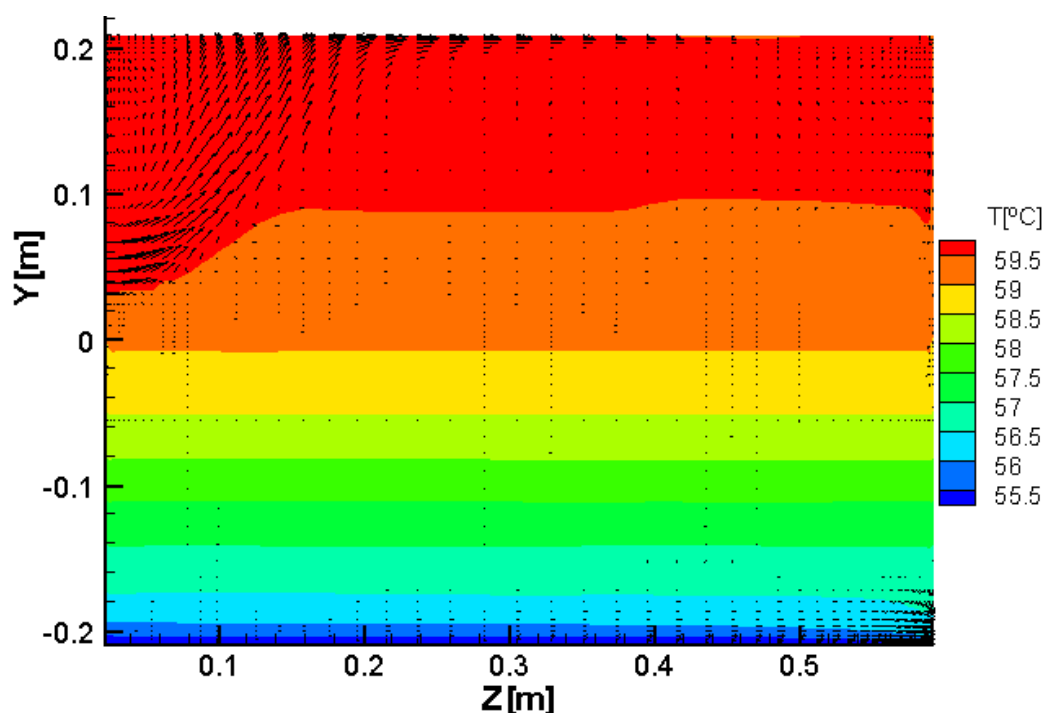


Figura 8.13 – Campo de temperatura final, sem anteparo, após ingresso de 78 litros de água a 60°C.

Estas figuras mostram que após o ingresso de um volume de água de 3/3V, o uso do anteparo não foi útil para melhorar a estratificação da temperatura. Isto se deve ao fato de que a temperatura da água no interior do reservatório na altura do anteparo já se encontrava numa temperatura bastante próxima da temperatura do jato de entrada, e assim o anteparo perde a sua utilidade.

Conclui-se assim que o anteparo só ajuda na estratificação térmica quando a temperatura

do jato de entrada é significativamente superior à temperatura da água existente no reservatório naquela altura.

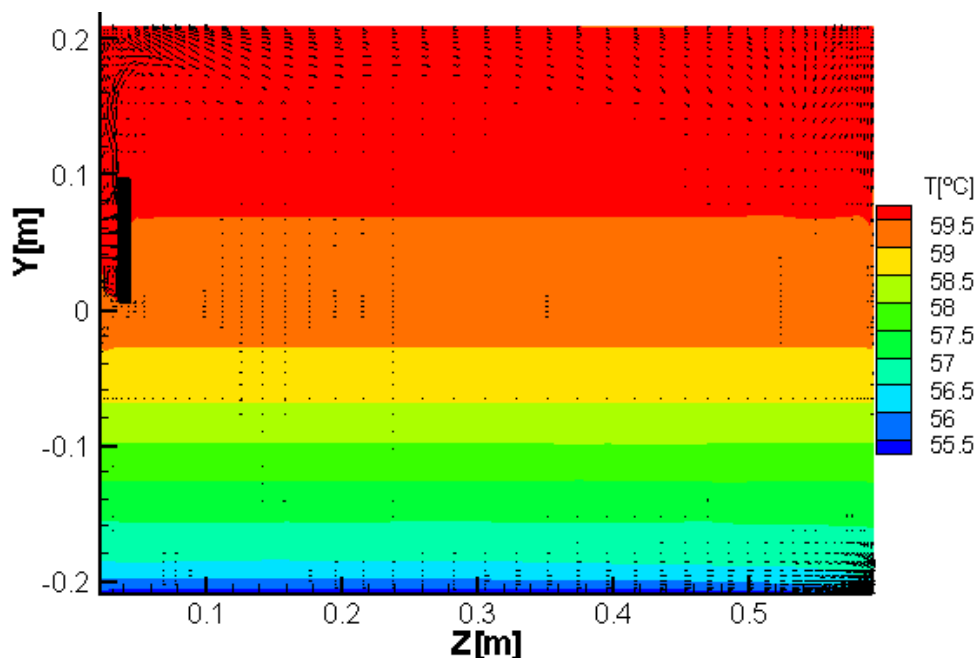


Figura 8.14 - Campo de temperatura final, com anteparo, após ingresso de 78 litros de água a 60°C.

## 8.2 INGRESSO DE ÁGUA A 60°C EM RESERVATÓRIO TERMICAMENTE ESTRATIFICADO – INFLUÊNCIA DA POSIÇÃO DO JATO DE ENTRADA NO RESERVATÓRIO

Na simulação anterior, o jato de entrada estava localizado numa altura de aproximadamente  $2/3$  do diâmetro do reservatório, como é usualmente utilizado. Uma outra forma de aumentar a estratificação térmica é escolher a posição mais adequada para o jato de entrada. Para o caso anterior, onde o perfil inicial do campo de temperatura estava estratificado na faixa de 51-55°C e a temperatura de ingresso da água era de 60°C, é fácil perceber que a melhor posição para o jato de entrada é no topo do reservatório. Assim, realizaram-se novas simulações colocando-se o jato de entrada junto ao topo. Pode-se ver na Figura 8.2 o campo de temperatura inicial, enquanto que na Figura 8.15 pode-se ver o campo de temperatura após ingresso de um volume de água correspondente a  $1/3 V$ .

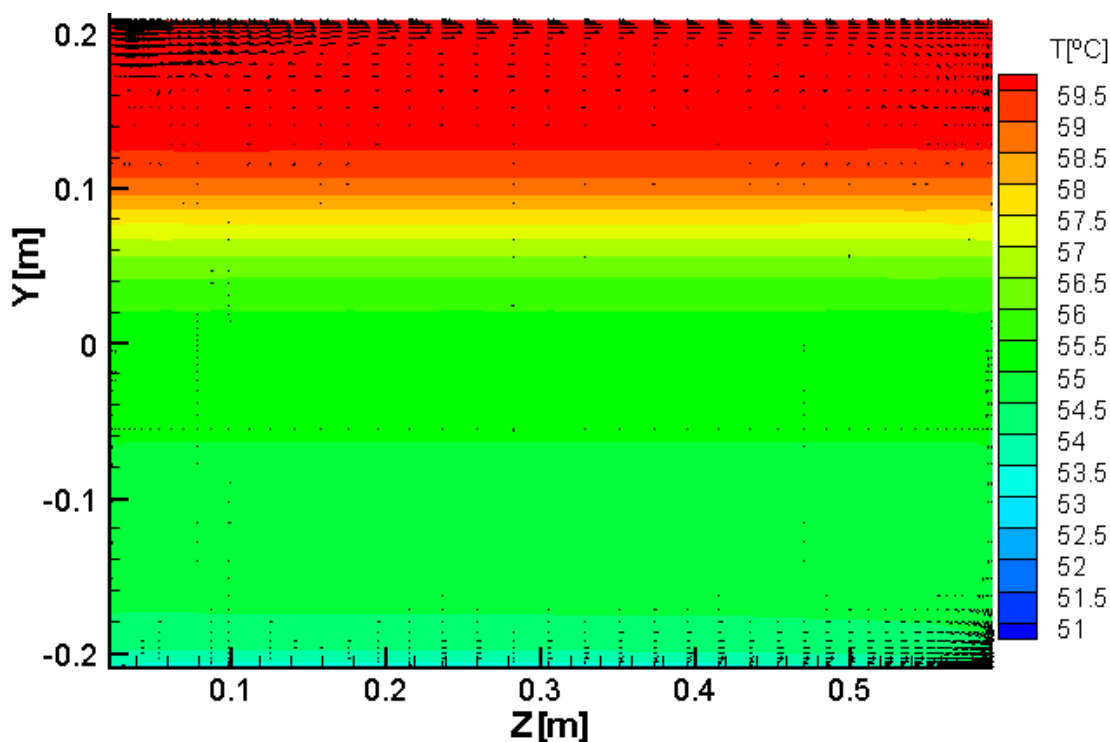


Figura 8.15 – Campo de temperatura após ingresso pelo topo de uma quantidade de água igual a 1/3 do volume total do reservatório.

A seguir, na Figura 8.16 apresenta-se uma comparação dos perfis de temperatura para os casos com entrada no topo e a 2/3 do diâmetro, tomados durante a fase de circulação dos 26 litros de água pelo reservatório, ou seja, 1/3 do volume do reservatório. Os perfis são mostrados com incremento de 5 litros de água quente entre um e outro.

Através da comparação dos perfis de temperatura percebe-se que, para as condições consideradas nesta simulação, o uso do jato de entrada junto ao topo determina uma melhor estratificação, decorrente da menor mistura da água ingressada com a água presente no interior do reservatório.

Visto que considera-se nesta simulação a temperatura do jato de entrada constante em 60°C, observa-se que após o ingresso de 5 litros de água pelo topo, a temperatura da água no topo do reservatório já é próxima de 60°C, de modo que no decorrer do tempo, a água ingressada não determina um significativo aumento da temperatura no topo, mas sim apenas um aumento na espessura da camada aquecida.

Por outro lado, para o caso sem anteparo, durante todo o tempo mostrado (26 min), a

temperatura da água junto ao topo vai sendo lentamente elevada, sendo que mesmo após a circulação de uma quantidade de água igual a 1/3 do volume do reservatório (26 litros), a temperatura junto ao topo ainda está aproximadamente 2°C abaixo da temperatura do jato de entrada.

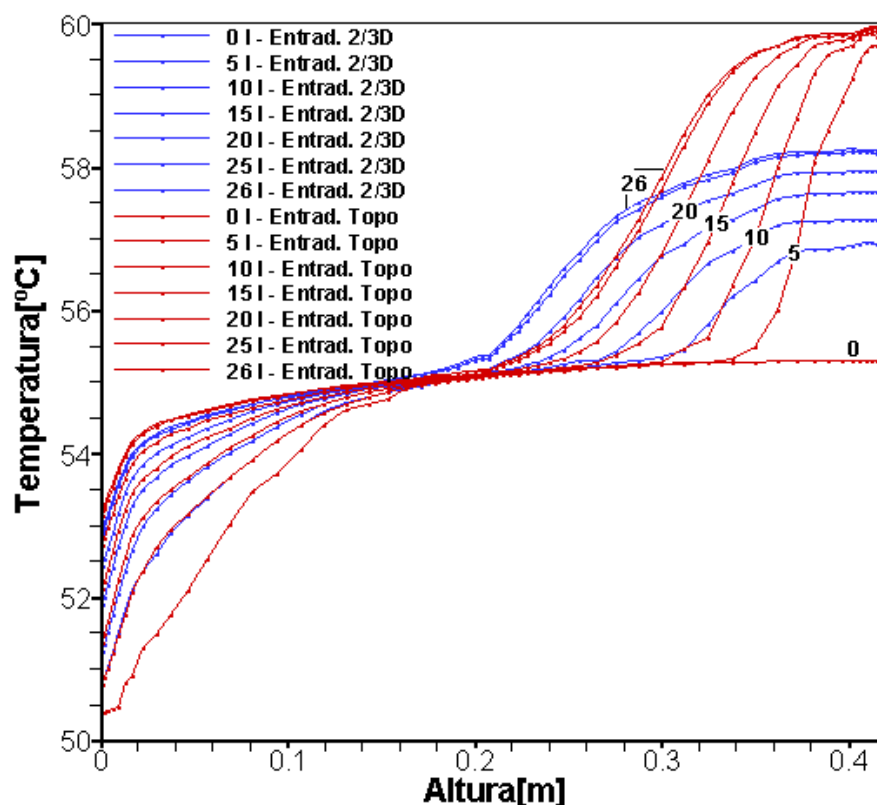


Figura 8.16 – Comparação dos perfis de temperatura para os casos do jato localizado a 2/3 do diâmetro e junto ao topo. Temperatura da água do jato constante em 60°C.

Analogamente a Figura 8.13, que corresponde ao caso de ingresso de 3/3 V numa altura a 2/3 do diâmetro, a Figura 8.17 apresenta para o caso de ingresso junto ao topo o campo de temperatura após a circulação de uma quantidade de água igual ao volume do reservatório. Na mesma figura ainda estão indicadas as componentes  $V_r$  e  $V_z$  do campo de velocidade.

Conforme pode-se observar nas Figura 8.15 e Figura 8.17, para este caso, o ingresso do jato de água quente pelo topo determina uma menor mistura da água que ingressa com a água presente no interior do reservatório conseqüentemente uma melhor estratificação térmica.

