



UNIVERSIDADE TECNOLÓGICA FEDERAL DO PARANÁ
CAMPUS DE CURITIBA
GERÊNCIA DE PESQUISA E PÓS-GRADUAÇÃO
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA
MECÂNICA E DE MATERIAIS- PPGEM

NATEL MARCOS FERREIRA

MODELAGEM NUMÉRICA DE UM SISTEMA DE ISOLAMENTO PARA RISER

Curitiba

Novembro - 2007

Livros Grátis

<http://www.livrosgratis.com.br>

Milhares de livros grátis para download.



UNIVERSIDADE TECNOLÓGICA FEDERAL DO PARANÁ
CAMPUS DE CURITIBA
GERÊNCIA DE PESQUISA E PÓS-GRADUAÇÃO
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA
MECÂNICA E DE MATERIAIS- PPGEM

NATEL MARCOS FERREIRA

MODELAGEM NUMÉRICA DE UM SISTEMA DE ISOLAMENTO PARA RISER

Curitiba

Novembro - 2007

NATEL MARCOS FERREIRA

MODELAGEM NUMÉRICA DE UM SISTEMA DE ISOLAMENTO PARA RISER

Dissertação apresentada como requisito parcial à obtenção do título de Mestre em Engenharia, do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica e de Materiais, Área de Concentração de Engenharia Térmica, da Gerência de Pesquisa e Pós-Graduação, do Campus Curitiba, da Universidade Tecnológica Federal do Paraná.

Orientador:
Silvio Luiz de Mello Junqueira, D.Eng.

Co-orientador:
José Luís Lage, Ph.D.

Curitiba

Novembro - 2007

TERMO DE APROVAÇÃO

NATEL MARCOS FERREIRA

MODELAGEM NUMÉRICA DE UM SISTEMA DE ISOLAMENTO PARA RISER

Esta Dissertação foi julgada com vistas à obtenção do título de Mestre em engenharia, área de concentração de Engenharia Térmica, e aprovada em sua forma final pelo Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica e de Materiais.

Prof. Neri Volpato, Ph.D
Coordenador do Curso

Banca Examinadora

Prof. Silvio Luiz de Mello Junqueira, D.Eng.
UTFPR
Orientador

Prof. José Luís Lage, Ph.D.
Southern Methodist University
Co-orientador

Prof. Admilson Teixeira Franco, D.Eng.
UTFPR

Prof. Marcelo Rizzo Errera, Ph.D
UFPR

Curitiba, 19 de Novembro de 2007

DEDICATÓRIA

Dedico este trabalho a minha esposa Danielle e ao meu filho Marcos Henrique.

AGRADECIMENTOS

Agradeço a Deus por ter me dado forças nos momentos mais difíceis desta jornada;

Aos meus pais e a minha família pelo apoio e incentivo diário;

A todos aqueles que colaboraram para a realização deste trabalho e, em particular:

Ao Prof. Dr. Silvio Luiz de Mello Junqueira, que além da sua orientação e estímulo, ainda dedicou seu apoio e principalmente sua amizade;

Ao Prof. Dr. José Luís Lage, que pela seriedade e dedicação, guiaram-me nas muitas dificuldades do trabalho, e pela amizade que me proporcionou;

À UTFPR e aos professores do curso de Pós-graduação pelo idealismo e dedicação;

Aos colegas do LACIT - Laboratório de Ciências Térmicas, pelo apoio e companherismo durante todo este período de trabalho;

À PETROBRAS, em especial ao Eng^o Mariano Pacholok, que sempre que possível, auxiliou no estudo do problema;

À Agência Nacional de Petróleo, ANP/MCT, e a Financiadora de Estudos e Projetos, FINEP, através do Programa de Recursos Humanos para o setor de Petróleo e Gás (PRH).



“Os ideais que iluminam o meu caminho são a bondade, a beleza e a verdade”

— Albert Einstein

FERREIRA, NATEL MARCOS, **MODELAGEM NUMÉRICA DE UM SISTEMA DE ISOLAMENTO PARA RISER**, 2007, Dissertação (Mestrado em Engenharia) - Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica e de Materiais, Universidade Tecnológica Federal do Paraná, Curitiba, 2007.

RESUMO

A produção de derivados de petróleo é fortemente dependente da manutenção de uma temperatura uniforme ao longo do riser. Sistemas atuais de isolamento térmico empregam uma camada de semi-refratário a base de sílica, a qual é envolvida por aquecedores elétricos, que por sua vez são cobertos por uma camada de material isolante. Sensores, posicionados no interior da camada semi-refratária, controlam o acionamento da fonte de calor através do monitoramento da transferência de calor ao longo da parede do riser. Desta forma, a fonte de calor opera de maneira semelhante a um "*guard heater*". Além de apresentar peso elevado, o material semi-refratário usado atualmente degrada-se com o tempo, devido aos níveis de temperatura do processo. A degradação provoca alterações na leitura dos sensores de temperatura e conseqüentemente no acionamento da fonte de calor, diminuindo a eficiência do sistema. A configuração alternativa, proposta neste trabalho, consiste na substituição da camada de semi-refratário por uma camada mais leve, condutiva e mecanicamente resistente, feita de material poroso. A viabilidade do uso de espumas metálicas porosas como um material substituto é avaliada através de um estudo teórico, seguida de simulações numéricas. Para tanto, um modelo matemático, baseado nas equações da conservação da massa, quantidade de movimento e energia para a camada porosa saturada é obtido e posteriormente adimensionalizado. Simulações, usando um código computacional baseado em volumes finitos, são realizadas de modo a se verificar a influência dos grupos adimensionais e parâmetros resultantes sobre o sistema de isolamento ora proposto, tendo como objetivo o controle de temperatura ao longo da parede do riser. Resultados indicam que o uso de matrizes porosas com características termo-hidráulicas definidas, favorece a interpretação dos sinais de acionamento do "*guard heater*". Desta forma, pode-se obter temperaturas uniformes ao longo riser, contribuindo para melhorar o processo de craqueamento catalítico.

Palavras chave: Isolamento térmico, Meio poroso, Convecção térmica

FERREIRA, NATEL MARCOS, **MODELAGEM NUMÉRICA DE UM SISTEMA DE ISOLAMENTO PARA RISER**, 2007, Master Dissertation - Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica e de Materiais, Universidade Tecnológica Federal do Paraná, Curitiba, 2007.

ABSTRACT

The production of oil derivatives is dependent on the maintenance of a uniform temperature along the riser. Existing risers are insulated with a silica-based semi-refractory wall, which allows for some heat to transfer through. This wall is wrapped by electric resistances, which are then covered with another layer of refractory material for insulation. Thermocouples, embedded within the semi-refractory wall, control the electric resistances by monitoring the amount of heat that escapes radially along the riser. Hence, the electric resistances operate similarly to a guard heater. Besides being very heavy, the semi-refractory material used in the existing design "cooks" in time due to the extreme thermal environment, becoming prone to cracks. These cracks then alter the thermocouple readings affecting the control of the electrical resistances and the efficiency of the whole device. An alternative design, proposed here, consists of replacing the semi-refractory wall of the riser with a lighter, more conductive and stronger solid porous matrix. In this study, the feasibility of using porous metal foams as a replacing material is demonstrated through theoretical analysis and numerical simulations. A non-dimensional mathematical model based on the mass, momentum and energy conservation equations for both the porous region and the solid domain, is proposed. Numerical simulations, using a control volume based method, are performed in a way to verify the influence of system parameters over the task of controlling the riser wall temperature. The results indicate that by properly tuning the thermo-hydraulic characteristics of the metal foam, a faster response can be achieved by the control mechanism activating the electric resistances. The resulting effect is the maintenance of a more uniform temperature along the riser, enhancing the entire catalytic process.

Keywords: *Thermal insulation, Porous media, Thermal convection.*

Sumário

Resumo	v
Abstract	vi
Lista de Figuras	x
Lista de Tabelas	xiii
Lista de Símbolos e Acrônimos	xiv
1 INTRODUÇÃO	1
1.1 O Processo de Craqueamento Catalítico	1
1.2 Apresentação do Problema	3
1.3 Relevância do Problema	5
1.4 Motivação	5
1.5 Objetivos do Trabalho	6
1.6 Forma de Apresentação do Trabalho	6
2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	8
2.1 Sistemas de Isolamento Térmico	8
2.2 Sistemas de Isolamento Baseados em Materiais Porosos	10
3 MODELAGEM MATEMÁTICA	15
3.1 Geometria do Problema	15
3.2 Condições de Contorno e Inicial	15
3.2.1 Equação da conservação da massa	17

3.2.2	Equação da conservação da quantidade de movimento	18
3.2.3	Equação da Conservação da Energia	23
3.3	Adimensionalização das Equações Governantes, Condições de Contorno e Inicial	29
4	MODELAGEM NUMÉRICA DO PROBLEMA	32
4.1	Método Numérico	32
4.2	Classificação das fronteiras no SAINTS	38
5	RESULTADOS NUMÉRICOS	39
5.1	Teste de Malha	39
5.2	Sistema sem Aquecimento	41
5.3	O Regime Períodico Permanente	41
5.4	Análise da Sensibilidade dos Parâmetros do Sistema	43
5.4.1	Variação da intensidade da fonte de calor Q'''	44
5.4.2	Influência da intensidade da fonte em função de sua posição	45
5.4.3	Variação da posição dos termopares	51
5.4.4	Variação da diferença de temperatura crítica nos sensores, $\Delta\Theta_c$	60
5.4.5	Variação do número de Rayleigh, Ra	62
5.4.6	Variação do número de Darcy, Da	67
5.4.7	Variação da porosidade do meio, (ϵ)	72
5.4.8	Variação do número de Forchheimer, Fo	72
5.4.9	Variação da razão de condutividade térmica, L	78
5.5	Avaliação em termos do Consumo de Energia no Acionamento da Fonte de Calor	79
6	CONCLUSÕES	86
	REFERÊNCIAS	89

Lista de Figuras

1	Esquema do processo de FCC	2
2	Esquema em corte do módulo de isolamento e controle do <i>riser</i>	4
3	Geometria do problema e Condições de Contorno	16
4	Nomenclatura do grid	33
5	Arranjo da malha deslocada	35
6	Teste de uma malha regular na direção \tilde{r} (a) e \tilde{z} (b): histórico da diferença de temperatura adimensional nos sensores.	40
7	Histórico da diferença de temperatura nos sensores para $Q''' = 0$	41
8	Perfis das linhas de corrente, para $Q''' = 0$	42
9	Campos de temperatura, para $Q''' = 0$	42
10	Campos de velocidade, para $Q''' = 0$	43
11	(a) Histórico da diferença de temperatura entre os sensores; (b) detalhe do regime periódico permanente.	43
12	Variação da intensidade da fonte Q''' sobre o histórico da diferença de temperatura nos sensores	44
13	Período e amplitude em função da variação da intensidade da fonte no RPP.	45
14	Variação da posição da fonte, $Q''' = 10^4$, sobre o histórico da diferença de temperatura nos sensores.	46
15	Período e amplitude em função da aproximação da fonte de calor Q''' dos termopares.	46
16	Variação da posição da fonte de calor, $Q''' = 10^3$, sobre o histórico da diferença de temperatura nos sensores.	47
17	Variação da posição da fonte de calor, $Q''' = 10^5$, sobre o histórico da diferença de temperatura nos sensores.	47
18	Período e amplitude em função da variação da intensidade da fonte de calor na posição 0,250.	48

19	Período e amplitude em função da variação da intensidade da fonte de calor na posição 0,125.	48
20	Perfis das linhas de corrente no RPP para $Q''' = 10^4$ e $S_p=0,125$	50
21	Campos de temperatura no RPP para $Q''' = 10^4$ e $S_p=0,125$	52
22	Campos de velocidade no RPP para $Q''' = 10^4$ e $S_p=0,125$	53
23	Perfis das linhas de corrente no RPP para $Q''' = 10^4$ e $S_p=0,250$	54
24	Campos de temperatura no RPP para $Q''' = 10^4$ e $S_p=0,250$	55
25	Campos de velocidade no RPP para $Q''' = 10^4$ e $S_p=0,250$	56
26	Perfis das linhas de corrente no RPP para $Q''' = 10^4$ e $S_p=0,375$	57
27	Campos de temperatura no RPP para $Q''' = 10^4$ e $S_p=0,375$	58
28	Campos de velocidade no RPP para $Q''' = 10^4$ e $S_p=0,375$	59
29	Variação da posição dos termopares em conjunto para $Q''' = 10^4$	60
30	Variação da posição do sensor T_{p2} , $T_{p1} = 0.05$, para $Q''' = 10^4$	60
31	Variação de $\Delta\Theta_c$ sobre o histórico da diferença de temperatura nos sensores.	61
32	Influência de Ra sobre o histórico da diferença de temperatura nos sensores.	63
33	Período e amplitude no RPP em função da variação de Ra	63
34	Perfis das linhas de corrente no RPP para, $Ra=10^9$	64
35	Campos de temperatura no RPP para, $Ra=10^9$	65
36	Campos de velocidade no RPP para, $Ra=10^9$	66
37	Influência de Da sobre o histórico da diferença de temperatura nos sensores.	67
38	Período e amplitude no RPP em função da variação de Da	68
39	Perfis das linhas de corrente no RPP para $Da= 10^{-7}$	69
40	Campos de temperatura no RPP para $Da= 10^{-7}$	70
41	Campos de velocidade no RPP para $Da= 10^{-7}$	71
42	Variação na porosidade do meio sobre o histórico da diferença de temperatura nos sensores.	72
43	Influência da variação na porosidade do meio em função dos pulsos de acionamento da fonte de calor, numa visão ampliada.	73
44	Período e amplitude no RPP em função da variação da porosidade.	73

45	Varição do número de Forchheimer sobre o histórico da diferença de temperatura nos sensores.	74
46	Perfis das linhas de corrente no RPP, $Fo=100$	75
47	Campos de temperatura no RPP, $Fo=100$	76
48	Campos de velocidade no RPP, $Fo=100$	77
49	Varição de L sobre o histórico da diferença de temperatura nos sensores.	78
50	Período e amplitude no RPP em função da variação da razão de condutividade térmica, L	79
51	Perfis das linhas de corrente no RPP para $L= 1.0$	80
52	Campos de temperatura no RPP para $L= 1.0$	81
53	Campos de velocidade no RPP para $L= 1.0$	82
54	Histórico da diferença de temperatura nos sensores para o sistema atual.	84
55	Histórico da diferença de temperatura nos sensores em termos dos parâmetros de menor consumo de energia.	85

Lista de Tabelas

7	Valores adimensionais dos resultados presentes na Fig. 4.	40
8	Valores da intensidade da fonte para cada posição dos sensores.	45
9	Variações da posição dos termopares ao longo de r	51
10	Energia consumida durante o intervalo de 1 hora.	83
11	Valores adimensionais dos resultados presentes na Figura 55.	84
12	Propriedades termofísicas da sílica diatomácea e do silicato de cálcio.	84

Lista de Símbolos e Acrônimos

Acrônimos

Acrônimo	Significado
ANP	Agência Nacional de Petróleo
CMC	Ceramic Matrix Composites
CONTEC	Comissão de Normas Técnicas
FEI	Flexible External Insulation
FRP	Fibre Reinforced Polymer
FVM	Finite Volume Method
PETROBRAS	Petróleo Brasileiro S/A
PETROSIX	PETROBRAS- Superintendência de Industrialização do Xisto
PPGEM	Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica e de Materiais
REPAR	Refinaria do Paraná
SAINTS	Software for Arbitrary Integration of Navier-Stokes Equation with a Turbulence and Porous Media Simulator
SIMPLE	Semi Implicit Linked Equations
SPFI	Surface Protect Flexible Insulation
TPS	Thermal Protection Systems

Símbolos alfabéticos

Símbolo	Significado	Unidade
A	Área	$[m^2]$
A_{sf}	Área da interface sólido-fluido	$[m^2] c_p$
Calor específico à pressão constante	$[J/kg K]$	
Bi	Número de Biot	$[-]$
C	Constante, $C = Fo\kappa^{-1/2}$	$[-]$
Da	Número de Darcy	$[-]$

Fo	Número de Forchheimer	[-]
g	Aceleração da gravidade	[m/s ²]
h	Coefficiente de transferência de calor por convecção	[Wm ⁻² K ⁻¹]
H	Dimensão vertical	[m]
$\hat{i}, \hat{j}, \hat{k}$	Vetores unitários	[-]
I	Capacidade térmica efetiva em relação ao fluido	[-]
J	Viscosidade dinâmica efetiva em relação ao fluido	[-]
k_e	Condutividade térmica efetiva do meio poroso	[Wm ⁻¹ K ⁻¹]
k_f	Condutividade térmica do fluido	[Wm ⁻¹ K ⁻¹]
k_s	Condutividade térmica do sólido	[Wm ⁻¹ K ⁻¹]
L	Condutividade térmica efetiva em relação ao fluido	[-]
\vec{n}_{sf}	Vetor normal a superfície sólido-fluido	[-]
p	Pressão estática	[Nm ⁻²]
p_∞	Pressão ambiente	[Nm ⁻²]
Pr	Número de Prandtl	[-]
q'''	Fluxo de calor dimensional	[Wm ⁻²]
Q'''	Fluxo de calor adimensional	[-]
Ra	Número de Rayleigh	[-]
r, z	Coordenada espacial radial e axial	[m]
\tilde{r}, \tilde{z}	Coordenadas radial e axial adimensionais	[-]
t	Tempo	[s]
T_0	Temperatura na superfície	[K]
T_∞	Temperatura ambiente	[K]
T	Temperatura	[K]
T_f, T_s	Temperatura no fluido e no sólido respectivamente	[K]
T_{ref}	Temperatura de referência	[K]
u, v, w	Componentes do vetor velocidade	[ms ⁻¹]
$\tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{w}$	Componentes adimensionais da velocidade	[-]
U ($\mathbf{u}, \mathbf{v}, w$)	Velocidade de Darcy	[ms ⁻¹]
\vec{V}	Vetor velocidade	[ms ⁻¹]
W	Dimensão horizontal	[m]

Símbolos gregos

Símbolo	Significado	Unidade
α	Difusividade térmica	[m ² /s]
β	Coefficiente de Expansibilidade volumétrica	[K ⁻¹]

ε	Porosidade do meio	[-]
Θ	Temperatura adimensional	[-]
ϑ	Volume	[m^3]
κ	Permeabilidade do meio poroso	[m^2]
μ	Viscosidade dinâmica do fluido	[$kgm^{-1}s^{-1}$]
μ_e	Viscosidade dinâmica efetiva	[$kgm^{-1}s^{-1}$]
ν_e	Viscosidade cinemática efetiva	[m^2s^{-1}]
ρ	Densidade do fluido	[kgm^3]
τ	Tempo adimensional	[-]
$\vec{\Psi}$	Variável geral	[-]

Outros símbolos

Símbolo	Significado	Unidade
$\langle \rangle$	Média volumétrica	[-]
$\langle \rangle^{f,s}$	Média intrínseca	[-]
\mathfrak{S}	Fator percentual	[-]

Subscritos

Subscrito	Significado
$(_0)$	Propriedade pertinente ou avaliada num instante inicial
e	Efetivo
f	Fase fluida
p	Pressão constante
ref	Referência
s	Fase sólida
z	Direção axial

Sobrescritos

Sobrescrito	Significado
f	Fase fluida
s	Fase sólida
\sim	Adimensional, modificado

1 INTRODUÇÃO

Os sistemas de isolamento térmico observados atualmente revelam a existência de uma extensa gama de materiais, cujas aplicações estão presentes na construção civil, na indústria aeroespacial e na indústria de refino de petróleo entre outras (SPINNLER *et al*, 2004). Independente da área de aplicação, tais sistemas são requeridos visando sempre evitar o desperdício de energia, garantindo uma lucratividade maior.

Especificamente em relação à indústria do petróleo, observa-se que vários equipamentos operam a altas temperaturas. Ao verificar-se falhas num sistema de isolamento térmico, certos inconvenientes são identificados, entre eles o desperdício de energia, a degradação ao ambiente e ainda perdas na lucratividade. Dessa forma percebe-se que os sistemas de isolamento térmico nessas indústrias são indispensáveis (CUNHA, 1997).

Atualmente os derivados do petróleo são obtidos a partir de um processo fortemente dependente da temperatura, denominado craqueamento catalítico fluido *FCC (Fluid Catalytic Cracking)*, largamente difundido em todo o mundo (ABADIE,1997). Tal processo surgiu a partir necessidade de produção de gasolina em quantidade e qualidade suficientes para atender a uma demanda que tem crescido continuamente nas últimas décadas.

1.1 O Processo de Craqueamento Catalítico

Segundo ABADIE (1997), o craqueamento catalítico consiste nas reações de quebras de moléculas de cadeias carbônicas das frações mais pesadas do petróleo (gasóleo e resíduos) em frações mais leves.

O processo onde ocorre o craqueamento catalítico, é composto basicamente por um tubo vertical (*riser*), um vaso separador, um retificador também conhecido por *stripper* e um regenerador, cujo esquema pode ser visualizado na Figura 1.

Especificamente, o *riser* é um longo tubo em aço por onde sobem misturas de catalisa-

dor e vapores de hidrocarbonetos. Em seu interior, moléculas vaporizadas em contato com o catalisador sofrem uma transformação por ruptura (*cracking*, quebra) em moléculas menores. Sua parte final é colocada no interior de um vaso de separação, que é destinado a propiciar um espaço físico, para que ocorra a separação inercial entre as partículas do catalisador e os gases provenientes do craqueamento. Esta separação ocorre pela diminuição súbita da velocidade dos vapores em ascensão. A temperatura desses gases situa-se entre 490°C no topo e 550°C na base.

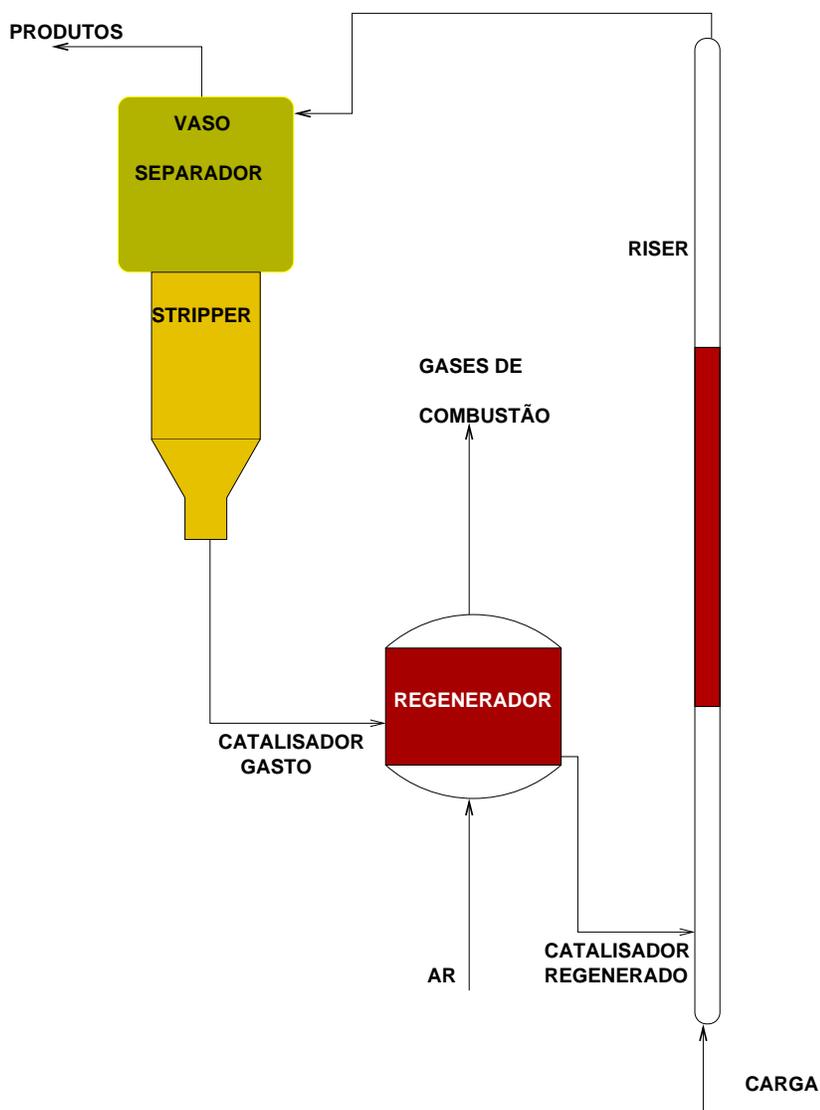


Figura 1: Esquema do processo de FCC

Partículas finas de catalisador que sobem junto com a corrente gasosa (vapores de hidrocarbonetos craqueados, vapor de água e gases inertes), são retidas por equipamentos fixos denominados ciclones e devolvidas ao leito do catalisador.

Logo após a saída do *riser* as partículas do catalisador recobertas por coque (um resíduo

do craqueamento, que consiste basicamente de cadeias carbônicas não craqueadas, metais pesados, hidrogênio e compostos aromáticos) que sob a ação do próprio peso tendem a cair ao fundo do vaso de separação. Contudo, vapores de hidrocarbonetos ocupam os poros do catalisador e os espaços entre as partículas. A fim de recuperar parte desses vapores, o catalisador passa por um retificador ou *stripper*, que se encontra logo abaixo do vaso de separação. O catalisador gasto retificado sai pelo fundo do retificador e por meio de um grande duto é transferido ao regenerador.

A função do regenerador é queimar os depósitos carbonosos alojados na superfície do catalisador, transformando-os em gases de combustão, enquanto, devido a essa eliminação, reativam-se as partículas. A queima do coque causa não só a regeneração do catalisador, como também uma intensa liberação de calor, elevando a temperatura do catalisador regenerado para cerca de 650°C a 740°C. Essa grande geração de energia provinda da combustão do coque é a maior fonte de calor para o processo.

No final do processo obtém-se Gás Ácido, Gás Combustível, Gás Liquefeito, Óleo leve de Craqueamento, Óleo decantado e como principal produto a Nafta craqueada, que é utilizada como gasolina.

Observa-se que o *riser* opera em altas temperaturas e que inevitavelmente existem perdas de calor indesejáveis ao processo. Com o intuito de que o processo de craqueamento catalítico ocorra de maneira uniforme, com o mínimo de desperdício de energia possível, e que não agrida ao meio ambiente, um sistema de isolamento térmico eficaz e de baixo custo se faz necessário.

1.2 Apresentação do Problema

A PetroSix unidade da PETROBRAS, localizada em São Mateus do Sul - PR, conta hoje com um reator de craqueamento em proporções bem menores do que o encontrado em unidades de produção, a exemplo da REPAR, em Araucária - PR.

Na configuração atual, o sistema de isolamento térmico implantado possui nove módulos de isolamento e controle que envolvem praticamente todo o *riser*, conforme mostrado na Figura 2.

Os módulos são constituídos por três camadas. Uma camada interna feita de um material semi-isolante (silicato de cálcio), uma camada externa isolante feita de sílica diatomácea e de uma camada intermediária feita de um material cerâmico, onde são instalados resistores elétricos.

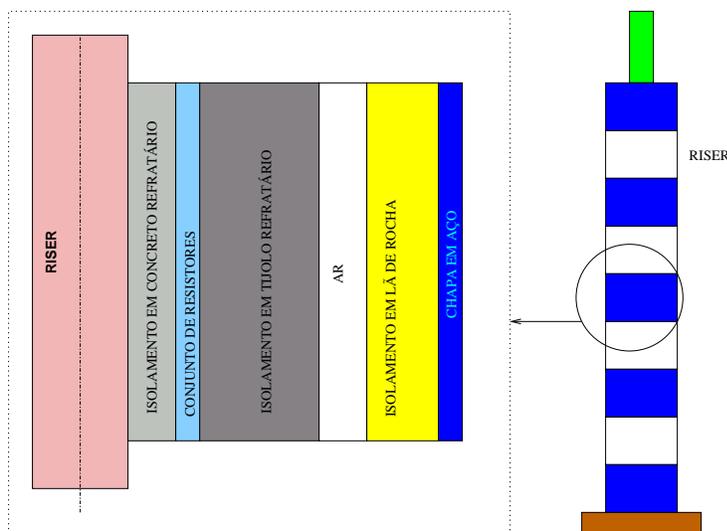


Figura 2: Esquema em corte do módulo de isolamento e controle do *riser*

Os resistores são acionados ao se verificar um gradiente de temperatura desfavorável ao processo, ou seja, sempre que houver uma perda de calor da parede do *riser* para o ambiente. O objetivo é manter a parede do reator numa temperatura ideal. O acionamento dos resistores é feito através da leitura de termopares implantados estrategicamente no interior dos módulos.

Segundo técnicos da PETROBRAS, alguns inconvenientes são observados, quando da manutenção do atual sistema de isolamento do *riser*. São eles:

- (a) Instalação: por serem constituídos de forma quase artesanal, a montagem e desmontagem dos módulos são tarefas que exigem cuidado, devido à fragilidade do material, fazendo com que haja perda de tempo de operação.
- (b) Confiabilidade: os termopares não apresentam confiabilidade de leitura em relação ao ponto exato em que se deseja efetuar a medição, como resultado do processo quase artesanal de montagem do sistema.
- (c) Perdas de Calor: como os coeficientes de dilatação térmica do *riser* e do material isolante são muito diferentes, observa-se a ocorrência freqüente de trincas no módulo de isolamento decorrentes da fadiga térmica. Essas trincas favorecem as perdas de calor, exigindo manutenções regulares.
- (d) Custo Operacional: sempre que o módulo de isolamento é desmontado para manutenção, faz-se necessária a construção de um novo módulo, o que acarreta em perda de material, pois a sílica se quebra facilmente por ter uma estrutura muito frágil.

Embora esse tipo isolamento apresente os inconvenientes citados, percebe-se que o mesmo ainda supri as necessidades do sistema. Outros tipos de tecnologias em isolamentos não são utilizados em função de custos e patentes requeridas, conforme apresenta-se na revisão de literatura.

1.3 Relevância do Problema

Qualquer melhoria na eficiência de um determinado processo em uma refinaria de petróleo, por menor que seja, pode representar uma significativa economia ou um aumento da produtividade.

As dificuldades de manutenção representam um problema muito sério para a indústria, pois, causam prejuízo devido à queda de produtividade.

Um dos principais fatores que determinam a qualidade da manutenção de um equipamento como o *riser*, no que diz respeito às perdas de calor, é a escolha adequada do módulo de isolamento térmico.

O tempo gasto na manutenção e o custo da intervenção podem ser reduzidos de forma significativa, através de um correto diagnóstico de falhas. Isso implica na busca de sistemas de isolamentos mais simples e operacionais do que os utilizados atualmente.

Justifica-se assim, a preocupação com o sistema de isolamento térmico atual, pois, seu comportamento exerce grande influência no processo de craqueamento.

1.4 Motivação

A motivação principal para a realização deste trabalho resulta da importância crescente do desenvolvimento de estudos e tecnologias para sistemas de isolamento térmico.

Considerando que o emprego de isolamentos térmicos vem se tornando um problema fundamental para o custo dos processos industriais, a escolha de um sistema de isolamento tem merecido estudos criteriosos.

1.5 Objetivos do Trabalho

O objetivo do presente trabalho é propor um sistema de isolamento térmico para um *riser* que apresente melhor desempenho, facilidade de manutenção e disposição em módulos. Assim, propõe-se a substituição da camada interna semi-refratária, por uma camada preenchida com uma espuma porosa metálica.

O processo de transferência de calor no sistema proposto, formado pela camada porosa, fonte de calor e a camada isolante externa, será investigado. Um modelo matemático generalizado para os três domínios, baseado nas equações da conservação da massa, quantidade de movimento e energia, será apresentado. Parâmetros obtidos quando da adimensionalização das equações governantes serão identificados, bem como sua influência sobre o processo térmico analisado.

O uso do material poroso tem sua justificativa pela vantagem de apresentar fácil modularização, manutenção e manuseio. Destaca-se ainda, seu baixo peso relativo ao sólido e o seu desempenho como isolante térmico em função da saturação do ar em seus poros.

Desta forma, um estudo com vistas à utilização de um módulo de isolamento térmico alternativo, que permita melhorar o controle de temperatura no interior do *riser*, é realizado.

1.6 Forma de Apresentação do Trabalho

O trabalho encontra-se organizado em seis capítulos, os quais estão dispostos da seguinte forma:

Capítulo 1 - Introdução

Este capítulo apresenta a justificativa do estudo, sua importância, motivação e seus objetivos.

Capítulo 2 - Revisão bibliográfica sobre sistemas de isolamento térmico

Este capítulo apresenta os principais tipos de isolamentos térmicos utilizados na indústria petrolífera, aeroespacial, de fornos e edificações entre outros. Atenção especial é dada aos trabalhos que utilizam materiais porosos em sistemas de isolamento.

Capítulo 3 - Modelagem matemática

Neste capítulo é apresentado o modelo matemático a ser utilizado, onde as equações da conservação aparecem escritas em termos da média volumétrica. A geometria do problema,

adimensionalização das equações e condições de contorno também são apresentadas.

Capítulo 4 - Modelagem numérica

Este capítulo apresenta o programa SAINTS, código numérico baseado em volumes finitos, a ser utilizado nas simulações.

Capítulo 5 - Resultados

Neste capítulo são apresentados os resultados de simulação do problema proposto. Ensaio numéricos, buscando avaliar a influência dos parâmetros adimensionais identificados no Capítulo 3, são realizados.

Capítulo 6 - Conclusões e Sugestões

Este capítulo é reservado para a apresentação das conclusões e sugestões para trabalhos futuros.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Neste capítulo é apresentada uma revisão dos principais trabalhos publicados até o momento sobre a utilização de sistemas de isolamento térmico aplicados nas diversas áreas da indústria. Ênfase será dada aos sistemas de isolamento que fazem uso de materiais compostos por espumas metálicas, bem como aos problemas de convecção natural em cavidades porosas aquecidas lateralmente.

2.1 Sistemas de Isolamento Térmico

A função de um sistema de isolamento térmico é reduzir a taxa de transferência de calor entre um sistema e o meio, visando proporcionar estabilidade dos elementos estruturais e economia ao reduzir o tamanho de equipamentos e ainda diminuição do consumo de energia (CUNHA, 1997). Assim, o isolamento deve oferecer conforto, economia, segurança e estabilização estrutural.

