

UNIVERSIDADE TECNOLÓGICA FEDERAL DO PARANÁ
DEPARTAMENTO ACADÊMICO DE MECÂNICA
CURSO DE ENGENHARIA INDUSTRIAL MECÂNICA

Vanessa Glück Nardi

**INVESTIGAÇÃO NUMÉRICA DA CONVECÇÃO NATURAL E DA
RADIAÇÃO TÉRMICA EM CAVIDADE ABERTA PREENCHIDA COM
MEIO POROSO HETEROGÊNEO**

TRABALHO DE CONCLUSÃO DE CURSO

(Tcc2 – Nº de Inscrição – 09)

CURITIBA

2015

Vanessa Glück Nardi

**INVESTIGAÇÃO NUMÉRICA DA CONVECÇÃO NATURAL E DA
RADIAÇÃO TÉRMICA EM CAVIDADE ABERTA PREENCHIDA COM
MEIO POROSO HETEROGÊNEO**

Monografia do Projeto de Pesquisa apresentada à disciplina de Trabalho de Conclusão de Curso - TCC2 do curso de Engenharia Mecânica da Universidade Tecnológica Federal do Paraná, como requisito parcial para aprovação na disciplina.

Orientador: Prof. Dr. Admilson T. Franco

CURITIBA

2015

TERMO DE ENCAMINHAMENTO

Venho por meio deste termo, encaminhar para apresentação a monografia do Projeto de Pesquisa "INVESTIGAÇÃO NUMÉRICA DA CONVECÇÃO NATURAL E DA RADIAÇÃO TÉRMICA EM CAVIDADE ABERTA PREENCHIDA COM MEIO POROSO HETEROGÊNEO", realizado pela aluna Vanessa Glück Nardi, como requisito parcial para aprovação na disciplina de Trabalho de Conclusão de Curso - Tcc2, do curso de Engenharia Mecânica da Universidade Tecnológica do Paraná.

Orientador: Prof. Dr. Admilson T. Franco

UTFPR - Damec

Curitiba, ____ de _____ de 2015.

TERMO DE APROVAÇÃO

Por meio deste termo, aprovamos a Proposta de Projeto de Pesquisa “INVESTIGAÇÃO NUMÉRICA DA CONVECÇÃO NATURAL E DA RADIAÇÃO TÉRMICA EM CAVIDADE ABERTA PREENCHIDA COM MEIO POROSO HETEROGÊNEO”, realizada pela aluna Vanessa Glück Nardi, como requisito parcial para aprovação na disciplina de Trabalho de Conclusão de Curso 1, do curso de Engenharia Mecânica da Universidade Tecnológica Federal do Paraná.

Prof. Dr. Admilson T. Franco
DAMEC, UTFPR
Orientador

Prof. Dr. Eduardo Matos Germer
DAMEC, UTFPR
Avaliador

Prof. Dr. Paulo Henrique Dias dos Santos
DAMEC, UTFPR
Avaliador

Curitiba, ____ de _____ de 2015.

RESUMO

NARDI, V. G. Investigação Numérica da Convecção Natural e da Radiação Térmica em Cavidade Aberta Preenchida com Meio Poroso Heterogêneo. 2015. 105 f. Trabalho de Conclusão de Curso (graduação) – Universidade Tecnológica Federal do Paraná, Curso de Engenharia Mecânica. Curitiba, 2015.

Na tentativa de aperfeiçoar as trocas de calor em sistemas térmicos, diversos estudos relacionados com a convecção natural em cavidades heterogêneas têm sido conduzidos na última década. Embora a radiação seja um fenômeno de transferência de calor tão relevante quanto a convecção natural, raros são os estudos encontrados na literatura que levam em consideração seus efeitos em meios heterogêneos. Neste trabalho é realizado o estudo numérico da transferência de calor combinada da radiação térmica e da convecção natural em cavidade aberta preenchida por meio heterogêneo. A cavidade é quadrada com uma parede aquecida e a outra aberta para um reservatório térmico e o meio heterogêneo é representado por blocos quadrados condutores de calor distribuídos uniformemente no interior da cavidade. As propriedades do fluido são assumidas constantes exceto no termo de empuxo no qual é adotada a aproximação de Oberbeck-Boussinesq. As superfícies da cavidade e dos blocos são consideradas cinzas, opacas e difusas. O método dos volumes finitos é empregado com o algoritmo SIMPLEC e os efeitos da radiação superficial são agregados à solução pelo modelo *Surface-to-Surface (S2S)*. São investigados os efeitos do número de *Rayleigh*, do número de blocos e da condutividade térmica sólido-fluido, considerando emissividade e porosidade constantes. Os valores de Nusselt médio radiativo e convectivo, bem como a vazão volumétrica adimensional que entra na cavidade são computados analisados e os fenômenos de interferência de camada limite, queda convectiva e queda radiativa são apresentados. Para auxiliar na interpretação dos resultados, linhas de corrente e isotermas são apresentadas. Os resultados mostram que a consideração da radiação térmica aumenta consideravelmente o Nusselt médio total e que a parcela convectiva do Nusselt médio diminui em relação ao Nusselt convectivo para o caso de convecção natural pura. Resultados mostram ainda que, apesar da atenuação do Nusselt convectivo, a radiação térmica eleva consideravelmente o valor observado para a vazão volumétrica adimensional induzida para dentro da cavidade. Além disso, foi constatado que a previsão analítica para interferência da camada limite continua válida quando as trocas de calor por radiação térmica estão ativas.