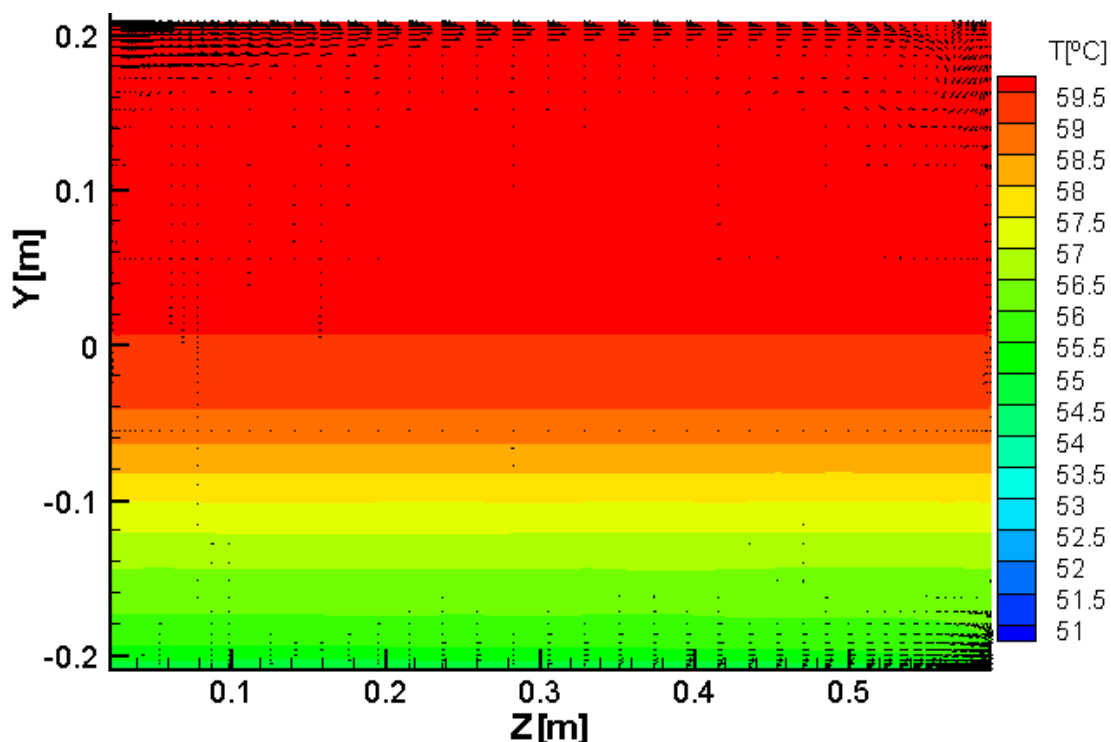


Figura 8.17 - Campo de temperatura após ingresso pelo topo de uma quantidade de água igual ao do reservatório.

Na Figura 8.18 apresenta-se uma comparação dos perfis de temperatura obtidos para o caso em que o jato está localizado no topo do reservatório versus o caso do jato localizado a  $2/3$  do diâmetro, apresentado na Figura 8.12. Nesta mesma figura, à direita, estão indicadas as alturas  $h=0,154$  m e  $h=0,256$  m, correspondentes à divisão do reservatório em três camadas de igual volume, que serão utilizadas na discussão a seguir.

Conforme pode-se observar, para esta situação, o uso do jato de entrada no topo do reservatório permitiu construir um perfil de temperatura com maior estratificação térmica do que aquele obtido com o jato localizado a  $2/3$  do diâmetro. Novamente observa-se que cada par de curvas (correspondentes ao ingresso de um volume igual de água) apresentam pontos de intersecção, que servem como indicativo de que o uso do jato de entrada junto ao topo apresenta melhor estratificação térmica.

Completado um ciclo, ou seja, após a circulação de um volume de água correspondente ao volume do reservatório, observa-se que o uso do jato de água junto ao topo do reservatório

permitted to obtain higher temperatures in the upper part of the reservoir, and consequently lower temperatures near the base of the reservoir. As it had already been observed in the comparison of cases with and without the jet (Figure 8.12), here it is also observed that the difference between the curves decreases with time. The explanation is the same as in the case with the jet, or in other words, with the passage of time, the difference between the temperature of the inlet jet and the temperature existing in the reservoir at the height of the jet will be approaching and thus the advantage of using the jet at the top will be decreasing.

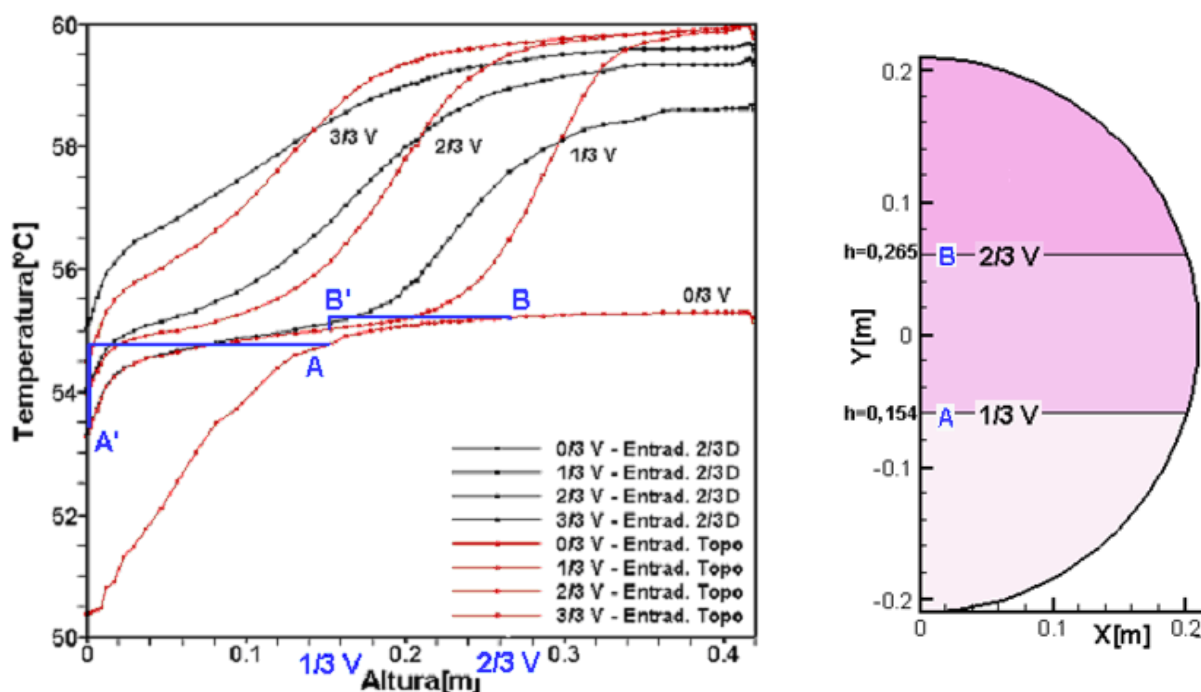


Figure 8.18 - Temperature profiles corresponding to the ingress of water at 60°C in volumes equal to 1/3, 2/3 and 3/3 of the total volume of the reservoir, for the cases where the inlet jet is located at a height of 2/3 of the diameter and at the top. On the right, division of the volume into three layers.

For this reservoir, whose  $r_{int} = 0,21\text{ m}$ , a volume of 1/3 of the total volume corresponds to a height of 0,154 m and a volume of 2/3 corresponds to the height of 0,265 m. Thus, one can think that after the ingress of a volume of 1/3 V, the water that was at a height  $h=0,154\text{ m}$  should descend to the base of the reservoir ( $A \rightarrow A'$ ) and the water that was at 2/3 V ( $h=0,265\text{ m}$ ) should descend to 1/3 V ( $h=0,154\text{ m}$ ) ( $B \rightarrow B'$ ). Figure 8.18 shows that this hypothesis works

relativamente bem no deslocamento de 2/3 V para 1/3 V ( $B \rightarrow B'$ ), mas falha no deslocamento de 1/3 V para 0/3 V ( $A \rightarrow A'$ ).

O motivo para este comportamento deve-se ao fato de que o jato de saída não extrai rigorosamente apenas a água do fundo do reservatório, mas sim a água que se encontra na vizinhança desta posição de saída, conforme se pode observar na Figura 8.19. Isto explica também porque as curvas para 2/3 V e 3/3 V apresentam uma abrupta redução da temperatura próximo do fundo do reservatório. Este comportamento na região de saída permite explicar porque, mesmo após uma “renovação completa” do volume do reservatório com água a 60°C, a água no interior do reservatório não se encontra totalmente a 60°C.

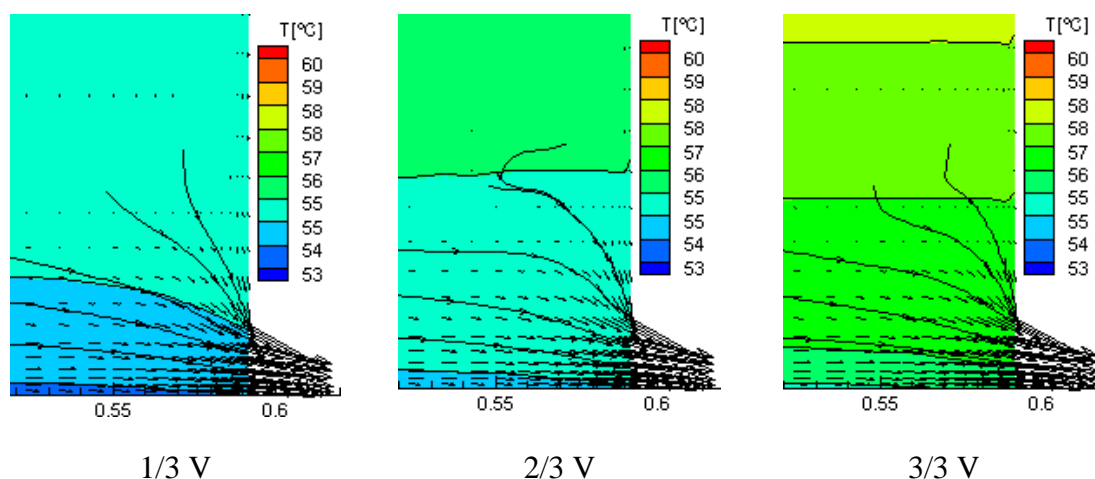


Figura 8.19 – Ampliação da região próxima ao jato de saída, nos instantes correspondentes à saída de 1/3 V, 2/3 V e 3/3 V.

Em outras palavras, após a circulação de um volume igual ao do reservatório, uma parte da água que foi ingressada em algum momento do processo foi em outro momento extraída do reservatório e, em contrapartida, parte da água que estava originalmente no topo reservatório, ainda se encontra no reservatório mesmo após o ingresso de 1 V, porém agora provavelmente numa posição bem próxima da base. Neste sentido, o termo “uma renovação completa do volume do reservatório”, tal como aparece em muitos trabalhos, não significa rigorosamente que foi renovada toda a água do reservatório, mas apenas que circulou pelo reservatório uma quantidade de água igual ao seu volume.



### 8.3 ENTRADA DE ÁGUA COM TEMPERATURA 8 °C ACIMA DA TEMPERATURA DA ÁGUA QUE SAI PELA BASE DO RESERVATÓRIO - INFLUÊNCIA DE UM ANTEPARO DEFRONTE AO JATO DE ENTRADA NA ESTRATIFICAÇÃO TÉRMICA

Uma outra situação de interesse seria melhor considerar o papel dos coletores solares, ou seja, considerar que a temperatura da água que deixa o reservatório sofre um aquecimento  $\Delta T$  nos coletores para depois retornar ao reservatório.

Segundo Duffie e Beckmann, 1991, a determinação do fluxo pode ser feita tanto pela modelagem matemática do sistema, considerando os parâmetros físicos envolvidos, quanto pela adoção de uma diferença de temperatura típica da água que sai com a água que entra no coletor. Segundo estes autores, uma diferença de aproximadamente 10°C é suficiente para estabelecer uma circulação natural.

Nas simulações que apresenta-se agora foi considerado um  $\Delta T$  de 8°C, ou seja, a temperatura da água do jato de entrada foi tomada como sendo a temperatura da água que sai pela base do reservatório elevada em 8°C. Novamente a vazão utilizada é de 1 litro por minuto, de modo que a velocidade do jato de entrada é  $V_{\text{entrad}} = 0,0154 \text{ m/s}$ . O perfil do campo de temperatura inicial é o mesmo perfil estratificado utilizado no caso anterior e pode ser visto na Figura 8.2.

Na Figura 8.20 apresenta-se o campo de temperatura para o caso sem anteparo, após ingresso de um volume de água igual a 1/3 do volume do reservatório, que corresponde a 26 litros.

Observa-se que a água quente proveniente dos coletores sofre significativa mistura com a água pré-existente no interior do reservatório, de modo que até atingir o topo ela já está numa temperatura significativamente inferior. Em outras palavras, o jato de entrada, em seu percurso rumo ao topo do reservatório, avança para o interior do reservatório, trocando calor com a água do reservatório.