Um bom material isolante deve apresentar as seguintes características: baixa condutividade térmica, boa resistência mecânica, baixa difusividade térmica, alto calor específico, resistência a combustão, baixo coeficiente de expansão térmica, estabilidades química e física, facilidade de aplicação, ausência de odor e baixo custo. Cita-se como exemplo, alvenaria com lajotas de barro, espuma de cimento, poliestireno expandido, lã de vidro entre outros. Os principais objetivos do isolamento térmico são conservar energia ou uniformizá-la, observar recomendações de segurança industrial e aumentar o conforto térmico (TORREIRA, 1980).

Em virtude do grande avanço tecnológico e da descoberta de novos materiais, a indústria tem buscado o melhoramento de seus sistemas de isolamento. Com isso, novos tipos de isolamentos são estudados continuamente a fim de atingir esse objetivo.

Alguns autores, a exemplo de (DEESSON, 1970), (CHAPMAN, 1965) e (THOMAS, 1952), identificam a existência de quatro tipos básicos de isolantes térmicos: os de material refletivo, de material fibroso, de material granular e os de material celular.

Isolantes de material refletivo são utilizados para impedir a irradiação, sendo comumente empregados em folhas metálicas. Os outros materiais isolantes (fibroso, granular e celular) são do tipo não condutor, constituindo a maior parte dos isolantes industriais.

Em determinados sistemas de isolamentos térmicos, é observado, por exemplo, o uso de vidro celular como proteção. Este material oferece grande vantagem em ambientes corrosivos, além de suportar gradientes de temperatura em relação ao meio externo. Em PENG e PENG (1998), tem-se um estudo a respeito da influência desses gradientes de temperatura em tubulações sujeitas as intempéries. Verifica-se que a utilização desse material como isolante reduz significativamente esses efeitos. Como esse material opera a uma temperatura máxima da ordem de 300°C, sua aplicação neste trabalho torna-se inviável.

Fibras de polímeros reforçadas (FRP) são utilizadas na estrutura de edifícios para se obter um isolamento térmico contra incêndios. Resultados numéricos e experimentais quanto ao desempenho desses painéis são apresentados por WILLIANS, (2005). O inconveniente desses painéis é que seu uso se restringe basicamente a sistemas emergenciais, como no caso de um incêndio em um edifício, não resistindo por muito tempo a altas temperaturas, o que torna a sua aplicação inviável em nosso trabalho.

SPINNLER *et al.*(2004) classificam os materiais para isolamento dentro de três grupos: fibrosos, microporosos e refratários. Esses materiais têm suas principais diferenças no que diz respeito a densidade e condutividade térmica. Quanto ao estado de agregação, segundo TSENG E KUO (2002), os materiais de isolamento térmico podem ser divididos em cinco categorias: pós, materiais fibrosos, espumas, multicamadas (*MultiLayer Insulation*) e painéis de vácuo.

Outro tipo de sistema de isolamento térmico atualmente desenvolvido são os sistemas de proteção térmica metálicos, conhecidos como TPS. A tecnologia dos TPS metálicos são classificados por (BEHRENS e MÜLLER, 2004) como:

- FEI (*Flexible External Insulation*): isolantes externos flexíveis, suportam temperaturas entre 300°C e 1200°C.
- SPFI (*Surface Protected Flexible Insulation*): superfície protegida com isolantes flexíveis, são constituídas por um tipo de FEI cobertas com um material cerâmico, sendo sua aplicação em superfície de grande tamanho e submetidas a cargas mecânicas elevadas. Suportam variações de temperaturas equivalentes aos FEI.
- CMC (*Ceramic Matrix Composites*): Compósitos de matriz cerâmicas, são em forma de painéis que suportam acima de 1600°C. Em geral sua instalação vem acompanhada de isolantes tipo FEI.

BLOSSER *et al.* (2002), apresentaram um sistema de proteção térmica metálica, que visa reduzir os custos em atividades aeroespaciais. O TPS (*Thermal Protection Systems*) é produzido a partir de Inconel 617 (liga de níquel), suportando temperaturas da ordem de 1000°C. Nesse estudo, uma análise numérica estrutural e térmica foi realizada para o desenvolvimento dos painéis. Com dimensões adequadas, foi possível avaliar as cargas térmicas e mecânicas sofridas pelo material. As variações de temperatura nos painéis foram estimadas através do método de elementos finitos.

Os sistemas de proteção térmica metálicas são ainda aplicados com grande eficiência nos caminhões tanque que transportam materiais perigosos, conforme investigados por VANDERSTEEN e BIRK (2003). Vários testes de fogo são realizados e uma câmera térmica infravermelha é utilizada para determinar as deficiências do isolamento.

Na indústria de Petróleo os tipos mais comuns de isolamento térmico são: a sílica diatomácea, silicato de cálcio, espuma rígida de poliuretano, lã de vidro, lã de rocha e lâ cerâmica. Estes materiais são utilizados em larga escala por oferecem o isolamento desejado e por possuírem baixo custo (CONTEC N-1618E, 2000). Não obstante, alguns desses materiais não possam ser reaproveitados durante a manutenção preventiva do equipamento, gerando custos.

2.2 Sistemas de Isolamento Baseados em Materiais Porosos

Atualmente, o emprego de meios porosos é observado em várias áreas industriais. Sua maior vantagem é o fato de apresentar um elevado valor da razão área/volume, o que implica no aumento do transporte do calor e miniaturização de sistemas térmicos (VAFAI, 2000; POP e INGHAM, 2001).

Materiais porosos são meios multifásicos os quais são encontrados na natureza, fabricados em laboratórios ou em escala industrial (KAVIANY, 1995). As chamadas espumas são materiais compostos onde a fase gás/fluido encontra-se contida numa matriz sólida contínua, podendo ser metálicas ou não metálicas. Estudos representativos sobre o transporte de calor e fluido em meios porosos são abordados em NIELD e BEJAN (1999) e KAVIANY (1995).

Devido à sua influência sobre aspectos econômicos, uma busca na literatura acerca de novas soluções para sistemas de isolamento térmico revela uma parcela significativa de sistemas de isolamento baseados, total ou parcialmente, na presença de materiais porosos (LAALY, 1995).

O emprego de materiais porosos em sistemas de isolamento surgiu devido à característica isolante observada em cavidades porosas saturadas com ar, por exemplo. A sua baixa condutividade térmica, em função da presença do ar, aumenta as características isolantes do sistema, possibilitando a ocorrência de convecção térmica na matriz. A presença da porção sólida neste tipo de sistemas favorece não somente a condução do calor, mas também aumenta a resistência mecânica do isolamento agregado a uma massa específica reduzida, em relação ao caso de uma matriz totalmente sólida. Considerando o trabalho fundamental de GLICKSMAN e SCHUETZ (1984), o levantamento bibliográfico realizado neste tema identifica vários trabalhos relacionados ao uso destes materiais como isolante térmico. (LAALY, 1995; PIMSHTEIN *et al.*, 1995).

Segundo DRUMA *et al.* (2004a;2004b), é crescente o uso de matrizes porosas metálicas e não-metálicas (estas últimas, mais recentemente) em sistemas de isolamento, catalisadores e trocadores de calor compactos. Num trabalho experimental devido à PAEK *et al.* (2000), foi mostrado que a condutividade térmica efetiva do meio e a permeabilidade são inversamente proporcionais, sendo que esta última é fortemente afetada pela porosidade e dimensão dos poros. A condutividade térmica efetiva também foi objeto de estudo no trabalho analítico de BOOMSMA e POULIKAKOS (2000). Seus resultados, obtidos para uma célula de espuma metálica tridimensional, mostraram que a despeito do elevado valor da porosidade da matriz saturada, a condutividade térmica da fase sólida é preponderante sobre o valor da condutividade efetiva. Eles sugerem que esta dificuldade deve ser contornada quando da manufatura da matriz. A importância de uma representação precisa da condutividade da fase sólida também já havia sido apontada num trabalho teórico e experimental de JUNQUEIRA e LAGE (1999). Em seus resultados, três abordagens para a determinação da condutividade efetiva da matriz porosa são empregadas, de modo a verificar sua influência sobre a avaliação do coeficiente de atenuação efetivo de um meio poroso saturado quando submetido à radiação laser.

A otimização das camadas de compósito utilizado como isolante foi investigada por SAHIN (1997). Neste estudo teórico a variação da condutividade térmica foi considerada através de uma distribuição linear, exponencial e de potência. Resultados deste trabalho mostraram que existe um valor ótimo de espessura e distribuição da camada de isolamento que implica na maximização da energia armazenada. No problema transitório da condução do calor, estudado por ZHU *et al.*(2004), a minimização da máxima temperatura de uma estrutura isolada por uma camada de espuma metálica.

Efeitos da radiação térmica foram reportados em trabalhos devidos à WU e CHU (1998) e num trabalho fundamental devido à TONG e TIEN (1980). Um outro trabalho experimental, devido a MARUYAMA e SHIMIZU (1993), avalia a distribuição de temperatura numa camada de

isolamento formada por material poroso semi-transparente. Resultados numéricos atestam uma comparação qualitativa favorável ao sistema proposto, quando comparado ao convencional que utiliza material sólido. Um trabalho teórico e experimental, devido a SPINLER *et al.*(2004), reporta a determinação da condutividade térmica efetiva de um sistema de isolamento aplicado à células de combustível, composto por multicamadas porosas separadas por uma camada protetora metálica. Seus resultados indicam que a radiação térmica devido à camada protetora com baixa emissividade reduz a condutividade térmica no sistema.

Com relação a processos térmicos em sistemas de isolamento, cita-se o trabalho experimental de MARQUERING (1999), cujos resultados revelam que o aumento do nível de isolamento é alcançado ao se produzir vácuo no interior de painéis de aço micro-poroso, o que reduz a ocorrência de convecção e condução. Aplicações deste sistema são sugeridas na indústria da conservação de alimentos e na construção civil. O problema da anisotropia da permeabilidade e sua influência sobre a convecção natural é investigado por EGOROV e POLEZHAEV (1993), cujos resultados numéricos mostraram boa concordância com os experimentais. O isolamento em multicamadas submetido a escoamento forçado é estudado numericamente por LIM *et al.*(2007).

No que concerne à sistemas de isolamento empregados em meios submetidos à alta temperatura, pode-se citar o trabalho de SACH e SEIFERT (1999), cujos resultados mostram a potencialidade de matrizes porosas de concreto quando aplicadas na construção de fornos. Ainda com respeito à problemas de isolamento de sistemas submetidos à altas temperaturas, tem-se o trabalho de DARYABEIGI (2002), que através de uma análise numérica e experimental, propõe o estudo da transferência de calor em um sistema de isolamento baseado em uma matriz com alta porosidade, feita de alumina, usado na proteção externa de veículos espaciais reutilizáveis. Resultados obtidos mostraram que a utilização de uma matriz com elevada porosidade e densidade abaixo de um valor crítico favorecem a participação da convecção natural na troca térmica no interior do isolamento. Efeitos da difusão de calor, de massa e mudança de fase em isolamentos porosos também foram intensivamente investigados (WIJEYSUNDERA *et al.*, 1995; VAFAI e WHITAKER, 1986; CHOUDHARY *et al.*, 2004).

O estudo de cavidades submetidas a aquecimento lateral ou vertical é importante para o projeto de isolantes térmicos (KIMURA e BEJAN, 1985). Efeitos da estratificação térmica devido à convecção natural em isolamentos porosos foram analisados por LAGE e REES (1997), que mostraram resultados analíticos para o problema de Horton-Rodgers-Lapwood empregando análise de estabilidade linear.

Dentre as classes de problemas que guardam semelhança com o problema estudado neste

trabalho, encontra-se os de convecção natural em cavidades submetidas à aquecimento lateral periódico (NIELD e BEJAN, 1999). Investigações iniciais do problema de convecção natural em cavidades submetidas a aquecimento lateral periódico, foram restritas a cavidades preenchidas somente com fluido, isto é, com ausência de matriz porosa (PATTERSON e ARMFIELD, 1984; YANG *et al.* (1989); KAZMIERCZAK e CHINODA, 1992). Os efeitos de um estímulo de temperatura na parede vertical em uma camada porosa foram reportados por POULIKAKOS e BEJAN (1983) e POULIKAKOS e BEJAN (1985). Problema similar, envolvendo simultaneamente a transferência de calor e de massa foi estudado por GROSS *et al.*(1986).

LAGE e BEJAN (1993) empregaram análise de escala para identificar a frequência crítica para a ocorrência de ressonância convectiva em um fluido submetido a um fluxo de calor periódico lateral, considerando regime de escoamento de Darcy e de Forchheimer. A continuação deste estudo, devida à ANTOHE e LAGE (1994), estabeleceu uma escala da frequência crítica generalizada, para os regimes de Darcy, Forchheimer e o limite de escoamento com ausência de meio poroso. Resultados de ANTOHE e LAGE (1996) mostram que a amplitude do pulso de calor apresenta relação linear com a intensificação da circulação convectiva na cavidade. O aumento do número de Prandtl, ou a sua diminuição numa ordem de grandeza muito menor que a unidade, provoca a intensificação da convecção natural (ANTOHE e LAGE, 1997).

Estudos da convecção também foram abordados no que se refere à cavidades parcialmente preenchidas com material poroso como isolante térmico, conforme apresentado por NAYLOR e OOSTHUIZEN (1996). Cita-se os trabalhos de OOSTHUIZEN e PAUL (1993), SONG e VISKANTA (1994), cujo domínio investigado é representado por uma parte fluida e outra porosa separados por uma fronteira permeável. A presença de uma interface impermeável entre a porção fluida e a porosa numa cavidade foi estudada por TONG e SUBRAMANIAN (1986). KAMINSKI e PRAKASH (1986) e LAURIAT (1980) consideraram uma camada de fluido e outra sólida (isolante).

No presente estudo, investiga-se a convecção natural em um sistema de isolamento composto por um meio poroso saturado (representado pela camada interna, adjacente à parede do riser) e uma camada sólida externa (isolante). Na interface entre os dois domínios, assumida impermeável, situa-se uma fonte de calor que é ligada sempre que a diferença de temperatura estimada entre dois sensores estrategicamente posicionados na camada porosa, atingir um valor crítico pré-determinado. Segundo GUPTA e RAFFERTY (1995), sempre que um aquecedor externo se faz necessário para evitar perdas térmicas em sistemas isolantes com geometria cilíndrica, temos um "guardador" de calor, ou um *heat tracer*.

A ocorrência de convecção natural na camada porosa interna do sistema, bem como o fato

de se verificar seu caráter periódico, devido ao ciclo de liga/desliga da fonte de calor, indicam a presença de um regime periódico permanente. Tal fato mostra que a camada porosa pode atuar como isolante, sendo ativada conforme a leitura oferecida pelos sensores. Um modelo matemático, baseado nas equações da conservação da massa, quantidade de movimento e energia para a camada porosa saturada é obtido e posteriormente adimensionalizado. A análise da transferência de calor na camada isolante externa (sólida), é realizada através da conseqüente desconsideração das equações da massa e quantidade de movimento e da eliminação dos termos convectivos na equação da energia. Simulações, usando um código computacional baseado em volumes finitos (NAKAYAMA, 1995), são realizadas de modo a se verificar a influência dos grupos adimensionais e parâmetros resultantes sobre o sistema de isolamento ora proposto, com o objetivo de controlar a temperatura ao longo da parede do riser.

3 MODELAGEM MATEMÁTICA

Neste capítulo, são apresentadas a geometria, condições de contorno e condição inicial do problema investigado. As equações da conservação da massa, quantidade de movimento e energia baseadas em termos do volume médio e do teorema da média espacial, são obtidas na forma macroscópica. A adimensionalização das equações e condições de contorno também são apresentadas, bem como as simplificações empregadas.

3.1 Geometria do Problema

A configuração geométrica bidimensional do problema abordado neste trabalho, bem como o sistema de coordenadas encontram-se representados na Figura 3. Uma cavidade retangular de altura H e largura W , onde pode-se identificar três domínios distintos. Uma região interna (porosa), situada ao longo da parede do *riser* ($r = 0$). O domínio externo (sólido), cuja fronteira ($r = W$) é submetida a resfriamento convectivo, e que possui a função de obstruir a perda de calor para o ambiente. Na interface entre os domínios encontra-se a fonte de calor (q'''), assumida como uma porção igualmente sólida.

As propriedades termofísicas das porções fluida e sólida do meio poroso saturado são assumidas constantes e em equilíbrio térmico. A massa específica do fluido é modelada segundo a aproximação de Boussinesq. O sistema de coordenadas radial (r) e axial (z), é assumido em regime transitório, sendo que os efeitos radiativos são desprezados na parte fluida do meio poroso.

3.2 Condições de Contorno e Inicial

As condições de contorno referentes ao sistema sob análise são expressas abaixo, conforme ilustra a Figura 3. Note que a condição de contorno em $r = 0$ (parede do *riser*) encontra-se a uma temperatura fixa. Tal consideração encontra embasamento no fato de que o *riser* apre-

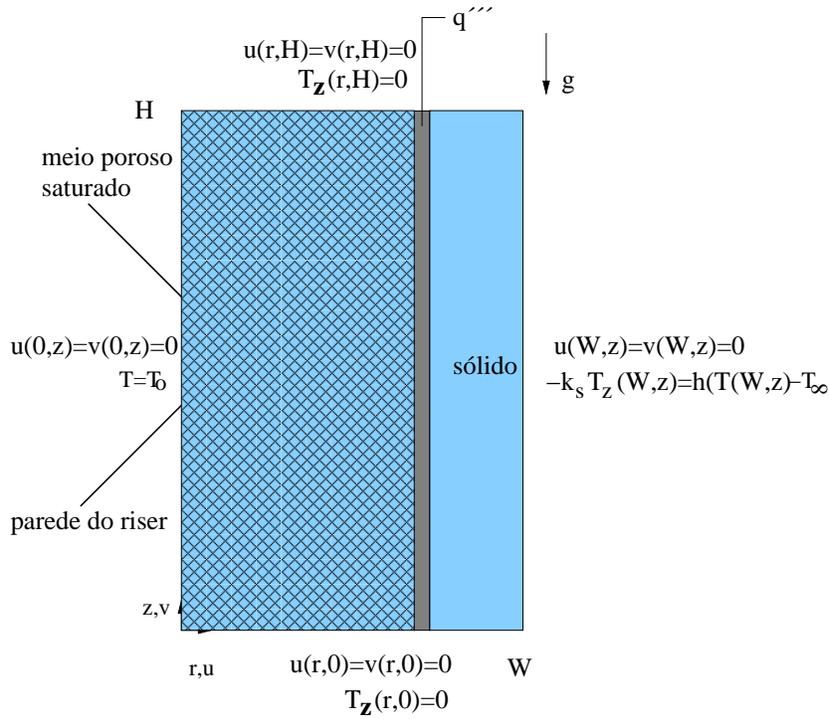


Figura 3: Geometria do problema e Condições de Contorno

senda temperatura constante (T_0) na maior parte da sua extensão (ERTHAL e NEGRÃO, 2004). Adicionalmente, observa-se que o diâmetro do *riser* é muito menor que a dimensão do módulo de isolamento. A condição de contorno convectiva, para um dado coeficiente de transferência de calor, h , temperatura ambiente, T_∞ , é considerado para a camada externa, $r = W$. O sistema considera as fronteiras inferior (base) e superior (topo) como adiabáticas e impermeáveis. Assim, tem-se a condição inicial

$$T(r, z) = u(r, z) = v(r, z) = 0 \quad \text{em } t = 0 \quad (3.1)$$

sendo que para $t > 0$, tem-se as seguintes condições de contorno, conforme Figura 3:

$$u(0, z) = v(0, z) = 0 \quad \text{e } T(0, z) = T_0 \quad (3.2)$$

$$u(W, z) = v(W, z) = 0 \quad \text{e } -k_s \frac{\partial T}{\partial r}(W, z) = h(T(W, z) - T_\infty) \quad (3.3)$$

onde k_s é a condutividade térmica do domínio externo (sólido).

$$u(r, 0) = v(r, 0) = 0 \quad \text{e } \frac{\partial T}{\partial z}(r, 0) = T_z(r, 0) = 0 \quad (3.4)$$

$$u(r, H) = v(r, H) = 0 \quad \text{e } \frac{\partial T}{\partial z}(r, H) = T_z(r, H) = 0 \quad (3.5)$$

A seguir, as equações da conservação da massa, quantidade de movimento e energia para o sistema poroso, são obtidas em termos do volume médio, aplicando-se o teorema da média espacial (KAVIANY, 1999; WHITAKER, 1999).

3.2.1 Equação da conservação da massa

A equação da conservação da massa na forma vetorial (BEJAN, 1996) é escrita por:

$$\frac{\partial \rho_f}{\partial t} + \nabla \cdot \rho_f \vec{V} = 0 \quad (3.6)$$

onde ρ_f é a densidade do fluido e \vec{V} é o vetor velocidade ($\vec{V} = u\hat{i} + v\hat{j} + w\hat{k}$).

Aplicando as considerações acima, a Equação 3.6 torna-se:

$$\nabla \cdot \vec{V} = 0 \quad (3.7)$$

Precedente à obtenção da equação da continuidade, algumas definições importantes, que serão utilizadas ao longo de seu desenvolvimento, são apresentadas a seguir.

A definição de volume médio local para uma quantidade ψ associada ao fluido é expressa por (WHITAKER, 1999):

$$\langle \psi \rangle = \frac{1}{\vartheta} \int_{\vartheta_f} \psi d\vartheta. \quad (3.8)$$

Multiplicando e dividindo a integral na Equação 3.8 por ϑ_f , tem-se:

$$\langle \psi \rangle = \frac{\vartheta_f}{\vartheta} \frac{1}{\vartheta_f} \int_{\vartheta_f} \psi d\vartheta \quad (3.9)$$

Na equação anterior pode-se substituir a razão ϑ_f/ϑ pela porosidade ε , logo:

$$\langle \psi \rangle = \varepsilon \frac{1}{\vartheta_f} \int_{\vartheta_f} \psi d\vartheta \quad (3.10)$$

Dessa forma obtemos para a Equação 3.10 a seguinte igualdade:

$$\langle \psi \rangle = \varepsilon \langle \psi \rangle^f \quad (3.11)$$

Outra definição que utiliza-se no desenvolvimento das equações é o Teorema da Média Espacial, descrita por:

$$\langle \nabla \psi \rangle = \nabla \langle \psi \rangle + \frac{1}{\vartheta} \int_{A_{sf}} \vec{n}_{sf} \psi dA \quad (3.12)$$

onde A_{sf} e n_{sf} , representam a área da interface sólido-fluido e o vetor normal a superfície sólido-fluido respectivamente.

Em geral ψ pode ser um escalar, um vetor espacial, ou um tensor de segunda ordem associado com o fluido. O teorema aplicado a um divergente, é escrito como:

$$\langle \nabla \cdot \vec{\psi} \rangle = \nabla \cdot \langle \vec{\psi} \rangle + \frac{1}{\vartheta} \int_{A_{sf}} \vec{\psi} \vec{n}_{sf} dA \quad (3.13)$$

Inicia-se aplicando o teorema da média espacial definido na Equação 3.13 sobre a Equação 3.7:

$$\langle \nabla \cdot \vec{V} \rangle = \nabla \cdot \langle \vec{V} \rangle + \frac{1}{\vartheta} \int_{A_{fs}} \vec{n}_{fs} \vec{V} dA \quad (3.14)$$

Como a interface fluido-sólido é impermeável, o produto escalar entre o vetor unitário normal à interface e o vetor velocidade na interface, resulta na componente normal à interface da velocidade, e a integral da Equação 3.14 é sempre zero, dessa forma:

$$\langle \nabla \cdot \vec{V} \rangle = \nabla \cdot \langle \vec{V} \rangle = 0 \quad (3.15)$$

Usando as Equações 3.8 a 3.11, a Equação 3.15 torna-se:

$$\epsilon \nabla \cdot \langle \vec{V} \rangle^f = 0 \quad (3.16)$$

que representa a equação da continuidade no meio poroso.

3.2.2 Equação da conservação da quantidade de movimento

A Equação da Conservação da Quantidade de Movimento para um fluido newtoniano com propriedades constantes e com a utilização da aproximação de Boussinesq definida por

$\rho = \rho_0 [1 - \beta(T - T_0)]$ pode ser escrita como (BEJAN, 1996; KAVIANY, 1999; NAKAYAMA, 2000):

$$\underbrace{\frac{\partial \vec{V}}{\partial t}}_1 + \underbrace{(\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V}}_2 = - \underbrace{\frac{1}{\rho_0} \nabla P}_3 + \underbrace{\nu \nabla^2 \vec{V}}_4 + \underbrace{g \beta \Delta T \hat{j}}_5 \quad (3.17)$$

onde ν é a viscosidade cinemática definida por μ/ρ e β o coeficiente de expansibilidade volumétrica. Os termos definidos por 1,2,3,4 e 5, representam respectivamente a variação temporal da quantidade de movimento local (ou aceleração local); variação local da quantidade de movimento instantânea (ou aceleração espacial); efeito da pressão; forças viscosas (atrito) e as forças de campo.

Aplicando-se a definição de volume médio, descrita na Equação 3.8 sobre o termo (1) da Equação 3.17, vem:

$$\frac{1}{\vartheta} \int_{\vartheta} \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} d\vartheta = \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{1}{\vartheta} \int_{\vartheta} \vec{V} d\vartheta \right] = \frac{\partial}{\partial t} \langle \vec{V} \rangle \quad (3.18)$$

Note-se que o termo (1) passa a ser escrito como:

$$\frac{\partial}{\partial t} \vec{V} = \frac{\partial}{\partial t} \langle \vec{V} \rangle \quad (3.19)$$

A Equação 3.18 pode ser escrita conforme visto anteriormente na Equação 3.11 por:

$$\frac{\partial \langle \vec{V} \rangle}{\partial t} = \varepsilon \frac{\partial \langle \vec{V} \rangle^f}{\partial t} \quad (3.20)$$

Como próximo passo, deve-se avaliar o termo inercial (2) definido na Equação 3.17 como:

$$(\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} \quad (3.21)$$

A Equação 3.21 pode ser decomposta em função do módulo de \vec{V} , sendo escrita na forma:

$$(\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} = \nabla \cdot (\vec{V}u) + \nabla \cdot (\vec{V}v) \quad (3.22)$$

Aplicando o teorema da média espacial definido na Equação 3.12 na Equação 3.22, e separando-as de acordo com as componentes da velocidade vem:

$$\langle \nabla \cdot (\vec{V}u) \rangle = \nabla \cdot \langle \vec{V}u \rangle + \frac{1}{\vartheta} \int_{A_{fs}} \vec{n}_{fs} \vec{V}u dA \quad (3.23)$$

$$\langle \nabla \cdot (\vec{V}\mathbf{v}) \rangle = \nabla \cdot \langle \vec{V}\mathbf{v} \rangle + \frac{1}{\mathfrak{D}} \int_{A_{fs}} \vec{n}_{fs} \vec{V}\mathbf{v} dA \quad (3.24)$$

Nota-se que as integrais, são nulas pela condição exposta na Equação 3.14. Desta forma, a Equação 3.23 e a Equação 3.24 tornam-se respectivamente:

$$\langle \nabla \cdot (\vec{V}\mathbf{u}) \rangle = \nabla \cdot \langle \vec{V}\mathbf{u} \rangle \quad (3.25)$$

$$\langle \nabla \cdot (\vec{V}\mathbf{v}) \rangle = \nabla \cdot \langle \vec{V}\mathbf{v} \rangle \quad (3.26)$$

Considerando que o vetor velocidade \vec{V} pode ser escrito para o caso bidimensional como:

$$\vec{V} = u\hat{i} + v\hat{j} \quad (3.27)$$

Substituindo a Equação 3.27 em 3.25 e 3.26, tem-se:

$$\langle \vec{V}\mathbf{u} \rangle = \langle (u\hat{i} + v\hat{j})\mathbf{u} \rangle = \langle u\mathbf{u} \rangle \hat{i} + \langle v\mathbf{u} \rangle \hat{j} \quad (3.28)$$

$$\langle \vec{V}\mathbf{v} \rangle = \langle (u\hat{i} + v\hat{j})\mathbf{v} \rangle = \langle u\mathbf{v} \rangle \hat{i} + \langle v\mathbf{v} \rangle \hat{j} \quad (3.29)$$

Na seqüência as Equações 3.28 e 3.29 são desenvolvidas em termos do desvio espacial médio, definido por:

$$\begin{aligned} u &= \langle u \rangle + u' \\ v &= \langle v \rangle + v' \end{aligned} \quad (3.30)$$

Dessa forma, tem-se para as Equações 3.28 e 3.29,

$$\begin{aligned} \langle \vec{V}\mathbf{u} \rangle &= \langle \langle u \rangle \langle u \rangle + \langle u \rangle u' + \langle u \rangle u' + u' u' \rangle \hat{i} + \langle \langle v \rangle \langle u \rangle + \langle v \rangle u' + \langle u \rangle v' + v' u' \rangle \hat{j} \\ &= (\langle u \rangle \langle u \rangle + \langle u' u' \rangle) \hat{i} + (\langle v \rangle \langle u \rangle + \langle v' u' \rangle) \hat{j} \end{aligned} \quad (3.31)$$

$$\begin{aligned} \langle \vec{V}\mathbf{v} \rangle &= \langle \langle u \rangle \langle v \rangle + \langle u \rangle v' + \langle v \rangle u' + u' v' \rangle \hat{i} + \langle \langle v \rangle \langle v \rangle + \langle v \rangle v' + \langle v \rangle v' + v' v' \rangle \hat{j} \\ &= (\langle u \rangle \langle v \rangle + \langle u' v' \rangle) \hat{i} + (\langle v \rangle \langle v \rangle + \langle v' v' \rangle) \hat{j} \end{aligned} \quad (3.32)$$

Substituindo a Equação 3.31 na Equação 3.25 e a Equação 3.32 na Equação 3.26, teremos:

$$\nabla \cdot \langle \vec{V}u \rangle = \frac{1}{\varepsilon} \nabla \cdot \langle \vec{V} \rangle \langle u \rangle + \frac{1}{\varepsilon} \nabla \cdot [\langle u'u' \rangle \hat{i} + \langle v'u' \rangle \hat{j}] \quad (3.33)$$

$$\nabla \cdot \langle \vec{V} \cdot v \rangle = \frac{1}{\varepsilon} \nabla \cdot \langle \vec{V} \rangle \langle v \rangle + \frac{1}{\varepsilon} \nabla \cdot (\langle u'v' \rangle \hat{i} + \langle v'v' \rangle \hat{j}) \quad (3.34)$$

Tanto a Equação 3.33 quanto a Equação 3.34, podem ainda ser reescritas na forma:

$$\nabla \cdot \langle (\vec{V}u) \rangle = \frac{1}{\varepsilon} \nabla \cdot (\langle u \rangle \langle u \rangle + \langle u'u' \rangle) \hat{i} + \frac{1}{\varepsilon} \nabla \cdot (\langle v \rangle \langle u \rangle + \langle v'u' \rangle) \hat{j} \quad (3.35)$$

$$\nabla \cdot \langle (\vec{V}v) \rangle = \frac{1}{\varepsilon} \nabla \cdot (\langle u \rangle \langle v \rangle + \langle u'v' \rangle) \hat{i} + \frac{1}{\varepsilon} \nabla \cdot (\langle v \rangle \langle v \rangle + \langle v'v' \rangle) \hat{j} \quad (3.36)$$

Juntando as Equações 3.35 e 3.36, chega-se a:

$$(\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} = \frac{1}{\varepsilon} (\langle \vec{V} \rangle \cdot \nabla) \langle \vec{V} \rangle + \frac{1}{\varepsilon} \nabla (\langle u'u' \rangle + \langle v'v' \rangle) \quad (3.37)$$

Observa-se que a velocidade não é definida no sólido, sendo portanto avaliada apenas no fluido, por esta razão o termo $1/\varepsilon$ está multiplicando os termos do lado direito das Equações 3.33, 3.34, 3.35, 3.36 e 3.37. Aplicando o teorema da média espacial no termo (3) da Equação 3.17, o termo de pressão torna-se:

$$\langle \nabla P \rangle = \nabla \langle P \rangle + \frac{1}{\vartheta} \int_{A_{fs}} \vec{n}_{fs} P dA \quad (3.38)$$

Da mesma forma para o termo viscoso (4) da Equação 3.17, obtém-se:

$$\langle \nabla^2 \vec{V} \rangle = \nabla^2 \langle \vec{V} \rangle + \frac{1}{\vartheta} \int_{A_{fs}} (\vec{n}_{fs} \nabla \vec{V}) dA \quad (3.39)$$

Finalmente, aplica-se o teorema descrito na Equação 3.12 ao termo (5), de forma a se obter:

$$g\beta \Delta T \hat{j} = g\beta (\langle T \rangle - T_0 \varepsilon) \hat{j} \quad (3.40)$$

onde a temperatura média $\langle T_0 \rangle$, é escrita como:

$$\langle T_0 \rangle = \frac{1}{\vartheta} \int_{\vartheta_f} T_0 d\vartheta = T_0 \frac{\vartheta_f}{\vartheta} = T_0 \varepsilon \quad (3.41)$$

Substituindo os termos representados pelas Equações 3.20, 3.37, 3.38, 3.39 e 3.40 na Equação 3.17 teremos:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle \vec{V} \rangle}{\partial t} + \frac{1}{\varepsilon} \langle (\vec{V}) \cdot \nabla \rangle \langle \vec{V} \rangle &= -\frac{1}{\rho_0} \nabla \langle P \rangle + \mathbf{v} \nabla^2 \langle \vec{V} \rangle + \frac{1}{\vartheta} \int_{A_{fs}} \left[\vec{n} (\mathbf{v} \cdot \nabla \cdot \vec{V}) - \frac{P}{\rho_0} \right] dA + \\ &-\nabla \langle (u'u') + (v'v') \rangle + g\beta \langle (T) - T_0 \varepsilon \rangle \hat{j} \end{aligned} \quad (3.42)$$

As integrais da Equação 3.42 podem ser escritas como:

$$\frac{1}{\vartheta} \int_{A_{fs}} \vec{n} \mathbf{v} \cdot \vec{V} dA = -\varepsilon \frac{\mathbf{v}}{\kappa} \langle \vec{V} \rangle \quad (3.43)$$

$$-\frac{1}{\vartheta} \int_{A_{fs}} \vec{n} \frac{P}{\rho_0} dA = -\varepsilon \rho_0 C |\langle \vec{V} \rangle| \langle \vec{V} \rangle \quad (3.44)$$

onde C é uma constante que representa o produto entre a constante de Forchheimer, C_F , e κ é permeabilidade. Assim, a equação obtida é:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle \vec{V} \rangle}{\partial t} + \frac{1}{\varepsilon} \langle (\vec{V}) \cdot \nabla \rangle \langle \vec{V} \rangle &= -\frac{1}{\rho_0} \nabla \langle P \rangle + \mathbf{v} \nabla^2 \langle \vec{V} \rangle - \frac{\mathbf{v}}{\kappa} \langle \vec{V} \rangle - \rho_0 C |\langle \vec{V} \rangle| \langle \vec{V} \rangle + \\ &\overbrace{\nabla \langle (u'u') + (v'v') \rangle}^{**} + g\beta \langle (T) - T_0 \varepsilon \rangle \hat{j} \end{aligned} \quad (3.45)$$

O termo (**) representa a variação espacial local da quantidade de movimento (KAVIANY, 1999), que pode ser escrito como:

$$-\nabla \langle (u'u') + (v'v') \rangle = \mathbf{v}' \nabla^2 \langle \vec{V} \rangle \quad (3.46)$$

onde o lado direito da equação representa o termo difusivo, substituído na Equação 3.45 nos fornece:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle \vec{V} \rangle}{\partial t} + \frac{1}{\varepsilon} \langle (\vec{V}) \cdot \nabla \rangle \langle \vec{V} \rangle &= -\frac{1}{\rho_0} \nabla \langle P \rangle + \mathbf{v} \nabla^2 \langle \vec{V} \rangle - \frac{\mathbf{v}}{\kappa} \varepsilon \langle \vec{V} \rangle - \rho_0 C \varepsilon |\langle \vec{V} \rangle| \langle \vec{V} \rangle + \\ &+\mathbf{v}' \nabla^2 \langle \vec{V} \rangle + g\beta \langle (T) - T_0 \varepsilon \rangle \hat{j} \end{aligned} \quad (3.47)$$

Conforme definido na Equação 3.11, onde $\langle \psi \rangle = \varepsilon \langle \psi \rangle^f$, dividida por ε , a Equação 3.47 pode ser reescrita como:

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle \vec{V} \rangle^f + \langle (\vec{V})^f \cdot \nabla \rangle \langle \vec{V} \rangle^f = -\frac{1}{\rho_0} \nabla \langle P \rangle^f + (\mathbf{v} + \mathbf{v}') \nabla^2 \langle \vec{V} \rangle^f - \frac{\mathbf{v} \varepsilon}{\kappa} \langle \vec{V} \rangle^f +$$

$$-\rho_0 C \varepsilon^2 |\langle \vec{V} \rangle^f| \langle \vec{V} \rangle^f + g \beta (\langle T \rangle^f - T_0) \hat{j} \quad (3.48)$$

Os termos que representam a variação local e espacial da quantidade de movimento podem ser escritos como uma variação efetiva da quantidade de movimento, tem-se então:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \langle \vec{V} \rangle^f + (\langle \vec{V} \rangle^f \cdot \nabla) \langle \vec{V} \rangle^f = & -\frac{1}{\rho_0} \nabla \langle P \rangle^f + (\mathbf{v}_e) \nabla^2 \langle \vec{V} \rangle^f - \frac{\mathbf{v} \varepsilon}{\kappa} \langle \vec{V} \rangle^f + \\ & -\rho_0 C \varepsilon^2 |\langle \vec{V} \rangle^f| \langle \vec{V} \rangle^f + g \beta (\langle T \rangle^f - T_0) \hat{j} \end{aligned} \quad (3.49)$$

Na Equação 3.49, o primeiro termo do lado esquerdo representa a aceleração convectiva local, e o segundo termo a variação local da quantidade de movimento. No lado direito tem-se o efeito local da pressão, os efeitos viscosos expressos pela extensão de Brinckman, o arrasto de forma expresso pela extensão de Forchheimer e o efeito das forças de campo. A equação 3.49 pode ser comparada com a equação obtida por (BEJAN, 1996), da qual diferencia-se apenas por desconsiderar as forças de campo. Esta equação também é semelhante à determinada por VAFAI e TIEN (1981) e HSU e CHENG (1990).