Palavras-chave: convecção natural, radiação superficial, cavidade aberta, meio poroso, meio heterogêneo.

ABSTRACT

NARDI, V. G. Investigação Numérica da Convec o Natural e da Radia o Térmica em Cavidade Aberta Preenchida com Meio Poroso Heterogêneo. 2015. 105 f. Trabalho de Conclusão de Curso (gradua o) – Universidade Tecnológica Federal do Paraná, Curso de Engenharia Mec nica. Curitiba, 2015.

In an attempt to improve the heat exchange in thermal systems, several studies have been conducted on natural convection in heterogeneous porous media. The majority of them have in common the hypothesis of negligible heat transfer by radiation. Recent investigations have shown that surface radiation plays an important role on the overall heat transfer in cavities subject to natural convection. In this study, numerical methods are used to solve natural convection and surface radiation in an open cavity containing several disconnected and conducting solid blocks. The cavity is square with a vertical wall isothermally heated while in the other end it is opened to a fluid reservoir. The horizontal walls are kept adiabatic. The blocks are squared, equally spaced, disconnected, and heat conducting. The fluid properties are assumed constant except for the buoyancy term in which is used the Oberbeck-Boussinesq approximation. The cavity and block surfaces are grey, opaque and diffuse, with surface emissivity set as unity. The finite volume method is employed with the SIMPLEC algorithm and the effects of surface radiation are added to the solution by the model Surface-to-Surface (S2S). The effects of Rayleigh number, the number of blocks and solid-liquid thermal conductivity are investigated considering the emissivity and the porosity as constants. The average convective and radiative average Nusselt numbers are evaluated, as well as the dimensionless volumetric flow induced into the cavity and the convective and radiative drop phenomena are discussed. To assist in the interpretation of results, streamlines and isotherms are presented. From the results were observed that by considering the thermal radiation heat transfer, the total average Nusselt number increases and in some cases comes to double the values observed for pure natural convection. However, it was observed that the convective Nusselt number decreases. The attenuation of convection heat transfer due the consideration of thermal radiation is called convective drop and shows the duality of natural convection and thermal radiation. The results also show that, despite of the natural convection heat transfer attenuation, the dimensionless volumetric flow induced into the cavity increases.

Keywords: natural convection, surface radiation, open cavity, heterogeneous porous media.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1.1 - Representação esquemática de um meio poroso	17
Figura 1.2 - Escala macroscópica, microscópica e volume elementar representativo Adaptado de (Nield & Bejan, 2006).....	18
Figura 1.3 - Cavidade aberta preenchida com meio poroso.....	19
Figura 2.1 - Condições em um fluido entre grandes placas horizontais a diferentes temperaturas. (a) Gradiente de temperatura instável – Convecção Natural. (b) Gradiente de temperatura estável.....	22
Figura 2.2 - Emissão, irradiação e radiosidade em uma superfície (Incropera, 2008)	24
Figura 2.3 - Processos de absorção, reflexão e transmissão associados a um meio semitransparente (Incropera, 2008)	25
Figura 2.4 - Trocas radiativas entre duas superfícies difusas. Adaptado de (Incropera,2008).....	26
Figura 3.1- Domínio físico da cavidade aberta com blocos.....	31
Figura 3.2 - Diferentes forças peso que surgem devido a um gradiente de temperatura.....	35
Figura 3.3 - Condições de contorno e domínio computacional	42
Figura 4.1 - Volume de controle bidimensional genérico para a discretização das equações modeladoras	48
Figura 4.2 - Representação da malha numérica adotada para solução do problema proposto	54
Figura 5.1 – Geometria da cavidade fechada heterogênea	56
Figura 5.2 - Representação da malha regular utilizada para a verificação do modelo heterogêneo	57
Figura 5.3 - Cavidade heterogênea aberta e condições de contorno.....	60