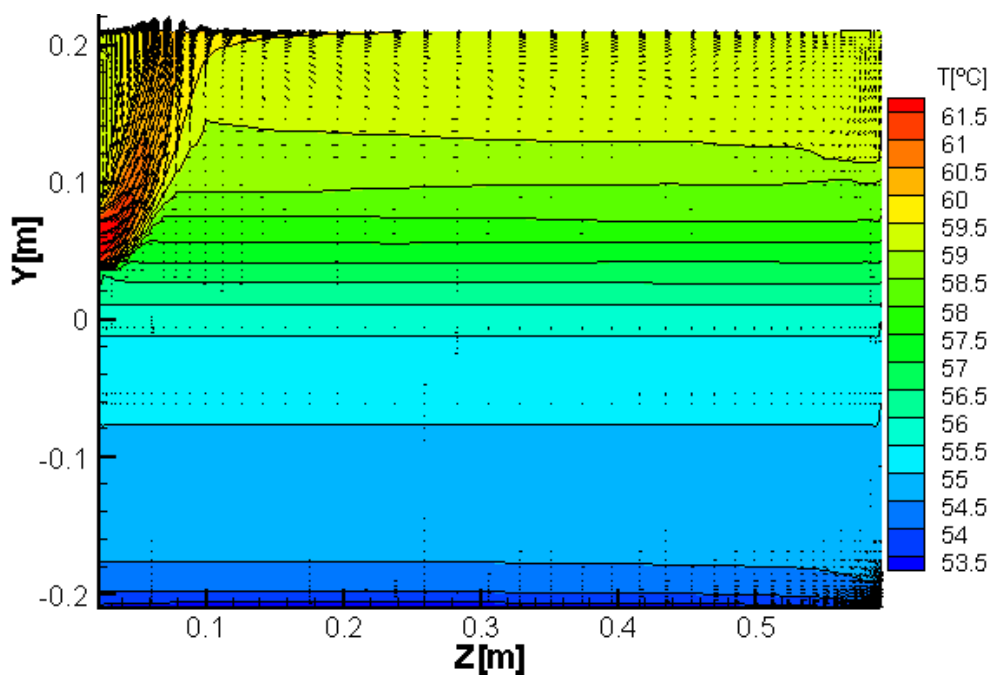


Figura 8.20 – Vista do campo de temperatura para o caso sem anteparo, após ingresso de um volume de água igual a 1/3 do volume do reservatório.

Na Figura 8.21 apresenta-se perfis de temperatura para sucessivos incrementos de dois litros de água quente, até atingir um volume ingressado de 26 litros.

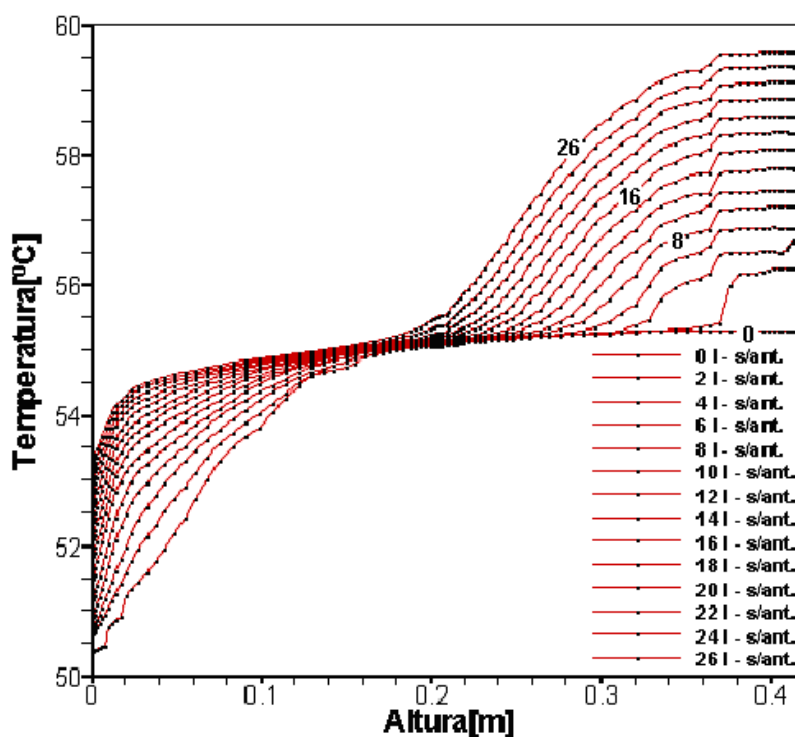


Figura 8.21 – Sucessivos perfis de temperatura para o caso sem anteparo, com temperatura de ingresso 8°C acima da temperatura da água extraída pela base do reservatório.

Para não sobrecarregar a figura, estão indicadas apenas as curvas correspondentes aos ingressos de 0, 8, 16 e 26 litros. A partir desta informação, as demais curvas podem ser facilmente identificadas. De forma semelhante ao caso anterior, observa-se que na região superior do reservatório, o progressivo ingresso de água quente implica na formação de uma camada de temperatura mais alta enquanto que na região da base observa-se um comportamento semelhante a uma translação para a esquerda dos perfis original de temperatura, decorrente da extração de água pelo fundo do reservatório. Pode-se perceber ainda que, para o instante mostrado na Figura 8.20, a proximidade das isotermas na região central do reservatório está associada a um maior gradiente de temperatura próxima a região central do reservatório.

Em contraposição a Figura 8.20 (caso sem anteparo), a Figura 8.22 apresenta para o caso com anteparo uma vista do campo de temperatura após ingresso de 26 litros de água.

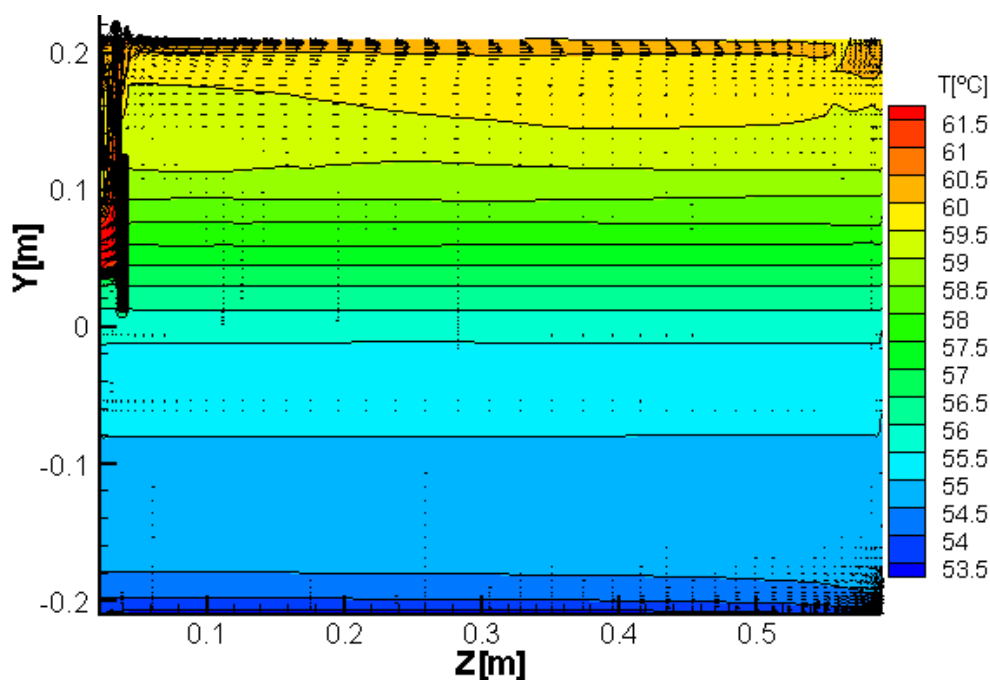


Figura 8.22 - Vista do campo de temperatura para o caso com anteparo, após ingresso de um volume de água igual a 1/3 do volume do reservatório.

Percebe-se que existem diferenças em relação ao caso sem anteparo, tanto no campo de temperatura quanto no campo de velocidade. Em particular, percebe-se que o uso do anteparo permite que a água ingressada atinja o topo do reservatório em temperaturas mais elevadas, ou

seja, permite reduzir a mistura da água ingressada com a água do reservatório. Este fato determina a formação de uma camada limite térmica e hidrodinâmica junto ao topo que pode ser facilmente identificada na Figura 8.22.

Analogamente à Figura 8.21, a Figura 8.23 apresenta para o caso com anteparo sucessivos perfis de temperatura, até atingir um volume de 26 litros de água ingressada.

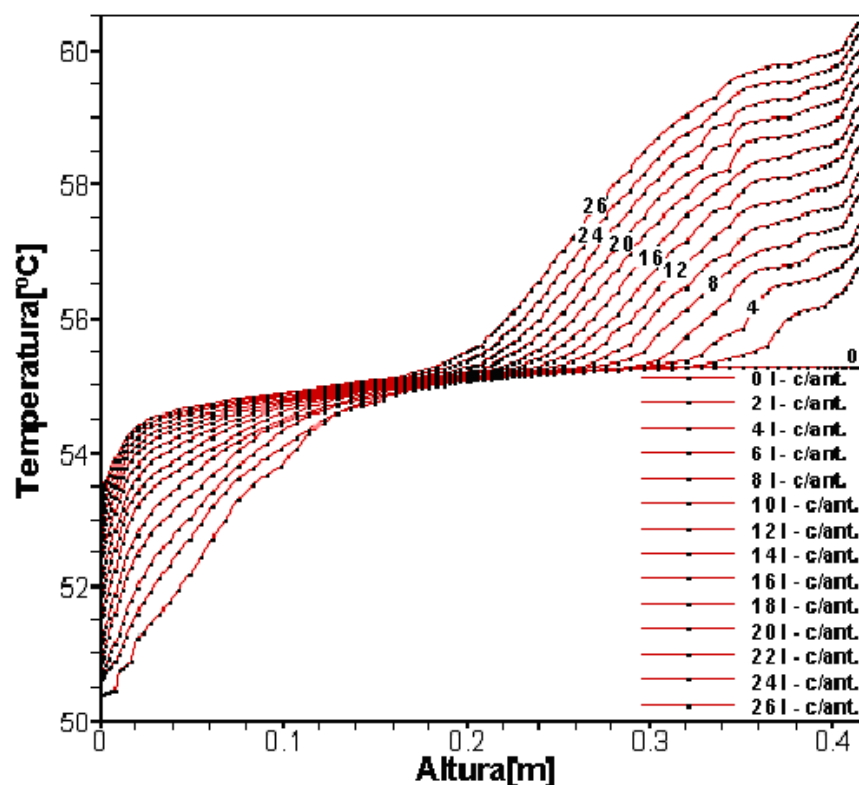


Figura 8.23 - Sucessivos perfis de temperatura para o caso com anteparo, com temperatura de ingresso 8°C acima da temperatura da água extraída pela base do reservatório.

Observa-se na Figura 8.23 que, enquanto na região da base o comportamento é praticamente o mesmo para os casos com e sem anteparo, na região superior o comportamento é significativamente diferente. Percebe-se que na região superior o perfil de temperatura apresenta uma “crista” que não havia sido observado no caso anterior, sem anteparo. Esta crista está associada a menor mistura da água quente ingressada obtida com o uso do anteparo, que permite que a água ingressada atinja o topo do reservatório numa temperatura praticamente igual à temperatura do jato de entrada. Esta crista pode ser identificada como uma camada limite térmica, sendo que esta tem uma correspondente camada limite hidrodinâmica, conforme pode

ser observado na região superior da Figura 8.22.

Para facilitar a comparação dos dois casos, na Figura 8.24 apresenta-se uma comparação de alguns dos perfis de temperatura obtidos para os casos com e sem anteparo apresentados anteriormente.

A partir da comparação dos perfis de temperatura pode-se concluir que para o ingresso de uma quantidade de água igual a 1/3 do volume do reservatório, e para as condições impostas (vazão, perfil inicial de temperatura, temperatura de ingresso 8°C acima da temperatura da água extraída, etc.), o uso do anteparo permite construir um perfil de temperatura com maior estratificação térmica. Além disto, percebe-se que, para estas mesmas condições, o uso do anteparo em frente ao jato de entrada implica na formação de uma “crista” de temperatura mais elevada junto ao topo.

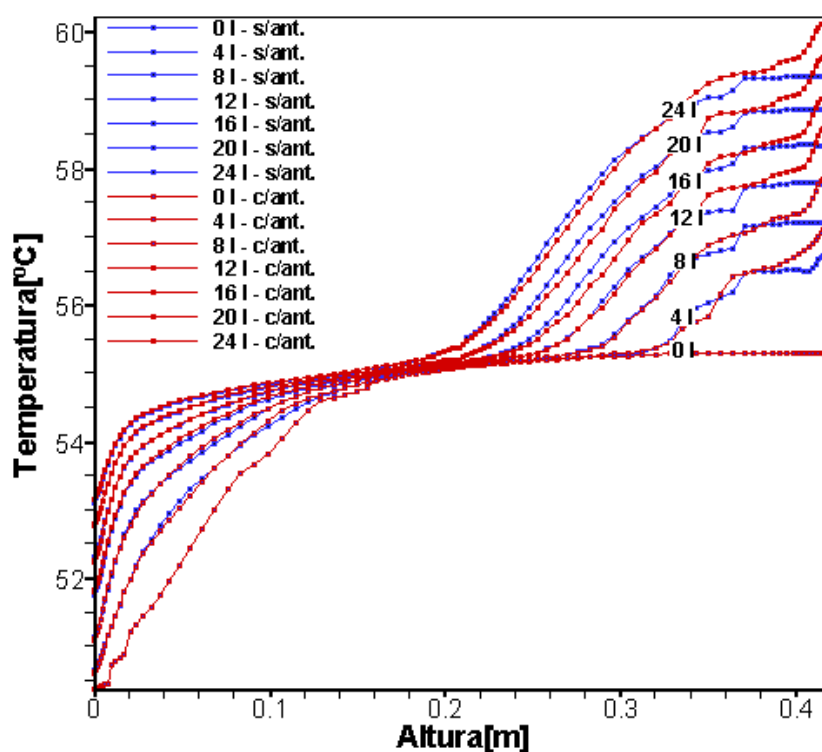


Figura 8.24 - Comparação dos perfis de temperatura para os casos com e sem anteparo, com temperatura de ingresso 8°C acima da temperatura da água extraída pela base do reservatório.