3.2.3 Equação da Conservação da Energia

A equação da conservação da energia para fase sólida é escrita (BEJAN, 1996) como:

$$(\rho c_p)_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = \nabla \cdot (k_s \nabla T_s) + q_s''' \quad (3.50)$$

onde o termo do lado esquerdo representa a inércia térmica, e o primeiro e segundo termos do lado direito representam, respectivamente, a taxa de condução de calor no sólido e o termo fonte. A condutividade e a capacidade térmica do sólido são representadas por k_s e $(\rho c_p)_s$.

Para a fase líquida tem-se:

$$(\rho c_p)_f \frac{\partial T_f}{\partial t} + (\rho c_p)_f \vec{V} \cdot \nabla T_f = \nabla \cdot (k_f \nabla T_f) + q_f''' \quad (3.51)$$

onde $\vec{V} \cdot \nabla T_f$ representa os termos relacionados ao transporte convectivo, k_f a condutividade térmica do fluido e $(\rho c_p)_f$ a capacidade térmica do fluido. O termo fonte na fase líquida é representado por q_f''' .

Principiando-se pela equação da condução para a fase sólida, Equação 3.50, e tomando-se o volume médio intrínseco do termo transitório, vem:

$$\frac{1}{\vartheta} \int_{\vartheta_s} (\rho c_p)_s \frac{\partial T_s}{\partial t} d\vartheta \quad (3.52)$$

de modo que, aplicada a média volumétrica definida na Equação 3.10, chega-se a:

$$(1 - \varepsilon)(\rho c_p)_s \frac{\partial \langle T \rangle^s}{\partial t} \quad (3.53)$$

onde a razão entre o volume ocupado pelo sólido e o volume total é definida como $(1 - \varepsilon)$. Avalia-se o primeiro termo do lado direito da Equação 3.50, através do teorema da média espacial definido na Equação 3.12, assim:

$$\langle \nabla \cdot k_s \nabla T_s \rangle = \nabla \cdot \overbrace{\langle k_s \nabla T_s \rangle}^* + \frac{1}{\mathfrak{V}} \int_{A_{sf}} \vec{n}_{sf} k_s \nabla T_s dA \quad (3.54)$$

Novamente aplicando-se o teorema da média espacial no termo (*) da Equação 3.54, obtém-se:

$$\langle k_s \nabla T_s \rangle = k_s \langle \nabla T_s \rangle = k_s \left[\overbrace{\langle \nabla T_s \rangle}^{**} + \frac{1}{\mathfrak{V}} \int_{A_{sf}} \vec{n}_{sf} T_s dA \right] \quad (3.55)$$

onde o termo (**) pode ser escrito como:

$$\langle \nabla T_s \rangle = \nabla \left[\frac{1}{\mathfrak{V}} \int_{\mathfrak{V}_s} T_s dA \right] = \nabla(1 - \varepsilon) \langle T \rangle^s + \langle T \rangle^s \nabla(1 - \varepsilon) \quad (3.56)$$

Assim, substituindo-se a Equação 3.55 e 3.56 em 3.54, tem-se:

$$\langle \nabla \cdot k_s \nabla T_s \rangle = \overbrace{\nabla k_s \left[\nabla \cdot (1 - \varepsilon) \langle T \rangle^s + \langle T \rangle^s \nabla(1 - \varepsilon) + \frac{1}{\mathfrak{V}} \int_{A_{sf}} \vec{n}_{sf} T_s dA \right]}^i + \underbrace{\frac{1}{\mathfrak{V}} \int_{A_{sf}} \vec{n}_{sf} k_s \nabla T_s dA}_{ii} \quad (3.57)$$

onde (i) representa o termo de condução do calor e (ii) o fluxo de calor na interface sólido-fluido.

Assumindo que a integral do termo de condução pode ser escrita como (KAVIANY, 1995):

$$\frac{1}{\mathfrak{V}} \int_{A_{sf}} \vec{n}_{sf} T_s dA \simeq \frac{1}{\mathfrak{V}} \int_{A_{sf}} \vec{n}_{sf} T'_s dA - [\nabla(1 - \varepsilon)] \langle T \rangle^s \quad (3.58)$$

A condição assumida acima é muito importante no desenvolvimento que segue devido a consideração de equilíbrio térmico local, no qual inclui T' . Dessa forma a substituição da Equação 3.58 na Equação 3.57, leva a:

$$\langle \nabla \cdot k_s \nabla T_s \rangle = \nabla \cdot k_s \left[\langle T \rangle^s \nabla (1 - \varepsilon) + \frac{1}{\vartheta} \int_{A_{sf}} \vec{n}_{sf} T'_s dA \right] + \frac{1}{\vartheta} \int_{A_{sf}} \vec{n}_{sf} k_s \nabla T_s dA \quad (3.59)$$

Para o termo fonte q_s''' , aplica-se a média volumétrica, conforme demonstrado nas Equações 3.8 a 3.11, de modo a obter-se:

$$\frac{1}{\vartheta} \int_{\vartheta} q_s''' dV = (1 - \varepsilon) \langle q_s''' \rangle^s \quad (3.60)$$

Os termos representados por 3.53, 3.59 e 3.60, levam à equação da conservação da energia para a fase sólida.

$$(1 - \varepsilon) (\rho c_p)_s \frac{\partial \langle T \rangle^s}{\partial t} = \nabla \cdot k_s \left[\langle T \rangle^s \nabla (1 - \varepsilon) + \frac{1}{\vartheta} \int_{A_{sf}} \vec{n}_{sf} T'_s dA \right] + \frac{1}{\vartheta} \int_{A_{sf}} \vec{n}_{sf} k_s \nabla T_s dA + (1 - \varepsilon) \langle q_s''' \rangle^f \quad (3.61)$$

O próximo passo será escrever a equação da conservação da energia para a fase fluida, partindo da Equação 3.51. As considerações são as mesmas observadas para a equação da fase sólida. Como os termos de inércia térmica, condução e fonte de calor são semelhantes em ambas as equações, volta-se a atenção para o termo advectivo representado por:

$$\vec{V} \cdot \nabla T_f \quad (3.62)$$

sendo que pela propriedade do divergente, pode-se escrever:

$$\vec{V} \cdot \nabla T_f = \nabla \cdot (\vec{V} T) - T (\nabla \cdot \vec{V}) \quad (3.63)$$

e que pela continuidade, $\nabla \cdot \vec{V} = 0$, logo :

$$\vec{V} \cdot \nabla T_f = \nabla \cdot (\vec{V} T_f) \quad (3.64)$$

novamente aplicando-se o teorema da média espacial, tem-se:

$$\langle \nabla \cdot (\vec{V} T_f) \rangle = \nabla \cdot \langle \vec{V} T_f \rangle + \frac{1}{\vartheta} \int_{A_{fs}} \vec{n}_{fs} (\vec{V} T_f) dA \quad (3.65)$$

Admitindo-se a condição $n_{fs}T = 0$ sobre a área A_{fs} , chega-se a:

$$\langle \nabla \cdot (\vec{V}T_f) \rangle = \nabla \cdot \langle \vec{V}T_f \rangle \quad (3.66)$$

Examinando-se o termo $\langle \vec{V}T_f \rangle$, e lembrando que pela definição da Equação 3.58, pode-se escrever:

$$\begin{aligned} u &= \langle u \rangle + u' \\ v &= \langle v \rangle + v' \\ T &= \langle T \rangle + T' \end{aligned} \quad (3.67)$$

E ainda $\vec{V} = u\hat{i} + v\hat{j}$, tem-se:

$$\langle \vec{V} \cdot T \rangle = \langle (u\hat{i} + v\hat{j})T \rangle = \langle uT \rangle \hat{i} + \langle vT \rangle \hat{j} \quad (3.68)$$

Usando as decomposições da Equação 3.68, o termo $\nabla \cdot \langle \vec{V}T \rangle$ torna-se:

$$\nabla \cdot \langle \vec{V}T \rangle = \nabla \cdot (\langle u \rangle \langle T \rangle + \langle u'T' \rangle) \hat{i} + \nabla \cdot (\langle v \rangle \langle T \rangle + \langle v'T' \rangle) \hat{j} \quad (3.69)$$

Aplicando-se as Equações 3.10 e 3.11 em 3.69:

$$\nabla \cdot \langle \vec{V}T \rangle = \varepsilon \nabla \cdot \left[(\langle u \rangle^f \langle T \rangle^f + \langle u'T' \rangle^f) \hat{i} + (\langle v \rangle^f \langle T \rangle^f + \langle v'T' \rangle^f) \hat{j} \right] \quad (3.70)$$

A substituição da Equação 3.70 e os termos de condução, inércia térmica e termo fonte na Equação 3.51, produz:

$$\begin{aligned} (\varepsilon)(\rho c_p)_f \frac{\partial \langle T \rangle^f}{\partial t} + (\rho c_p)_f \nabla \cdot \left[\varepsilon (\langle u \rangle^f \langle T \rangle^f) \hat{i} + (\langle v \rangle^f \langle T \rangle^f) \hat{j} \right] = \\ \nabla \cdot \left[\varepsilon k_f \nabla \langle T \rangle^f + k_f \frac{1}{\vartheta} \int_{A_{fs}} \vec{n}_{fs} T'_f dA \right] + \frac{1}{\vartheta} \int_{A_{fs}} \vec{n}_{fs} k_f \nabla T'_f dA \\ - (\rho c_p)_f \varepsilon \nabla \cdot \left[\langle u'T' \rangle^f \hat{i} + \langle v'T' \rangle^f \hat{j} \right] + \varepsilon \langle q''' \rangle^f \end{aligned} \quad (3.71)$$

Como as equações foram desenvolvidas separadamente para o sólido e fluido, respectivamente, para o meio poroso soma-se as Equações 3.61 e (3.71), obtendo:

$$(\varepsilon)(\rho c_p)_f \frac{\partial \langle T \rangle^f}{\partial t} + (1 - \varepsilon)(\rho c_p)_s \frac{\partial \langle T \rangle^s}{\partial t} + (\rho c_p)_f \nabla \cdot \varepsilon \left[\langle u \rangle^f \langle T \rangle^f \hat{i} + \langle v \rangle^f \langle T \rangle^f \hat{j} \right] =$$

$$\begin{aligned}
& \nabla \cdot \varepsilon \left[k_f \nabla \langle T \rangle^f + k_f \frac{1}{\vartheta} \int_{A_{fs}} \vec{n}_{fs} T'_f dA \right] + \nabla \cdot \left[(1 - \varepsilon) k_s \nabla \langle T \rangle^s + k_s \frac{1}{\vartheta} \int_{A_{sf}} \vec{n}_{sf} T'_s dA \right] + \\
& + \frac{1}{\vartheta} \int_{A_{sf}} \vec{n}_{sf} k_s \nabla T_s dA + \frac{1}{\vartheta} \int_{A_{fs}} \vec{n}_{fs} k_f \nabla T_f dA - (\rho c_p)_f \varepsilon \nabla \cdot \left[\langle u' T' \rangle^f \hat{i} + \langle v' T' \rangle^f \hat{j} \right] + \\
& + \varepsilon \langle q''' \rangle^f + (1 - \varepsilon) \langle q''' \rangle^s
\end{aligned} \tag{3.72}$$

Admitindo-se que o fluxo de calor é constante na interface A_{fs} , tem-se que $n_{fs} k_f \nabla T_f = n_{sf} k_s \nabla T_s$ e que $n_{fs} = -n_{sf}$. Assim, pode-se escrever a Equação 3.72 na seguinte forma:

$$\begin{aligned}
& (\varepsilon)(\rho c_p)_f \frac{\partial \langle T \rangle^f}{\partial t} + (1 - \varepsilon)(\rho c_p)_s \frac{\partial \langle T \rangle^s}{\partial t} + (\rho c_p)_f \varepsilon \nabla \cdot \left[\langle u \rangle^f \langle T \rangle^f \hat{i} + \langle v \rangle^f \langle T \rangle^f \hat{j} \right] = \\
& \nabla \cdot \left[\varepsilon k_f \nabla \langle T \rangle^f + (1 - \varepsilon) k_s \nabla \langle T \rangle^s \right] + \nabla \cdot \left[\frac{1}{\vartheta} \int_{A_{fs}} \vec{n}_{fs} (k_f T'_f - k_s T'_s) dA \right] + \\
& + \frac{1}{\vartheta} \int_{A_{fs}} \vec{n}_{fs} (k_f \nabla T_f - k_s \nabla T_s) dA - (\rho c_p)_f \varepsilon \nabla \cdot \left[\varepsilon \langle u' T' \rangle^f \hat{i} + \langle v' T' \rangle^f \hat{j} \right] + \\
& + \varepsilon \langle q''' \rangle^f + (1 - \varepsilon) \langle q''' \rangle^s
\end{aligned} \tag{3.73}$$

Fazendo uso da condição de equilíbrio térmico local, onde $\langle T \rangle^f = \langle T \rangle^s = \langle T \rangle$ e sobre a área A_{fs} , $T'_f = T'_s$, segue-se então que a equação da conservação da energia passa a ser escrita como:

$$\begin{aligned}
& \left[\varepsilon (\rho c_p)_f + (1 - \varepsilon) (\rho c_p)_s \right] \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial t} + (\rho c_p)_f \varepsilon \nabla \cdot \left[\langle u \rangle^f \langle T \rangle \hat{i} + \langle v \rangle^f \langle T \rangle \hat{j} \right] = \\
& \nabla \cdot \left\{ \left[\varepsilon k_f + (1 - \varepsilon) k_s \right] \nabla \langle T \rangle + \frac{k_f - k_s}{\vartheta} \int_{A_{fs}} \vec{n}_{fs} T'_f dA \right\} + \\
& - (\rho c_p)_f \varepsilon \nabla \cdot \left[\langle u' T' \rangle^f \hat{i} + \langle v' T' \rangle^f \hat{j} \right] + \varepsilon \langle q''' \rangle^f + (1 - \varepsilon) \langle q''' \rangle^s
\end{aligned} \tag{3.74}$$

sendo que as propriedades efetivas da Equação 3.74, podem ser escritas como:

$$(\rho c)_e = (1 - \varepsilon)(\rho c_p)_s + \varepsilon(\rho c_p)_f \tag{3.75}$$

$$k_e = (1 - \varepsilon)k_s + \varepsilon k_f \tag{3.76}$$

$$q_e''' = (1 - \varepsilon)q_s''' + \varepsilon q_f''' \quad (3.77)$$

que representa, respectivamente, os valores efetivos da capacidade térmica, condutividade e termo fonte do meio poroso. A forma final da equação da conservação da energia é escrita a seguir:

$$\begin{aligned} (\rho c)_e \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial t} + (\rho c_p)_f \nabla \varepsilon \left[\langle u \rangle^f \langle T \rangle \hat{i} + \langle v \rangle^f \langle T \rangle \hat{j} \right] = \\ \nabla \cdot \left[k_e \nabla \langle T \rangle + \frac{(\quad)}{k_f - k_s} \vartheta \int_{A_{fs}} \vec{n}_{fs} T_f' dA \right] + \\ - (\rho c_p)_f \nabla \varepsilon \left[\langle u' T' \rangle^f \hat{i} + \langle v' T' \rangle^f \hat{j} \right] + q_e''' \end{aligned} \quad (3.78)$$

Considerando-se que na interface A_{fs} , $k_f = k_s$, a Equação 3.78 torna-se:

$$\begin{aligned} (\rho c)_e \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial t} + (\rho c_p)_f \nabla \varepsilon \left[\langle u \rangle^f \langle T \rangle \hat{i} + \langle v \rangle^f \langle T \rangle \hat{j} \right] = \\ \nabla \cdot \left[k_e \nabla \langle T \rangle \right] - \overbrace{(\rho c_p)_f \nabla \varepsilon \left[\langle u' T' \rangle^f \hat{i} + \langle v' T' \rangle^f \hat{j} \right]}^* + q_e''' \end{aligned} \quad (3.79)$$

onde (*) representa fisicamente o desvio espacial do fluxo de calor convectivo. Considerando que esse desvio é muito pequeno na interface e pode ser negligenciado (KAVIANY, 1995), tem-se que:

$$\begin{aligned} (\rho c)_e \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial t} + (\rho c_p)_f \nabla \varepsilon \left[\langle u \rangle^f \langle T \rangle \hat{i} + \langle v \rangle^f \langle T \rangle \hat{j} \right] = \\ \nabla \cdot [k_e \nabla \langle T \rangle] + q_e''' \end{aligned} \quad (3.80)$$

note que a equação 3.80 ainda pode ser escrita como:

$$(\rho c)_e \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial t} + (\rho c_p)_f \varepsilon \left[\langle \vec{V} \rangle^f \nabla \langle T \rangle \right] = \nabla \cdot [k_m \nabla \langle T \rangle] + q_m''' \quad (3.81)$$

Pelas considerações feitas anteriormente, segue que a Equação 3.74 pode ser escrita como:

$$\begin{aligned} [\varepsilon (\rho c_p)_f + (1 - \varepsilon) (\rho c_p)_s] \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial t} + (\rho c_p)_f \nabla T \varepsilon \left[\langle \vec{V} \rangle^f \right] = \\ \nabla^2 T \left[\varepsilon k_f + (1 - \varepsilon) k_s \right] + \varepsilon \langle q''' \rangle^f + (1 - \varepsilon) \langle q''' \rangle^s \end{aligned} \quad (3.82)$$

A Equação 3.82 encontra correspondência com as equações obtidas por BEJAN, (1996), VAFAI e TIEN (1981) e HSU e CHENG (1990).

3.3 Adimensionalização das Equações Governantes, Condições de Contorno e Inicial

O sistema bidimensional de equações da conservação, considerada a semelhança com as equações encontradas em BEJAN (1996), é representado a seguir na forma vetorial, tendo-se considerado $\langle \vec{V} \rangle^f = \mathbf{u}$, sendo \mathbf{u} o vetor velocidade no fluido. Dessa formas as equações passam a ser escritas como: **Equação da Conservação da Massa**

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (3.83)$$

Equação da Conservação da Quantidade de Movimento

$$\rho \left[\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \right] = -\nabla p + \mu_e \nabla^2 \mathbf{u} - \frac{\mu}{\kappa} \varepsilon \mathbf{u} - \varepsilon^2 C \rho |\mathbf{u}| \mathbf{u} + \rho g \beta (T - T_{ref}) \hat{j} \quad (3.84)$$

Equação da Conservação da Energia

$$(\rho c_p)_e \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c_p \varepsilon (\mathbf{u} \cdot \nabla T) - k_e \nabla^2 T = q''' \quad (3.85)$$

onde κ é a permeabilidade do meio poroso, ε a porosidade, μ_e a viscosidade dinâmica efetiva para o meio saturado, C é coeficiente de arrasto de forma, g a aceleração da gravidade, β o coeficiente de expansão térmica a pressão constante, T_{ref} a temperatura de referência do sistema, k_e e $(\rho c_p)_e$ são, respectivamente, a condutividade térmica e capacidade térmica efetivas do meio poroso. O calor liberado pela fonte é representado por q''' . As variáveis dependentes, \mathbf{u} , \mathbf{v} , p e T são, respectivamente, os componentes do vetor velocidade de Darcy (intrínseca), a pressão estática e a temperatura. Como coordenadas espaciais, tem-se r na direção radial e z na direção axial.

As variáveis citadas acima são adimensionalizadas conforme a seguir:

$$(\tilde{r}, \tilde{z}) = \frac{(r, z)}{H}; \quad (\tilde{u}, \tilde{v}) = \frac{(u, v)}{\frac{\alpha}{H}}; \quad \tau = \frac{\alpha t}{H^2} \quad (3.86)$$

$$\Theta = \frac{T - T_\infty}{T_o - T_\infty}; \quad P = \frac{p - p_\infty}{\rho \left(\frac{\alpha}{H} \right)^2} \quad (3.87)$$

observando-se que H , T_0 e $\frac{\alpha}{H}$ representam, respectivamente, os valores de altura característica do sistema, temperatura e velocidades de referência.

Desta forma o sistema de equações da conservação representado pelas equações 3.83 a 3.85 torna-se:

$$\nabla \mathbf{U} = 0 \quad (3.88)$$

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial \tau} + \mathbf{U} \nabla \mathbf{U} = -\nabla(\varepsilon \mathbf{P}) + Pr J \nabla^2 \mathbf{U} - \frac{\varepsilon Pr}{Da} \mathbf{U} - \varepsilon^2 Fo |\mathbf{U}| \mathbf{U} + Ra Pr \Theta \hat{j} \quad (3.89)$$

$$\frac{I}{\varepsilon} \frac{\partial \Theta}{\partial \tau} + \mathbf{U} \nabla \Theta = \frac{L}{\varepsilon} \nabla^2 \Theta + \frac{1}{\varepsilon} Q''' \quad (3.90)$$

cujas condições inicial e de contorno, já adimensionalizadas, são mostradas a seguir:

$$\Theta(\tilde{r}, \tilde{z}) = \tilde{u}(\tilde{r}, \tilde{z}) = \tilde{v}(\tilde{r}, \tilde{z}) = 0 \quad \text{em} \quad \tau = 0 \quad (3.91)$$

sendo que para $\tau > 0$, escreve-se as seguintes condições de contorno:

$$\tilde{u}(0, \tilde{z}) = \tilde{v}(0, \tilde{z}) = 0 \quad \text{e} \quad \Theta(0, \tilde{z}) = 1 \quad (3.92)$$

$$\tilde{u}\left(\frac{W}{H}, \tilde{z}\right) = \tilde{v}\left(\frac{W}{H}, \tilde{z}\right) = 0 \quad \text{e} \quad -\frac{\partial \Theta}{\partial \tilde{r}}\left(\frac{W}{H}, \tilde{z}\right) = Bi \Theta\left(\frac{W}{H}, \tilde{z}\right) \quad (3.93)$$

$$\tilde{u}(\tilde{r}, 0) = \tilde{v}(\tilde{r}, 0) = 0 \quad \text{e} \quad \frac{\partial \Theta}{\partial \tilde{r}}(\tilde{r}, 0) = \Theta_{\tilde{z}}(\tilde{r}, 0) = 0 \quad (3.94)$$

$$\tilde{u}(\tilde{r}, 1) = \tilde{v}(\tilde{r}, 1) = 0 \quad \text{e} \quad \frac{\partial \Theta}{\partial \tilde{r}}(\tilde{r}, 1) = \Theta_{\tilde{z}}(\tilde{r}, 1) = 0 \quad (3.95)$$

onde $\frac{W}{H}$ representa a adimensionalização da largura do sistema. Os parâmetros resultantes I , J e L são, respectivamente, a capacidade térmica, viscosidade dinâmica e condutividade térmica efetivos em relação aos do fluido, conforme mostrados nas expressões 3.96, onde Q''' é a adimensionalização do calor gerado pela fonte.

$$I = \frac{(\rho c_p)_e}{\rho c_p}; \quad J = \frac{\mu_e}{\mu}; \quad L = \frac{k_e}{k}; \quad Q''' = \frac{q'''}{\frac{k(T_0 - T_\infty)}{H^2}} \quad (3.96)$$

Os grupos adimensionais resultantes são identificados nas expressões 3.97:

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha}; \quad Da = \frac{\kappa}{H^2}; \quad Ra = \frac{g\beta(T_0 - T_\infty)H^3}{\nu\alpha}; \quad Fo = CH; \quad Bi = \frac{hH}{k} \quad (3.97)$$

onde Pr é o número de Prandtl, Da é o número de Darcy. O número de Rayleigh, Ra , é baseado na diferença de temperatura de referência $T_0 - T_\infty$; Fo é o número de Forchheimer e Bi é o número de Biot definido em termos da condutividade térmica do sólido (camada externa).

Ressalta-se, como característica geral do modelo matemático apresentado ao longo deste capítulo, que as equações obtidas aplicam-se também à porção sólida (externa) do domínio. Isto é possível estabelecendo-se a porosidade unitária ($\varepsilon = 1$), $\tilde{u} = \tilde{v} = 0$, ou seja, $\frac{W}{H}$, bem como redefinindo-se I e L em termos do domínio sólido.

4 MODELAGEM NUMÉRICA DO PROBLEMA

Neste capítulo apresenta-se a descrição e procedimento numérico das soluções das equações diferenciais. O emprego da técnica de volumes finitos, discretização das equações e o método de acoplamento pressão-velocidade e sua formulação são discutidos. Faz-se ainda uma apresentação sucinta do programa SAINTS no qual são feitas implementações no código para adequação ao problema em estudo.

4.1 Método Numérico

Utiliza-se neste trabalho a técnica de volumes finitos (*FVM- Finite Volume Method*), para solucionar numericamente o conjunto de equações diferenciais parciais relacionado ao fenômeno em análise. O princípio fundamental desse método consiste num balanço de conservação das propriedades envolvidas em nível de volumes elementares ou volumes finitos, (MALISKA, 1995). A aproximação numérica é feita através da integração das equações de conservação no volume elementar.

A discretização das equações governantes, que visa aproximar o domínio contínuo por uma rede de pontos discretos e verificar os campos desconhecidos nesses pontos, é escrita de acordo com a formulação genérica utilizada por NAKAYAMA (1995). Aplicando a formulação do volume de controle nas equações obtidas, discretiza-se as mesmas considerando inicialmente um volume de controle $\Delta x \Delta y$, com um nó central definido pelo ponto **P**, conforme ilustra a Figura 4. As vizinhanças do nó são denotadas por E(Leste), W(Oeste), N(Norte) e S(Sul), e suas faces por e, w, n e s.

As equações governantes podem ser expressas pela equação geral de transporte definida como:

$$\xi r^* \frac{\partial \phi^*}{\partial t^*} + \frac{\partial}{\partial x^*} r^* \left(u^* \phi^* - \Gamma^* \frac{\partial \phi^*}{\partial x^*} \right) + \frac{\partial}{\partial y^*} r^* \left(v^* \phi^* - \Gamma^* \frac{\partial \phi^*}{\partial y^*} \right) = S^* \quad (4.1)$$

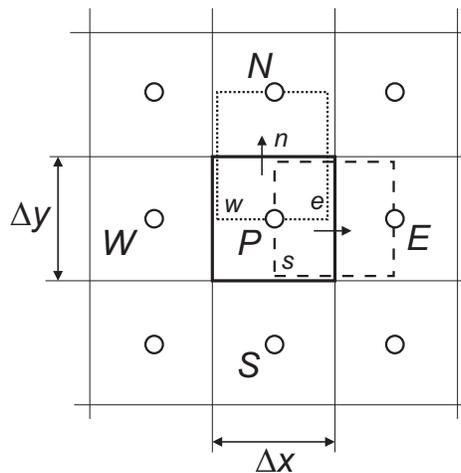


Figura 4: Nomenclatura do grid

onde ξ é uma escala geral de tempo e ϕ^* , Γ^* , y^* , S^* , representam respectivamente, uma propriedade geral de transporte, o coeficiente de difusão, a coordenada radial e o termo fonte adimensionalizados. Ressalta-se ainda que r^* assume os seguintes valores:

$$r^* = \begin{cases} 1 & : \text{problema plano} \\ y^* & : \text{problema axisimétrico} \end{cases}$$

Integrando a equação geral de transporte, Equação 4.1, no volume de controle especificado, tem-se:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \int_s^n \int_w^e \xi r \frac{\partial \phi}{\partial t} dx dy dt + \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \int_s^n \int_w^e \left\{ \frac{\partial}{\partial x} r \left(u \phi - \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \right. \\ & \left. + \frac{\partial}{\partial y} r \left(v \phi - \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) \right\} dx dy dt = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \int_s^n \int_w^e S dx dy dt \end{aligned} \quad (4.2)$$

onde as quantidades adimensionais representadas por asteriscos foram removidas por comodidade.

O termo transiente pode ser discretizado como:

$$\frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \int_s^n \int_w^e \xi r \frac{\partial \phi}{\partial t} dx dy dt = \frac{\Delta x \Delta y}{\Delta t} \left(\frac{r_n + r_s}{2} \right) \xi_p (\phi_p - \phi_p^o) \quad (4.3)$$

O sobrescrito "o" indica os valores antigos do tempo t , quando não houver o sobrescrito assume-se os valores do novo instante de tempo $t + \Delta t$. Os termos de difusão-convecção são integrados por:

$$\frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \int_s^n \int_w^e \left\{ \frac{\partial}{\partial x} r \left(u \phi - \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} r \left(v \phi - \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) \right\} dx dy dt$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \left\{ r \left(u\phi - \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) \Big|_w^e \Delta y + r \left(v\phi - \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) \Big|_s^n \right\} dt \\
&= f_t \left\{ r \left(u\phi - \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) \Big|_w^e \Delta y + r \left(v\phi - \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) \Big|_s^n \right\} \\
&+ (1 - f_t) \left\{ r \left(u\phi - \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) \Big|_w^e \Delta y + r \left(v\phi - \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) \Big|_s^n \right\}^o
\end{aligned} \tag{4.4}$$

onde f_t é um número entre 0 e 1, que representa o tipo de esquema convectivo utilizado. Se $f_t = 0$ o esquema é explícito, nos quais os valores antigos são utilizados no cálculo dos fluxos convectivos-difusivos. Se $f_t = 1$, o esquema é totalmente implícito. Em particular se $f_t = 1/2$ o esquema é conhecido como esquema implícito, ou esquema de *Crank-Nicolson*, onde somente os novos valores de tempo são usados para calcular os fluxos. Estes diferentes esquemas são discutidos por PATANKAR (1980), em termos de suas vantagens e desvantagens. Adotando o esquema totalmente implícito, em vista da estabilidade numérica, a integração do termo fonte nos leva a:

$$\frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \int_s^n \int_w^e S dx dy dt = S_p \Delta x \Delta y = (SC_p + SP_p \phi_p) \Delta x \Delta y \tag{4.5}$$

assumindo que o termo fonte S pode ser dividido em SC e $Sp\phi$. A linearização do termo fonte é feita para acelerar a convergência. Desta forma tem-se:

$$a_P \phi_P = a_E \phi_E + a_W \phi_W + a_N \phi_N + a_S \phi_S + b \tag{4.6}$$

onde

$$\begin{aligned}
a_E &= -f_e F_e + \frac{\Gamma_e \Delta y r_x}{(\delta x)_e}; \quad a_W = f_w F_w + \frac{\Gamma_w \Delta y r_x}{(\delta x)_w}; \quad a_N = -f_n F_n + \frac{\Gamma_n \Delta x r_n}{(\delta y)_n}; \\
a_S &= f_s F_s + \frac{\Gamma_s \Delta x r_s}{(\delta y)_s}; \\
a_P &= \frac{\Delta x \Delta y r_x}{\Delta t} \xi_P + a_E + a_W + a_N + a_S + F_e - F_w + F_n - F_s - SP_P \Delta x \Delta y
\end{aligned} \tag{4.7}$$

Definiu-se ainda, F_e, F_w, F_n e F_s como:

$$F_e = u_e \Delta y r_x; \quad F_w = u_w \Delta y r_x; \quad F_n = v_n \Delta x r_n; \quad F_s = v_s \Delta x r_s; \quad \text{e } r_x = \frac{r_n + r_s}{2} \tag{4.8}$$

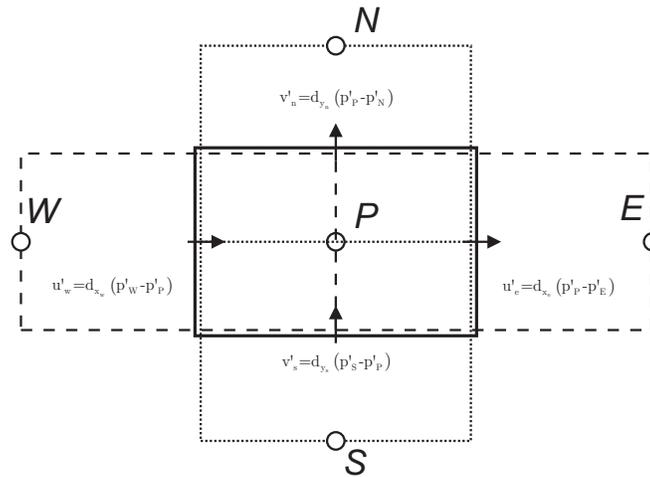


Figura 5: Arranjo da malha deslocada

Uma das maiores dificuldades na solução das equações de Navier-Stokes provém do fato que a informação do campo de pressão e velocidade satisfaçam a equação da continuidade. Dentre os vários métodos existentes, utiliza-se neste trabalho o método SIMPLE (*Semi IMPLICIT Linked Equations*) PATANKAR (1980). A principal característica do método consiste em um procedimento onde a pressão é escrita como a soma da melhor estimativa de pressão disponível, mais uma correção P' que é calculada de maneira a satisfazer a equação da continuidade. A discretização do termo de pressão denota a força que ela exerce sobre a superfície de controle. O emprego de uma malha deslocada na qual a velocidade é definida à direita da face do volume de controle, Figura 5, torna-se útil na correção dos campos de pressão e velocidade (NAKAYAMA, 1995). A diferença de pressão pode ser expressa como:

$$p_w - p_e = \frac{p_w - P_P}{2} - \frac{p_e - P_P}{2} = \frac{p_w - P_e}{2} \quad (4.9)$$

Sendo a equação do momento discretizada em u escrita por:

$$a_p u_p = a_{E} u_E + a_{W} u_W + a_{N} u_N + a_{S} u_S + \epsilon_p^{+2} r_x \Delta y (p_w - p_e) \quad (4.10)$$

Por questões de simplificação, faz-se $f_e = f_w = 0,5$ tal que as faces do volume de controle localizem-se na metade dos pontos da malha. Pode-se observar que apenas as pressões em dois pontos da malha (e não em todos os seus pontos adjacentes) são usados para expressar o termo de pressão na equação do momento. Isto faz com que o campo de pressão seja considerado uniforme na equação do momento. As pressões nos pontos adjacentes devem estar relacionadas umas com as outras, para que a pressão seja corrigida de forma adequada. No entanto utilizando-se de um sistema de malhas deslocada, e discretizando por diferenças finitas

a equação do momento em v , tem-se:

$$a_p v_p = a_E v_E + a_W v_W + a_N v_N + a_S v_S + \epsilon_p^{+2} r_x \Delta x (p_s - p_n) + b \quad (4.11)$$

onde o polo p para o volume de controle v é transportado para o centro da face norte.

A correção da pressão é feita pelo método SIMPLE, onde a pressão p e as velocidades u e v podem ser decompostas dentro de uma estimativa de valores médios (\bar{p} , \bar{u} e \bar{v}) e correções (p' , u' e v'), tal que:

$$u = \bar{u} + u' \quad (4.12)$$

$$v = \bar{v} + v' \quad (4.13)$$

$$p = \bar{p} + p' \quad (4.14)$$

$$(4.15)$$

Assim, substituindo os valores médios e as correções de u , v e p na equação do momento discretizada, tem-se:

$$a_p p'_p = a_E p'_E + a_W p'_W + a_N p'_N + a_S p'_S + b \quad (4.16)$$

onde

$$a_E = \Delta y r_x d_{x_e} \quad (4.17)$$

$$a_W = \Delta y r_x d_{x_w} \quad (4.18)$$

$$a_N = \Delta x r_n d_{y_n} \quad (4.19)$$

$$a_S = \Delta x r_s d_{y_s} \quad (4.20)$$

$$a_p = a_E + a_W + a_N + a_S \quad (4.21)$$

$$b = \bar{F}_w - \bar{F}_e + \bar{F}_s - \bar{F}_n \quad (4.22)$$

$$d_x = \epsilon_p^{+2} r_x \frac{\Delta y}{a_p} d_y = \epsilon_p^{+2} r_x \frac{\Delta x}{a_p} \quad (4.23)$$

Assim, as equações são resolvidas pelo método linha por linha, algoritmo de Thomas, também conhecido como método TDMA.

O código computacional aplicado ao problema, desenvolveu-se em ambiente de programação Fortran 77, a partir de rotinas pré-programadas por NAKAYAMA (1995). Fez-se uma adequação do código de modo a representar a situação física em análise. O programa SAINTS

(Software for Arbitrary Integration of Navier-Stokes Equation with a Turbulence and Porous Media Simulator), no qual foram feitas as implementações, resolve problemas bidimensionais planos e com simetria radial de condução ou de escoamento convectivo principalmente em meio poroso. O programa, já passou por várias modificações e aprimoramentos. sendo utilizado na resolução de problemas bidimensionais de escoamento laminar, turbulento e problemas de transferência de calor, tendo o seu código computacional validado. Alguns aspectos gerais caracterizam o programa:

- Problemas de condução e convecção podem ser avaliados;
- Alterando-se a porosidade problemas com ou sem meio poroso podem ser resolvidos;
- Problemas planos e axisimétricos podem ser tratados.
- Pode-se resolver problemas em regime permanente ou transitório;
- Problemas de convecção livre, forçada ou mista podem ser estudados;
- Geometrias, condições iniciais e de fronteira podem ser arbitradas, sendo a entrada dos dados simples e direta;
- Para o caso de escoamento de fluido puro, pode-se implementar o modelo turbulento de duas equações na simulação do escoamento e da transferência de calor.

Os passos utilizados pelo programa SAINTS são:

1. Primeiramente as configurações geométricas, valores iniciais e condições de contorno são prescritas e armazenadas. O programa avança para o próximo intervalo de tempo $t = t + \Delta t$ iniciando pela solução das equações da conservação do momento nas direções x e y , com os coeficientes das equações discretizadas baseado nos valores de entrada e estimativas iniciais;
2. A correção da pressão é feita pelo método SIMPLE (*Semi Implicit Linked Equations*), desenvolvido por PATANKAR e SPALDING (1980), onde a pressão é escrita como a soma da melhor estimativa da pressão disponível. A equação da correção da pressão é resolvida e os campos de velocidade e pressão são recalculados;
3. As equações de transportes são resolvidas;
4. Os valores de fronteira dependentes do tempo e sujeitos às condições do fluxo são atualizadas.

Esta sequência é repetida para o número de iterações estipulado na entrada de dados e em seguida a simulação avança para o próximo intervalo de tempo, armazenando os valores recém obtidos. Toda a sequência é então repetida para o próximo intervalo de tempo, até a convergência desejada. Quando trata-se de problema em regime permanente, apenas um intervalo de tempo é resolvido.

4.2 Classificação das fronteiras no SAINTS

No programa SAINTS o uso do conceito de velocidade conhecida e velocidade não conhecida na fronteira é introduzido, para resolver a necessidade de generalização do código numérico. Sendo a condição de fronteira descrita pelo vetor velocidade, conhecido ou não, as fronteiras podem ser classificadas em:

- Velocidade conhecida: Fronteira na qual o vetor velocidade e os valores os fluxos de todas as variáveis exceto pressão são conhecidos.
- Velocidade não conhecida: Fronteira onde o vetor velocidade é conhecido como normal, entretanto seu valor absoluto não é conhecido (nem os valores ou fluxos das variáveis), tal que:

$$v = 0, \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \text{ e } \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = 0 \quad \text{fronteira com } x \text{ constante} \quad (4.24)$$

$$u = 0, \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \text{ e } \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = 0 \quad \text{fronteira com } y \text{ constante} \quad (4.25)$$

- Condição de simetria: Fronteira onde a condição de simetria deve ser imposta para que:

$$v = 0, \frac{\partial u}{\partial y} = 0 \text{ e } \frac{\partial \phi}{\partial y} = 0 \quad (4.26)$$

Note-se que ϕ representa todas as quantidades exceto u e v .

Todas as condições de fronteira de simetria ou velocidades conhecidas são automaticamente prescritas pelo programa. Apenas as regiões onde a velocidade é conhecida (não nula) devem ser configuradas pelo usuário (e regiões de entrada e saída com valores conhecidos).

Desta forma, com o objetivo de utilizar-se do código computacional pré-escrito, pretende-se avaliar o comportamento do sistema em função da variação de todos os parâmetros descritos neste trabalho.

5 RESULTADOS NUMÉRICOS

Neste capítulo são apresentados os resultados obtidos através de ensaios numéricos, considerado o modelo matemático implementado computacionalmente, conforme os capítulos 3 e 4. As simulações são realizadas para o domínio representado pela cavidade porosa, sendo que numa parte do domínio considera-se a presença de material sólido (camada externa). No meio poroso (camada interna), a convecção natural toma papel fundamental na transferência de calor. A camada externa, por sua vez, sofre influência do resfriamento convectivo devido ao ambiente externo. Nos ensaios numéricos mostrados a seguir será verificada a influência dos grupos e parâmetros adimensionais, obtidos anteriormente, sobre a variação temporal da leitura dos sensores de temperatura posicionados no meio poroso e conseqüentemente sobre o acionamento da fonte de calor.

5.1 Teste de Malha

Antes de iniciar as simulações com as variações de parâmetros do sistema, deve-se realizar o teste de malha. O teste de malha consiste em simulações onde são variados o número de volumes de controle da malha numérica e o número de iterações em cada intervalo de tempo. A malha escolhida deve ser tal que os resultados por ela expressos não apresentem variações com o seu refinamento. Desta forma, pode-se verificar que esses resultados estejam qualitativamente corretos (MALISKA, 1995), ou seja, resultados que não se alterem, dentro de algum critério de tolerância (FORTUNA, 2000).

Simulações iniciais mostraram que para uma malha regular, o passo de tempo adimensional $\Delta\tau = 10^{-4}$ poderia ser adotado, bem como o critério de convergência de 10^{-5} para a interrupção do esquema iterativo. A atuação do "heat tracer", é representado no modelo proposto através de um termo fonte, com espessura de 10^{-2} . Ressalta-se que a quantidade de energia gerada para acionamento da fonte foi modelada de modo a não sofrer influência da variação da configuração da malha.

A configuração do sistema a ser utilizado no teste de malha é representado conforme Figura 3. A razão de aspecto utilizada foi de $\frac{W}{H} = 0,5$, os sensores de temperatura, T_{1P} e T_{2P} , estão posicionados, respectivamente em $(0,05;0,5)$ e $(0,06;0,5)$. A fonte de calor foi posicionada em $\tilde{r} = 0,375$, ao longo da direção axial (\tilde{z}). O valor crítico de $\Delta\Theta_c = 10^{-3}$, para acionamento da fonte, é equivalente a $\Delta T = 1^\circ C$, que é o valor adotado pelo sistema de isolamento atual. Os parâmetros adimensionais utilizados nos ensaios encontram-se na Tabela 7.

Tabela 7: Valores adimensionais dos resultados presentes na Fig. 4.

$\Delta\Theta_c$	Q'''	I,J,L	ϵ	Pr	Ra	Da	Fo	Bi
10^{-3}	10^5	1	0.5	1	10^8	10^{-8}	0.1	10

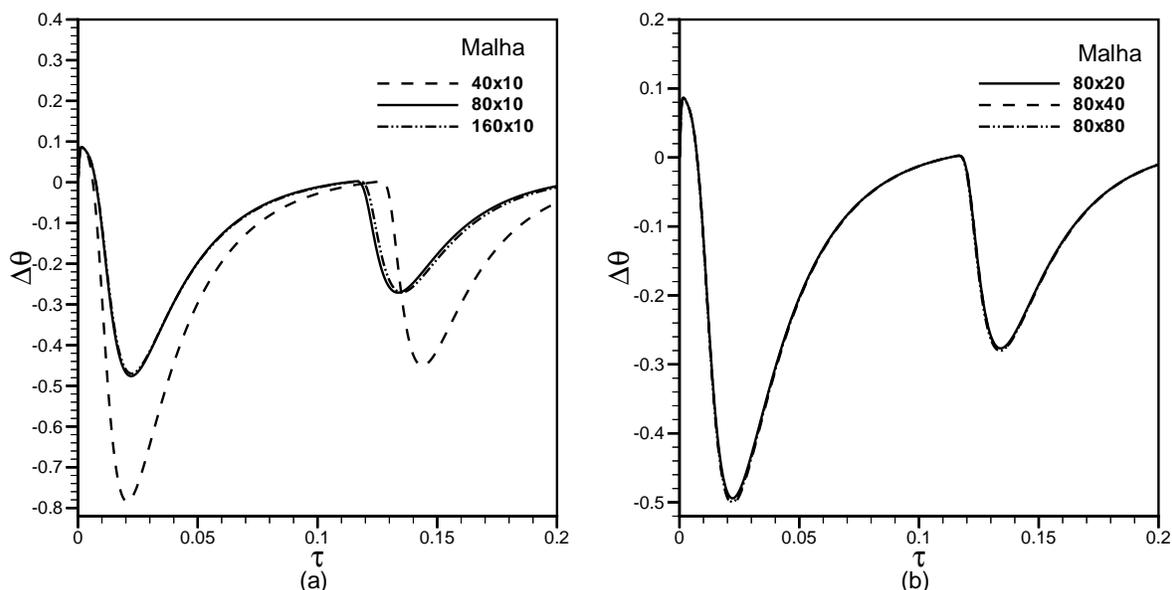


Figura 6: Teste de uma malha regular na direção \tilde{r} (a) e \tilde{z} (b): histórico da diferença de temperatura adimensional nos sensores.

Os resultados do teste de malha estão expressos na Figura 6. Dentre as configurações testadas, a Figura 6 (a) mostra os resultados para as malhas 40x10, 80x10 e 160x10, onde, pelos critérios de convergência adotados, a malha 80x10 oferece o refinamento necessário ao longo da direção radial. Semelhantemente, ensaios numéricos para o refinamento ao longo da direção \tilde{z} empregando as malhas 80x20, 80x40 e 80x80, são mostrados na Figura 6 (b), através da qual pode-se atestar que a malha 80x20 satisfaz ao critério estipulado, razão pela qual será adotada ao longo deste trabalho.

5.2 Sistema sem Aquecimento

Inicialmente avalia-se o comportamento do sistema, considerando-se os parâmetros da Tabela 7, à exceção da intensidade da fonte, $Q''' = 0$. Percebe-se que o calor é transferido do *riser* para o meio externo. Note-se o comportamento do pulso, Figura 7, onde, com a fonte desligada, observa-se a tendência do sistema ao regime permanente. Nas Figuras 8, 9 e 10, pode-se verificar esse comportamento. A disposição das linhas de corrente, conforme observado na Figura 8 com o tempo adimensional ($\tau = 0,0005$) mostra o início do processo de aquecimento no isolamento, devido à presença do *riser*. Na Figura 9, tem-se para $\tau = 0,0005$ o início da formação de uma pluma de corrente do aquecimento junto à parede do *riser*. Em regime laminar permanente observa-se o estabelecimento de uma circulação na camada porosa, conforme mostra o campo de temperatura da Figura 9. Nestas condições, uma parte do calor é perdido na fronteira entre as camadas internas e externas, sendo que o sistema troca calor com o ambiente.

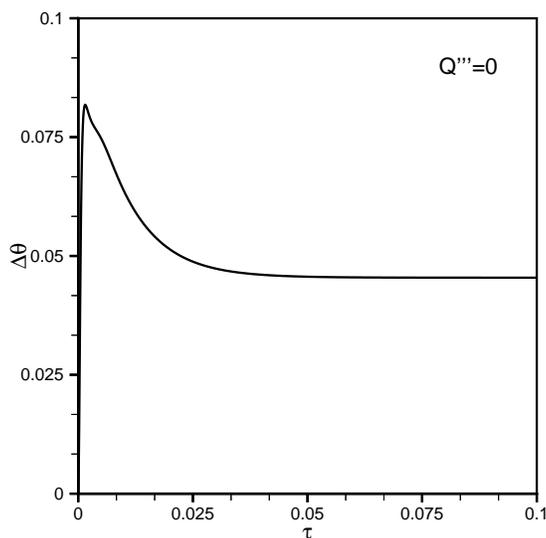


Figura 7: Histórico da diferença de temperatura nos sensores para $Q''' = 0$

5.3 O Regime Períodico Permanente

Nos resultados mostrados a seguir, adotou-se uma razão de aspecto de $\frac{W}{H} = 0,5$. Os parâmetros são os mesmos utilizados na Tabela 7, à exceção da intensidade da fonte, $Q''' = 10^6$, da porosidade considerada 0,4 e do número de Rayleigh, $Ra = 10^8$, cujos resultados são mostrados na Figura 11.

Valores elevados de $\Delta\Theta_c$, observados na Figura 11(a), ocorrem no início do processo,

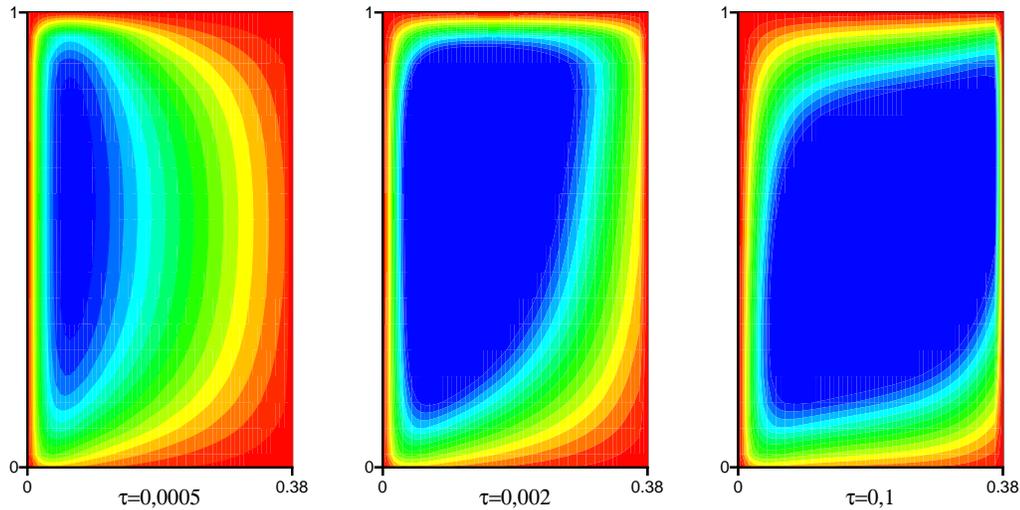


Figura 8: Perfis das linhas de corrente, para $Q''' = 0$.

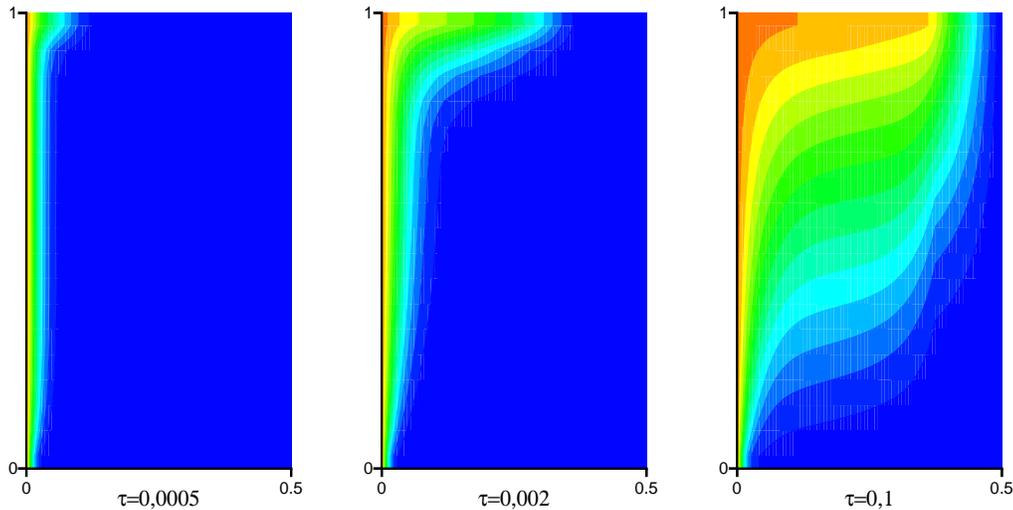


Figura 9: Campos de temperatura, para $Q''' = 0$.

quando os efeitos provocados pela fonte ainda não foram capturados pelos sensores. Uma vez que isto ocorre os valores de $\Delta\Theta_c$ decrescem e permanecem variando em torno do valor crítico, neste caso assumido $\Delta\Theta_c = 10^{-3}$. Desta forma, o esperado regime periódico permanente pode ser observado, conforme mostrado na Figura 11(b). Um período e uma amplitude caracterizam o processo de transferência de calor por convecção ao longo da camada porosa. No regime periódico permanente (RPP), a máxima amplitude corresponde ao instante no qual o efeito do fluxo de calor fornecido pela fonte ligada iguala-se à quantidade de calor interpretado pela leitura dos sensores. No instante de mínima amplitude a inércia causada pelo desligamento da fonte é equivalente ao fluxo de calor vindo da parede do riser.

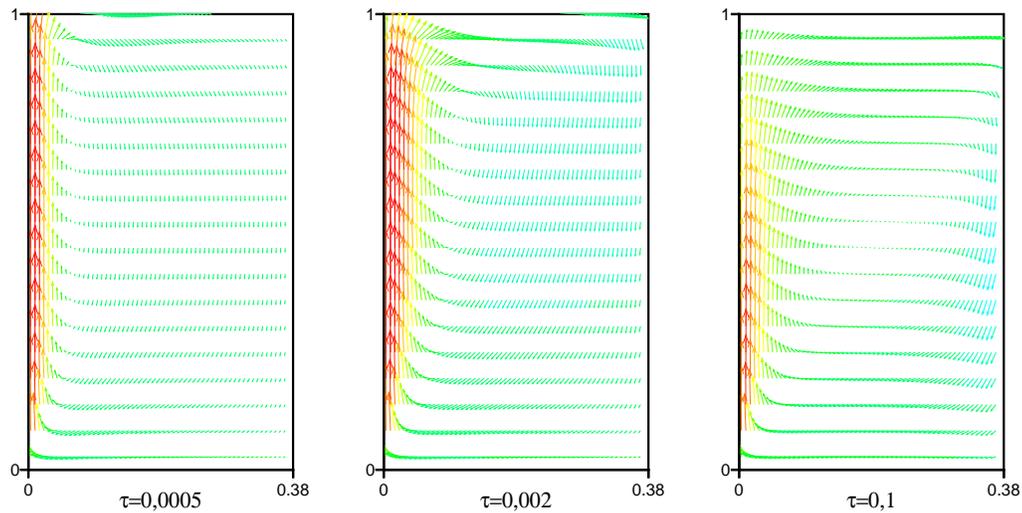


Figura 10: Campos de velocidade, para $Q''' = 0$.

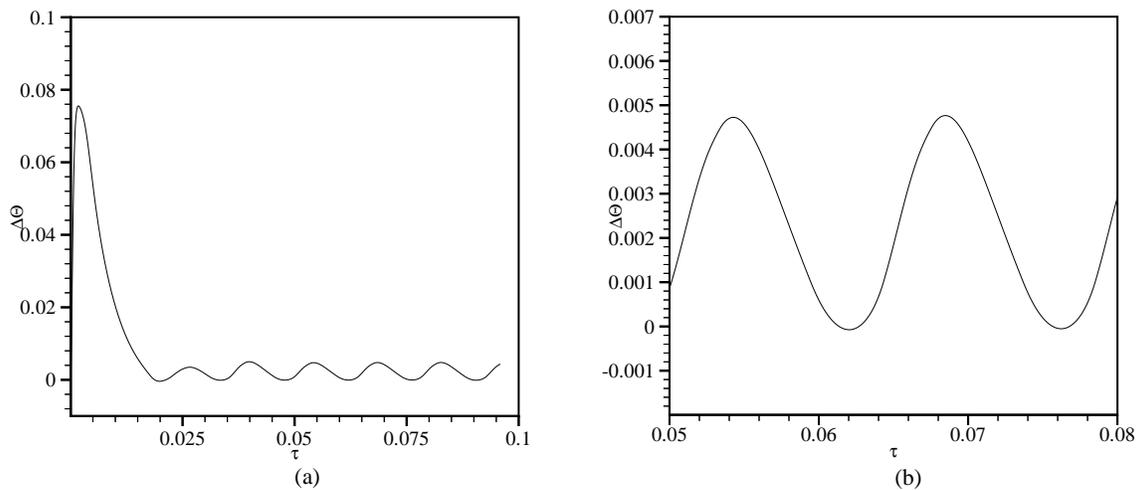


Figura 11: (a) Histórico da diferença de temperatura entre os sensores; (b) detalhe do regime periódico permanente.

5.4 Análise da Sensibilidade dos Parâmetros do Sistema

Os resultados mostrados ao longo das análises subsequentes são apresentados em termos da amplitude e do período obtido no RPP, bem como através dos perfis de velocidade, e linhas de corrente para a camada porosa, bem como os perfis de temperatura para todo o sistema de isolamento. Os parâmetros mostrados na Tabela 7 são variados para cada ensaio realizado. Estas representações gráficas têm o objetivo de auxiliar a visualização do comportamento cíclico do sistema em regime permanente.

5.4.1 Variação da intensidade da fonte de calor Q'''

A fonte de calor Q''' no sistema em estudo, deve ser acionada sempre que se verificar uma diferença de temperatura desfavorável ao processo. Neste ensaio, ela é acionada quando uma diferença de temperatura crítica ($\Delta\Theta_c$) adimensional de 10^{-3} é percebida pelos termopares. Assim, o parâmetro a ser variado é a intensidade da fonte de calor Q''' , de modo a investigar a sensibilidade térmica do sistema. Os resultados desta variação estão expressos na Figura 12. Percebe-se que para intensidades baixas da fonte, o sistema caracteriza-se por apresentar pulsos menores, fazendo com que a fonte tenha uma frequência de acionamento maior para um mesmo intervalo de tempo considerado. Isso ocorre principalmente em função das perdas de calor no processo.

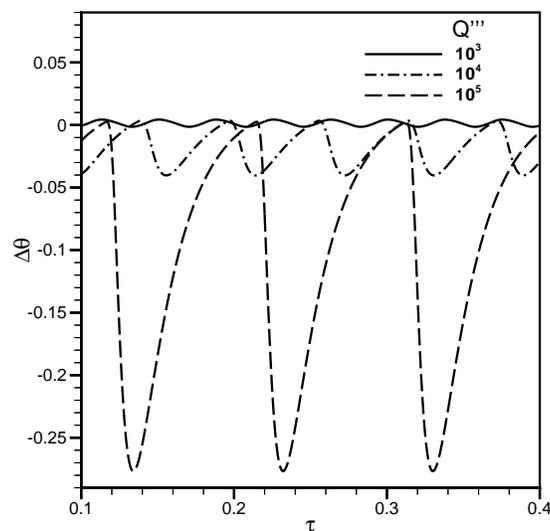


Figura 12: Variação da intensidade da fonte Q''' sobre o histórico da diferença de temperatura nos sensores

Uma análise a respeito da amplitude e período mostra que a amplitude e o período do ciclo de acionamento para a variação da intensidade da fonte Q''' , são proporcionais. Ou seja, aumentando Q''' , o período e a amplitude aumentam, Figura 5.4.1. Fornecendo-se mais calor ao sistema, aumenta-se o tempo até que os gradientes de temperatura desfavoráveis ao processo sejam percebidos pelos termopares.

Através da análise de escala, percebe-se que a intensidade da fonte de calor deve ser da ordem de 10^3 , contudo, intensidades da ordem de 10^4 revelam uma melhor configuração dos pulsos, de forma a adotar-se esse valor nos ensaios numéricos.

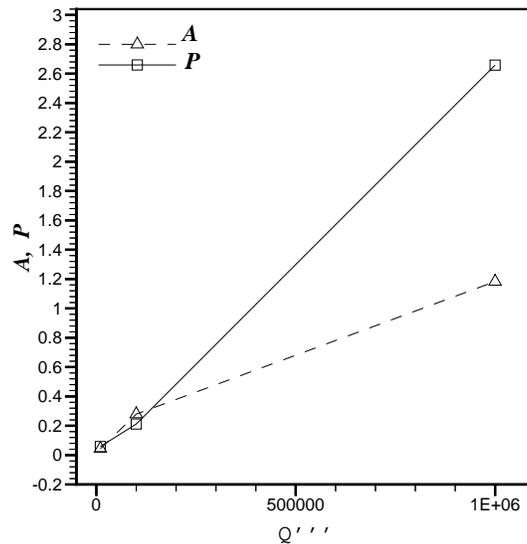


Figura 13: Período e amplitude em função da variação da intensidade da fonte no RPP.

5.4.2 Influência da intensidade da fonte em função de sua posição

A variação da intensidade da fonte Q''' , e sua influência sobre a variação da sua posição ao longo domínio, visa identificar uma melhor localização para a fonte. Essa localização deve satisfazer o critério de regime periódico permanente com frequência e amplitude constantes. A Tabela 8 mostra os valores utilizados para Q''' e suas respectivas posições ao longo do domínio.

Tabela 8: Valores da intensidade da fonte para cada posição dos sensores.

Posição	Intensidade da fonte		
0,375			
0,250	1×10^3	1×10^4	1×10^5
0,125			

Os resultados mostram que ao aproximar-se a fonte dos termopares, o seu acionamento ocorre em um intervalo de tempo muito menor, pois, o aumento dos gradientes de temperatura faz com que a variação de temperatura seja menor, levando a fonte a acionamentos intermitentes. Tal característica indica que o meio torna-se mais condutivo, e conseqüentemente calor é transferido do meio poroso para o sólido, ocasionando em perdas de energia. Uma análise a respeito da forma de acionamento da fonte de calor, deve ser feita em termos de custos operacionais, que revelaria o melhor custo-benefício para o processo. Este tipo de análise será feita posteriormente. A Figura 14 representa um fonte de intensidade $Q''' = 10^4$, tendo a sua posição fixada em 0,375, 0,250 e 0,125.

Percebe-se através do período e amplitude do pulso, Figura 5.4.2, que a aproximação

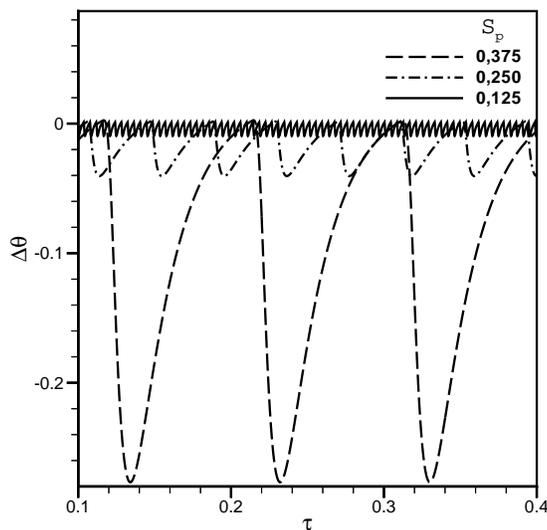


Figura 14: Variação da posição da fonte, $Q''' = 10^4$, sobre o histórico da diferença de temperatura nos sensores.

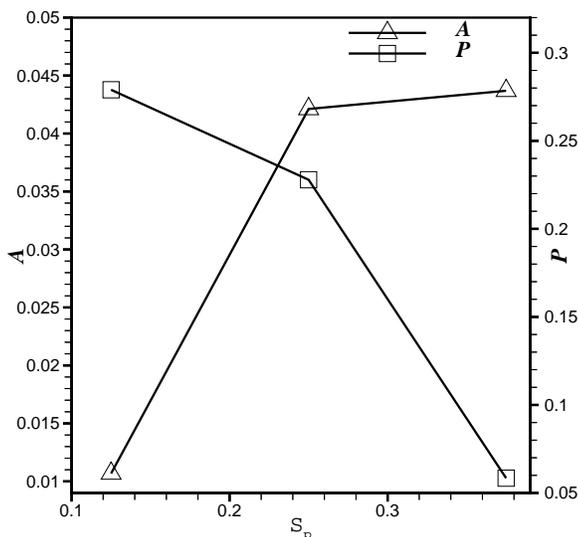


Figura 15: Período e amplitude em função da aproximação da fonte de calor Q''' dos termopares.

da fonte de calor dos termopares provoca uma diminuição na amplitude, e um consequente aumento do período, confirmando que a fonte permanece por mais tempo acionada quando na aproximação dos termopares. Nas Figuras 16 e 17, observa-se a influência da aproximação da fonte sobre o histórico de $\Delta\theta$, para os casos onde $Q''' = 10^3$ e $Q''' = 10^5$, demais parâmetros são estabelecidos conforme Tabela 8. Nota-se a mesma tendência no que diz respeito ao período e amplitude dos pulsos, conforme mostram as Figuras 18 e 19.

Torna-se interessante analisar os perfis das linhas de corrente, isotermas e campos de velocidade para as variações expressas na Tabela 8. As linhas de corrente, Figura 20, revelam

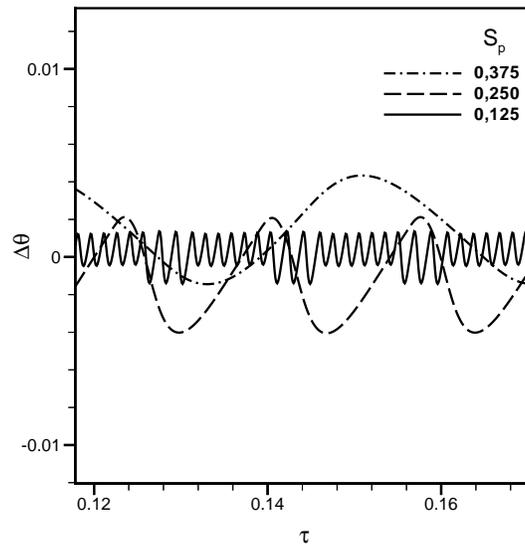


Figura 16: Variação da posição da fonte de calor, $Q''' = 10^3$, sobre o histórico da diferença de temperatura nos sensores.