Devido ao perfil de temperatura inicial utilizado nesta simulação, que apresenta estratificação na região inferior, no decorrer da extração desta camada estratificada, a

temperatura da água extraída apresenta comportamento crescente e assim, devido à condição de que a temperatura da água ingressada é 8°C acima da temperatura da água extraída, a temperatura da água ingressada também apresenta comportamento crescente. Por isso, as cristas verificadas no caso com anteparo vão sendo sucessivamente sobrepostas. Pode-se extrapolar esta constatação dizendo que após a extração de toda a camada estratificada do fundo do reservatório, a presença destas cristas deve desaparecer, visto que a partir deste momento a temperatura de ingresso não terá mais comportamento crescente, visto que, sem estratificação no fundo do reservatório, a temperatura da água extraída deve ser praticamente constante.

De fato, conforme mostra a Figura 8.25, após a extração da camada estratificada, que ocorre após a circulação de um volume de aproximadamente 1/3 do volume total, a temperatura na região inferior do reservatório torna-se praticamente constante (ver curva “1/3 V”).

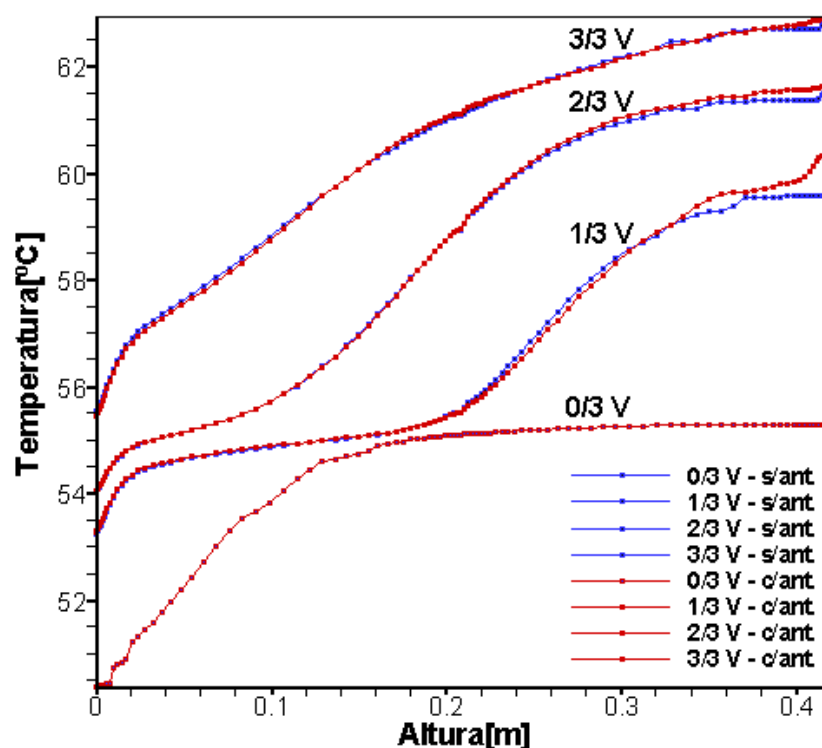


Figura 8.25 - Comparação dos perfis de temperatura para os casos com e sem anteparo, com temperatura de ingresso 8°C acima da temperatura da água extraída pela base do reservatório, após um ciclo.

Assim, a partir deste momento, sendo a temperatura da água extraída numa temperatura praticamente constante, a temperatura da água ingressada também será praticamente constante,

porém 8°C superior, conforme condição de contorno imposta. Este comportamento no qual a temperatura da água que ingressa tem valor praticamente constante ocorre aproximadamente após o ingresso de um volume de água de  $1/3 V$ . É devido a este fato que, mesmo com o uso do anteparo, a estratificação entre os dois casos é praticamente igual nas curvas  $2/3 V$  e  $3/3 V$ . Ou seja, o uso do anteparo só promove uma maior estratificação em relação ao caso sem anteparo quando a temperatura da água ingressada é significativamente superior à temperatura presente no reservatório naquela altura. Mas se a temperatura do jato de entrada se mantém constante durante um tempo suficientemente longo, a temperatura da água que ingressa e a temperatura da água existente no interior do reservatório tendem a se aproximar.

A partir do momento que a temperatura extraída torna-se praticamente constante no decorrer do tempo, a condição de contorno imposta determina que a temperatura da água ingressada também torna-se praticamente constante. Assim, após algum tempo, a temperatura da água que ingressa e a temperatura presente no reservatório naquela mesma altura tornam-se bastante próximas e a partir de então o uso do anteparo não acarreta em melhoria da estratificação térmica. Além disso, a melhor estratificação obtida na fase inicial com o uso do anteparo vai sendo gradativamente atenuada pela maior difusão do calor, decorrente do maior gradiente térmico. Finalmente, após a circulação de um volume completo, pode-se observar que os casos com e sem anteparo tornam-se praticamente equivalentes.

### 8.3.1 ANÁLISE DAS CARACTERÍSTICAS TRIDIMENSIONAIS DO CAMPO DE TEMPERATURA E VELOCIDADE PRÓXIMO AO ANTEPARO

Apresenta-se agora uma análise das características tridimensionais do campo de temperatura e velocidade próximo ao anteparo, tendo em vista que a alteração do campo de temperatura e velocidade provocada pela presença do anteparo se manifesta nas três dimensões. Para tanto, foi graficado o campo de temperatura e velocidade apenas para a região próxima do anteparo. Visto que o anteparo está localizado a 1,5 cm da parede metálica interna do

reservatório, para gerado o gráfico tridimensional  $r\theta z$ , com comprimento em  $z$  de 3 centímetros.

Este gráfico é mostrado nas Figura 8.26a e 8.26b. O tempo de simulação escolhido foi de 5 minutos, que corresponde ao ingresso de 5 litros de água quente proveniente dos coletores. Este instante de tempo foi escolhido por estar dentro do período de tempo em que o volume de água termicamente estratificado é extraído do reservatório. Assim a diferença de temperatura entre a água do jato de entrada e a da água presente no reservatório na altura do jato ainda é significativa, de modo que os efeitos do anteparo sobre a mistura da água podem ser bem notados.

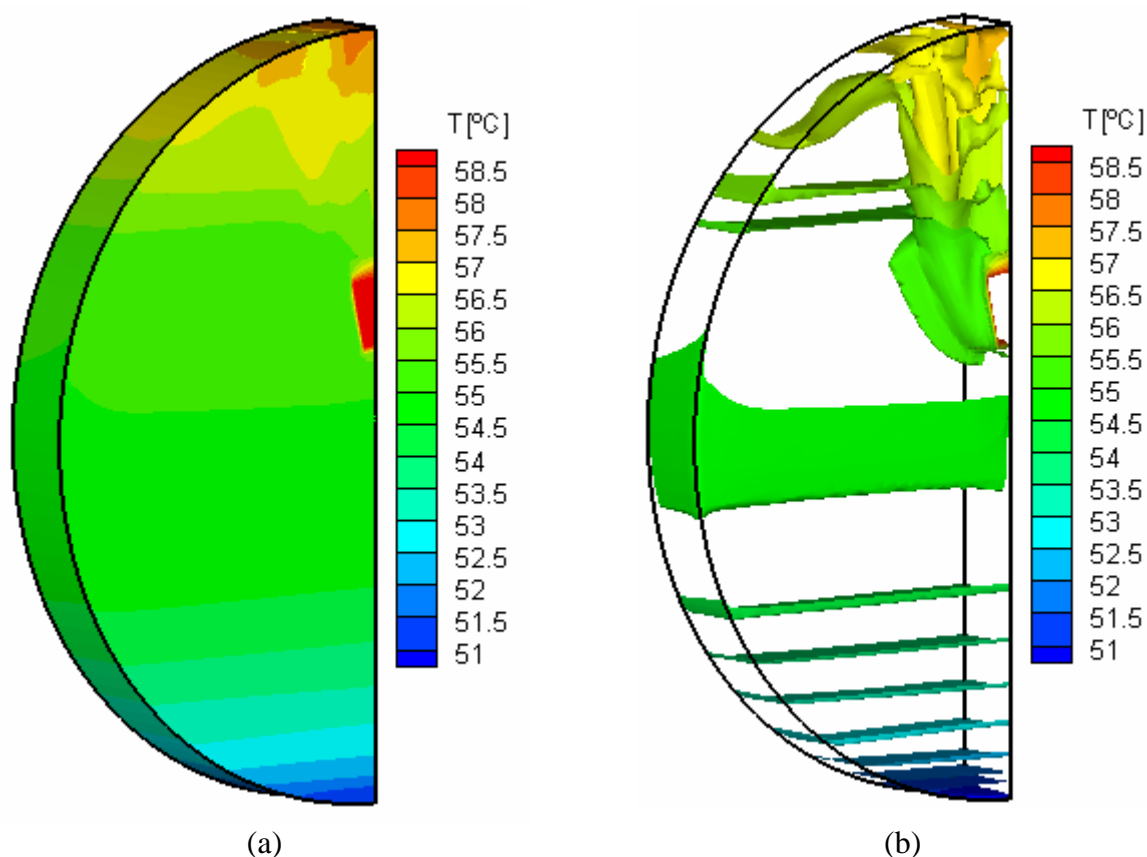


Figura 8.26 – Campo de temperatura próximo ao anteparo, após o ingresso de 5 litros de água quente proveniente dos coletores, com  $8^{\circ}\text{C}$  acima da temperatura do fundo do reservatório.

A Figura 8.26a mostra uma visão global da região tridimensional contendo o anteparo, enquanto que a Figura 8.26b mostra as superfícies isotérmicas. A análise conjunta destas duas figuras mostra que o jato de entrada é desviado para cima e escoado verticalmente numa faixa situada entre a parede axial e o anteparo. As Figura 8.26a e 8.26b mostram que entre a altura de



entrada do jato e o topo do reservatório, a temperatura da água próxima da parede axial é inferior à temperatura do jato de entrada, o que implica nesta região ocorre uma mistura entre a água que ingressa com a água presente no reservatório. Este fato sugere que a distância do anteparo pode ser otimizada para minimizar esta mistura.

A Figura 8.27 reforça esta análise, mostrando com mais detalhes, através de superfícies isotérmicas que o jato de entrada, após defletir no anteparo, sofre um espalhamento angular e escoamento verticalmente numa faixa situada entre a parede axial e o anteparo. Este espalhamento angular é negativo, visto que amplia a região na qual ocorre a mistura da água quente que ingressa com a água existente no reservatório. Além disto, observa-se que a espessura da pluma ascendente é inferior a 3 cm (distância entre o anteparo e a parede axial), de modo que a otimização do distanciamento do anteparo deve ser investigada.

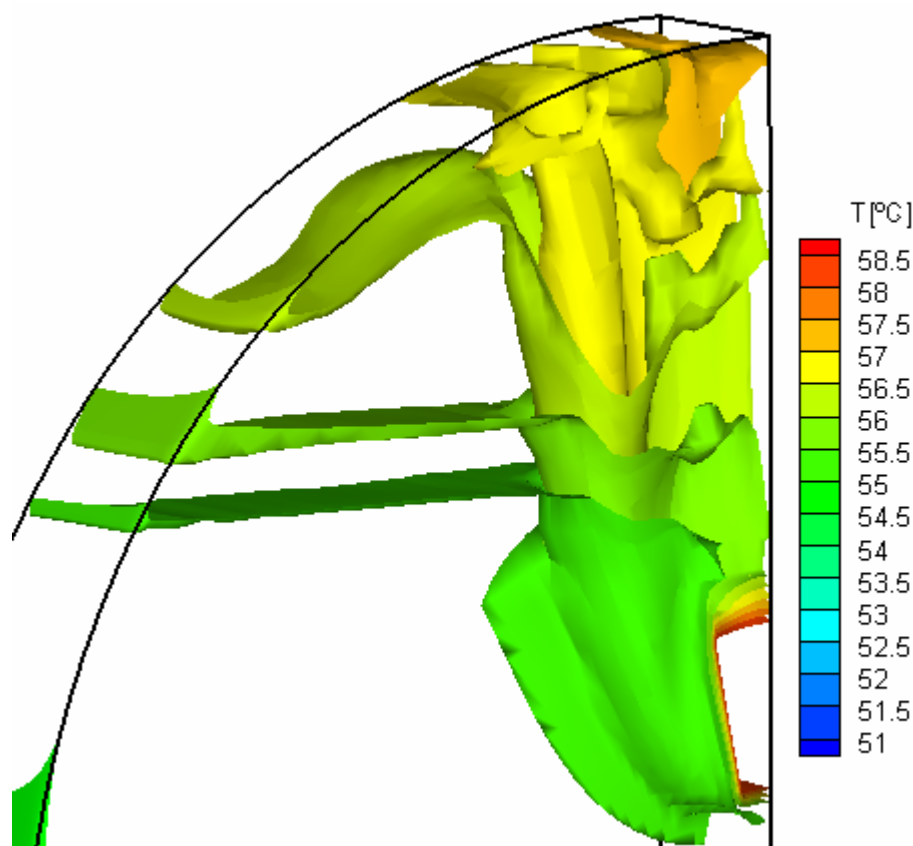


Figura 8.27 – Vista ampliada das superfícies isotérmicas próxima do anteparo, para o ingresso de 5 litros de água quente.

Como análise complementa a esta discussão, apresenta-se ainda na Figura 8.28 cortes do campo de temperatura e velocidade para a região confinada entre a parede axial e o anteparo. A Figura 8.28a mostra um corte imediatamente anterior ao anteparo. A Figura 8.28b mostra um corte numa região intermediária entre o anteparo e a parede axial interna e a Figura 8.28c mostra um corte imediatamente posterior à parede metálica axial interna.

Através da análise comparativa entre estas três figuras, pode-se observar claramente o espalhamento angular do jato de entrada após defletir no anteparo. Além disso, pode-se observar novamente que o escoamento ocorre principalmente na região intermediária entre o anteparo e a parede axial (Figura 8.28b). A Figura 8.28b mostra ainda que, devido a colisão do jato de entrada com o anteparo, pode ocorrer a divisão do jato de entrada, o que é negativo, pois aumenta a área de mistura entre a água quente do jato de entrada com a água do reservatório e consequentemente reduz a estratificação térmica.

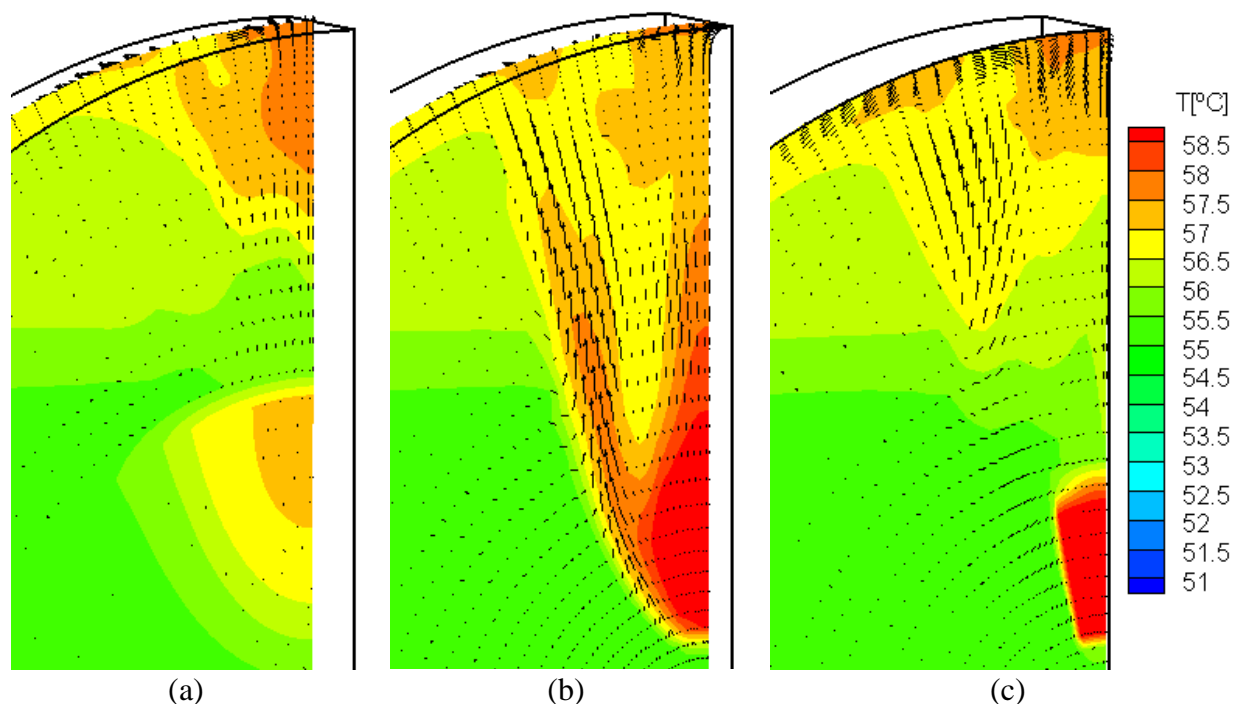


Figura 8.28 – Cortes axiais do campo de temperatura e velocidade na região entre a parede axial e o anteparo, após ingresso de 5 litros de água quente.

Através desta análise tridimensional do campo de temperatura e velocidade na região

confinada entre o anteparo e a parede metálica axial interna, pode-se perceber que é possível propor melhorias no design do anteparo, visando reduzir ainda mais a mistura do jato de entrada com a água do reservatório, visando maximizar a estratificação térmica. Em especial, uma nova configuração que minimizasse a mistura causada pelo espalhamento angular poderia ser proposta e testada. Outra configuração que poderia ser testada seria a ramificação vertical do canal de entrada, de forma que o jato de entrada sempre ingressasse numa altura cuja temperatura no interior do reservatório fosse próxima da sua.

#### 8.4 ENTRADA DE ÁGUA COM TEMPERATURA 8 °C ACIMA DA TEMPERATURA DA ÁGUA QUE SAI PELA BASE DO RESERVATÓRIO - INFLUÊNCIA DA POSIÇÃO DO JATO DE ENTRADA

Apresenta-se um estudo em que a temperatura do jato de entrada não é mais constante, mas sim definida como 8°C acima da temperatura da água extraída pelo fundo do reservatório.

Na Figura 8.29 estão apresentados os perfis de temperatura correspondentes a sucessivos incrementos do volume de água ingressado. As curvas mostradas referem-se a incrementos de 5 litros, exceto a última curva que corresponde a 26 litros, que completa o ingresso de um volume de água quente correspondente a  $1/3 V$ . Nesta mesma figura estão mostrados as curvas referentes ao caso referente ao jato de entrada localizado  $2/3$  do diâmetro (ver Figura 8.25 para o caso sem anteparo).

Inicialmente, pode-se perceber que a temperatura junto ao topo do reservatório vai sendo progressivamente aumentada, visto que a temperatura de entrada é sempre 8°C acima da temperatura da água extraída pela base. Além disto, pode observar novamente que o uso do jato no topo do reservatório determina uma melhor estratificação do que o caso em que o jato é colocado a  $2/3$  do diâmetro do reservatório. Observa-se ainda que para o caso do jato de entrada junto ao topo ocorre a formação de uma crista no perfil de temperatura junto ao topo, de modo semelhante ao identificado para o caso do anteparo mostrado anteriormente.

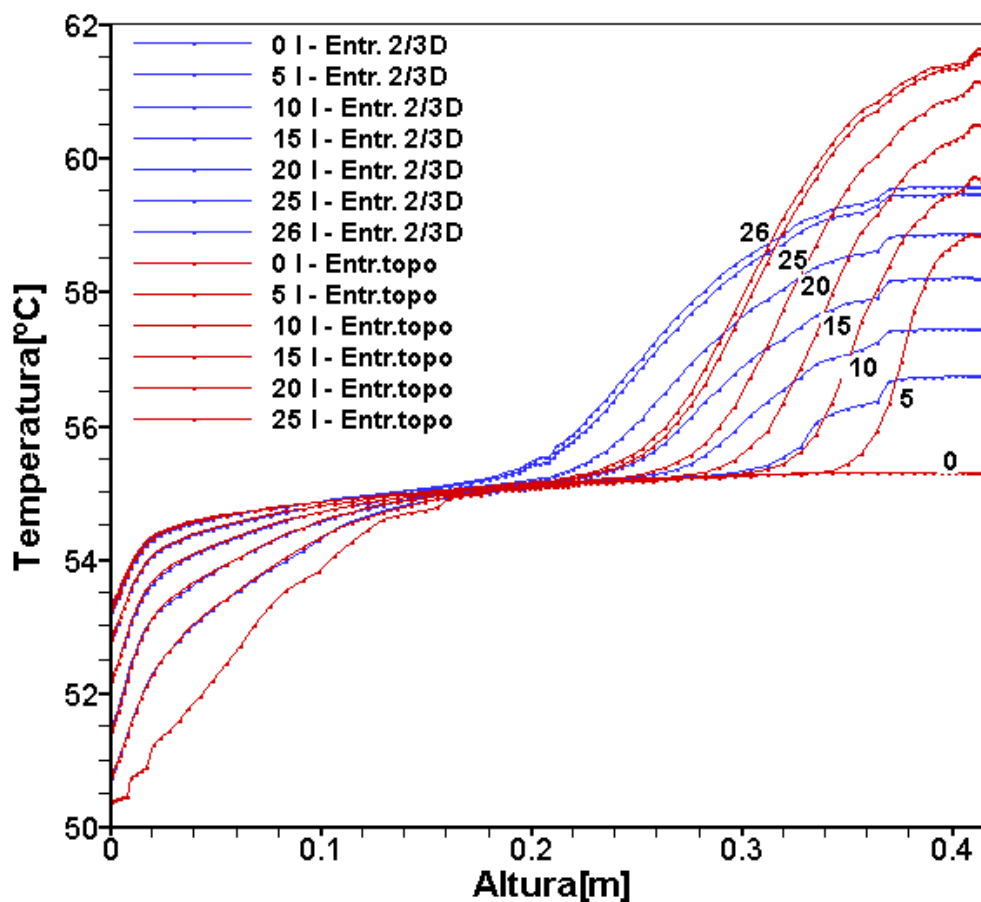


Figura 8.29 – Comparação dos perfis de temperatura para os casos onde o jato de entrada situa-se a 2/3 do diâmetro e junto ao topo - ingresso de 1/3 do volume total do reservatório.

Conforme já discutido, a presença desta crista no perfil de temperatura indica que a temperatura da água ingressada atinge o topo do reservatório numa temperatura superior a existente naquela região. Além disso, pode-se identificar esta crista como sendo a camada limite térmica, e esta está associada à camada limite hidrodinâmica, que é formada em decorrência do movimento causado pelo jato de entrada, conforme discussão anterior. Por fim, para ambos os casos, percebe-se que a região inferior não apresenta significativas diferenças entre si.

Entretanto, nos dois estágios seguintes (ver curvas referentes ao ingresso de 2/3 V e 3/3 V da Figura 8.30), a melhor estratificação construída inicialmente (curva 1/3 V) com o uso do jato junto ao topo vai sendo suavizada, de modo que quando o processo completa um ciclo, os perfis de estratificação para os dois casos são bem mais próximos. Em virtude do perfil de temperatura usado como condição inicial, após a extração da camada termicamente estratificada localizada no

fundo do reservatório, a temperatura da água que deixa o reservatório é praticamente a mesma e conseqüentemente a partir de certo momento a temperatura da água que ingressa no reservatório tanto pelo topo quanto a 2/3 do diâmetro torna-se praticamente constante.

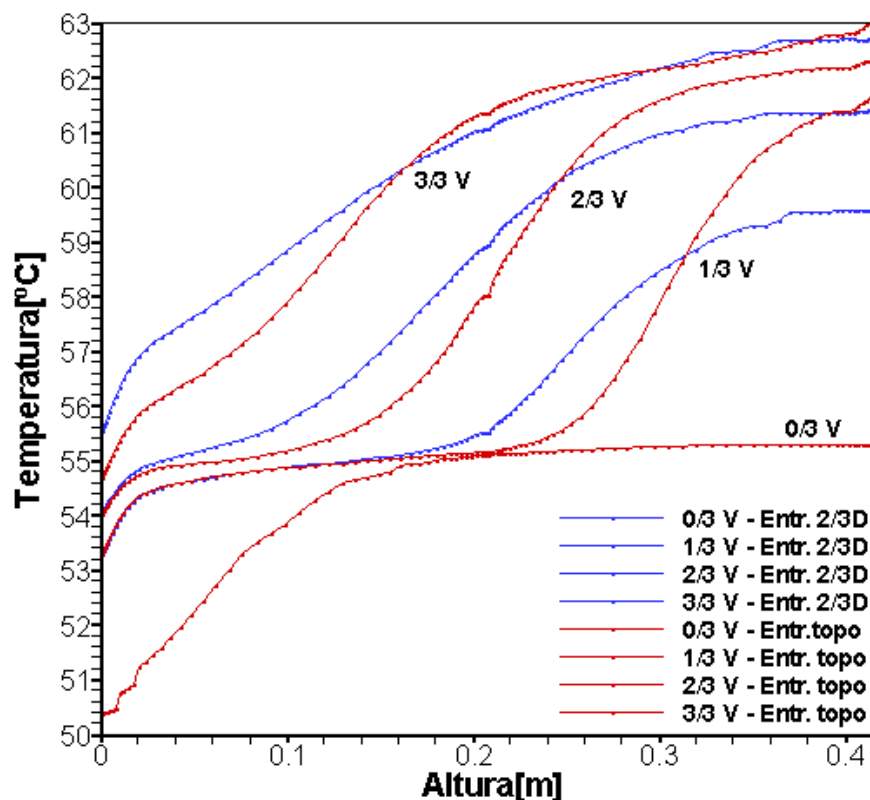


Figura 8.30 - Comparação dos perfis de temperatura para os casos do jato de entrada situado no topo e a 2/3 do diâmetro do reservatório – análise para um ciclo.

Assim, após ingresso de certo volume de água, a temperatura no topo do reservatório torna-se bastante próxima daquela existente numa altura a 2/3 do diâmetro, de modo que a mistura da água que ingressa com a água do reservatório já não apresenta grande troca de calor. Isto significa que, para estas condições, os casos de ingresso da água quente junto ao topo ou a 2/3 da altura são praticamente equivalentes.

## 8.5 ANÁLISE DE INDEPENDÊNCIA DE MALHA

Todas as simulações apresentadas entre as seções 7.5.1 a 7.5.4 foram realizadas com

malha de 60x45x60 volumes, respectivamente nas direções  $\theta, r, z$ . A precisão requerida para o campo de temperatura foi de  $\varepsilon = 5 \cdot 10^{-5}$ , ou seja,  $\frac{T_{i,j,k}^n - T_{i,j,k}^{n-1}}{T_{i,j,k}^n} \leq \varepsilon$ , onde “n” indica o número de iterações dentro de cada passo de tempo. Para o máximo resíduo de massa foi requerida a mesma precisão do campo de temperatura.