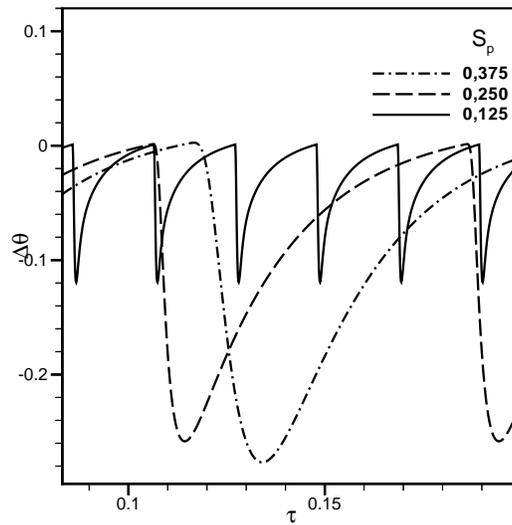


Figura 17: Variação da posição da fonte de calor, $Q''' = 10^5$, sobre o histórico da diferença de temperatura nos sensores.

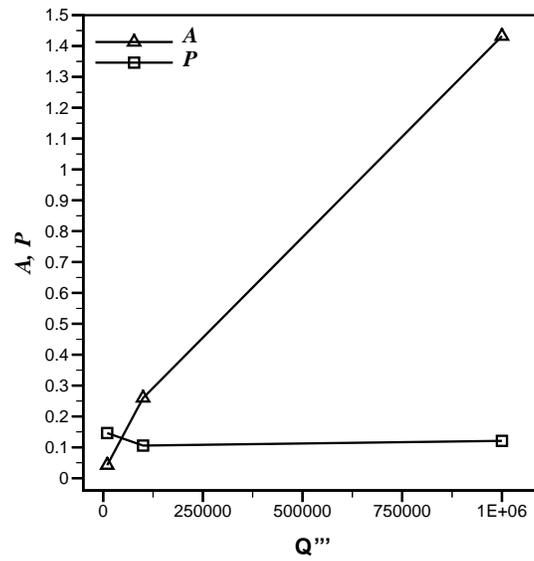


Figura 18: Período e amplitude em função da variação da intensidade da fonte de calor na posição 0,250.

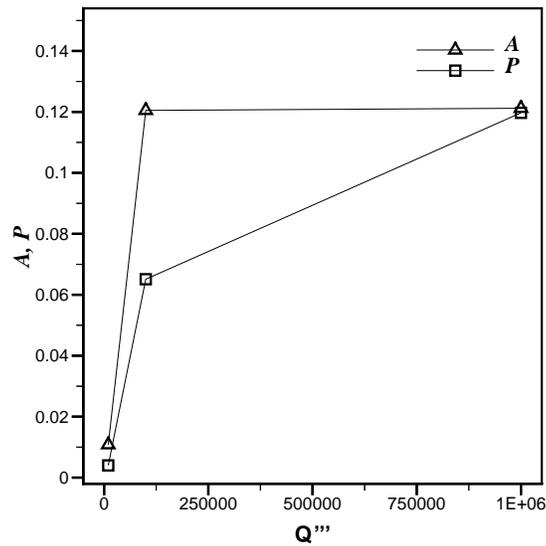


Figura 19: Período e amplitude em função da variação da intensidade da fonte de calor na posição 0,125.

que essa aproximação leva as partículas de fluido a velocidades maiores, conforme observado na Figura 22, seqüência 1-3, e praticamente constantes. Como conseqüência o desenvolvimento do perfil de temperatura, Figura 21, apresenta-se mais denso, vertical e equidistantes ao longo do domínio. Nessa configuração observa-se que o tempo de resposta referente ao acionamento da fonte de calor diminui consideravelmente.

Os campos de temperatura, perfis das linhas de corrente e os campos de velocidade, mostram que ao afastar-se a fonte de calor dos termopares, a velocidade das partículas de fluido, diminui, pois, um volume maior de fluido necessita ser aquecido para gerar a recirculação. Percebe-se ainda, que as isotermas tornam-se mais afastadas e curvas.

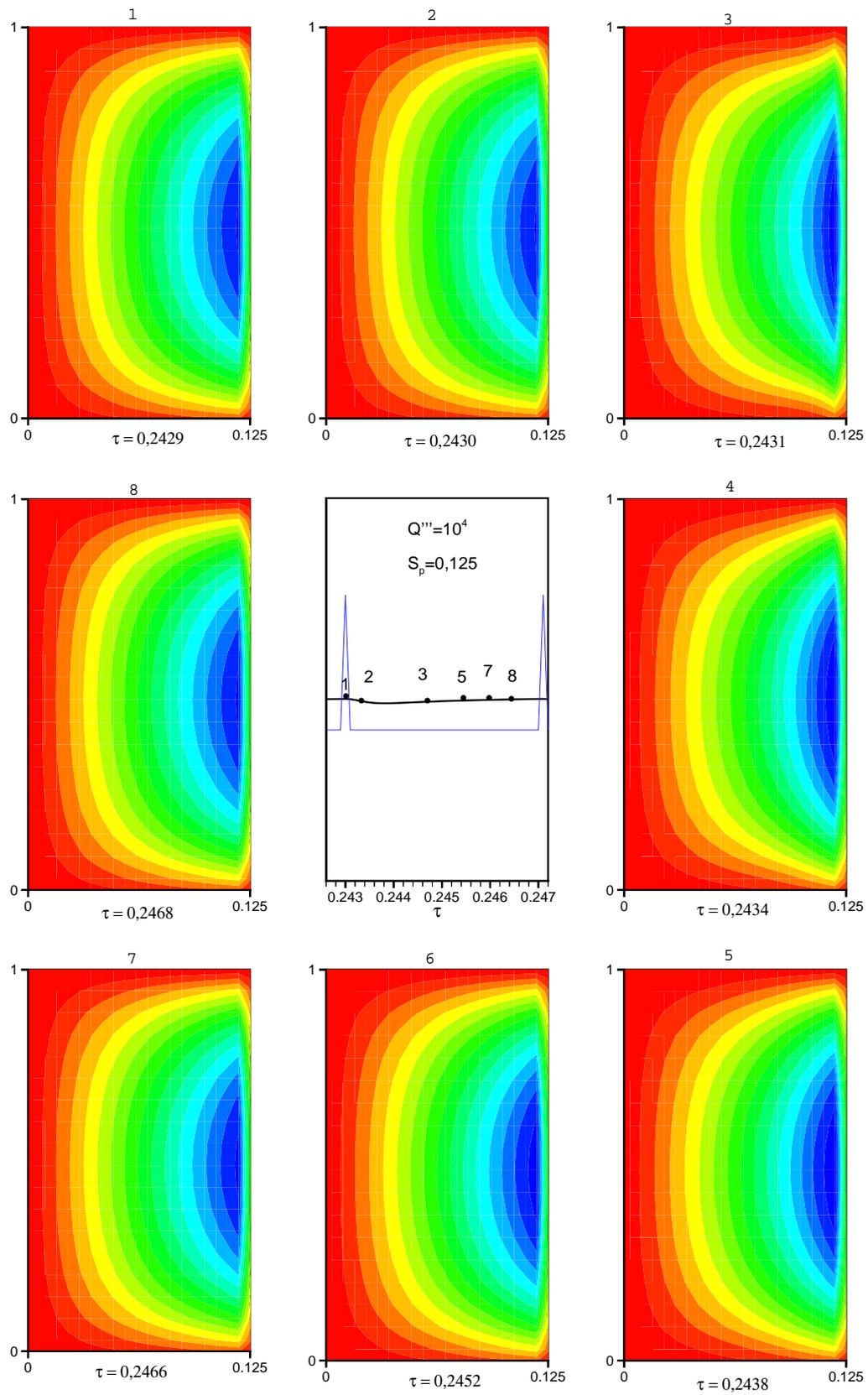


Figura 20: Perfis das linhas de corrente no RPP para $Q''' = 10^4$ e $S_p = 0,125$.

A figura central do ciclo desenvolvimento do perfil de temperatura, velocidades e linhas de correntes, em alguns casos, não mostram a seqüência do ciclo 1-8, em função da escala utilizada.

5.4.3 Variação da posição dos termopares

Este ensaio, consiste em investigar a influência da posição dos termopares ao longo do domínio sobre os sinais de $\Delta\Theta$ no regime periódico permanente. Sabe-se que estes assumem papel fundamental no que diz respeito ao acionamento da fonte de calor. A posição na qual eles se encontram exercem influência sobre os periódicos de acionamento da fonte. Ensaio numéricos para determinar a melhor posição de fixação desses termopares são realizados considerando a variação de suas posições em conjunto e em separado, conforme pode-se observar na Tabela 9.

Tabela 9: Variações da posição dos termopares ao longo de r

Termopares	Posição ao longo de r		
T1	0,05	0,20	0,30
T2	0,06	0,21	0,31
T1	0,05		
T2	0,1	0,2	0,3

Na Figura 29, tem-se o comportamento do acionamento da fonte de calor Q''' para variação dos termopares em conjunto, enquanto que para a Figura 30, tem-se o comportamento do acionamento da fonte de calor Q''' para variação dos termopares separadamente. Esse ensaio é realizado para verificar a melhor configuração de posicionamento dos termopares. Deve-se ter em mente que se o acionamento da fonte de calor é função da diferença de temperatura captada pelos termopares, quanto mais próximos estes estiverem da parede do *riser*, mais rapidamente será a resposta do acionamento pela fonte, levando o sistema a uma estabilidade maior. Termopares próximos a fonte, levam mais tempo para perceberem as perdas de calor no domínio, por outro lado, a fonte desliga-se rapidamente, deslocando a posição do equilíbrio térmico do sistema, que deve ser o mais próximo possível da parede do *riser*, para as proximidades da fonte. Esse deslocamento do ponto de equilíbrio, indica perdas de calor para o ambiente, que pode ser verificado pelo acionamento intermitente da fonte de calor.

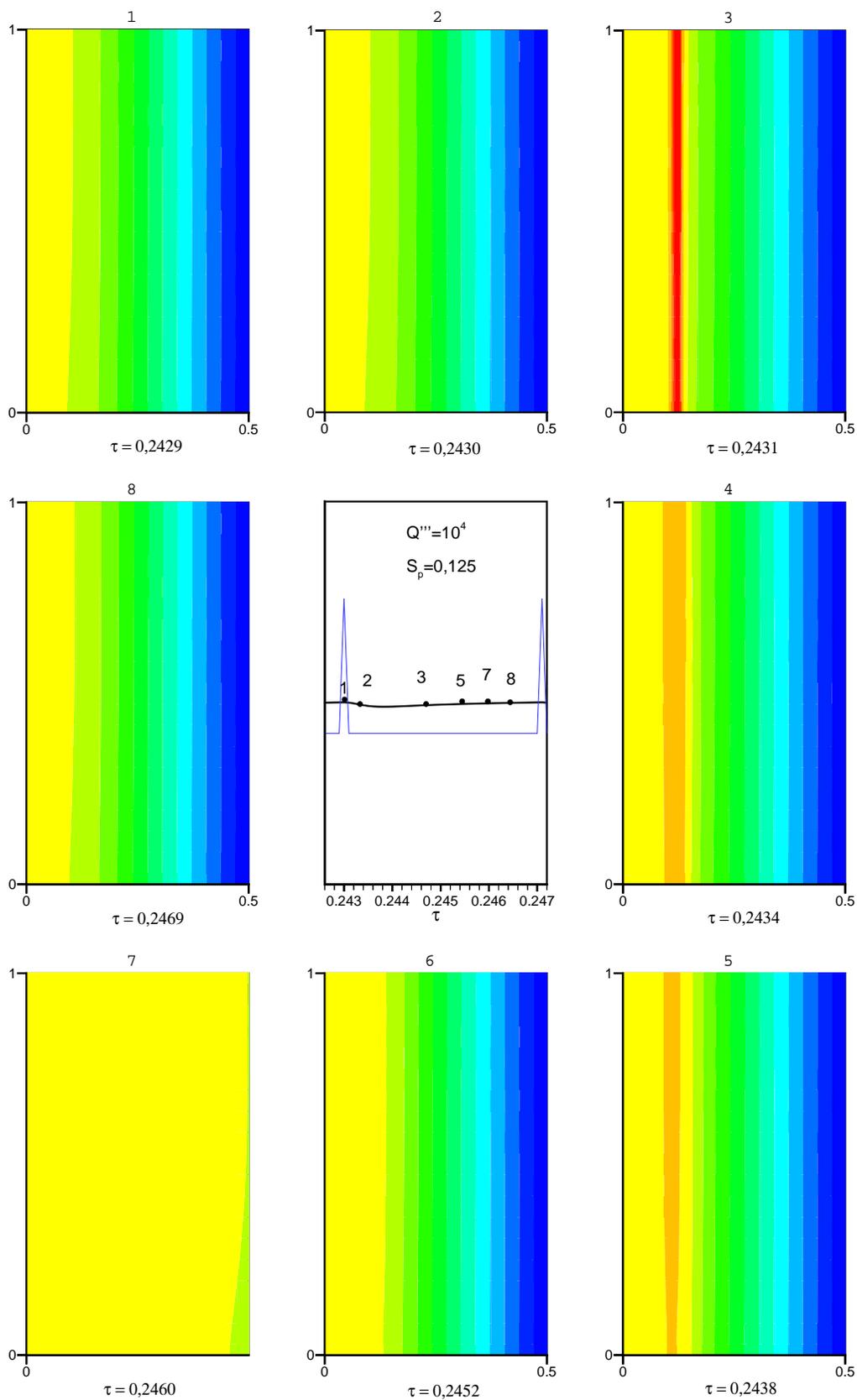


Figura 21: Campos de temperatura no RPP para $Q''' = 10^4$ e $S_p = 0,125$.

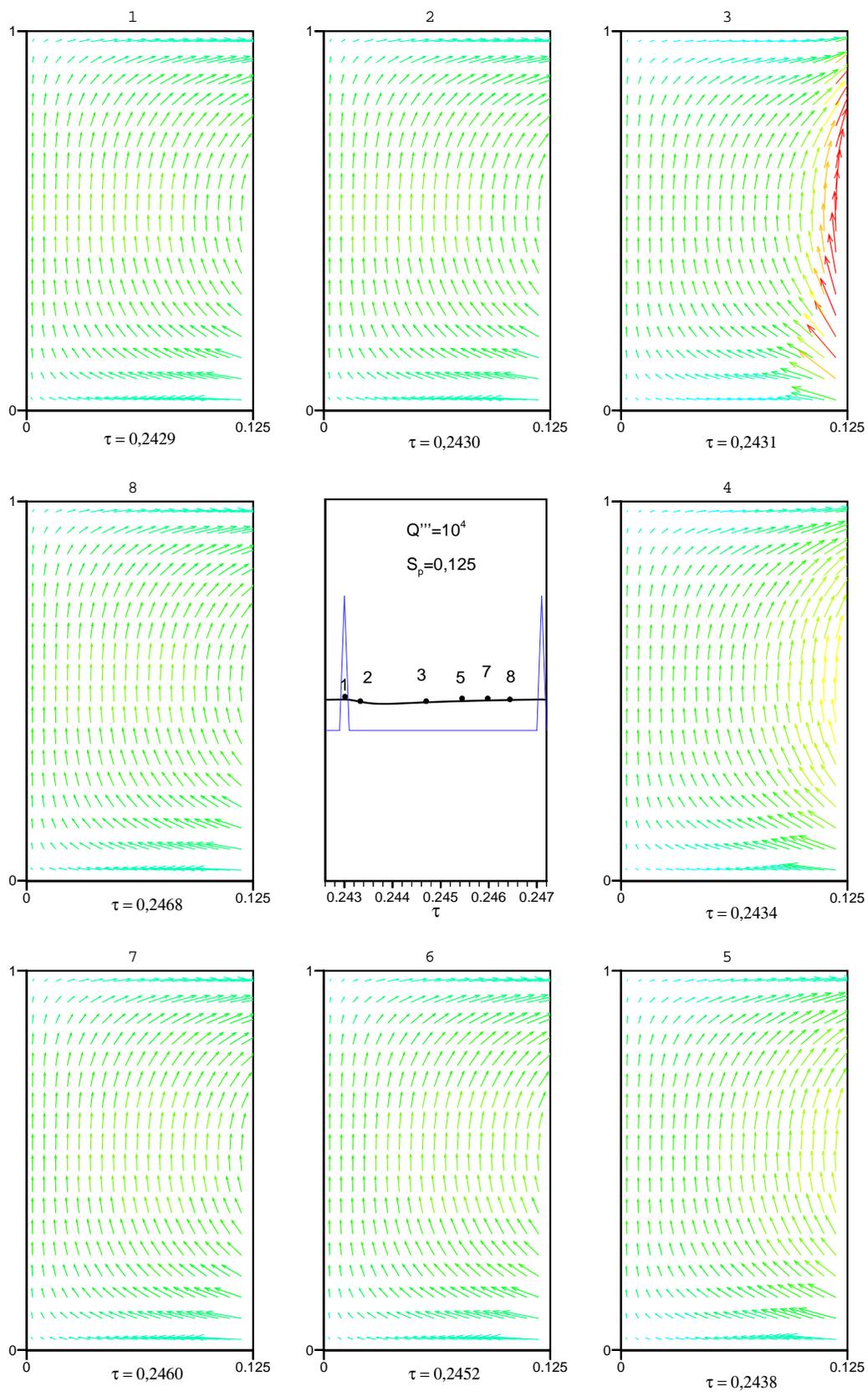


Figura 22: Campos de velocidade no RPP para $Q''' = 10^4$ e $S_p = 0,125$.

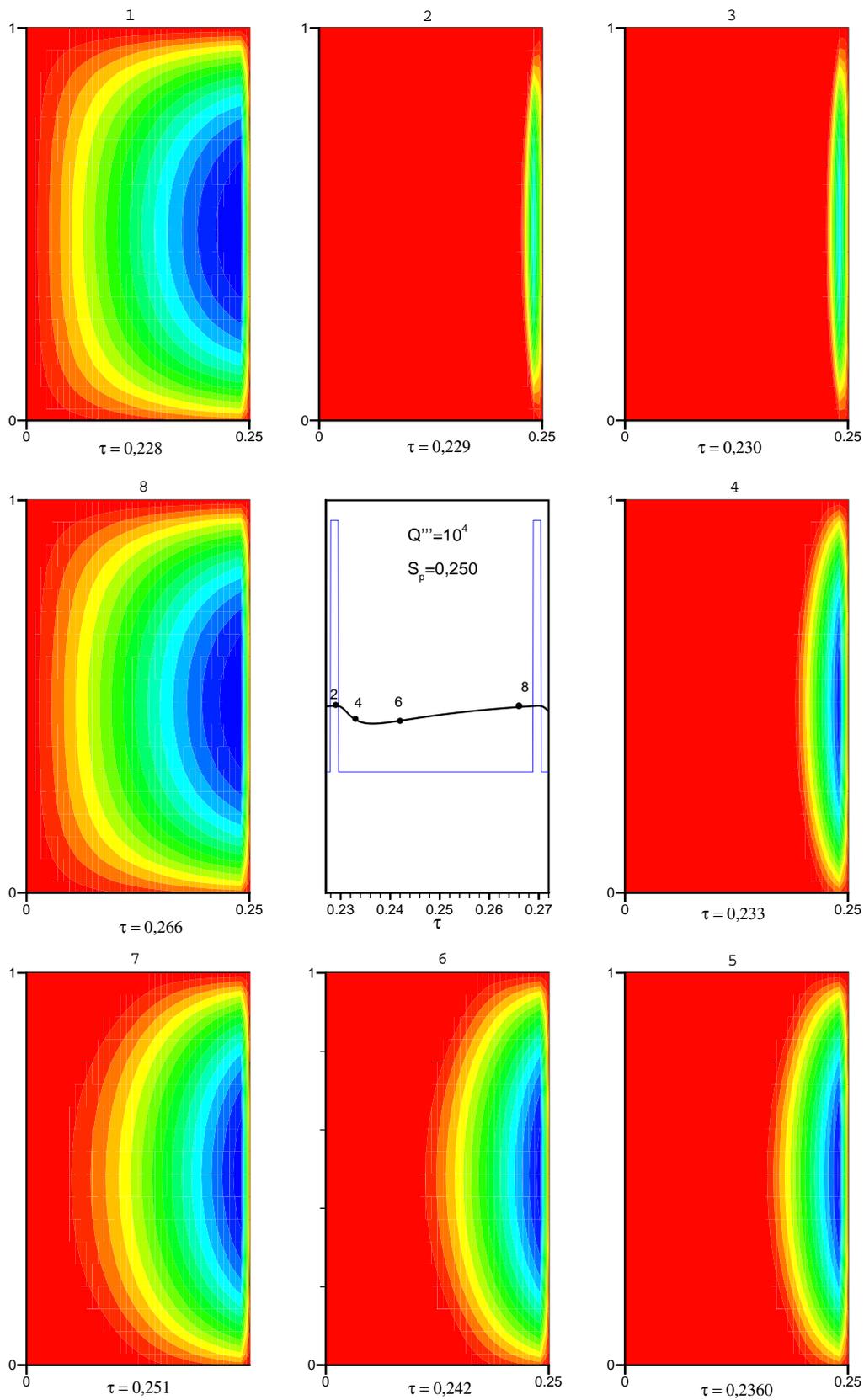


Figura 23: Perfis das linhas de corrente no RPP para $Q''' = 10^4$ e $S_p = 0,250$.

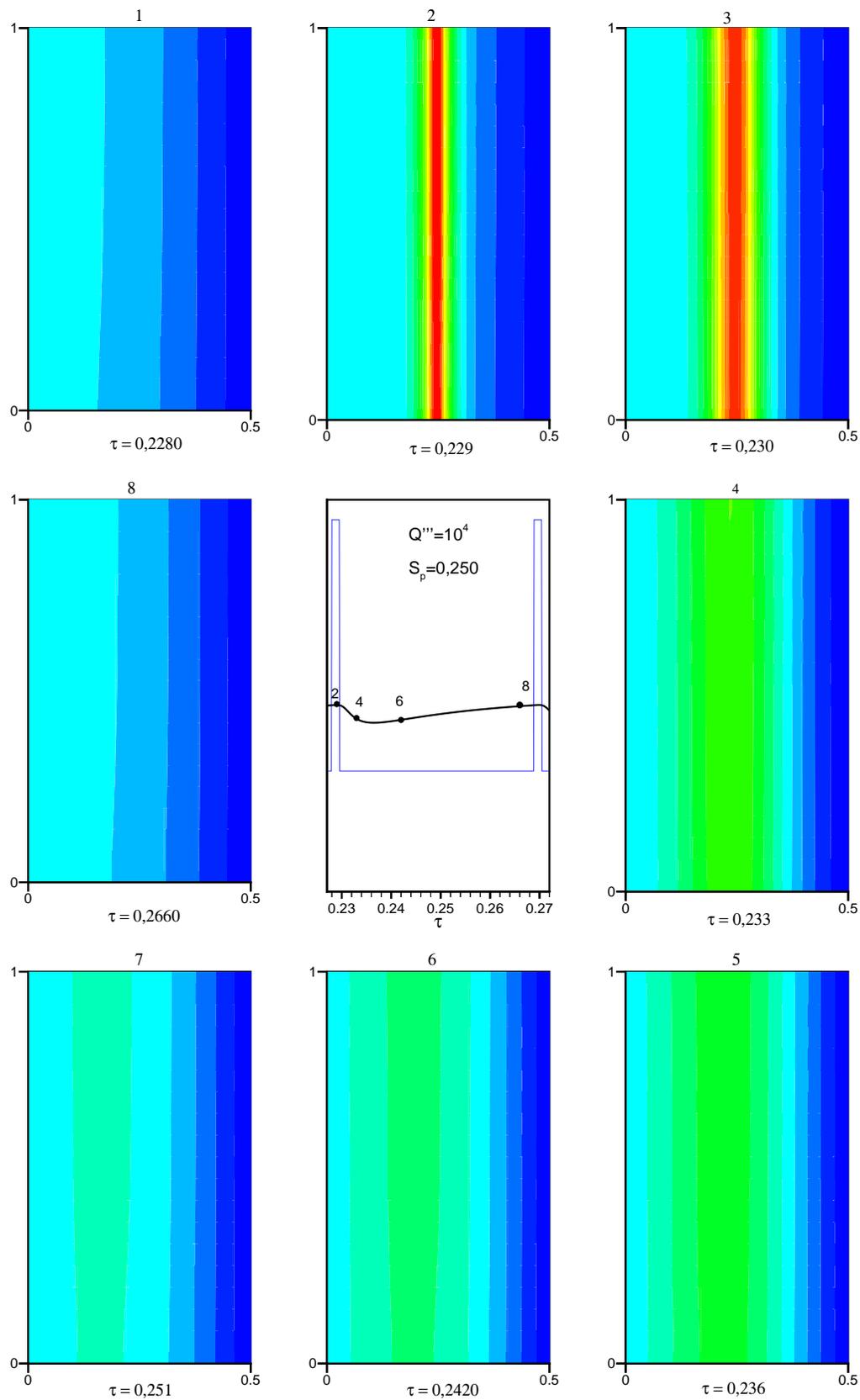


Figura 24: Campos de temperatura no RPP para $Q''' = 10^4$ e $S_p = 0,250$.

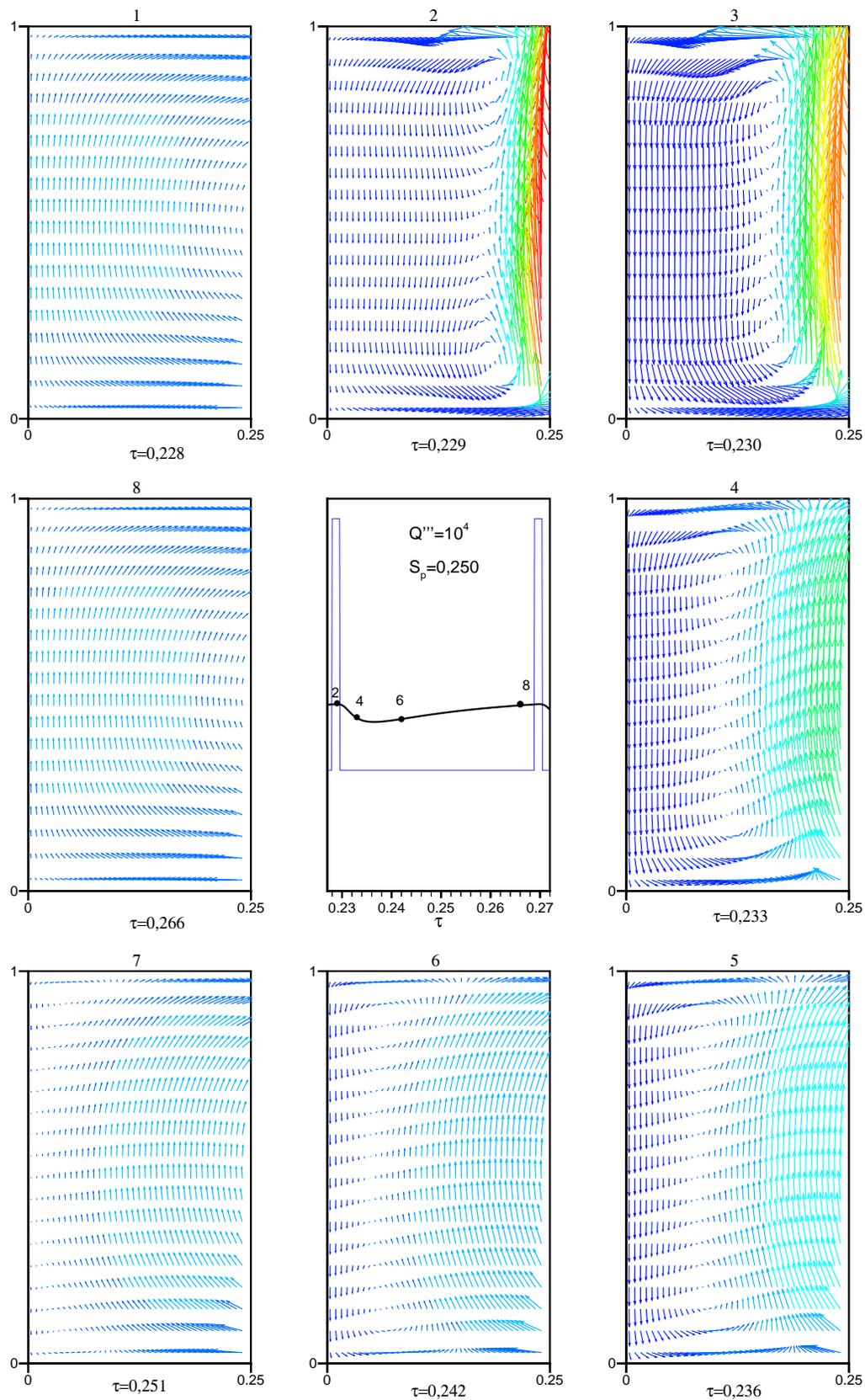


Figura 25: Campos de velocidade no RPP para $Q''' = 10^4$ e $S_p = 0,250$.

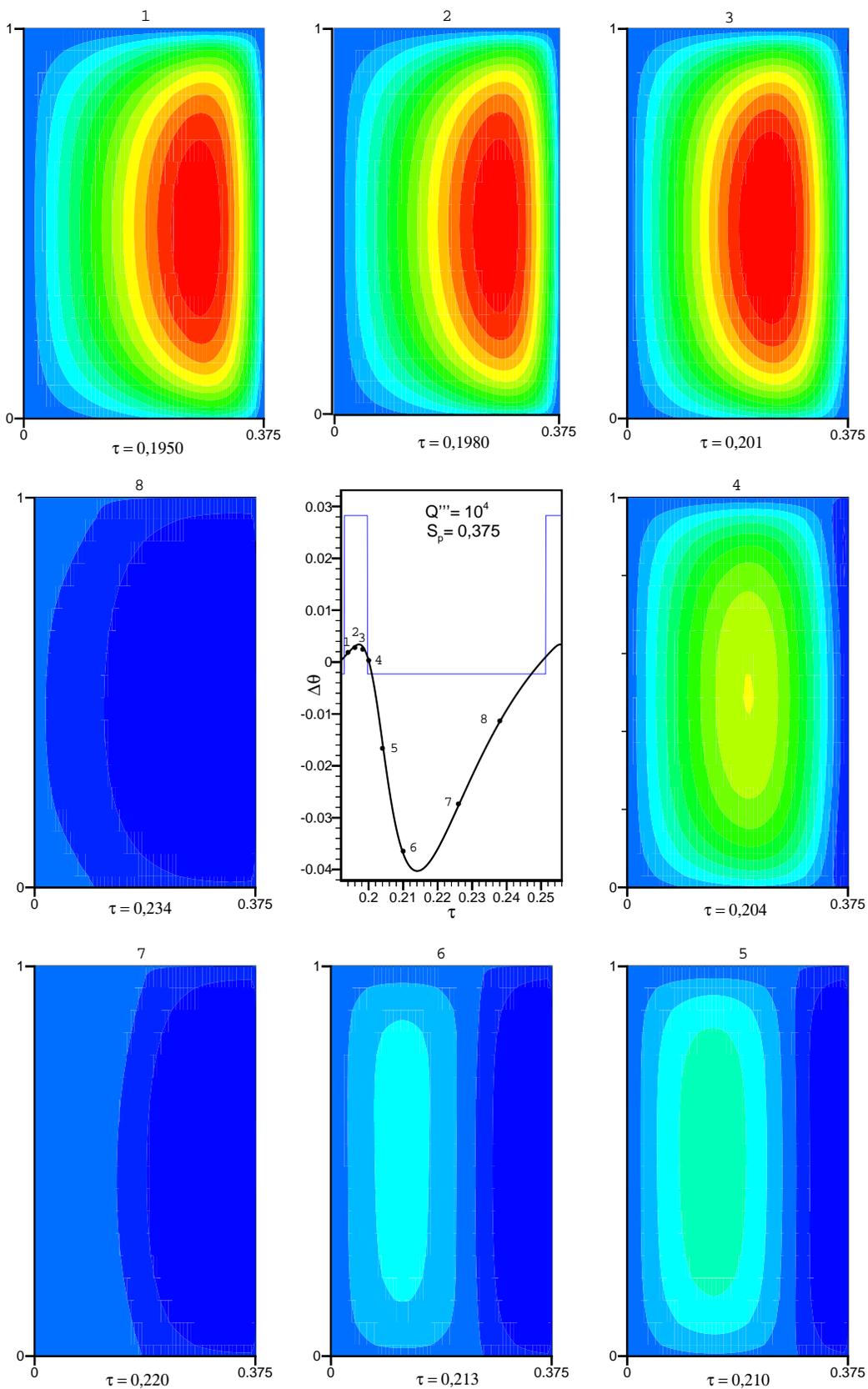


Figura 26: Perfis das linhas de corrente no RPP para $Q''' = 10^4$ e $S_p = 0,375$.

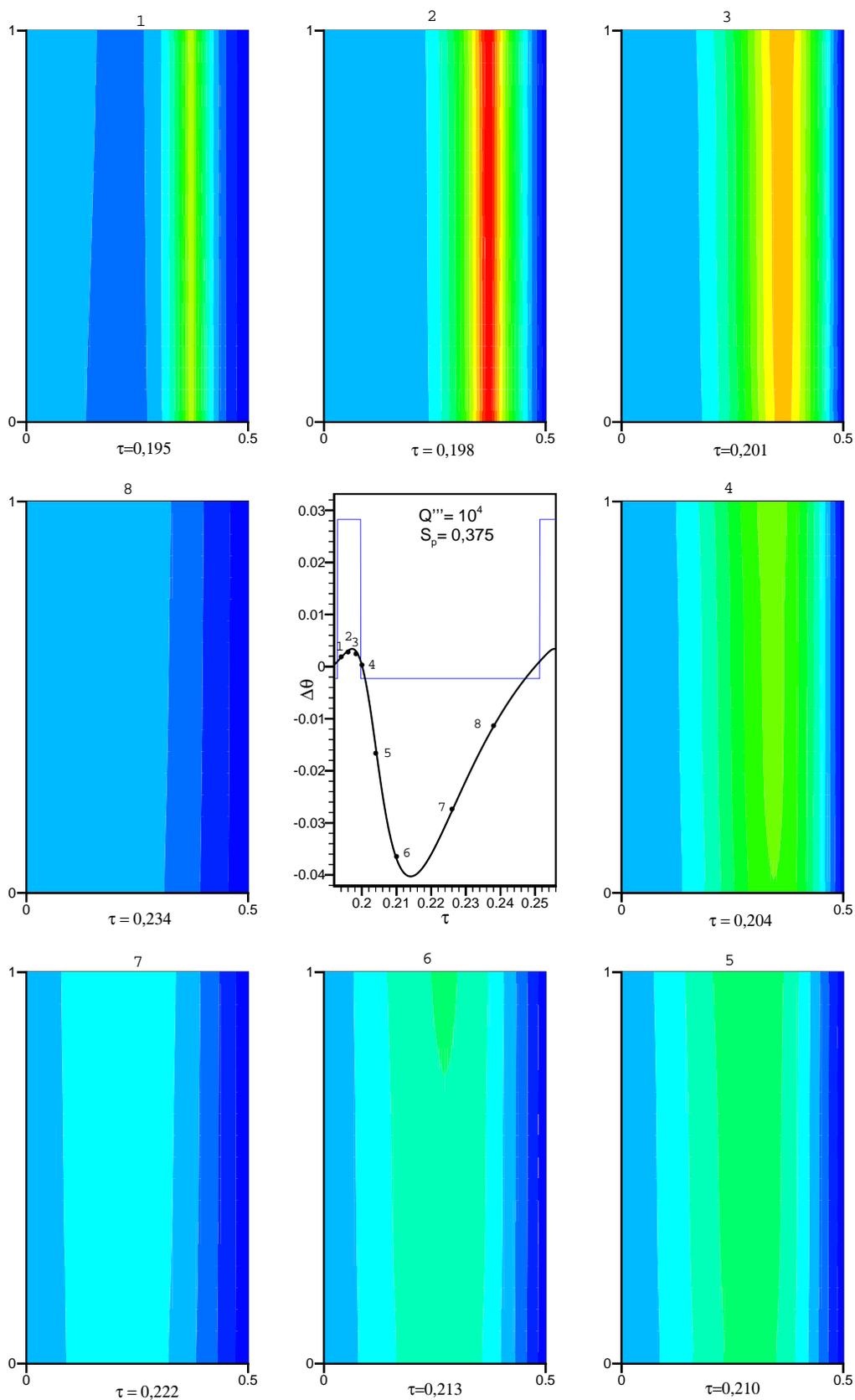


Figura 27: Campos de temperatura no RPP para $Q''' = 10^4$ e $S_p=0,375$.

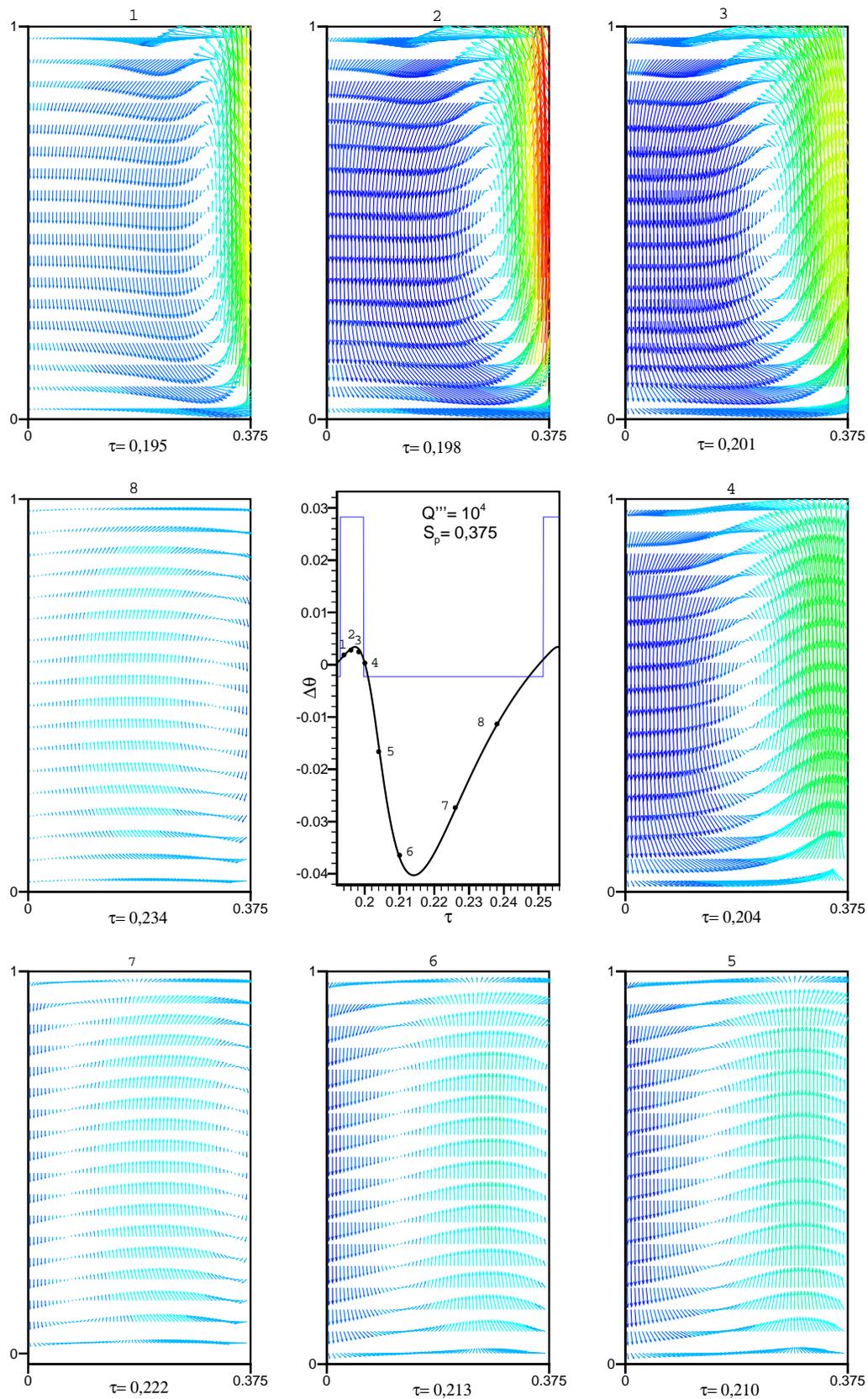


Figura 28: Campos de velocidade no RPP para $Q''' = 10^4$ e $S_p = 0,375$.

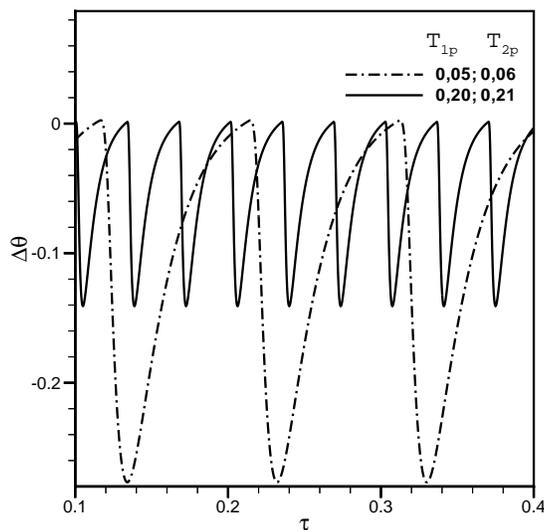


Figura 29: Variação da posição dos termopares em conjunto para $Q''' = 10^4$.

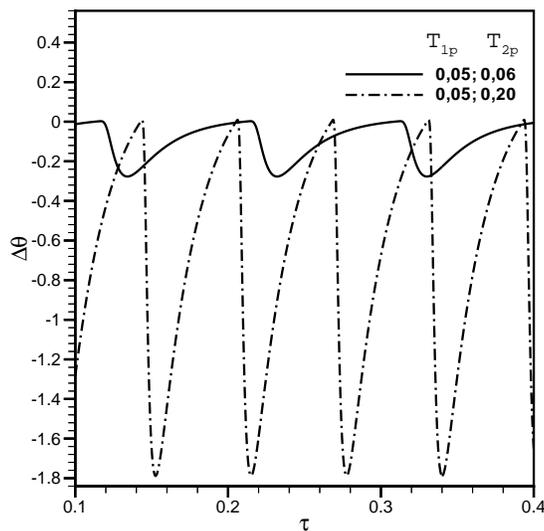


Figura 30: Variação da posição do sensor T_{p2} , $T_{p1} = 0.05$, para $Q''' = 10^4$.

5.4.4 Variação da diferença de temperatura crítica nos sensores, $\Delta\Theta_c$

Analisa-se a seguir o comportamento dos periódicos de acionamento considerando-se as variações de $\Delta\Theta_c$. Os valores utilizados para os ensaios são: $\Delta\Theta_c = 10^{-3}$, $\Delta\Theta_c = 10^{-2}$ e $\Delta\Theta_c = 10^{-1}$, enquanto que os outros parâmetros são mantidos constantes. A Figura 31 representa o desenvolvimento dos periódicos para essas variações.

Através do gráfico da Figura 31, observa-se que o aumento de $\Delta\Theta_c$ faz com que o comprimento dos periódicos gerados pelo acionamento da fonte de calor indiquem a ocorrência de um

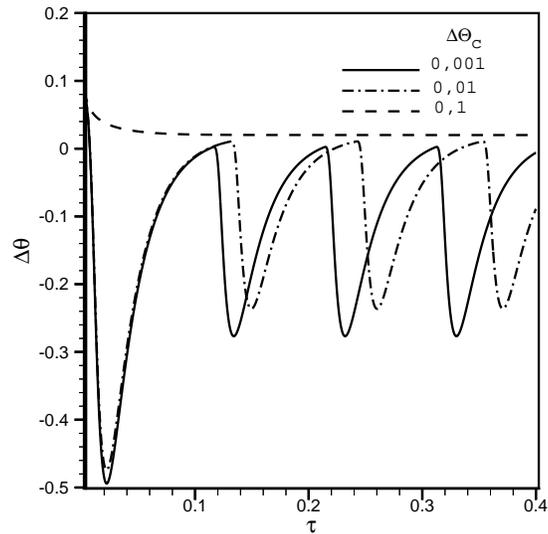


Figura 31: Variação de $\Delta\theta_c$ sobre o histórico da diferença de temperatura nos sensores.

gasto de tempo maior até que o sistema entre em equilíbrio térmico. Para diferenças da ordem de 10^{-1} não são observados os periódicos. Uma vez que a fonte considerada não possui intensidade suficiente para atingir $\Delta\theta_c$. Conclui-se então que o aumento da diferença de temperatura crítica, leva o sistema a perdas de calor indesejáveis ao processo.

5.4.5 Variação do número de Rayleigh, Ra

A Figura 32, mostra o comportamento do pulso de acionamento da fonte de calor em função da variação do número de Rayleigh, variando entre 10^8 a 10^{10} . Sabe-se que o número de Rayleigh fornece uma medida da razão entre as forças de empuxo e as forças viscosas atuantes no fluido (BEJAN, 1994), (INCROPERA e DEWITT, 2002). Dessa forma, tem-se que o aumento do número de Rayleigh leva a uma diminuição nas forças viscosas atuantes no fluido.

Verifica-se que diminuindo Ra , o sistema passa a comportar-se com maior condutividade. Também pode-se verificar essa tendência pela análise da Figura 33, onde o aumento do número de Rayleigh é caracterizado pela diminuição do período e amplitude do pulso,

Na Figura 34, tem-se o desenvolvimento das linhas de corrente para $Ra=10^9$, onde os demais parâmetros são mantidos constantes, conforme a Tabela 7. Percebe-se que o aumento do número de Rayleigh implica em redução na viscosidade do fluido, diminuindo a difusão, fazendo que a movimentação das partículas de fluido seja maior, aumentando a transferência de calor por convecção. A sensibilidade do sistema, no que diz respeito ao acionamento da fonte de calor também aumenta. Isto quer dizer que o fluxo de calor através do meio transporta-se a uma taxa menor. Na seqüência apresentada, nos quadros (1)-(4), da Figura 34 a fonte encontra-se acionada. Nota-se o desenvolvimento rápido das linhas de corrente, bem como a formação das isotermas, Figura 35, e também a progressão da velocidade das partículas de fluido, Figura 36, na mesma seqüência considerada. No quadro (5) da mesma figura, o sistema encontra-se próximo do equilíbrio térmico e a inversão nas correntes de convecção já podem ser observadas. Nos quadros (6), (7) e (8), as partículas de fluido começam a perder velocidade, e o sistema prepara-se para repetir o processo.

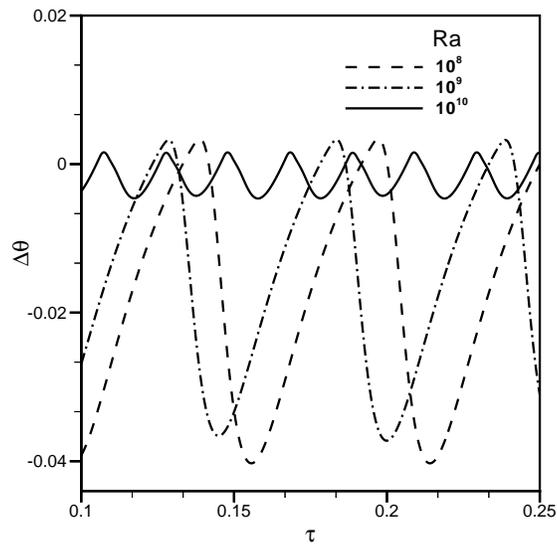


Figura 32: Influência de Ra sobre o histórico da diferença de temperatura nos sensores.

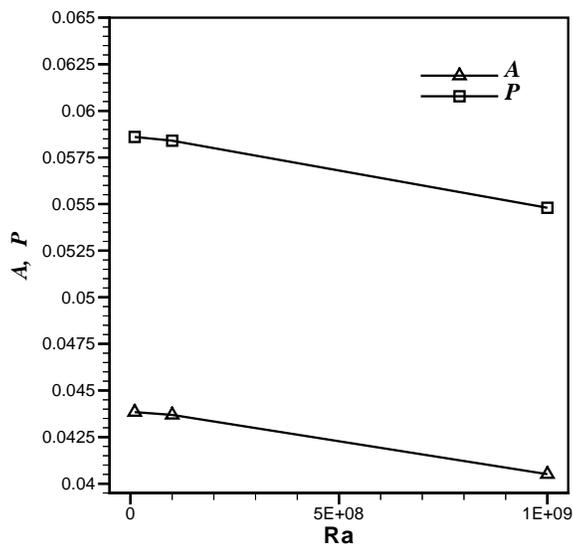


Figura 33: Período e amplitude no RPP em função da variação de Ra.

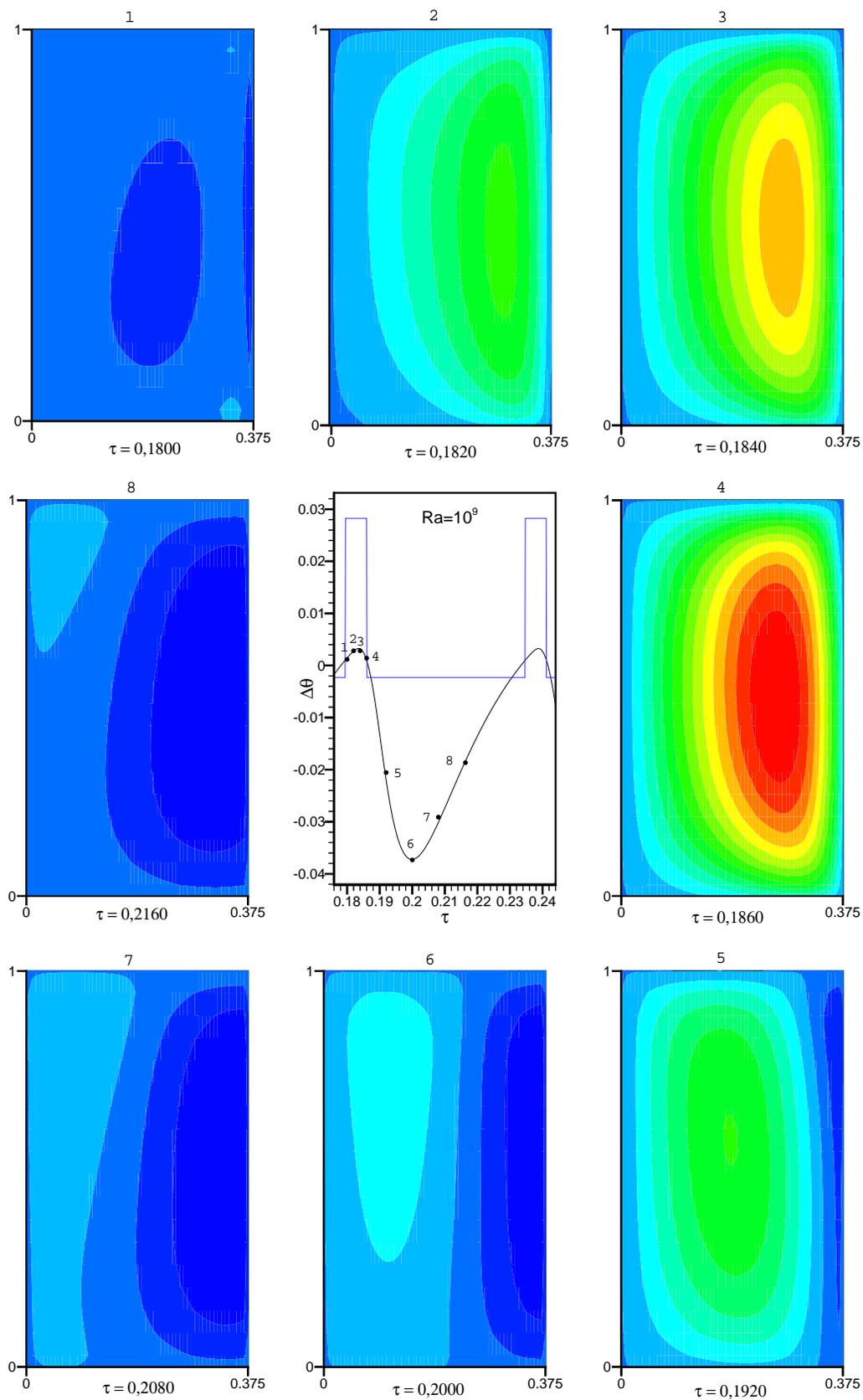


Figura 34: Perfis das linhas de corrente no RPP para, $Ra=10^9$.

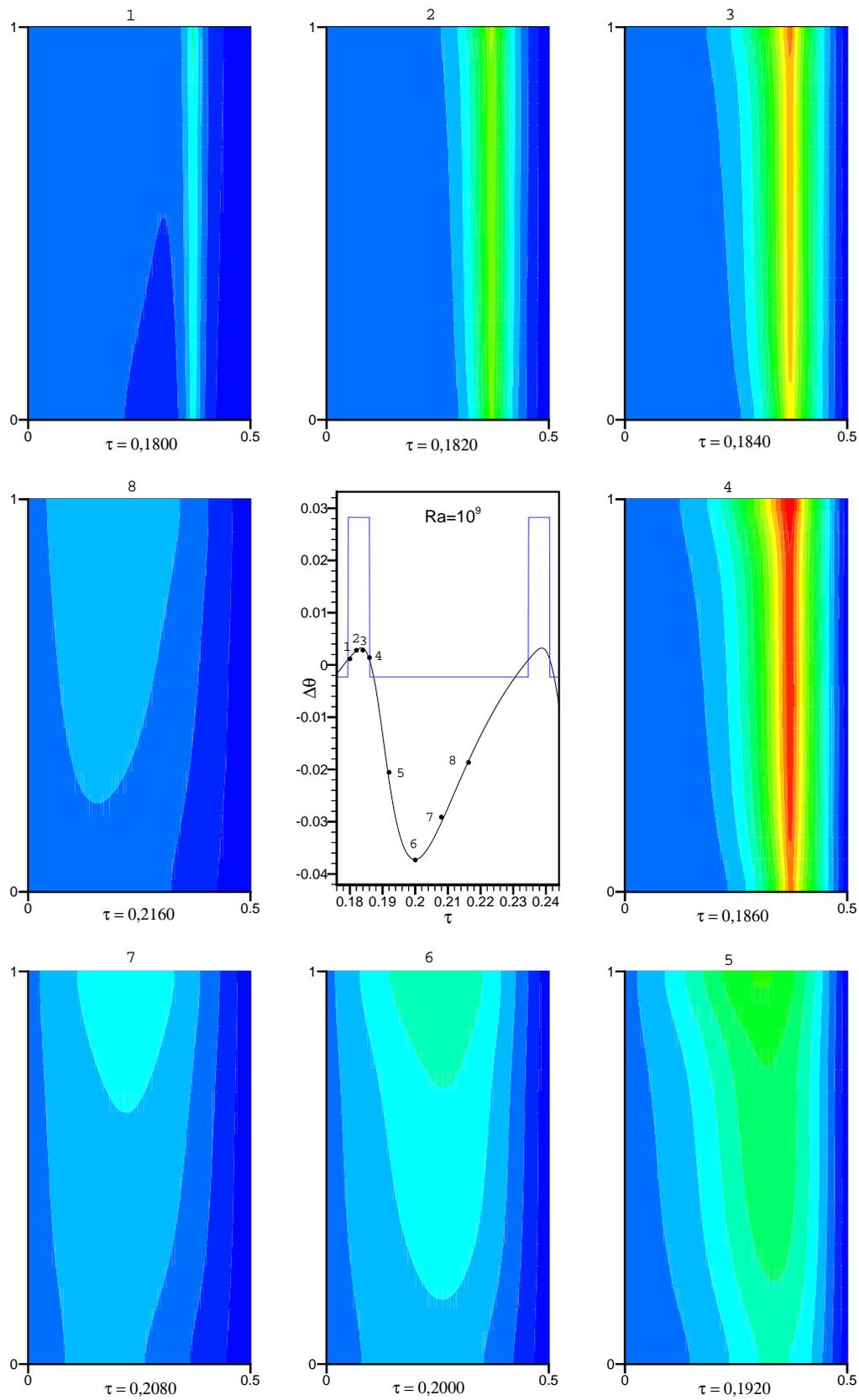


Figura 35: Campos de temperatura no RPP para, $Ra=10^9$.

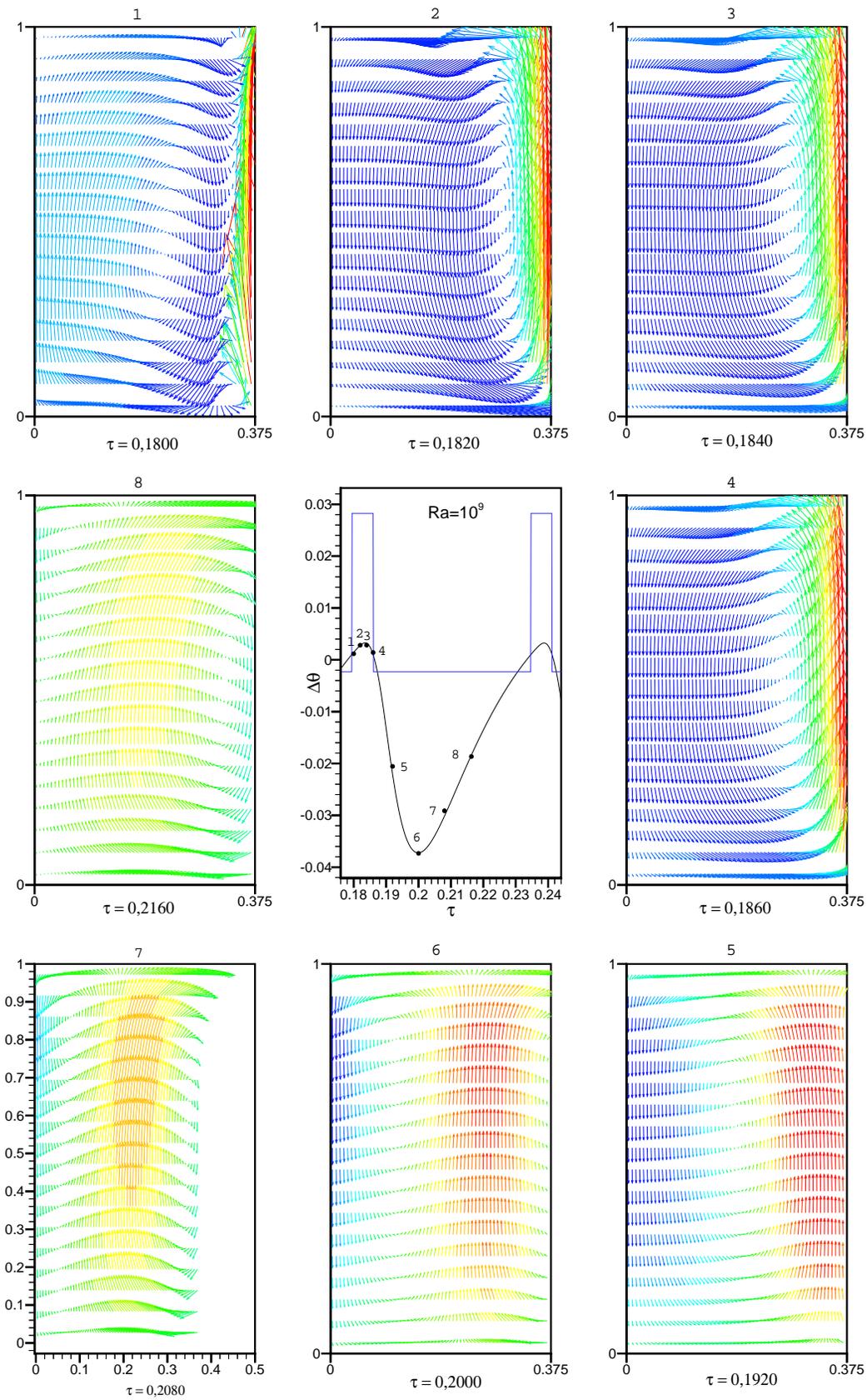


Figura 36: Campos de velocidade no RPP para, $Ra=10^9$.

5.4.6 Variação do número de Darcy, Da

O número de Darcy relaciona a permeabilidade do meio (κ) com o quadrado do seu comprimento característico (H), conforme a Equação 3.97. A permeabilidade de um meio poroso expressa a facilidade ou dificuldade com a qual um fluido pode escoar através do mesmo. O aumento do número de Darcy implica num aumento da velocidade de escoamento no meio poroso, que leva a um aumento da condutividade. Nos ensaios numéricos a faixa considerada para o número de Darcy foi de 10^{-4} a 10^{-8} , a Figura 37 mostra essa variação.

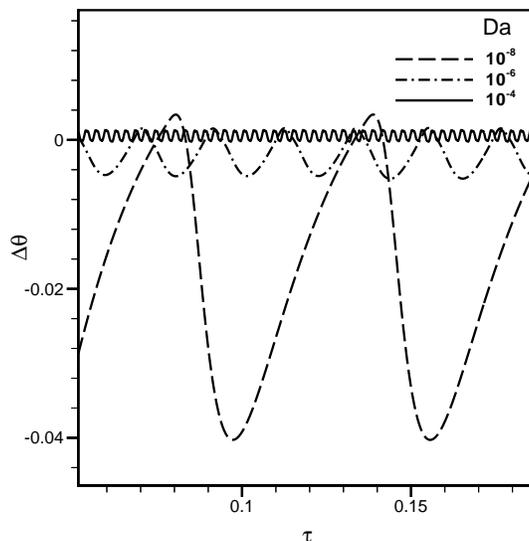


Figura 37: Influência de Da sobre o histórico da diferença de temperatura nos sensores.

A relação entre o período e a amplitude para a frequência de acionamento da fonte de calor é mostrada pela Figura 38. Nota-se que o período diminui (a condutividade do meio aumenta), enquanto que a amplitude tende a permanecer constante.

As linhas de corrente expressas na Figura 39, mostram a evolução do comportamento das partículas de fluido quando no acionamento da fonte de calor. Para a situação em análise, considera-se $Da = 10^{-7}$. Comparando-se com o desenvolvimento dos perfis Rayleigh vistos anteriormente, nota-se o aumento na velocidade das partículas durante a recirculação do fluido. O espaçamento observado na seqüência (8) e (9), indica a tendência de estagnação do fluido.

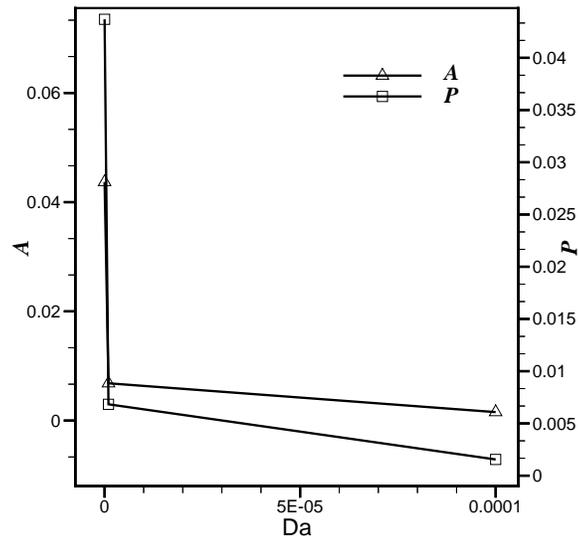


Figura 38: Período e amplitude no RPP em função da variação de Da .

De acordo com o perfil das isotermas mostrado na Figura 40, observa-se uma melhor distribuição dos gradientes de temperatura na parte superior do sistema. Isto ocorre devido ao aumento da permeabilidade. As partículas de fluido aquecidas, permanecem em contato por um tempo maior nessa parede. O perfil de velocidade, Figura 41, confirma essa análise.

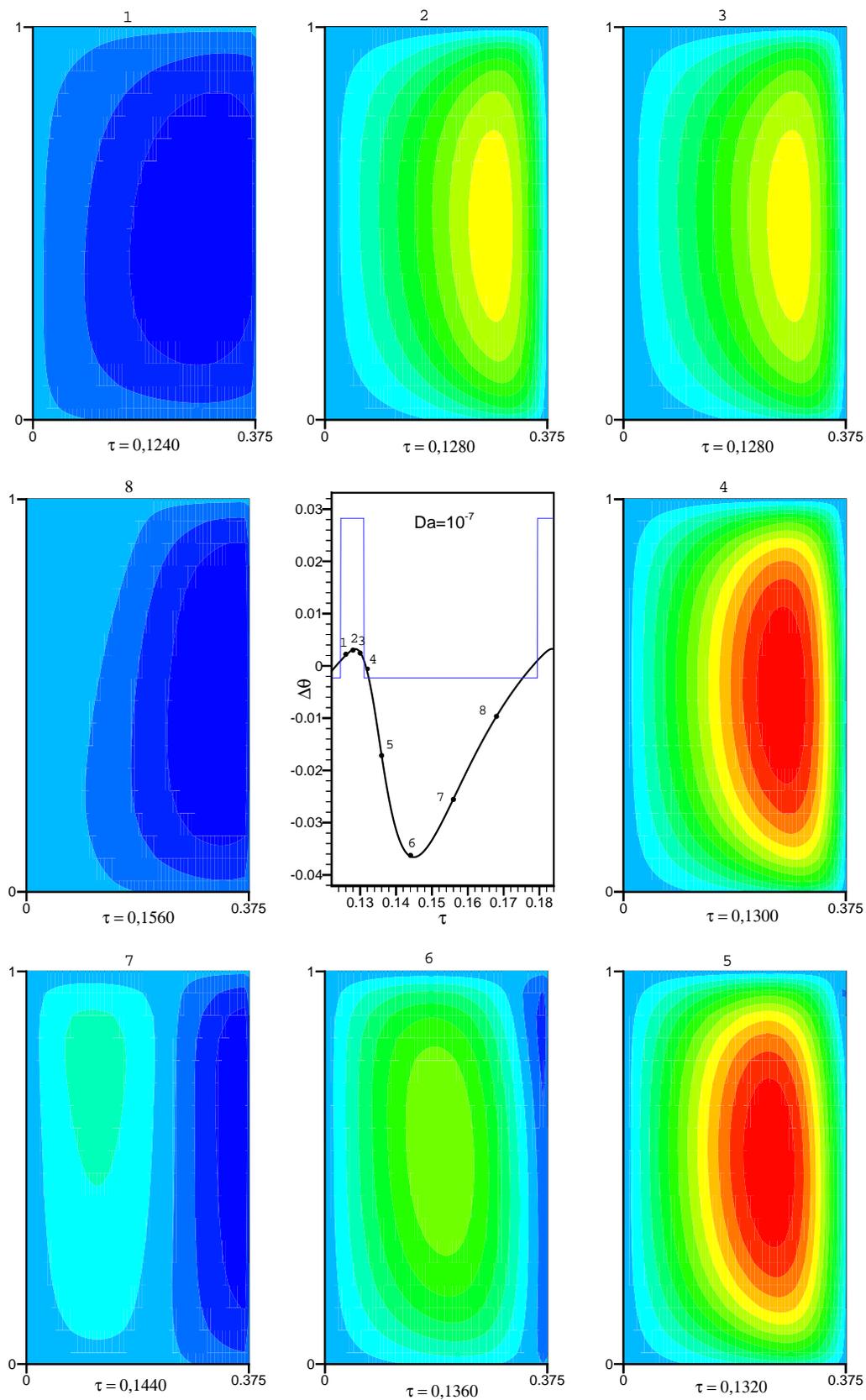


Figura 39: Perfis das linhas de corrente no RPP para $Da = 10^{-7}$.