Para evitar a divergência do processo iterativo, foi aplicado para as componentes de velocidade e para a correção da pressão um fator de sub-relaxação de 0,5 e de 0,75 para a temperatura. O passo de tempo utilizado foi de 0,5 segundos.

Para demonstrar a independência de malha das soluções e a suficiência da precisão requerida, foi considerado o caso apresentado na seção 6.5.3 (sem anteparo) e realizado uma simulação adicional com uma malha mais refinada, de 80x55x80 volumes e precisão de  $\varepsilon = 1 \cdot 10^{-6}$ , e comparados os perfis de temperatura resultantes.

A Figura 8.31 apresenta os respectivos perfis de temperatura obtidos para cada malha, que correspondem ao ingresso de um volume de 26 litros de água quente para o interior do reservatório, numa temperatura 8°C acima da temperatura da água extraída pelo fundo do reservatório.

Através da comparação destes perfis de temperatura, percebe-se que através do refinamento da malha a solução do campo de temperatura muda pouco. Identifica-se que a solução obtida com o uso da malha de 60x45x60 volumes apresenta um pequeno afastamento das curvas na região próxima ao topo do reservatório, onde ocorre a maior movimentação do fluido.

Entretanto, ainda que as soluções obtidas com o uso da malha adotada apresentem um pequeno desvio e uma pequena melhora na solução poderia ser obtida com o uso de uma malha mais refinada, as conclusões apresentadas neste trabalho permanecem válidas. Afirma-se isto não só porque os desvios são pequenos mas também porque na análise comparativa dos casos estudados a difusão numérica, ainda que pequena, está presente em todos os casos.

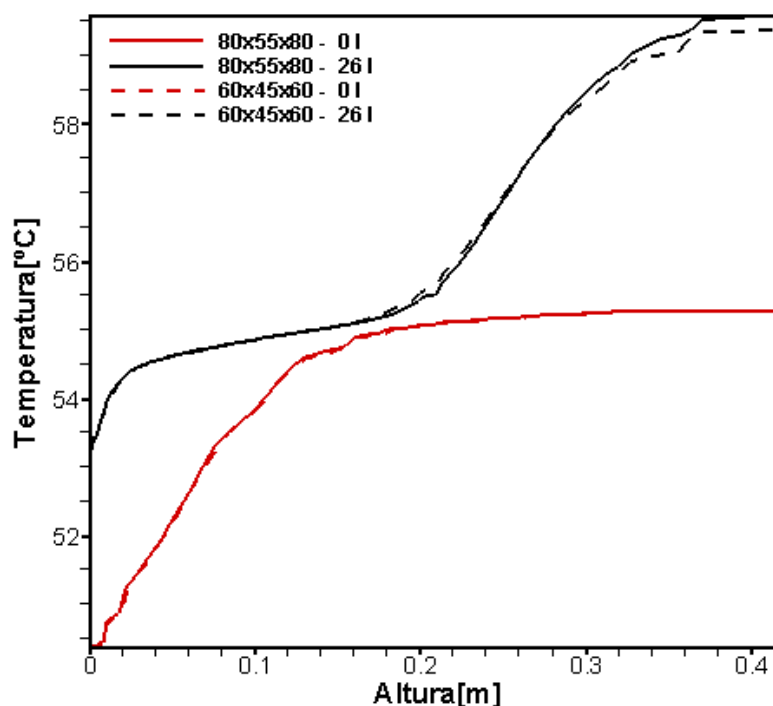


Figura 8.31 – Análise de independência de malha referente ao caso apresentado na seção 5.3.3, sem anteparo.

A situação escolhida para teste da independência de malha é altamente representativa dos casos considerados, visto que a necessidade de refinamento da malha e aumento da precisão ocorre principalmente em situações que apresentem elevados gradientes, nas quais a difusão numérica pode afetar a solução. Este é o caso de todas as simulações apresentadas na seção 7.5, onde há a presença de elevados gradientes térmicos e hidrodinâmicos. Nas simulações apresentadas na seção 7.1, onde não há a presença de elevados gradientes térmicos, é de se esperar que difusão numérica seja significativamente menos pronunciada. A boa concordância das soluções numéricas com os dados experimentais são um bom indicativo disto.

## 9 CONCLUSÃO

A partir do estudo experimental e das simulações numéricas realizadas neste trabalho, pode-se concluir que:

a) A simulação bidimensional realizada para o reservatório cilíndrico horizontal descreveu o comportamento térmico e hidrodinâmico de forma consistente com os poucos trabalhos existentes na literatura para esta geometria. Obteve-se a estratificação vertical da temperatura e a formação das camadas limite térmica e hidrodinâmica. As simulações realizadas em apenas metade do domínio físico (considerando a linha de simetria vertical), mostraram a presença de apenas uma recirculação principal, não sendo observadas recirculações secundárias;

b) A simulação tridimensional de um reservatório cilíndrico horizontal, onde desprezou-se a influência das paredes axiais, forneceu soluções equivalentes às geradas pela simulação bidimensional;

c) A simulação tridimensional de um reservatório cilíndrico horizontal real apresentou características adicionais àquelas percebidas pela simulação bidimensional e tridimensional simplificada (sem influência das paredes axiais), tais como:

- Formação de caminhos preferenciais nos quais a velocidade apresenta maior intensidade, verificados principalmente nas paredes cilíndricas do reservatório horizontal. Este fenômeno pode ser facilmente identificado pela presença de “franjas” no perfil de velocidade.
- Para o domínio de cálculo, verificou-se a formação de uma recirculação principal que acompanha grande parte da parede do reservatório, bem como a formação de recirculações secundárias, principalmente na região próxima ao topo do reservatório, ambas com configurações variáveis no decorrer do resfriamento.



- Formação de camada limite térmica e hidrodinâmica mais acentuada na região de junção da parede cilíndrica com a axial, mostrando que nesta região ocorre uma maior perda de calor.

d) Os resultados obtidos mostram que com a simulação numérica tridimensional consegue-se reproduzir corretamente a realidade física do problema da convecção natural em cavidade cilíndrica horizontal, comprovada pela excelente concordância entre os perfis de temperatura numérico e experimental;

e) Através da simulação numérica tridimensional pode-se determinar com precisão o valor de grandezas globais, tais como o fluxo de calor para o ambiente e a temperatura média no interior do reservatório no decorrer do processo de resfriamento. Além disso, pode-se determinar o perfil de temperatura ao longo do diâmetro vertical e conseqüentemente o grau de estratificação térmica no reservatório;

f) As correlações obtidas para o coeficiente de transferência de calor por convecção para o interior do reservatório e para o grau de estratificação térmica ajustam-se muito bem aos dados obtidos via simulação numérica e permitem avaliar seus valores ao longo do processo de resfriamento, para reservatórios com tamanhos, temperatura inicial de resfriamento e condição de isolamento variáveis;

g) A correlação para o coeficiente de transferência de calor por convecção na face interna da parede do reservatório expressa basicamente o fato de que o valor deste coeficiente aumenta com o aumento da perda de calor do reservatório. A análise mostra que esta maior perda de calor é acompanhada pela ocorrência de velocidades mais intensas na camada limite hidrodinâmica. Esta característica é coerente com as correlações encontradas na literatura, que mostram que o número de Nusselt aumenta com o aumento do número de Grashof. Da mesma forma, a correlação para o grau de estratificação térmica expressa um comportamento semelhante, ou seja, o grau de estratificação no interior do reservatório aumenta com o aumento da perda de calor do reservatório;

h) As correlações propostas permitem estimar o coeficiente de convecção interior e o grau de estratificação térmica em reservatórios com perfil de temperatura inicial uniforme, e sujeitos apenas a perda de calor para o ambiente;

i) O alto valor do coeficiente de transferência de calor por convecção no interior do reservatório determina que a resistência térmica associada é muito pequena quando comparada com as demais resistências, e pode ser desprezada no cálculo do coeficiente global de transferência de calor;

Estudou-se ainda situações nas quais o reservatório térmico está interligado a coletores solares, considerando a existência de escoamento através do reservatório pela inclusão de jatos de entrada e saída de fluido. Investigou-se tanto a influência da posição do jato de entrada quanto o uso de um anteparo defronte a este jato na formação e preservação da estratificação térmica.

A partir destas simulações pode-se concluir que:

a) A presença do anteparo modifica significativamente os campos de temperatura e velocidade na região próxima à entrada do jato. Observa-se que com o uso do anteparo a camada limite hidrodinâmica no topo do reservatório tem perfil mais bem definido, e a estratificação fica melhor estabelecida;

b) O uso do anteparo só ajuda a melhorar a estratificação térmica nos casos em que a temperatura do jato de entrada é significativamente superior à temperatura da água existente no reservatório, naquela altura. Ou seja, em situações nas quais a temperatura do jato de entrada se mantém constante por longo período de tempo, os casos com e sem anteparo tornam-se equivalentes;

c) O uso do jato de entrada junto ao topo do reservatório permite obter uma melhor estratificação térmica. Entretanto, quando a temperatura do jato de entrada se mantém constante por longo período de tempo, a temperatura do jato de entrada torna-se muito próxima da temperatura da água existente no reservatório naquela altura e vantagem do uso do jato de entrada junto deixa de existir;

d) O uso do anteparo em frente ao jato de entrada implica na formação de uma “crista” de temperatura mais elevada junto ao topo do reservatório. Esta crista pode ser identificada como uma camada limite térmica, a qual está associada uma correspondente camada limite hidrodinâmica.

Como sugestão para trabalhos futuros, propõe-se:

a) Obter dados experimentais no decorrer do tempo para as temperaturas dos jatos de entrada e de saída, com o monitoramento simultâneo das temperaturas ao longo do diâmetro vertical do reservatório e da temperatura ambiente, no sentido de obter as condições iniciais e de contorno necessárias para realização da simulação numérica e a posterior comparação da solução obtida com os dados experimentais;

b) Utilizar o código computacional para simular a variação do perfil de estratificação no interior do reservatório para diversos perfis de consumo de água quente;

c) Estudar reservatórios com espessura de isolamento variável;

- d) Ampliar a discussão apresentada neste trabalho sobre o posicionamento ótimo dos jatos de entrada e de saída, que fazem a ligação do reservatório térmico com os coletores solares;
- e) investigar o posicionamento ótimo do jato de saída para o consumo e do jato de reposição de água fria;
- f) Incorporar no código computacional um modelo de turbulência e investigar o comportamento do reservatório sujeito a aquecimento por fonte auxiliar de energia (resistência elétrica).

## 10 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

Abdoly, M. A., Rapp, D., 1982 **“Theoretical and Experimental Studies of Stratified Thermocline Storage of Hot Water”**. Energy Convers. Vol. 22, pp. 275-285.

Al-Najem, N. M., Al-Marafie, A. M., Ezuddin, K. Y. 1993. **“Analytical and Experimental Investigation of Thermal Stratification in Storage Tanks”**, International Journal of Energy Research, Vol. 17, pp. 77-88.

Alizadeh, S., 1999, **“An Experimental and Numerical Study of Thermal Stratification in a Horizontal Cylindrical Solar Storage Tank”**, Solar Energy, Vol. 66, pp. 409-421.

Arbel, A., Sokolov, M., 1994. **“Improving Load Matching Characteristics of a Thermosyphonic Solar System by Thermostatically Controlled Circulation”**. Solar Energy 52 (4), 347-358.

Arruda, L. B., 2004. **“Operação de Sistemas de Aquecimento Solar de Água com Controle de Vazões em Coletores Planos”**. Tese de Doutorado-Escola Politécnica da Universidade de São Paulo. São Paulo-SP.

ASHRAE handbook, 1999, **“Heating, Ventilating and Air-Conditioning Applications”**. SI ed. Atlanta, cap 32.

Bandini, M.A, Vielmo, H.A., 1998. **“Numerical Analysis of Velocity and Temperature Fields in Storage Tanks of Solar Thermal Systems”**, Renewable Energy, Vol. 15-16, pp. 2080-2083.

Bejan, A., 1995. **“Convection Heat Transfer”**, New York, John & Sons, 623 p.

Brooks, I., Ostrach, S., 1970. **“An Experimental Investigation of Natural Convection in a Horizontal Cylinder”**, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 44, pp. 545-561.

Drummond, J. E., Yovichin, A. J. and McKee, J. P., 1991 **“The Effect of Upwind Formulations on Secondary Flows in a Thermally-Driven Cavity”**, Proc. of 3<sup>rd</sup> ASME-JSME Thermal Eng. Joint Conf., Vol 1, ASME, New York, pp. 47-54.

Duffie, J. A., Beckman, J. **“Solar Engineering of Thermal Process”**. 2<sup>a</sup> ed., John Wiley & Sons, 1991.

Cianfrini, C., Corcione, Massimo, Dell’Omo P. P., 2005. **“Natural Convection in Tilted Square Cavities with Differentially Heated Opposite Walls”**, International Journal of Thermal Sciences. Vol 44, pp 441-451.

Consul, R. Rodrigues, I., Perez-Segarra, C. D., Soria, M., 2004. **“Virtual Prototyping of Storage Tanks by Means of Three-Dimensional CFD and Heat Transfer Numerical Simulation”**, Solar Energy, Vol. 77, pp. 179-191.

Freitas, C. J., Street, R. L., Findikakis, A. N., Koseff, J. R., 1985 **“Numerical Simulation of Three-Dimensional Flow in a Cavity”**, Int. J. numer. methods fluids, 5, 561-575.