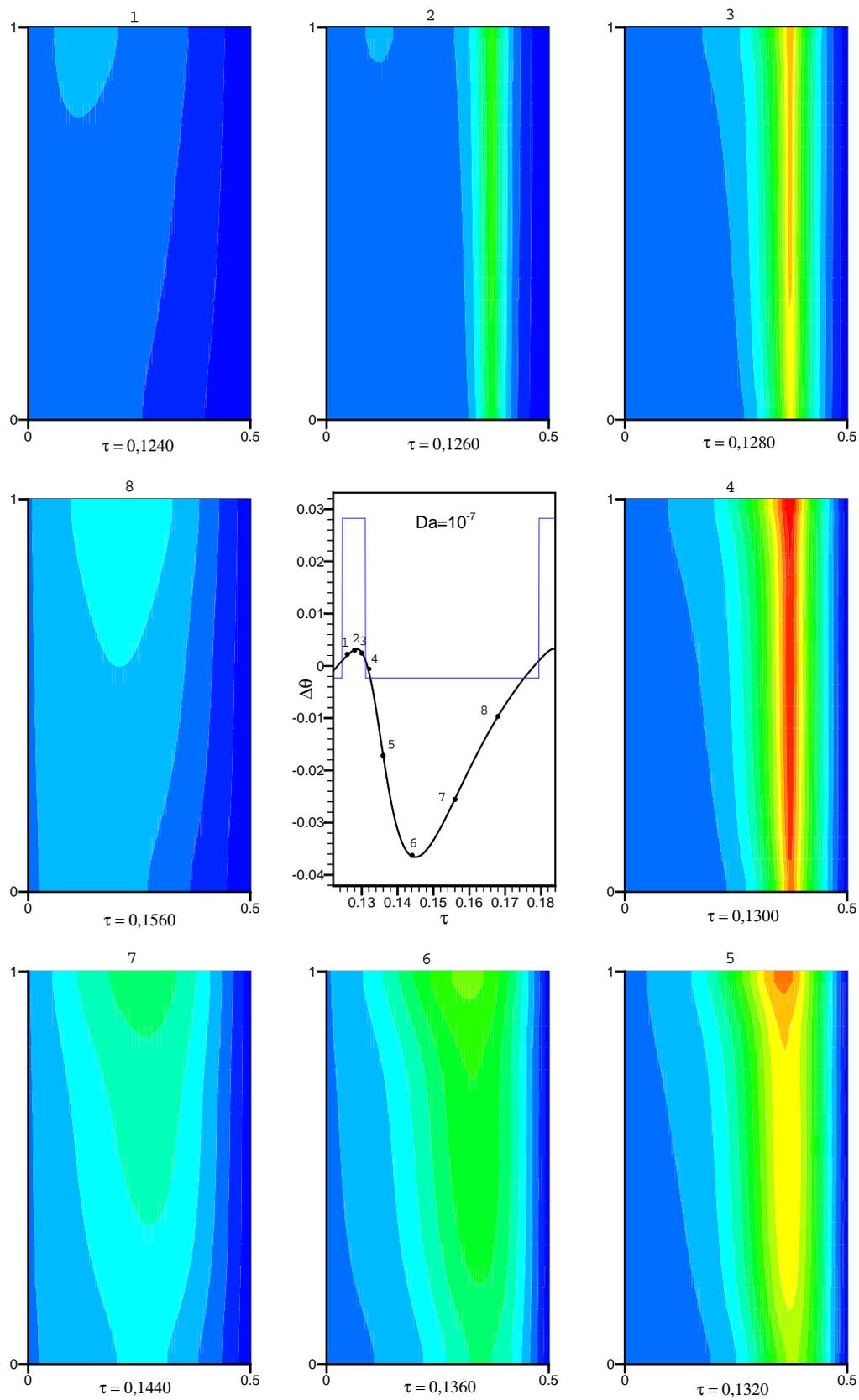


Figura 40: Campos de temperatura no RPP para $Da = 10^{-7}$.

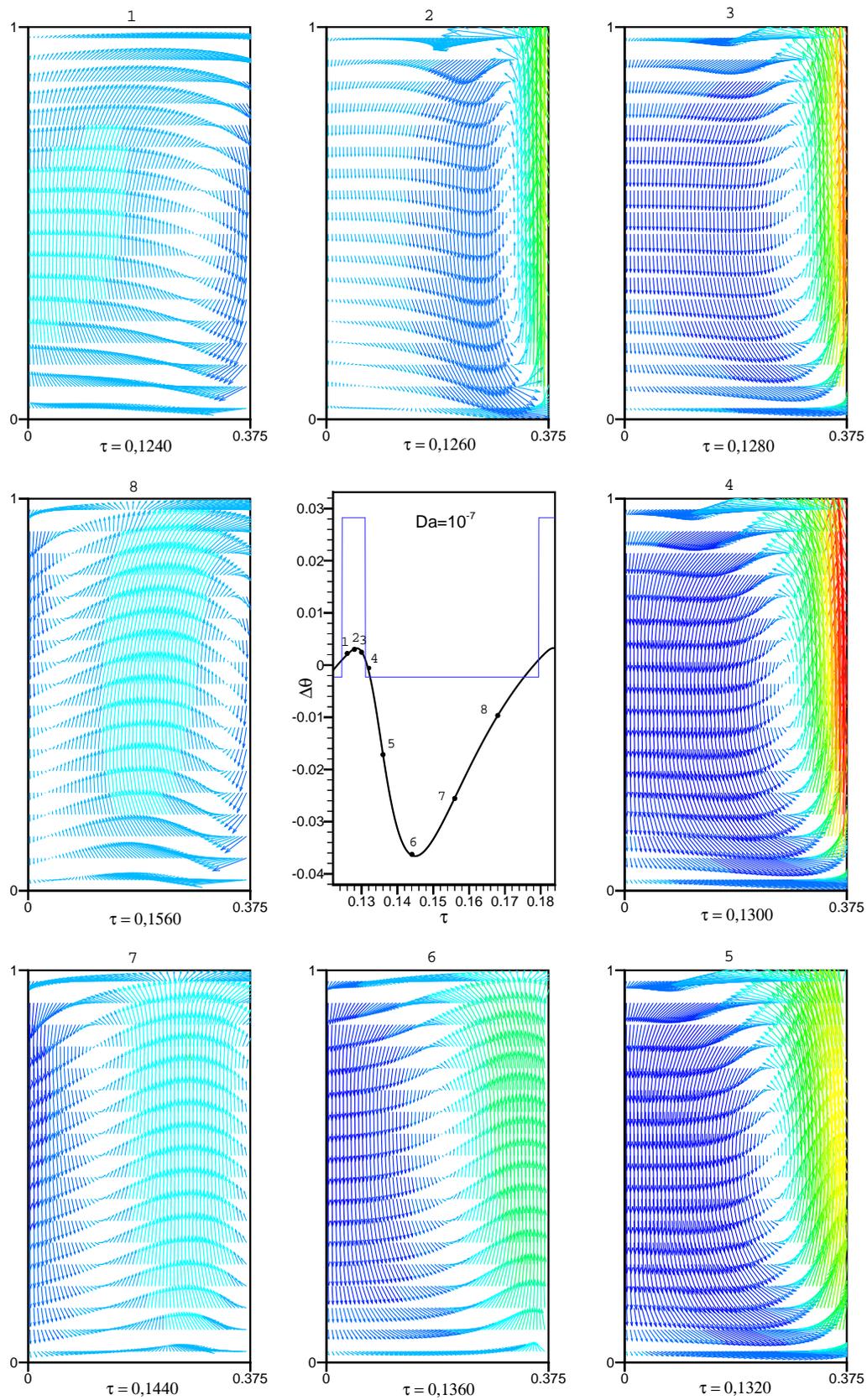


Figura 41: Campos de velocidade no RPP para $Da = 10^{-7}$.

5.4.7 Variação da porosidade do meio, (ϵ)

Com relação à variação da porosidade, percebe-se que ela pouca afeta o acionamento da fonte de calor. Ao aumentar-se a porosidade, diminui-se o volume de sólido do material. Essa diminuição proporciona o uso de um material de peso específico menor, mantendo praticamente as mesmas características termo-hidráulicas dos materiais convencionais utilizados no isolamento. Dessa forma uma placa de aço, por exemplo, pode vir a apresentar propriedades de um semi-isolante. A Figura 42 mostra o efeito da variação na porosidade sobre o desenvolvimento dos pulsos de acionamento da fonte de calor, sendo que a Figura 43 mostra uma visão ampliada desse efeito. O perfil de velocidades, temperatura e linhas de corrente para uma porosidade média, de valor $\epsilon = 0,5$ pode ser verificado nas Figuras 28, 27 e 26.

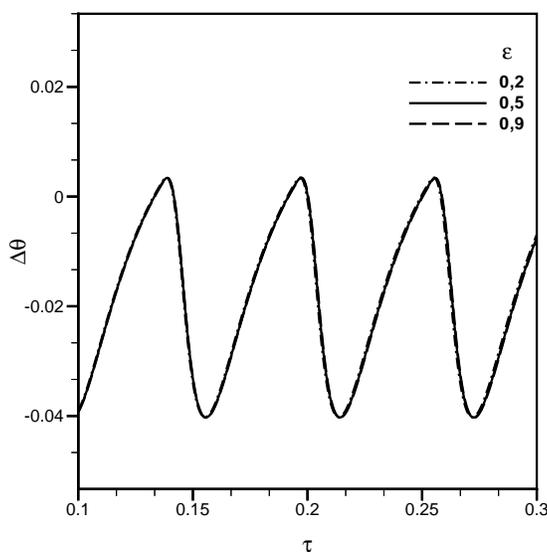


Figura 42: Variação na porosidade do meio sobre o histórico da diferença de temperatura nos sensores.

Através do período e da amplitude da variação da porosidade, pode-se observar melhor a sua influência no acionamento da fonte de calor. Nota-se que com o aumento da porosidade, aumenta-se o volume de fluido no meio, tornando-o mais isolante. Isso é verificado pelo aumento da amplitude e do período do pulso, caracterizando-se no que diz respeito a fonte, por aumento de potência e tempo de acionamento, até que o equilíbrio seja estabelecido.

5.4.8 Variação do número de Forchheimer, F_o

Sabe-se que a forma de arrasto representada pelos obstáculos sólidos no meio poroso, pode ser comparada ao atrito exercido sobre uma superfície. O quanto o movimento das partículas de fluido é afetado pela parte sólida que compõe o meio poroso em termos do arraste, é

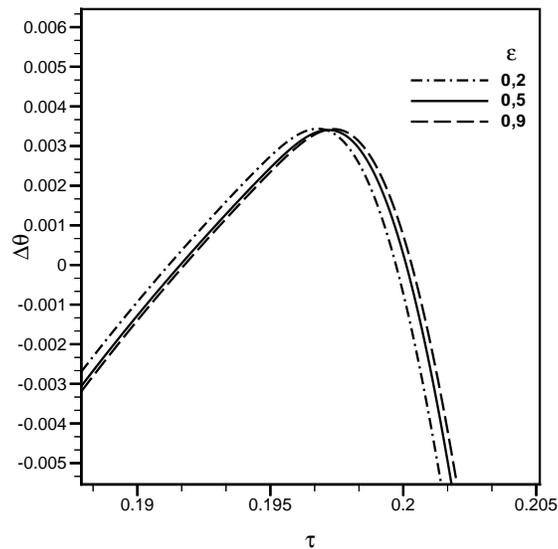


Figura 43: Influência da variação na porosidade do meio em função dos pulsos de acionamento da fonte de calor, numa visão ampliada.

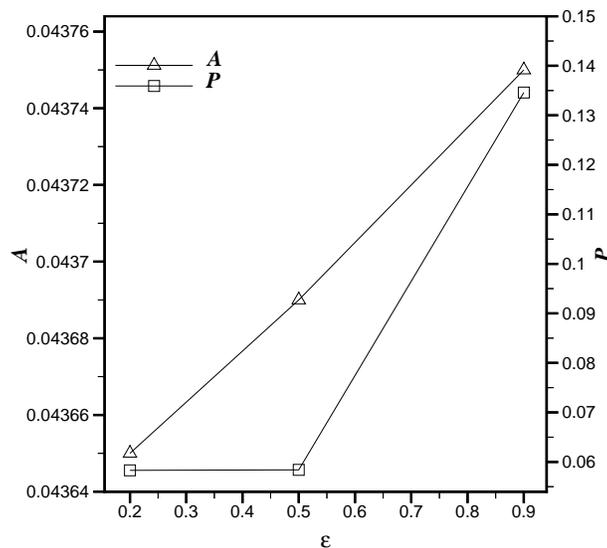


Figura 44: Período e amplitude no RPP em função da variação da porosidade.

influenciado na equação da quantidade de movimento pelo número de Forchheimer. Os ensaios numéricos variando Forchheimer, mostram que para valores elevados, o período e o tempo na qual a fonte permanece acionada aumenta. Isto significa que deve ocorrer uma diminuição na velocidade das partículas, por conta da transferência de energia para a parte sólida. Uma vez que a velocidade das partículas diminua, a transferência de calor por convecção é afetada. Pela Figura 45, nota-se ser necessário que a fonte permaneça ligada por um tempo maior.

Através do período e da amplitude da variação de Fo , observa-se melhor a influência discutida anteriormente. Nota-se claramente o aumento do período, e observa-se que a amplitude

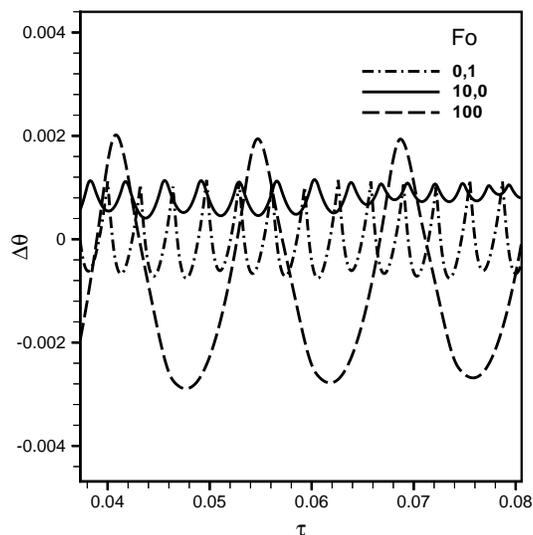


Figura 45: Variação do número de Forchheimer sobre o histórico da diferença de temperatura nos sensores.

tende a permanecer constante.

A disposição das linhas de corrente observadas na Figura 46, onde considera-se $Fo = 100$, mostra o desenvolvimento das partículas fluidas durante o aquecimento. Comparando-se os perfis de velocidade da Figura 28, onde tem-se $Fo = 0,1$ com os da Figura 48, onde $Fo = 100$, nota-se a diferença na velocidade das partículas. Na Figura 47, mostra-se o estabelecimento das plumas junto à fonte de calor. Comparado essas plumas com as da Figura 27, observa-se a diferença no instante de acionamento até o equilíbrio térmico.

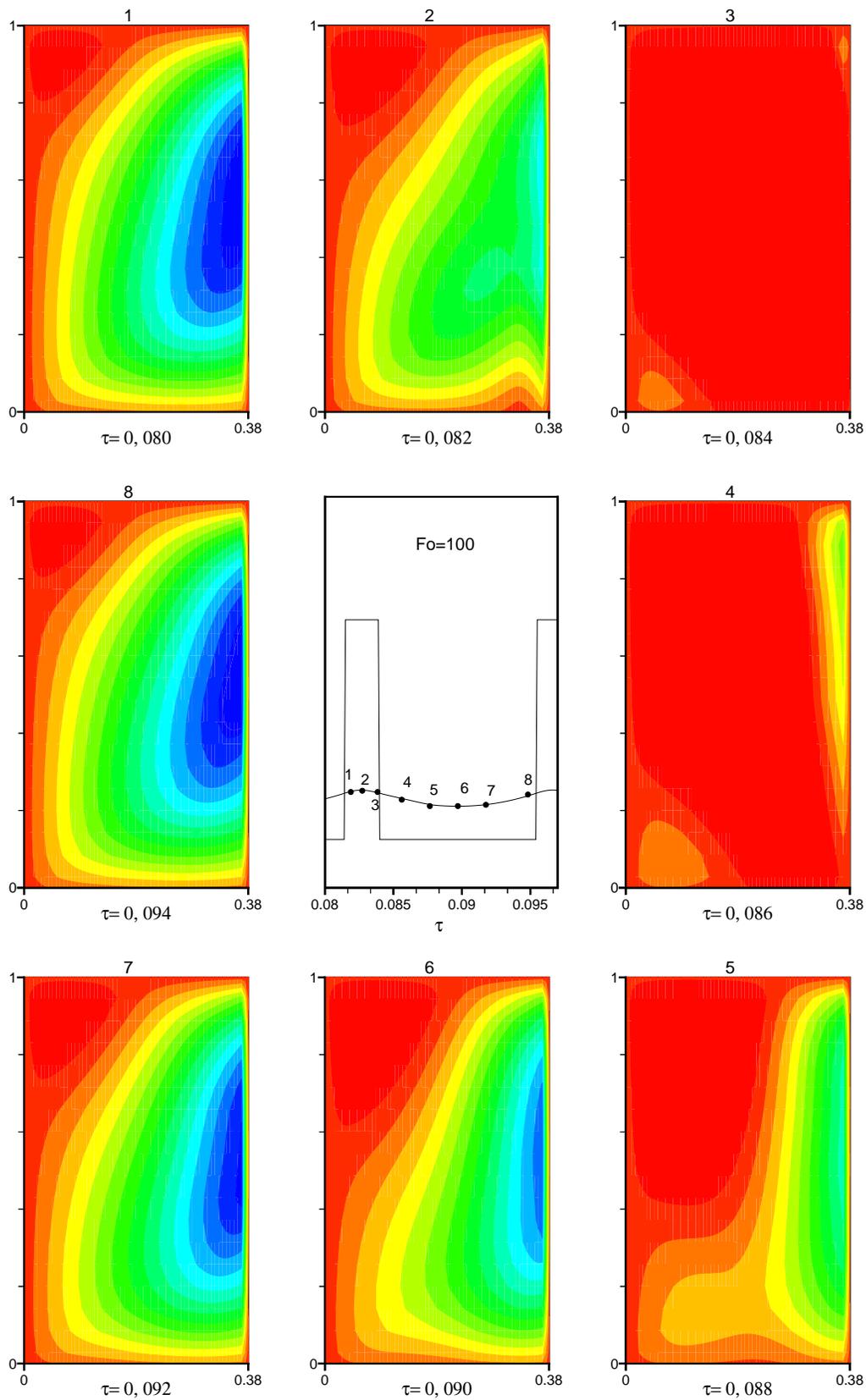


Figura 46: Perfis das linhas de corrente no RPP, $Fo=100$.

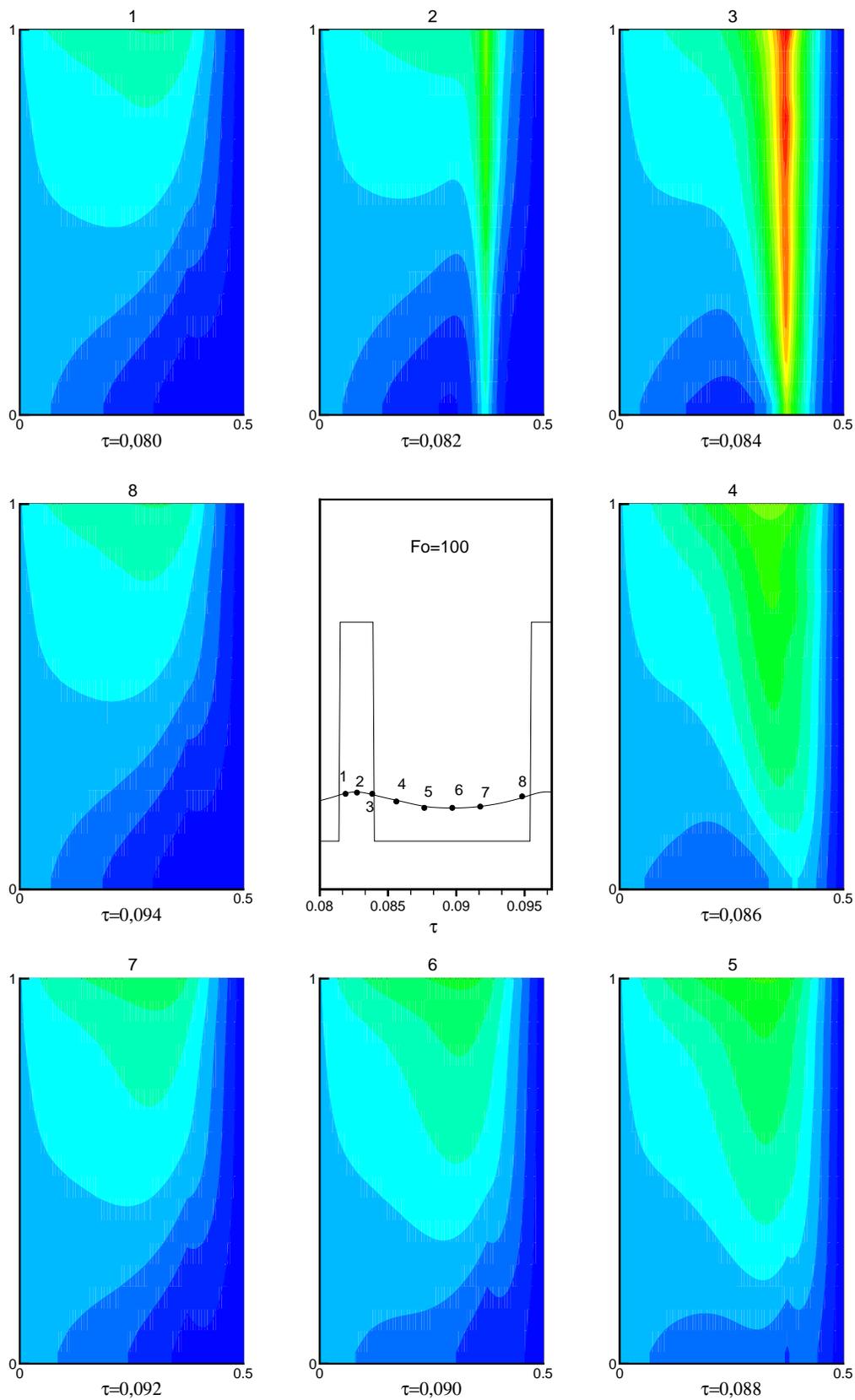


Figura 47: Campos de temperatura no RPP, $Fo=100$.

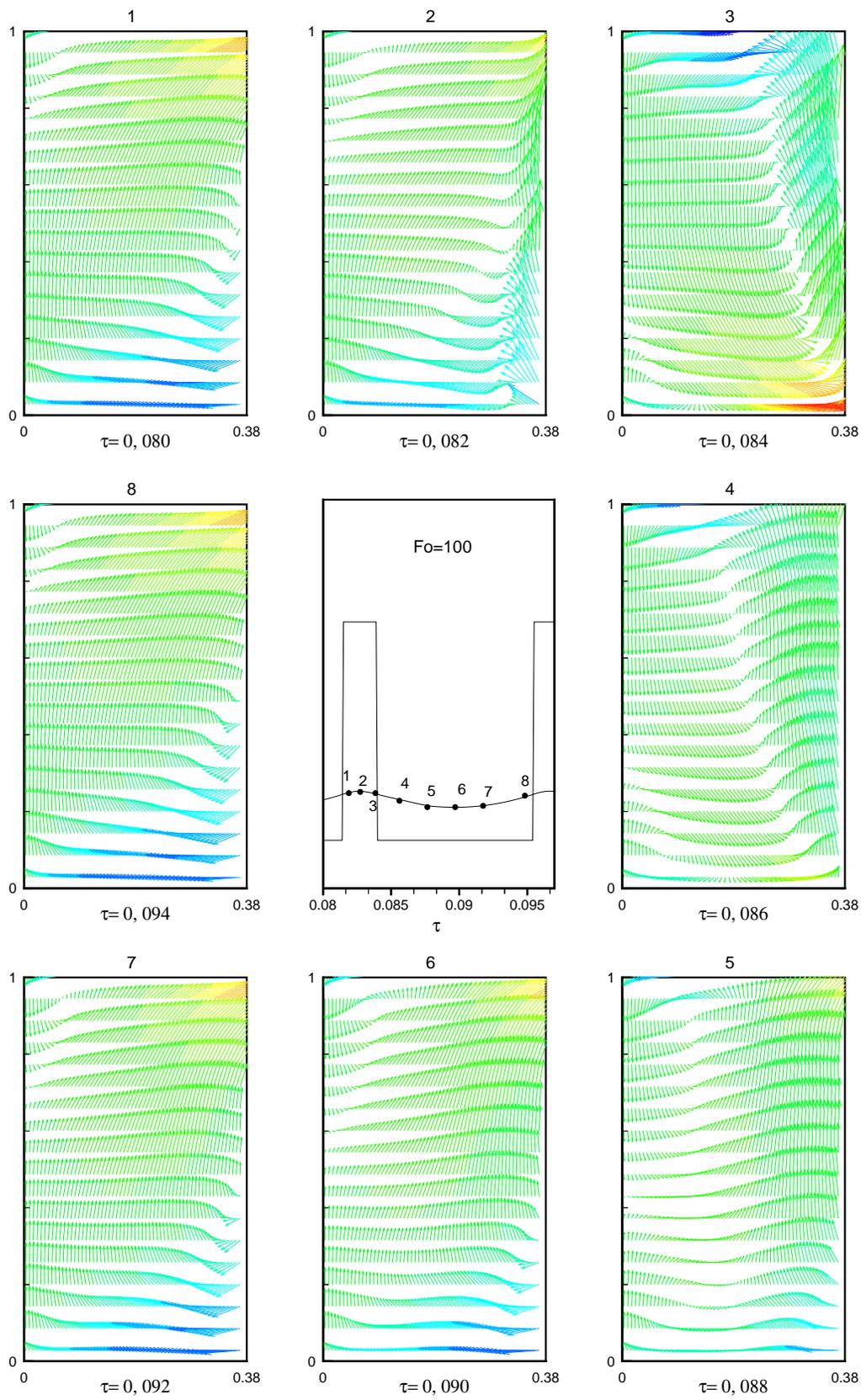


Figura 48: Campos de velocidade no RPP, $Fo=100$.

5.4.9 Variação da razão de condutividade térmica, L

A condutividade térmica do meio poroso é afetada pela capacidade térmica e pela difusividade térmica. A Figura 49 evidencia que o aumento da condutividade térmica reflete num aumento da taxa de transferência de calor do meio poroso para o meio refratário. Isto quer dizer que o aumento da condutividade térmica torna o meio poroso menos isolante. Sendo assim caracteriza-se uma perda de calor indesejável, e conseqüentemente acionamentos mais frequentes da fonte de calor. Os valores iniciais da razão de condutividade térmica para as simulações são os mesmos utilizados para a capacidade térmica. A análise dos perfis de velocidade, temperatura e linhas de corrente, podem ser realizada através das Figuras 28, 27 e 26, já discutidas anteriormente.

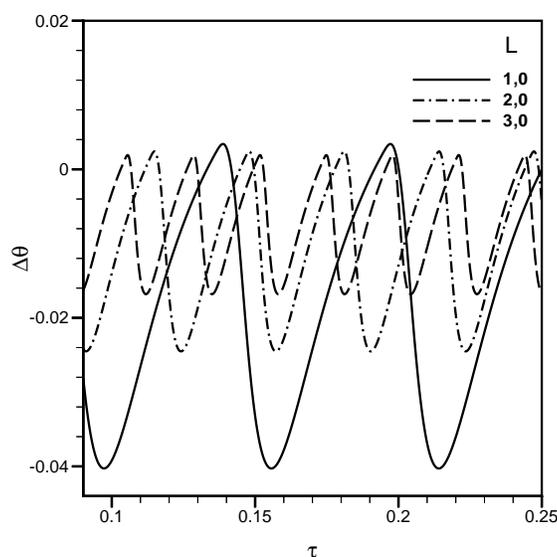


Figura 49: Variação de L sobre o histórico da diferença de temperatura nos sensores.

Para o desenvolvimento da amplitude e período do pulso, Figura 50, observa-se que no aumento da condutividade térmica o período e a amplitude diminuem, pois, uma vez que o meio, ao possuir condutividade térmica maior, implica em uma taxa de transferência de calor maior, fazendo com que os sensores percebam mais rapidamente as diferenças de temperatura no processo.

Observa-se nos perfis das linhas de corrente, temperatura e velocidade, Figuras 51, 52 e 53, respectivamente, o comportamento da transferência de calor no meio poroso, para o caso $L=1.0$.

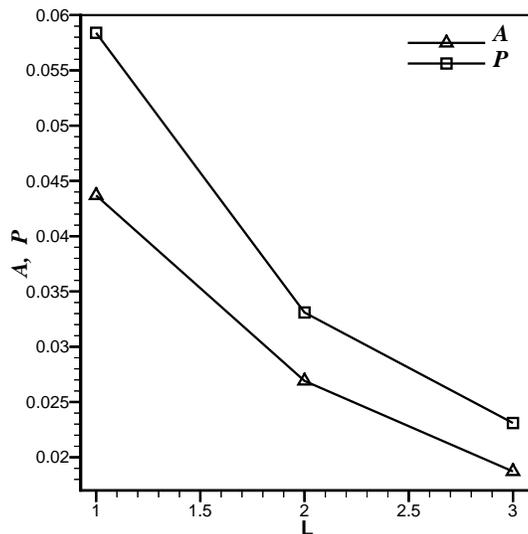


Figura 50: Período e amplitude no RPP em função da variação da razão de condutividade térmica, L

5.5 Avaliação em termos do Consumo de Energia no Acionamento da Fonte de Calor

Percebe-se até o momento através deste estudo, que para determinada configuração do sistema, a variação dos parâmetros provoca diferentes comportamentos da fonte de calor Q''' , no que diz respeito ao seu acionamento, apresentando pulsos curtos, médios e longos. Isto é verificado quando varia-se sua intensidade, posição em relação aos termopares, e ainda com as variações do número de Prandtl, Rayleigh, Darcy entre outros. Como a fonte de calor no problema físico trata-se de um resistor elétrico, o tempo que a mesma permanece acionada, implica em custos financeiros. Pretende-se analisar em termos desses custos, qual a melhor configuração dos parâmetros para otimização do sistema. Dentre os vários ensaios realizados, nota-se que em regime permanente, alguns históricos da variação dos parâmetros sobre a diferença de temperatura nos termopares, apresentam-se bem similares. Sendo assim, busca-se uma análise nos casos mais expressivos, conforme mostra a Tabela 10.

Determina-se o consumo de energia através da expressão:

$$Q''' \cdot \tau \cdot \mathfrak{S} = \text{Consumo} \quad (5.1)$$

onde τ corresponde ao tempo adimensional corresponde a uma hora, \mathfrak{S} representa o fator de tempo em que a fonte permanece ligada. Escrevendo a Equação 5.2 na forma dimensional,

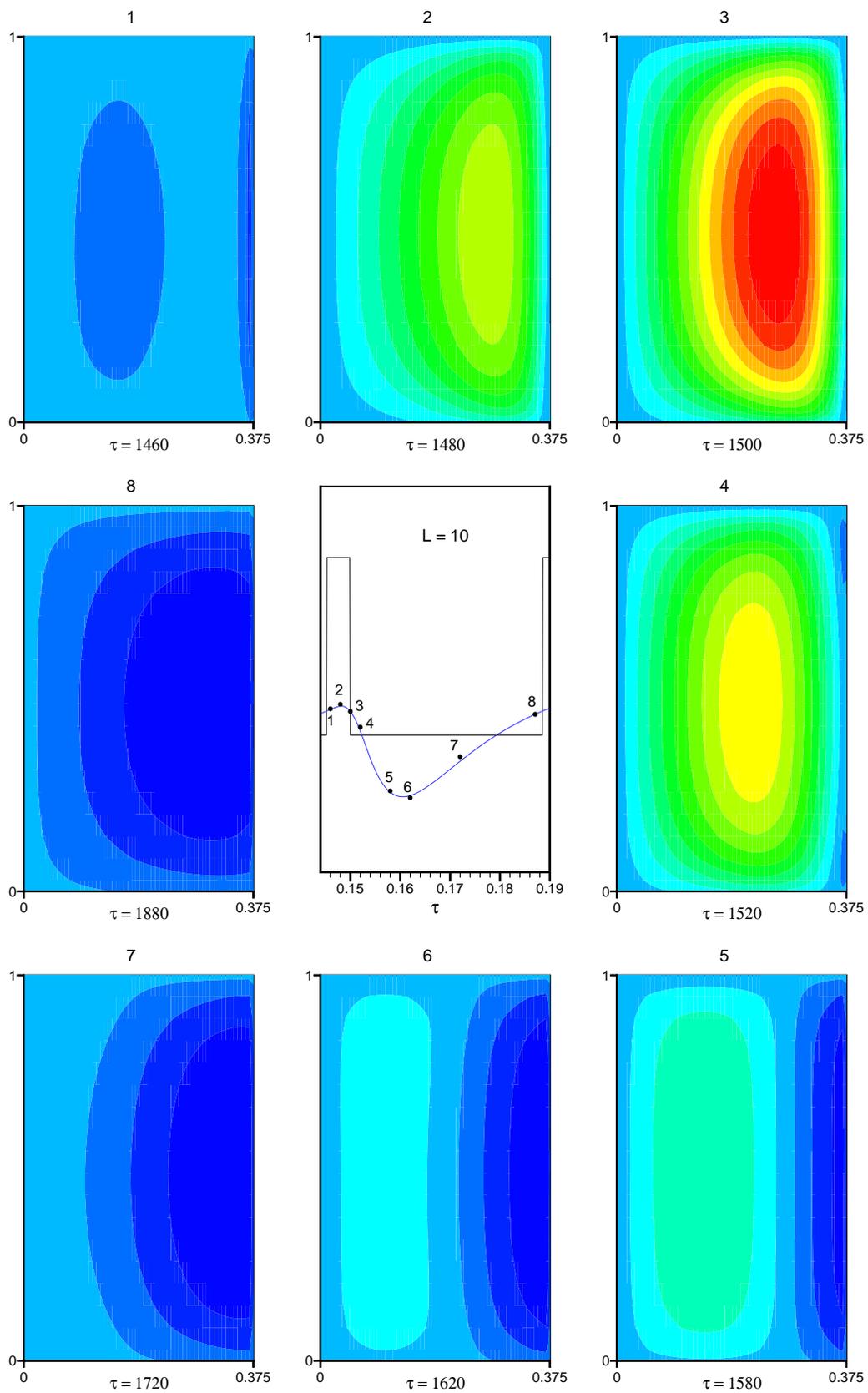


Figura 51: Perfis das linhas de corrente no RPP para $L = 1.0$.