Eames, P. C., Norton, B., 1998. **“The Effect of Tank Geometry on Thermally Stratified Sensible Heat Storage Subject to Low Reynolds Number Flow”**, Int. J. Heat Mass Transfer. Vol. 41, No. 14, pp. 2131-2142.

Hariharan, K., Badrinarayana, K., Murthy, S. S. & Murthy, M. V.K., 1991. **“Temperature Stratification in Hot-Water Storage Tanks”**, Energy , Vol. 16, pp. 977-982.

Hayase, T. Humphrey, C. Greif, R., 1992. **“A Consistently Formulated QUICK Scheme for Fast and Stable Convergence Using Finite-Volume Iterative Calculation Procedures”**, Journal of Computational Physics , Vol. 98, pp. 108-118.

Hess, C. F., Miller, C. W., 1979. **“Natural Convection in a Vertical Cylinder Subject to Constant Heat Flux”**, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 22, pp. 421-430.

Hess, C. F., Miller, C. W., 1982. **“An Experimental and Numerical Study on the Effect of the Wall in a Thermocline-Type Cylindrical Enclosure – I”**, Solar Energy, Vol. 28, pp. 145-152.

Hess, C. F., Miller, C. W. **“An Experimental and Numerical Study on the Effect of the Wall in a Thermocline-Type Cylindrical Enclosure – II”**. Solar Energy, Vol. 28, pp. 153-161, 1982.

Holman, J. P., 1983. **“Transferência de Calor”**, Trad. Luiz Fernando Milanez. São Paulo, McGraw-Hill do Brasil.

Huang, D. Y. and Hsieh, S. S., 1987. **“Analysis of Natural Convection in a Cylindrical Enclosure”**, Numerical Heat Transfer, Vol. 12, pp. 121-135.

Khosla, P. K. and Rubin, G., 1974, **“A Diagonally Dominant Second-Order Accurate Implicit Scheme”**, Comput. Fluids, 2, 207-218.

Kitamura, K., Kami-iwa, F., Misumi, T., 1999. **“Heat Transfer and Fluid Flow of Natural Convection around Large Horizontal Cylinders”**, International Journal of Heat and Mass Transfer. Vol 42, pp 4093-4106.

Koo H., Park S. O. 1991, **“Extension and Application of the QUICKER Scheme to a Non-Uniform Rectangular Grid System”**, Communications in Applied Numerical Methods, Vol. 7, 111-122.

Lavan, Z. and Thompson, J., 1977. **“Experimental Study of Thermally Stratified Hot Water Storage Tanks”**, Solar Energy, Vol. 19, pp. 519-524.

Leonard, B. P., 1979. **“A Stable and Accurate Convective Modeling Procedure Based on Quadratic Upstream Interpolation”**, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering”, Vol. 19, pp. 59-98.

Lewandowski e Radziemska, 2001. **“Heat Transfer by Free Convection from an Isothermal Vertical Round Plate in Unlimited Space”**, Applied Energy, Vol. 68, pp. 187-201.

Li Y., Rudman M., 1995, **“Assessment of Higher-Order Upwind Schemes Incorporating FCT for Linear and Nonlinear Convection-Dominated Problems”**, Numer. Heat Transfer, B 27, 1-21.

Lin, W., Armfield, S. W., 1999. **“Direct Simulation of Natural Convection Cooling in a Vertical Circular Cylinder”**, International Journal of Heat and Mass Transfer. Vol 42, pp 4117-4130.

Maliska, C. R. 2003. **“Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional”**, Livros Técnicos e Científicos, Editora S. A., Rio de Janeiro, R.J.

Morgan, V. T., 1975, **“The Overall Convective Heat Transfer from Smooth Circular Cylinders”**, Advances in Heat Transfer 11, pp 199-264.

Morrison, G. L., Sapsford, C. M., 1983. **“Long Term Performance of Thermosyphon Solar Water Heaters”**. Solar Energy 30 (4), 341-350.

Murthy, S.S., Nelson, J.E.B., Rao, L. S., 1992. **“Effect of Wall Conductivity on Thermal Stratification”**, Solar Energy. Vol. 49. pp. 273-277.

Oliveski R. C., Vielmo H. A., Krenzinger, A. 2000, **“Análise Numérica e Experimental dos Campos de Temperatura e Velocidade em Armazenadores Térmicos”**. Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica) - Universidade Federal do Rio Grande do Sul.

Oliveski R. C., Vielmo H. A., Krenzinger, A., 2003. **“Cooling of Cylindrical Vertical Tanks Submitted to Natural Internal Convection”**, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 46, pp 2015-2026.

Oliveski R. C., Vielmo H. A., Krenzinger, A. 2003. **“Comparison Between Models for the Simulation of Hot Water Storage Tanks”**, Solar Energy, Vol. 75, Issue 2, , pp. 121-134

Ostrach, S., 1953. **“New Aspect of Natural Convection Heat Transfer”**, Transaction of the ASME. Vol. 75. pp. 1287-1290.

Patankar, S. V., 1980. **“Numerical Heat Transfer and Fluid Flow”**, McGraw-Hill, New York.

Pepper, D. W. and Harris, S. D., 1977. **“Numerical Simulation of Natural Convection in Closed Containers by Fully Implicit Methods”**, Journal of Fluids Engineer, Vol. 99, pp. 649-656

Perng C. Y. Street R. L. 1989, **“Three-Dimensional Unsteady Flow Simulation: Alternative Strategies for a Volume-Averaged Calculation”**, Int. J. numer. methods fluids, 9, 341-362.

Petrucci, A. L., 1998. **“Modelo para a Previsão do Comportamento de Aquecedores de Acumulação em Sistemas de Água Quente”**, Dissertação (Mestrado) – Escola Politécnica, Universidade de São Paulo, SP. 167 p.

Rubinov A., Erenburg, V. Gelfgat, A. Y., Kit, E. Bar-Yoseph, P. Z. Solan, A. , 2004. **“Three-Dimensional Instabilities of Natural Convection Flow in a Vertical Cylinder With Partially Heated Sidewall”**, Journal of Heat Transfer, Vol. 126, pp 586-599.

Shah, L. J., Furbo, S., 2003. **“Entrance Effects in Solar Storage Tanks”**, Solar Energy, Vol. 75, pp 337-348.

Shariah, A. M., Lof. G. g., 1997. **“Effects of Auxiliary Heater on Annual Performance of Thermosyphon Solar Water Heater Simulated under Variable Operating Conditions”**, Solar Energy, Vol. 60, pp. 119-127.

Shyu , R.J., Lin, J. Y., Fang, L. J., 1989. **“Thermal Analysis of Stratified Storage Tanks”**, Journal of Solar Energy Engineering, Vol.111, pp 54-61.

Spalding, D. B., 1972, **“A Novel Finite Difference Formulation for Differential Expressions Involving both First and Second Derivatives”**, Int. J. Numer. Methods Eng., 4, 551-559.

Sun, J., Oosthizen, P. H., 1988. **“Transient Natural Convection in a Vertical Cylinder with a Specified Wall Temperature”**, National Heat Transfer Conference, ASME, proceedings of the Editor H. R. Jacobs, Vol. 2.

Torrance, K. E., 1968. **“Comparison of Finite Difference Computations of Natural Convection”**, Journal of Research of the National Bureau of Standarts,, Vol.. 72B, pp. 281-301.

Vatavuk, P., Pimenta, M. M., 1995. **“Convecção Natural em Regime Transitório no Interior de um Recipiente Cilíndrico Vertical”**, XII Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica, em CD\_ROM, Belo Horizonte-MG.

Vaxman, M., Sokolov, M., 1986. **“Effects of Connecting pipes in Thermosyphonic Solar Systems.”** Solar Energy, Vol. 37, no 5, pp. 323-330.

Silva, A. K., Gosselin, L., 2005. **“On the Thermal Performance of an Internally Finned three-dimensional Cubic Enclosure in Natural Convection”**, International Journal of Thermal Sciences. Vol 44, pp 540-546.

Schneider S., Straub, J., 1992. **“Laminar Natural Convection in a Cylindrical Enclosure With Different End Temperatures”**, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 35, pp 545-557.

Xia J. L. *et al*, 1998. **“Numerical and Experimental Study of Transient Turbulent Natural Convection in a Horizontal Cylindrical Container”**, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 41, pp 3635-3645.

Xue S. C. Thien, N. P., Tanner, R. I, 1998. **“Upwinding with Deferred Correction (UPDC): An Effective Implementation of Higher-Order Convection Schemes for Implicit Finite Volume Methods”**, J. Non-Newtonian Fluid Mech., Vol. 108, pp 1-24.



Zachar A., Farkas, I. Szlivka, F., 2003. **“Numerical Analyses of the Impact of Plates for Thermal Stratification inside a Storage Tank with Upper and Lower Inlet Flows”**, Solar Energy, Vol. 74, pp. 287-302.

## ANEXO

Para dar uma visão complementar da configuração do campo de temperatura em reservatórios térmicos, apresentam-se agora em anexo algumas figuras que mostram a configuração do campo de temperatura na região do isolamento térmico e parede metálica interna. Os gráficos foram gerados a partir de uma simulação do processo de resfriamento que iniciou-se com uma distribuição de temperatura uniforme de 70°C no interior do reservatório térmico (região ocupada pelo fluido) e temperatura ambiente constante em 20°C. A malha utilizada é de 60x40x60 nas direções  $r$ ,  $\theta$  e  $z$ , respectivamente. O passo de tempo utilizado foi de 1 segundo e o esquema de interpolação utilizado foi *power law*. As dimensões físicas do reservatório térmico simulado são as mesmas daquele utilizado nos ensaios experimentais, descritos no Capítulo 6. As figuras que serão apresentadas a seguir correspondem a um tempo de resfriamento de 2 horas.

Inicialmente, na Figura 1, mostra-se uma visão global do campo de temperatura, que inclui a região ocupada pelo fluido, a camada metálica intermediária e a região do isolamento térmico. Observa-se nesta visão global, que os maiores gradientes de temperatura ocorrem na região do isolamento térmico. Entretanto, no estudo da convecção natural no interior do reservatório, são os gradientes de temperatura na região fluida que governam o fenômeno. Por isso, neste trabalho foi dado destaque à configuração do campo de temperatura na região fluida e a configuração da temperatura na região sólida é apresentada em anexo.

Observa-se ainda na Figura 1 que próximo à junção das camadas axial e radial de isolamento térmico, existe uma região de temperaturas mais baixas, indicadas pela cor azul. Conforme foi discutido neste trabalho, este maior resfriamento implica que o fluido no interior do reservatório também resfria-se mais intensamente próximo desta região e apresenta camadas limite térmica e hidrodinâmica mais espessa.

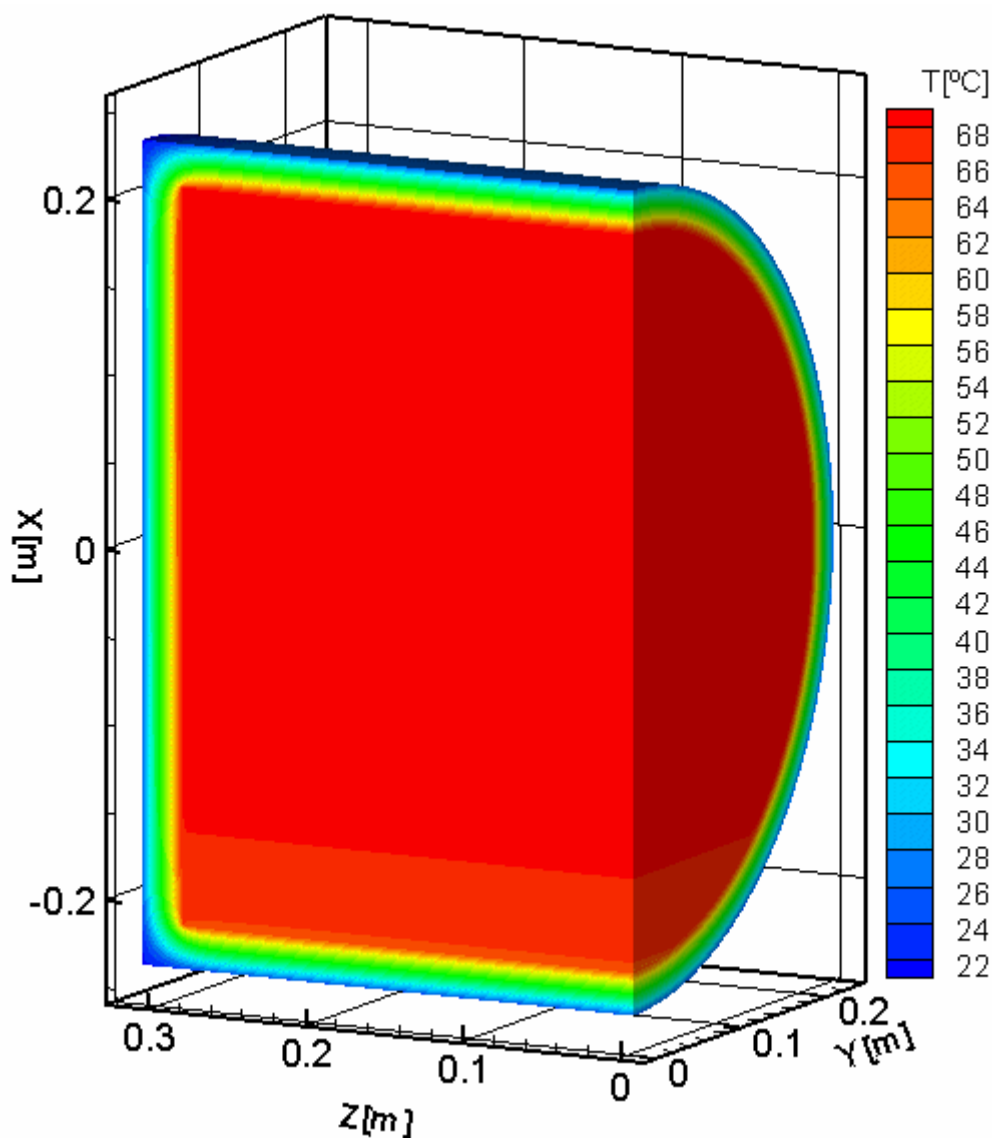


Figura 1 – Visão global do campo de temperatura, incluindo a região do isolamento térmico.