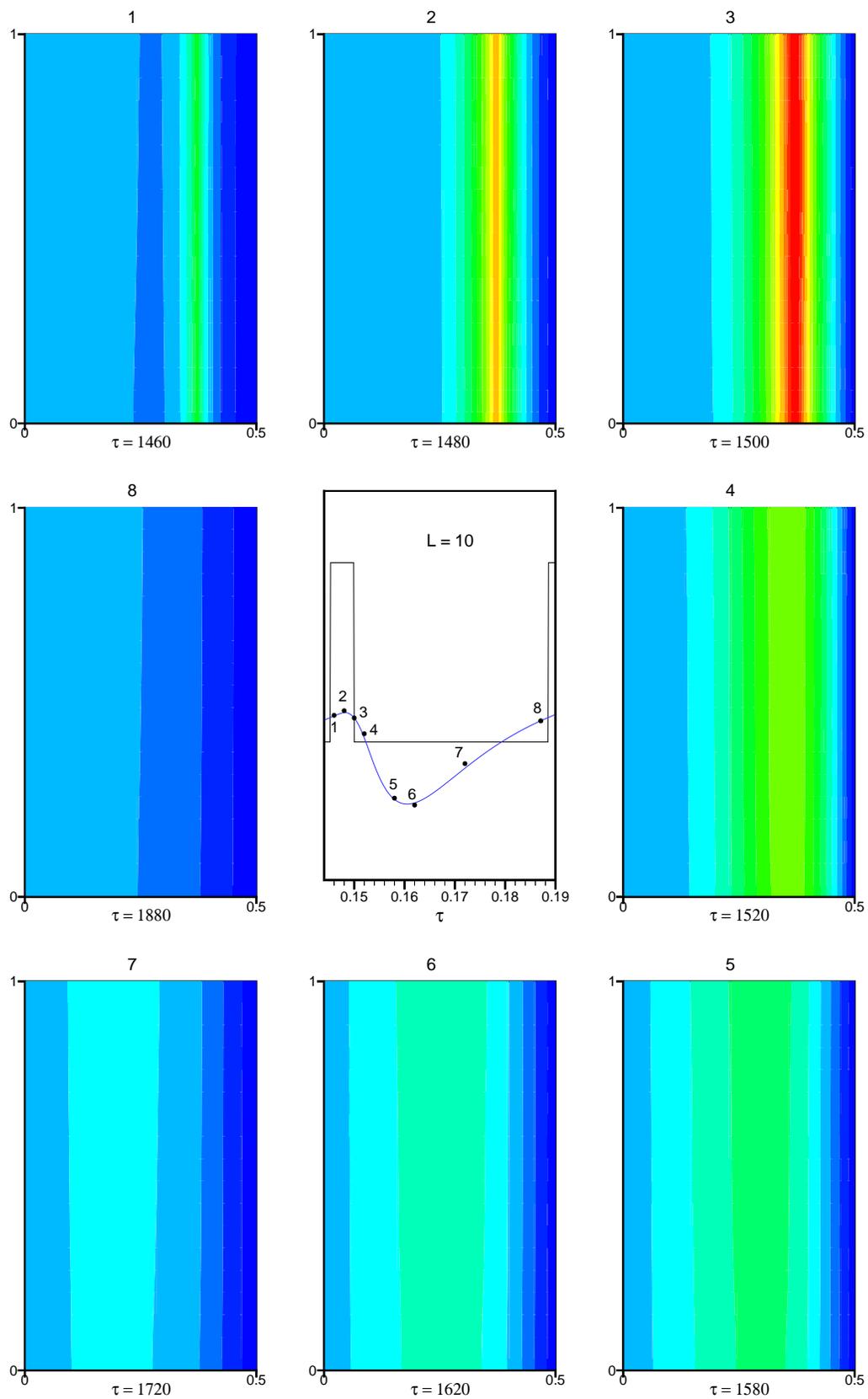


Figura 52: Campos de temperatura no RPP para $L = 1.0$.

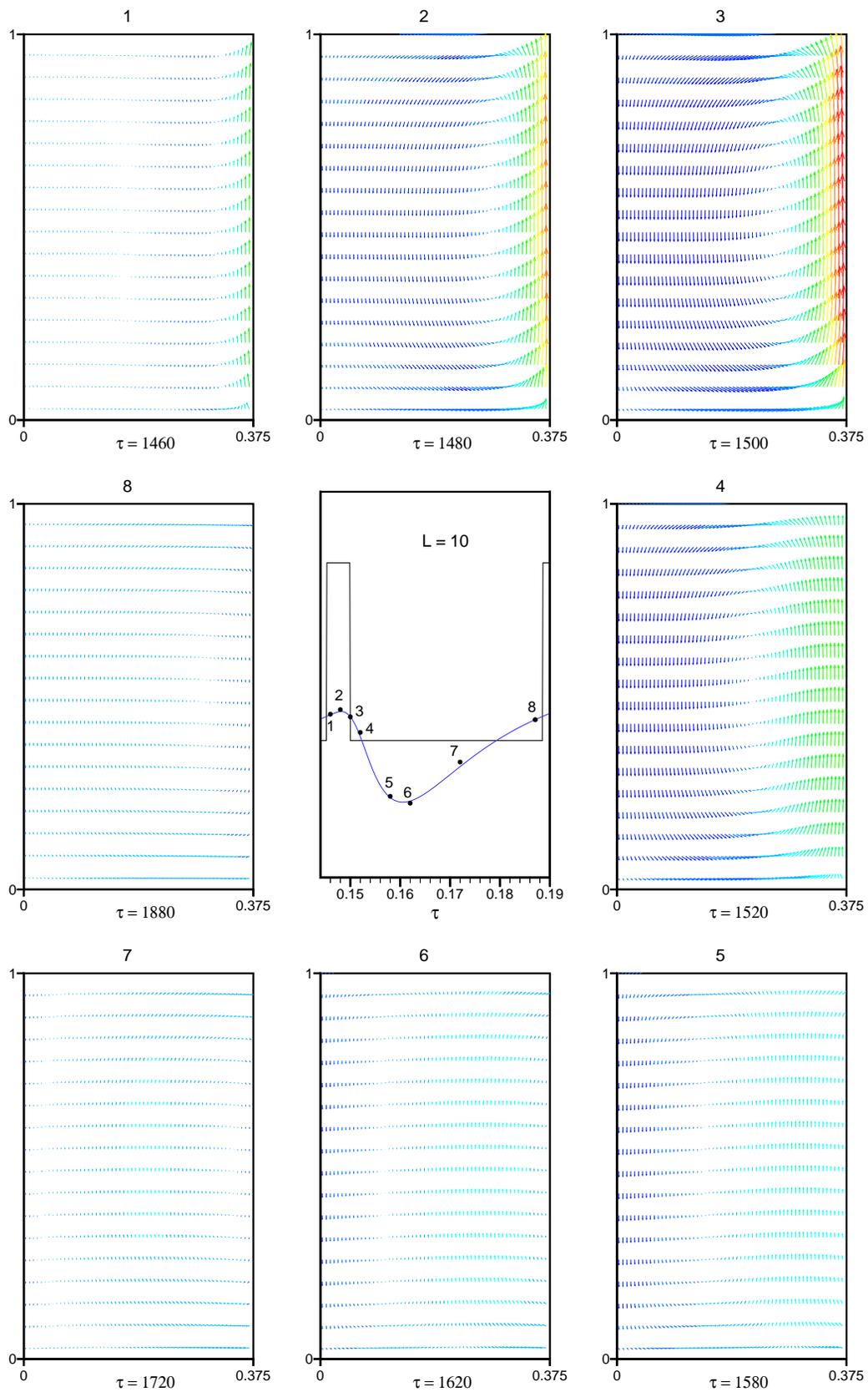


Figura 53: Campos de velocidade no RPP para $L = 1.0$.

considerando o tempo citado, tem-se:

$$10Q''' \approx 3600 = \text{Energia Consumida [J]} \quad (5.2)$$

onde $10Q''' = q'''$.

O consumo de energia para acionamentos da fonte, considerando-se os valores parametrizados neste trabalho, são mostrados na Tabela 10.

Tabela 10: Energia consumida durante o intervalo de 1 hora.

Parâmetros	Variação	Consumo [kWh]
$\Delta\Theta_c$	10^{-3}	3,50
	10^{-2}	8,10
Q'''	10^3	5,6
	10^4	3,50
	10^5	5,10
L	1,0	3,50
	2,0	10,30
	3,0	9,50
ε	0,2	11,,50
	0,5	3,50
	0,9	14,70
Ra	10^8	3,50
	10^9	11,80
	10^{10}	13,00
Da	10^{-8}	3,50
	10^{-6}	12,30
	10^{-4}	33,00
Fo	0,1	3,50
	10,0	1,80
	100,0	1,84

A partir dos resultados da análise de custos em função do intervalo de tempo no qual a fonte permanece ligada, percebe-se que a variação dos parâmetros nos ensaios numéricos, pode ser adequada, de forma a se obter a melhor configuração para o sistema, conforme verifica-se na Tabela 10. A Tabela 11, mostra os valores dos parâmetros para uma melhor configuração. Na Figura 55, pode-se avaliar o histórico da diferença de temperatura entre os sensores. Comparando-se os resultados em termos do consumo e os utilizados na Figura 55, percebe-se que alguns valores devem ser modificados, para que se possa alcançar o RPP.

Como descrito anteriormente, o módulo de isolamento térmico atual é constituído por uma camada interna semi-isolante (silicato de cálcio), e uma camada externa, isolante (sílica

Tabela 11: Valores adimensionais dos resultados presentes na Figura 55.

$\Delta\Theta_c$	Q'''	I,J,L	ε	Pr	Ra	Da	Fo	Bi
10^{-3}	10^4	1	0.9	1	10^9	10^{-6}	0.1	0.5

diatomácea), As propriedades termofísicas desses materiais (BEJAN, 1996, ABNT-NBR 10662, EB-231), são mostradas na Tabela 12.

Tabela 12: Propriedades termofísicas da sílica diatomácea e do silicato de cálcio.

Material	$k[W/m.K]$	$\rho c_p[J/K]$
Sílica diatomácea	0,127	400
Silicato de cálcio	0,102	230

O histórico da diferença de temperatura entre os sensores para o atual sistema de isolamento térmico é apresentado na Figura 54. Nota-se que os períodos são bem maiores que os apresentados neste trabalho, até que o sistema entre em RPP, pois, a inércia térmica é bem maior num sistema constituído por material de baixa condutividade térmica.

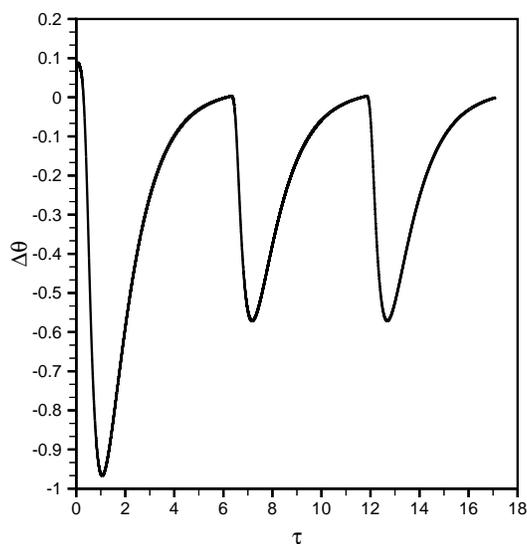


Figura 54: Histórico da diferença de temperatura nos sensores para o sistema atual.

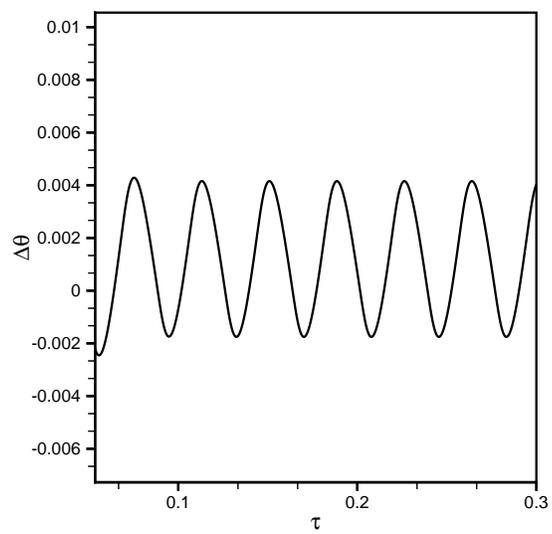


Figura 55: Histórico da diferença de temperatura nos sensores em termos dos parâmetros de menor consumo de energia.

6 CONCLUSÕES

Foi estudado o problema da transferência de calor em um sistema de isolamento para risers de unidades de craqueamento catalítico. A configuração do sistema compreende uma camada de material semi-isolante, adjacente à parede do riser, que por sua vez é envolvida por um guardador de calor. Para evitar perdas térmicas, uma camada externa de material (isolante) envolve o "guard heater".

Sensores, posicionados estrategicamente na camada interna adjacente à parede do riser, são acionados sempre que detetarem um fluxo de calor proveniente do riser, como uma indicação de perdas térmicas para o processo de craqueamento.

Considerando que os atuais sistemas de isolamento apresentam dificuldades de instalação, manutenção, com implicações sobre o custo e a eficiência do processo de craqueamento, uma configuração alternativa, que consiste na substituição da camada interna sólida por uma matriz porosa metálica, foi apresentada neste trabalho.

Um modelo matemático genérico, baseado nas equações da conservação da massa, quantidade de movimento e energia, foi obtido através da formulação do Teorema da média espacial. O objetivo foi investigar a transferência de calor tanto na camada porosa como na camada externa (sólida). Para tanto, um código numérico, baseado no método do volume de controle foi empregado na implementação do modelo matemático adimensionalizado.

Como resultado da adimensionalização do sistema, os seguintes parâmetros adimensionais foram identificados: o número de Prandtl, Pr ; o número de Darcy, Da ; o número de Rayleigh, Ra ; o número de Forchheimer, Fo ; a razão entre as capacidades térmicas da parte porosa e da parte sólida da matriz porosa, I ; a razão entre as condutividades térmicas da parte porosa e da parte sólida da matriz porosa, L ; o número de Biot, Bi ; bem como o parâmetro Q''' , que representa a adimensionalização da intensidade da fonte de calor liberado pelos "guard heater" ..

O acompanhamento temporal da diferença de temperatura nos sensores, $\Delta\Theta$, mostra a presença de um regime periódico permanente, que pode ser observado através dos perfis de velocidade e linhas de corrente no domínio poroso, e pelos perfis temperatura para o sistema de

isolamento global.

Dependendo dos parâmetros associados ao sistema, resultados mostram a presença da convecção no interior da camada porosa, onde se observa inversão no sentido das correntes convectivas sempre que a fonte de calor é acionada ou desligada.

Os resultados obtidos, confirmam algumas observações apresentadas em literaturas, além de fornecer um "pacote" com parâmetros de projeto para um módulo de isolamento térmico, com o objetivo de melhorar os custos de manutenção e operação de uma unidade de craqueamento.

Com relação a variação dos parâmetros conclui-se que:

- Variações na intensidade da fonte provocam a diminuição da densidade do fluido, aumentando a taxa de transferência de calor por convecção natural. Quanto maior a intensidade da fonte, maior o custo com energia para manter o sistema em equilíbrio térmico, não garantindo melhoras significativas ao processo.
- As variações na posição da fonte desempenham papel importante no domínio considerado, sendo que o seu afastamento dos sensores, revelam que o meio poroso torna-se mais isolante.
- Com respeito a variação da temperatura crítica $\Delta\Theta_c$, estipulada para acionar os sensores, o seu aumento leva a fontes a acionamentos de grande período, levando o sistema a operar em faixas de temperaturas desfavoráveis ao processo.
- A variação da medida da razão entre as forças de empuxo e as forças viscosas atuantes no fluido, expressa pelo número de Rayleigh, mostram que a transferência de calor por condução torna-se predominante para baixos valores de Rayleigh.
- Na faixa do número de Darcy considerada, ou seja, de 10^{-4} a 10^{-8} , verifica-se que o seu aumento torna o meio menos condutivo, pelo aumento da transferência de calor por convecção e consequente diminuição por difusão.
- A variação da porosidade pouco afeta o acionamento da fonte de calor, indicando a possibilidade de materiais alternativos na construção do módulo de isolamento.
- A razão entre a condutividade térmica efetiva e a condutividade térmica do fluido, L , é afetada por I , e pela difusividade térmica do meio poroso. O aumento de L , provoca uma transferência de calor do meio poroso para o meio refratário.

- Os ensaios com materiais metálicos, mostram ser possível construir uma matriz porosa metálica com propriedades termo-hidráulicas e semi-isolante, satisfazendo as necessidades do sistema.
- Através da análise de custos pode-se observar a configuração otimizada dos parâmetros avaliados nos ensaios numéricos. A Tabela 11, fornece os valores otimizados para os ensaios realizados.

Sugere-se como continuidade deste trabalho, a obtenção de mais dados numéricos referente ao uso de materiais metálicos em sistemas de isolamento térmico, e ainda:

- Análise da razão de aspecto da cavidade no ensaio numérico, visando o comportamento da taxa de transferência de calor no meio poroso.
- Como estudo experimental a construção da matriz porosa metálica e sua aplicação em sistemas de escala real.

REFERÊNCIAS

- ABADIE, E., **Craqueamento Catalítico**, SEREC/CEN-SUD, 1997;
- ABNT, **Associação Brasileira de Normas Técnicas**, NBR 10662, 1997.
- ABNT, **Associação Brasileira de Normas Técnicas**, EB-231, 1990.
- ANTOHE, B.V., LAGE, J.L., **A Dynamic Thermal insulator: Inducing resonance within a fluid saturated porous medium heated periodically from the side**, International Journal of Heat and Mass Transfer, 37, p.771-782, 1994.
- ANTOHE, B.V., LAGE, J.L., **Amplitude effect on convection induced by time-periodic heating**, International Journal of Heat and Mass Transfer, 39, p.1121-1133, 1996.
- ANTOHE, B.V., LAGE, J.L., **The Prandtl number effect on the optimum heating frequency of an enclosure filled with fluid or with a saturated porous medium**, International Journal of Heat and Mass Transfer, 40, p.1313-1323, 1997.
- BEJAN, A., **Transferência de Calor**, Edgard Blücher Ltda, 1996.
- BEJAN, A., **Natural convection in a vertical cylindrical well filled with porous medium**, International Journal Heat Mass Transfer, v. 23, p. 726-729, 1979;
- BEJAN, A., KHAIR, K. R., **Heat and mass transfer by natural convection in porous media**, International Journal Heat Mass Transfer, v. 28, N. 5, p. 909-918, 1984;
- BEHRENS, B., MÜLLER, M., **Tecnologies for thermal protection systems applied on re-usable launcher**, Acta Astronautica, v. 55, p. 529-536, 2004;
- BLOSSER, M. L., CHEN, R. R., SCHMIDT, I. H., DORSEY, J. T., POTEET, C. C., BIRD, R. K., **Advanced metallic thermal protection system development**, American Institute of Aeronautics and Astronautics, 40th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 2002;
- BOOMSMA, K., POULIKAKOS, D., **On the effective thermal conductivity of a three-dimensionally structured fluid-saturated metal foam**, International Journal of Heat and Mass Transfer, 44, p.827-836, 2001.
- BROOKS, D., DROZD, P., GRAFF, D., SANDBERG, C., HORICKX, P. V., **Reducing**

- the final cost of ownership of electric heat tracing systems in northern Alberta**, Institute of Electrical and Electronic Engineers, N. 18, p. 173-180, 2000;
- BROUWERS, H. J. H., **Heat transfer between a fluid-saturated porous medium and permeable wall with fluid injection or with drawall**, International Journal Heat Mass Transfer, v. 37, N. 6, p. 989-986, 1993;
- CHAPMAN, F. S., HOLLAND, F. A., **Keeping pipe hot**, Chemical Engineering, 72(26): P. 79-90, 1965;
- CHOUDHARY, M.K., KARKI, K.C., PATANKAR, S.V., **Mathematical modeling of heat transfer, condensation and capillary flow in porous insulation on a cold pipe**, International Journal of Heat and Mass Transfer, 47, p.5629-5638, 2004;
- COTTA, R. M., QUARESMA, J. M. N., **Natural convection in three dimensional porous cavities: Integral transform method**, International Journal Heat Mass Transfer, v. 45, p. 3013-3032, 2001;
- CUNHA, A. G., CUNHA, R. R., **Impermeabilização e isolamento térmico: materiais e especificações**, 117p., 1997.
- DARYABEIGI, K., **Heat transfer in high temperature fibrous insulation**, Journal of Thermophysics, v. 17, N. 1, p. 10-20, 2003;
- DARYABEIGI, K., **Thermal analysis and design optimization of multilayer insulation for reentry aerodynamic heating**, Journal of Spacecraft and Rockets, 39(4), p.509-514, 2002.
- DEESON, F. S., HOLLAND, F. A., **Keeping pipe hot**, Chemical Engineering, 15(5): p. 244-7, 1970;
- DEGAN, G., BEIGI, H., VASSEUR, P., ROBILLARD, L., **Effect of anisotropy on the development of convective boundary layer flow in porous media**, International Communications Heat Mass Transfer, v. 25, N. 8, p. 1159-1168, 1998;
- DEGAN, G., VASSEUR, P., **Influence of anisotropy on convection in porous media with nonuniform thermal gradient**, International Journal Heat Mass Transfer, v. 46, p. 781-789, 2002;
- DHANASEKARAN, M. R., DAS, S. K., VENKATESHAN, S. P., **Natural convection in a cylindrical enclosure filled with heat generation anisotropic porous medium**, Journal Heat Transfer, v. 124, p. 203-207, 2002;
- DRUMA, A.M., ALAM, M.K., DRUMA, C., **Analysis of thermal conduction in carbon**

foams, *International Journal of Thermal Sciences*, 43, p.689-695, 2004a.

DRUMA, C., ALAM, M.K., DRUMA, A.M., **Finite element model of thermal transport in carbon foams**, *Journal of Sandwich structures and materials*, 6, p.527-540, 2004b.

EGOROV, S. D., POLEZHAEV, V. L., **Thermal convection in anisotropic porous insulation**, *Heat Transfer Research*, v. 25, N. 8, p. 986-990, 1993;

FORTUNA, A. D., **Técnicas computacionais para dinâmica dos fluidos**, Edusp, 2000;

GLICKSMAN, L.R., SCHUETZ, M.A., **A basic study of heat transfer through foam insulation**, *J. Cellular Plastics*, p.114-121, 1984.

GOYEAU, B., SONGBE, J. P., GOBIN, D., **Numerical study of double diffusive natural convection in a porous cavity using the Darcy-Brinkman formulation**, *International Journal Heat Mass Transfer*, v. 39, N. 7, p. 1363-1378, 1995;

GROSS, R.J., BAER, M.R., HICKOX, C.E., **The application of flux-corrected transport (FTC) to high Rayleigh number natural convection in a porous medium**, *Eighth Int. Heat Transfer Conference*, San Francisco, p.2641-2646, 1986.

GUPTA, D.C., RAFFERTY, N., **Proven tools and techniques for electric heat tracing**, *Chemical Engineering*, 102(5), p.104-107, 1995.

HSU, C. T., CHENG, P., **Thermal dispersion in a porous media**, *International Journal Heat Mass Transfer*, v. 33, p. 1587-1597, 1990;

INCROPERA, F. P., **Fundamentos de Transferência de Calor e de Massa**, LTC, 2003.

ISLAS, H. J., ISUNZA, F. L., TAPIA, J. A. O., **Natural convection in a cylindrical porous cavity with internal heat source: a numerical study with Brinkmann extended Darcy model**, *International Journal Heat Mass Transfer*, v. 42, p. 4185-4195, 1999;

JIANG, P., LI, M., LU, T. J., YU, L., REN, Z. P., **Experimental research on convection heat transfer in sintered porous plate channels**, *International Journal Heat Mass Transfer*, v. 47, p. 2085-2096, 2003;

JUNQUEIRA, S.L.M., LAGE, J.L., **The fluid effect on the effective attenuation coefficient of a fully saturated porous medium under laser radiation**, *Experimental Heat Transfer*, 12, p.157-174, 1999.

KAMINSKI, D.A., PRAKASH, C., **Conjugated natural convection in a square enclosure: Effect of conduction in one of the vertical walls**, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 29, p.1979-1988, 1990.

- KAVIANI, M., **Principles of Heat Transfer in Porous Media**, 2nd ed, Springer, New York, 1995.
- KAVIANY, M., HANAMURA, K., **Propagation of condensation front in steam injection into dry porous media**, International Journal Heat Mass Transfer, v. 38, p. 1377-1386, 1995;
- KAZMIERCZAK, M., CHINODA, Z., **Buoyancy-driven flow in an enclosure with time periodic boundary conditions**, International Journal of Heat and Mass Transfer, 35, p.1507-1518, 1992.
- KIMURA, S. ,BEJAN, A., **Natural convection in a stably heated corner filled with porous medium**, Journal of Heat Transfer, 107, p.293-298, 1985.
- KRISHNAPRAKAS, C. K., NARAYANA, K. B., DUTTA, P., **Heat transfer correlations for multilayer insulation systems**, Cryogenics, v. 40, p. 431-435, 2000;
- LAALY, H.O., **Thermal Insulation, Construction Specifier**, 48 (3), p.57-60, 1995.
- LAGE, J.L., BEJAN, A., **The resonance of natural convection in an enclosure heated periodically from the side**, International Journal of Heat and Mass Transfer, 36, p.2027-2038, 1993.
- LAGE, J.L., REES, D.A.S., **The effect of thermal stratification on natural convection in a vertical porous insulation layer**, International Journal of Heat and Mass Transfer, 40(1), p.111-121, 1997.
- LAKHAL, R. K., HASNAOUI, M., VASSEUR, P., **Numerical study of transient natural convection in a cavity heated periodically with different types of excitations**, International Journal Heat Mass Transfer, v. 42, p. 3927-3941, 1999;
- LAURIAT, G.A., **A Numerical Study of a Thermal Insulation Enclosure: Influence of the Radiative Heat Transfer**, Natural Convection in Enclosures, ASME HTD, 8, p.63-71, 1980.
- LELEU, F., WATILLON, P., MOULIN, J., LACOMBE, A., SOYRIS, P., **The thermo mechanical architecture and TPS configuration of the pre-X vehicle**, Acta Astronautic, v. 56, p. 453-464, 2005;
- LIM, T.K., COTTON, M.A., AXCELL, B.P., **Laminar forced convection and flow characteristics for the multiple plate porous insulation**, Applied Thermal Engineering, 27, p.918-926, 2007.

- MALALASEKERA, W., VERSTEEG, H. K., **An introduction to computational fluid dynamics**, The Finit Volume Method, Longman Scientific Technical, 1995, 257 p.;
- MALISKA, C. R., **Transferência de calor e mecânica dos fluidos computacional**, LTC, 1995.
- MARQUERING, M., **Highly effective thermal insulation using VIS**, Technische Mitteilungen Krupp (English edition), 2, p.5-8, 1999.
- MARUYAMA, S., SHIMIZU, N., **Temperature distribution in a layer of an active thermal insulation system heated by a gas burner heat transfer**, Japanese Research, 22(3), p.224-237, 1993.
- NAKAYAMA, A., **Pc Aided numerical heat transfer and convective flow**, CRC Press, 1995, 298 p.;
- NAKAYAMA, A., KUWAHARA, F., SUGYAMA, M. XU, G., **A two-energy equation model for conduction and convection in porous media**, International Journal Heat Mass Transfer, v. 44, p. 4375-4379, 2001;
- NAYLOR, D., OOSTHUIZEN, P.H., **Natural convective heat transfer in an enclosure partly filled with a non-porous insulation**, International Journal of Numerical Methods for Heat and Fluid Flow, 6(5), p. 37-48, 1996.
- NIELD, D., BEJAN, A., **Convection in porous media**, 2nd ed., Springer-Verlag, New York, USA. 1999, 546 p.;
- OOSTHUIZEN, P.H., PAUL, J.T., **Natural convection in a rectangular enclosure with a partially heated wall and partly filled with a porous medium**, Numerical Methods in Thermal Problems, Proceedings of the eight International Conference, 8(1), p.467-478, 1993.
- PAEK, J.W, KANG, B.H., KIM, S.Y., HYUN, J.M., **Effective thermal conductivity and permeability of aluminum foam materials**, International journal of Thermophysics, 21(2), p.453-464, 2000.
- PATTERSON, J.C., ARMPFIELD, S.W., **Transient features of natural convection in a cavity**, Journal of Fluid Mechanics, 219, p.469-497, 1990.
- PENG, L. C., PENG, T. L., **Thermal insulation and pipes stress**, Hydrocarbon Processing, v. 77, N. 5, p. 111-113, 1998;
- PIMSHTEIN, P.G., POGODIN, V.K., TUPITSYN, A.A., **Investigation of the properties of material used for rapidly demountable thermal: Insulation of high pressure vessels**,

Chemical and Petroleum Engineering, 31 (7-8), p.355-364, 1995.

POP, I., INGHAM, D.B., **Convective heat transfer: Mathematical and Computational Modelling of Viscous Fluids and Porous Media**, Pergamon, Oxford, 2001.

POULIKAKOS, D., BEJAN, A., **Unsteady natural convection in a porous layer**, Phys. Fluids, 26, p.1183-1191, 1983.

POULIKAKOS, D., BEJAN, A., **The Departure from Darcy flow in natural convection in a vertical porous layer**, 28, p.3477-3484, 1985.

REES, D. A. S., LAGE, J. L., **The effect of thermal stratification on natural convection in a vertical porous insulation layer**, International Journal Heat Mass Transfer, v. 40, N. 1, p. 111-121, 1997;

SACH, J., SEIFERT, H., **Foamed concrete technology: Possibilities for thermal insulation at high temperatures**, CFI Ceramic Forum International, 76(9), p.23-30, 1999.

SAHIN, A.Z., **Optimal Insulation of Structures with Varying Thermal Conductivity**, Journal of Thermophysics and Heat Transfer, 1(2), p.153-157, 1997.

SHANKAR, V., HAGENTOFT, C. E., **Numerical study of effect of natural convection on thermal properties of horizontal oriented porous insulation**, Journal of Thermal Envelope of Building science, v. 24, N. 2, 2000;

SLIMI, K., NASRALLAH, S. B., **Transient natural convection in a vertical cylinder opened at the extremities and filled with a fluid saturated porous medium: Vality of Darcy flow model and thermal boundary layer approximations**, International Journal Heat Mass Transfer, v. 41, N. 8-9, p. 1113-1125, 1997;

SONG, M., VISKANTA, R., **Natural convection flow and heat transfer within a rectangular enclosure containing a vertical porous layer**, 37, p.2425-2438, 1994.

SPINLER, M., WINTER, E. R. F., VISKANTA, R., **Studies on high temperature multilayer thermal insulations**, International Journal Heat Mass Transfer, v. 47, p. 1305-1312, 2004;

THOMAS, R., **Thermal insulation for industrial requeriments**, Petroleum Refiner, 1952;

TIEN, H. C., CHIANG, K. S., **Non-Darcy flow and heat transfer in a porous insulation with infiltration and natural convection**, Journal of Marine Science and Tecnology, v. 7, N. 2, p. 125-131, 1999;

TONG, T.W., TIEN, C.L., **Analytical models for thermal radiation in fibrous insulation**, Journal of Thermal Insulation, 4, p. 27-43, 1980.

TONG, T.W., SUBRAMANIAN, E. **Natural convection in rectangular enclosures partially filled with a porous medium**, International Journal of Heat and Fluid Flow, 7, p.3-10, 1986.

TORREIRA, R. P., **Isolamento térmico**, São paulo, Fulton Editora Técnica, 1980;

VAFAI, K. (Ed), **Handbook of Porous Media**, Marcel Dekker, New York, 2000.

VAFAI, K., TIEN, C. L., **Boundary and inertia effects on flow and heat transfer in porous media**, International Journal of Heat Mass Transfer, v. 24, p. 195-203, 1981;

VAFAI, K., WHITAKER, S., **Simultaneous heat and mass transfer accompanied by phase change in porous insulation**, ASME Journal of Heat Transfer, 43, p.3621-3632, 1986.

VANDERSTEEN, J. D. J., BIRK, A. M., **Fire tests on defective tank-car thermal protection systems**, Journal of Loss Prevention in the Process Industries, v. 16, p. 417-425, 2003;

WHITAKER, S., **Theory and applications of transport in porous media**, The Method of Volume Averaging, Kluwer Academic Publishers, 1999, 220 p.;

WIJEYSUNDERA, N.E., ZHENG, B.F., IQBAL, M., HAUPTMANN, E.G., **Numerical simulation of the transient moisture transfer through porous insulation**, International Journal of Heat and Mass Transfer, 39(5), p.998-1004, 1995.

WU, J.-W., CHU, H.-S., **Heat transfer in open cell polyurethane foam insulation**, Heat and Mass Transfer, 34, p.247-254, 1998.

YANG, H.Q., YANG, K.T., XIA, Q., **Periodic laminar convection in a tall vertical cavity**, International Journal of Heat and Mass Transfer, 32, p.2199-2207, 1989.

ZHU, H., SANKAR, R.T., VENKATARAMAN, S., BLOSSER, M., **Optimization of functionally graded metallic foam insulation under transient heat transfer conditions**, Structural Multidisciplinary Optimization, 28, p.349-355, 2004.

Livros Grátis

(<http://www.livrosgratis.com.br>)

Milhares de Livros para Download:

[Baixar livros de Administração](#)

[Baixar livros de Agronomia](#)

[Baixar livros de Arquitetura](#)

[Baixar livros de Artes](#)

[Baixar livros de Astronomia](#)

[Baixar livros de Biologia Geral](#)

[Baixar livros de Ciência da Computação](#)

[Baixar livros de Ciência da Informação](#)

[Baixar livros de Ciência Política](#)

[Baixar livros de Ciências da Saúde](#)

[Baixar livros de Comunicação](#)

[Baixar livros do Conselho Nacional de Educação - CNE](#)

[Baixar livros de Defesa civil](#)

[Baixar livros de Direito](#)

[Baixar livros de Direitos humanos](#)

[Baixar livros de Economia](#)

[Baixar livros de Economia Doméstica](#)

[Baixar livros de Educação](#)

[Baixar livros de Educação - Trânsito](#)

[Baixar livros de Educação Física](#)

[Baixar livros de Engenharia Aeroespacial](#)

[Baixar livros de Farmácia](#)

[Baixar livros de Filosofia](#)

[Baixar livros de Física](#)

[Baixar livros de Geociências](#)

[Baixar livros de Geografia](#)

[Baixar livros de História](#)

[Baixar livros de Línguas](#)

[Baixar livros de Literatura](#)
[Baixar livros de Literatura de Cordel](#)
[Baixar livros de Literatura Infantil](#)
[Baixar livros de Matemática](#)
[Baixar livros de Medicina](#)
[Baixar livros de Medicina Veterinária](#)
[Baixar livros de Meio Ambiente](#)
[Baixar livros de Meteorologia](#)
[Baixar Monografias e TCC](#)
[Baixar livros Multidisciplinar](#)
[Baixar livros de Música](#)
[Baixar livros de Psicologia](#)
[Baixar livros de Química](#)
[Baixar livros de Saúde Coletiva](#)
[Baixar livros de Serviço Social](#)
[Baixar livros de Sociologia](#)
[Baixar livros de Teologia](#)
[Baixar livros de Trabalho](#)
[Baixar livros de Turismo](#)