Na Figura 2 apresenta-se para o mesmo instante de tempo apenas a região do isolamento térmico e a parede metálica interna. Observa-se que mesmo analisando apenas a região sólida, a faixa de temperatura mostrada na legenda não se alterou, confirmando que nesta região concentra-se os maiores gradientes de temperatura. Para a faixa de temperatura variando na faixa de 68 a 22°C, a Figura 2 sugere inicialmente que a temperatura na região interna varia muito pouco. Entretanto, conforme foi mostrado neste trabalho, existe um significativo gradiente de temperatura na região do fluido, responsável pelo desenvolvimento da convecção natural no interior do reservatório e a conseqüente estratificação da temperatura. Por isto, mais uma vez se verifica que, para uma análise detalhada do campo de temperatura interno, ela deve ser gráfica de forma isolada, ou seja, sem incluir a parede metálica interna e o isolamento térmico.

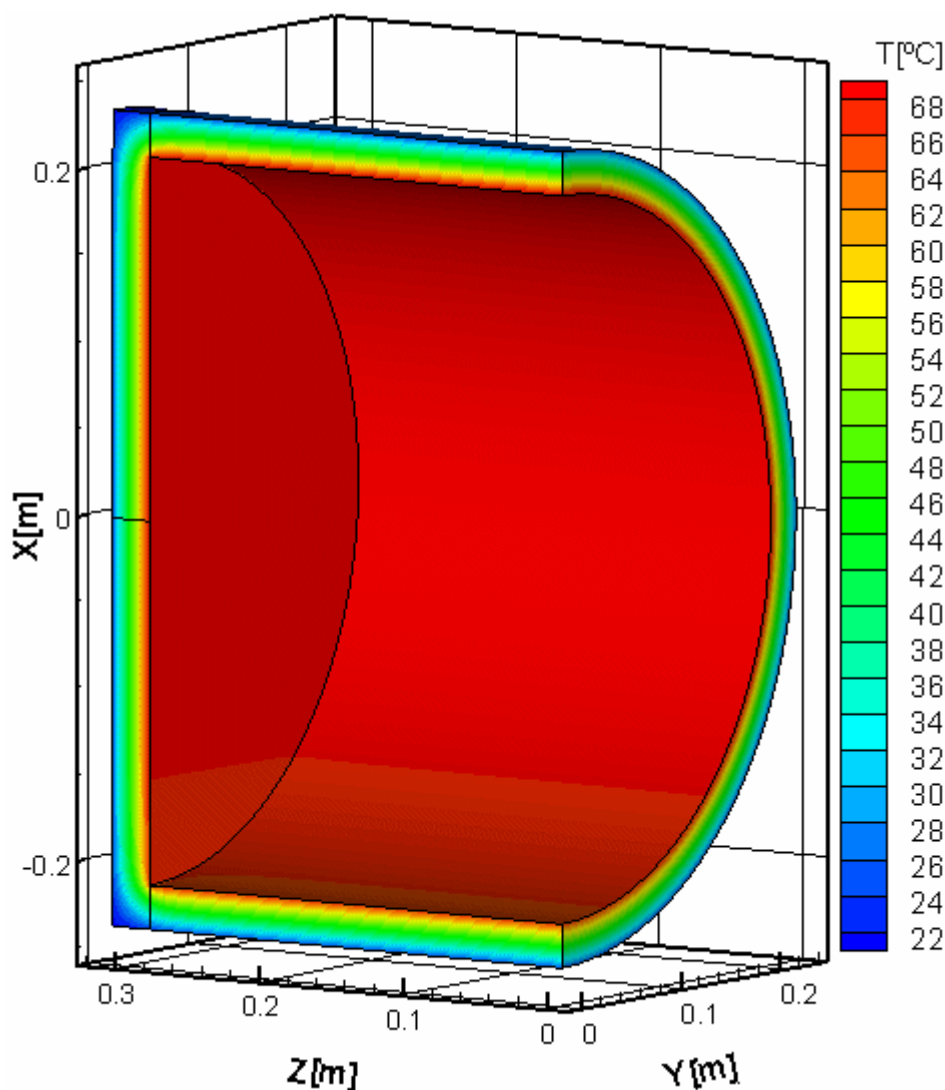


Figura 2 – Visão do campo de temperatura na região do isolamento térmico, excluída a região ocupada pelo fluido.

Para dar uma visão mais detalhada do comportamento da temperatura nesta região sólida, apresenta-se na Figura 3 uma visão ampliada da temperatura na região de junção do isolamento radial-axial.

Observa-se que as isotermais apresentam um perfil curvo nesta região, e que próximo da junção das superfícies radial-axial, a temperatura é inferior. Pode-se verificar que, devido a este comportamento, existe uma camada de isolamento próximo desta junção que pouco contribui para a preservação da energia térmica no interior do reservatório. No caso de uma redução de custos, pode-se construir reservatórios com perfis curvos na região de junção das superfícies externas radial-axial.

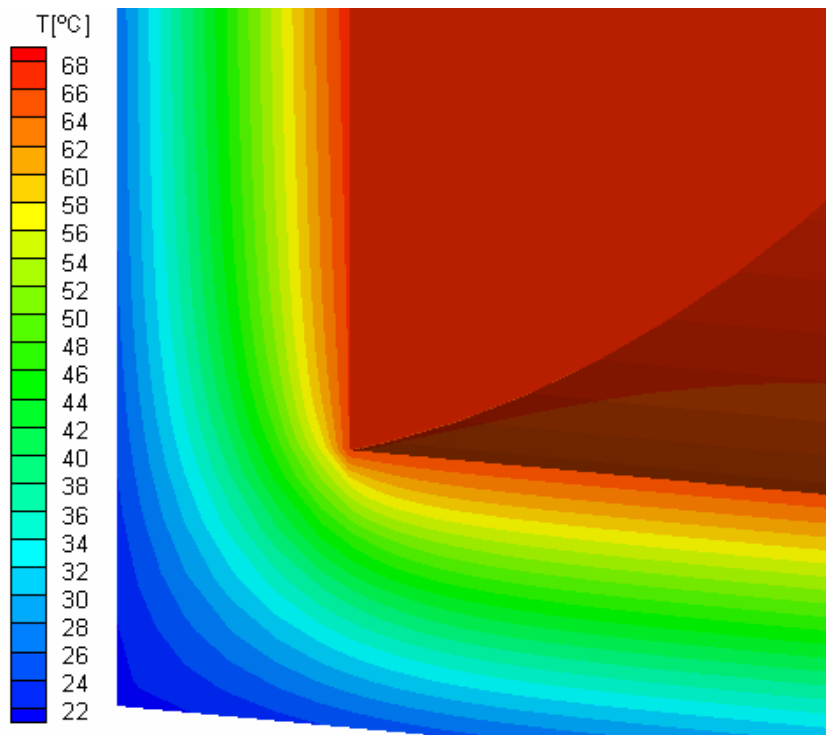


Figura 3 – Vista ampliada do campo de temperatura na região do isolamento térmico, próximo fundo do reservatório.

Na Figura 4 mostra-se a distribuição da temperatura na face externa do reservatório.

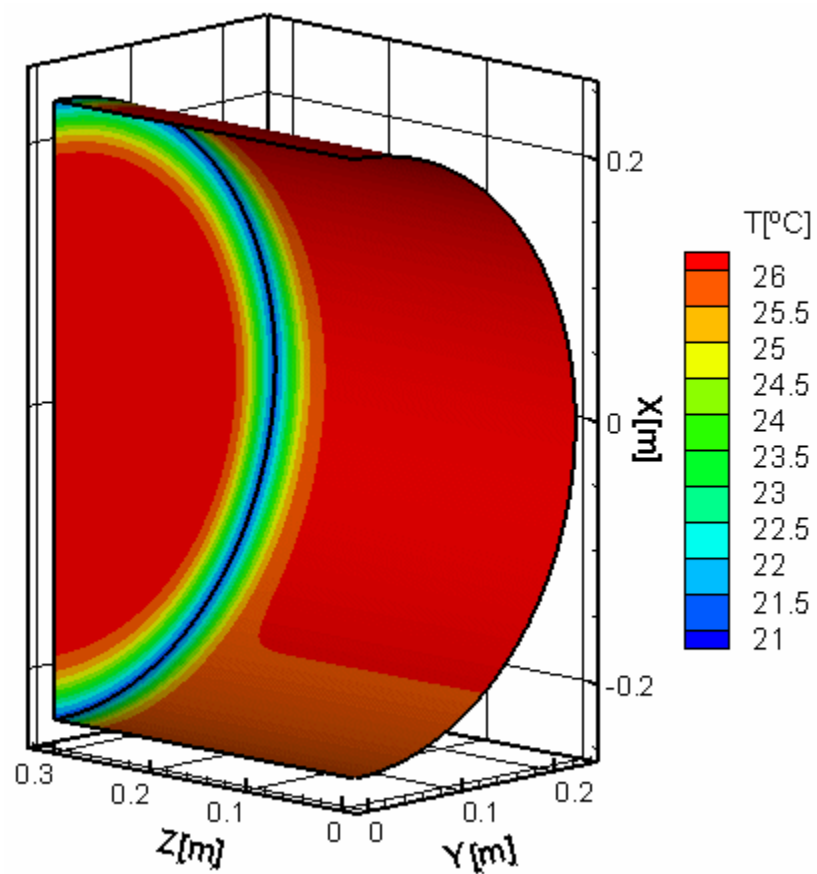


Figura 4 – Vista do campo de temperatura na face externa do reservatório.

Mais uma vez pode-se observar claramente próximo da junção dos isolamentos radial-axial as temperaturas são mais baixas. Conforme pode-se observar na legenda, esta redução da temperatura, para as condições simuladas, é de aproximadamente  $5^{\circ}\text{C}$ , enquanto que a diferença média entre a temperatura no topo e na base do reservatório fica na faixa de  $0,5$  a  $1,0^{\circ}\text{C}$ .

Para complementar a análise da configuração da temperatura na região sólida, a Figura 5 mostra a distribuição da temperatura na parede metálica interna, na interface entre o fluido e o isolamento térmico.

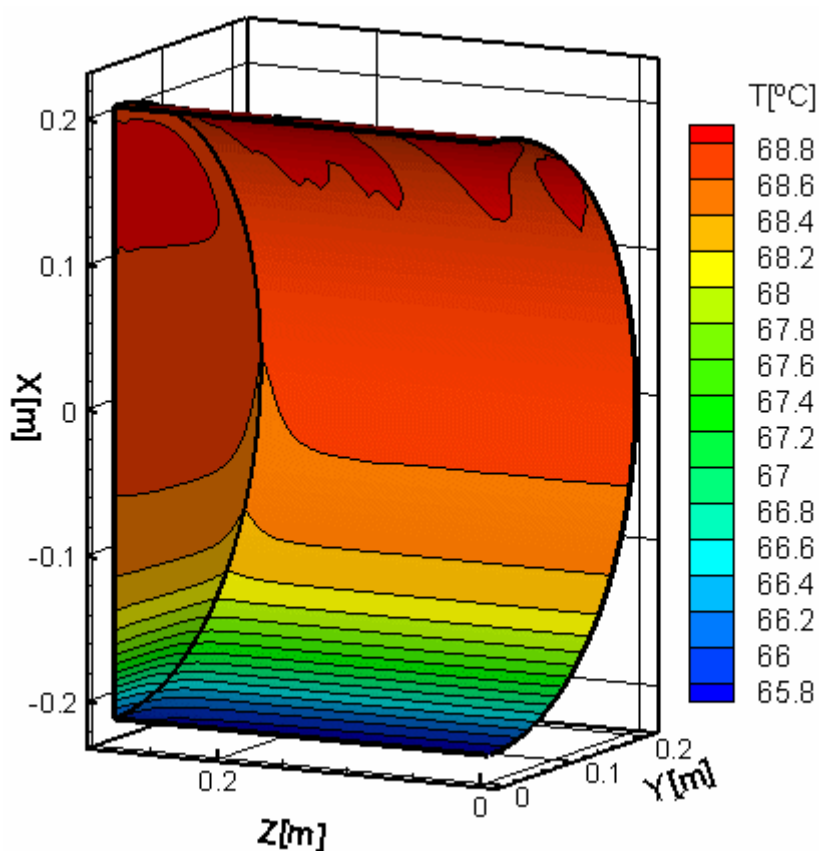


Figura 5 – Vista do campo de temperatura na face interna do reservatório.

Conforme discutido anteriormente, são os gradientes de temperatura na região do fluido que determinam a intensidade da convecção natural e a estratificação do campo de temperatura. Pode-se observar que a parede metálica interna apresenta um perfil de temperatura estratificado semelhante àqueles apresentados no decorrer do trabalho para a região do fluido. Visualiza-se a formação de flutuações de temperatura na região superior, que conforme descrito neste trabalho, são decorrentes da maior movimentação do fluido na região do topo.