Figura 5.4 - Representação da malha utilizada para a verificação do modelo heterogêneo em cavidade aberta.....	62
Figura 5.5 - Domínio computacional e condições de contorno de fronteira aberta para verificação do modelo de radiação.....	65
Figura 5.6 - Representação da malha utilizada para a verificação do modelo da radiação	66
Figura 6.1 - Efeito de Ra sobre as isotermas (acima) e linhas de corrente (abaixo) para $N = 16$, $\kappa = 1$ e $\varepsilon = 0$	70
Figura 6.2 - Efeito de Ra sobre Nu para toda faixa de N considerando $\kappa = 1$	71
Figura 6.3 - Efeito de Ra sobre \bar{M} para toda faixa de N considerando $\kappa = 1$	71
Figura 6.4 - Efeito de N sobre Nu para toda faixa de Ra para $\kappa = 1$ e $\varepsilon = 0$	72
Figura 6.5 - Efeito de N sobre \bar{M} para toda faixa de Ra para $\kappa = 1$ e $\varepsilon = 0$	72
Figura 6.6 - Isotermas em função de N e Ra $\kappa = 1$ e $\varepsilon = 0$	75
Figura 6.7 - Linhas de corrente em função de N e Ra para $\kappa = 1$ e $\varepsilon = 0$	76
Figura 6.8 – Nusselt médio para todos os casos de convecção natural pura avaliados	77
Figura 6.9 – Vazão volumétrica adimensional para todos os casos de convecção natural pura avaliados.....	78
Figura 6.10 - Influência do parâmetro κ sobre o padrão de distribuição das isotermas para $Ra = 10^5$ e $Ra = 10^8$	80
Figura 6.11 - Influência do parâmetro κ sobre o padrão de distribuição das linhas de corrente para $Ra = 10^5$ e $Ra = 10^8$	80
Figura 6.12 – Isotermas (acima) e linhas de corrente (abaixo) para $N = 16$, $\kappa = 1$	81
Figura 6.13 - Efeito da radiação térmica no \bar{Nu}_t para todos os casos considerados fixando $\kappa = 1$	83
Figura 6.14 - Comparação entre o valor do Nusselt médio convectivo e radiativo obtidos para $\kappa = 1$ e $\varepsilon = 1$	84

Figura 6.15 – Isotermas em função de N e Ra considerando $\kappa = 1$ para $\varepsilon = 1$	87
Figura 6.16 – Linhas de corrente em função de N e Ra considerando $\kappa = 1$ para $\varepsilon = 1$	88
Figura 6.17 – Nusselt convectivo médio para $\varepsilon = 1$ e $\varepsilon = 0$ considerando $\kappa = 1$	89
Figura 6.18 – Queda convectiva – Ilustração através de Isotermas e linhas de corrente para $\varepsilon = 0$ e $\varepsilon = 1$, considerando $Ra = 10^7$, $\kappa = 1$, $N = 9$	90
Figura 6.19 – \bar{M} para $\varepsilon = 1$ e $\varepsilon = 0$ considerando $\kappa = 1$	91
Figura 6.20 - Efeito da variação de κ sobre o número de Nusselt como função de N e Ra para $\varepsilon = 1$	92
Figura 6.21 – Efeito da variação de κ sobre \bar{M} como função de N e Ra para $\varepsilon = 1$..	93
Figura 6.22 – Isotermas em função de k, considerando $N = 16$	94
Figura 6.23 – Linhas de corrente em função de k, considerando $N = 16$	95
Figura 6.24 - Perfis de velocidade e de temperatura em função de Ra e N para $\varepsilon=0$ e $\varepsilon =1$, fixando $\kappa = 1$	96

LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1 – Parâmetros investigados no presente estudo	31
Tabela 4.1 - Termos empregados na Equação (3.63).....	49
Tabela 4.2 - Teste de malha para o domínio estendido	52
Tabela 4.3 - Teste de malha para o domínio físico	53
Tabela 5.1 - Parâmetros avaliados por Merrikh e Lage (2005)	55
Tabela 5.2 - Parâmetros investigados para verificação do meio heterogêneo em cavidade fechada	57
Tabela 5.3 - Número de Nusselt médio para a cavidade heterogênea fechada com condutividade térmica sólido-fluido $\kappa = 0,1$	58
Tabela 5.4 - Número de Nusselt médio para cavidade heterogênea fechada com condutividade térmica sólido-fluido $\kappa = 1$	58
Tabela 5.5 - Número de Nusselt médio para cavidade heterogênea fechada com condutividade térmica sólido-fluido $\kappa = 10$	59
Tabela 5.6 - Parâmetros avaliados por Loyola <i>et al.</i> (2013).....	61
Tabela 5.7 - Parâmetros investigados na verificação do meio heterogêneo em cavidade aberta.....	61
Tabela 5.8 - Teste de malha meio heterogêneo em cavidade aberta	62
Tabela 5.9 - Resultados para cavidade heterogênea aberta.....	63
Tabela 5.10 - Parâmetros investigados por Lugarini (2014).....	64
Tabela 5.11 - Teste de malha para o problema da radiação.....	66
Tabela 5.12 - Resultados para emissividade $\varepsilon=1$	67
Tabela 5.13 - Resultados para emissividade $\varepsilon=0,5$	67
Tabela 5.14 - Resultados para emissividade $\varepsilon=0$	68
Tabela 6.1 - Número mínimo de blocos para interferência de camada limite.....	74

LISTA DE ABREVIATURAS, SIGLAS E ACRÔNIMOS

DFC	Dinâmica dos fluidos computacional
CERNN	Centro de Pesquisas em Reologia e Fluidos Não Newtonianos
<i>PRESTO</i>	<i>PREssure STaggering Option</i>
<i>QUICK</i>	<i>Quadratic Upwind Interpolation for Convective Kinematics</i>
<i>SIMPLE</i>	<i>Semi-Implicit Pressure Linked Equations</i>
<i>SIMPLEC</i>	<i>SIMPLE - Consistent</i>
<i>SIMPLEST</i>	<i>SIMPLE ShorTened</i>
<i>SIMPLER</i>	<i>SIMPLE-Revised</i>
<i>S2S</i>	<i>Surface-to-Surface</i>
TCC	Trabalho de conclusão de curso
UTFPR	Universidade Tecnológica Federal do Paraná

LISTA DE SÍMBOLOS

g	Aceleração da gravidade	$[m/s^2]$
H	Altura da cavidade	$[m]$
T_h	Temperatura da parede quente	$[K]$
T_∞	Temperatura do fluido frio	$[K]$
A	Área	$[m^2]$
V	Volume	$[m^3]$
x	Coordenada cartesiana horizontal	$[m]$
y	Coordenada cartesiana vertical	$[m]$
c	Velocidade da luz	$[m/s]$
T	Temperatura de uma superfície	$[K]$
E	Poder emissivo de uma superfície na temperatura T	$[W/m^2]$
E_{cn}	Poder emissivo do corpo negro	$[W/m^2]$
G	Irradiação	$[W/m^2]$
G_{abs}	Parcela absorvida da Irradiação	$[W/m^2]$
G_{ref}	Parcela refletida Irradiação	$[W/m^2]$
G_{tr}	Parcela transmitida Irradiação	$[W/m^2]$
J	Radiosidade	$[W/m^2]$
F	Força	
d	Altura adimensional do bloco	$[-]$
s	Espaçamento entre os blocos	$[-]$
Ra	número de Rayleigh	$[-]$
N	Número de blocos	$[-]$
k	Condutividade térmica	$[-]$
c_p	Calor específico	$[J/(kg.K)]$
t	tempo	$[s]$
u	velocidade na direção horizontal	$[m/s]$
v	velocidade na direção vertical	$[m/s]$
p	pressão	$[Pa]$
P	Pressão adimensional	$[-]$
Pr	Número de Prandtl	$[-]$

\overline{Nu}	Número de nusselt médio	[-]
Nu	Número de nusselt local	[-]
N_r	Número de condução radiação	[-]
R	Radiosidade Adimensional	[-]
q''	Fluxo de calor	[-]
Q_r	Fluxo radiativo de calor adimensional	[-]
F_{xx}	Fator de forma	[-]
A	Área	[-]
X	Coordenada cartesiana adimensional horizontal	[m ²]
Y	Coordenada cartesiana adimensional vertical	[-]

ϕ	Porosidade	[-]
ρ	Massa específica do volume de controle na temperatura T	[kg/m ³]
ρ_0	Massa específica do volume de controle na temperatura T ₀	[kg/m ³]
λ	Comprimento de onda	[m]
ν	Frequência	[Hz]
σ	Constante de Stefan-Boltzmann	$\sigma = 5.67 \times 10^{-7} [\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^4)]$
ε	Emissividade	[-]
α	Absortividade	[-]
φ	Refletividade	[-]
τ	Transmissividade	[-]
κ	Razão de condutividade térmica sólido-fluido	[-]
μ	Viscosidade dinâmica	[N.s/m ²]
β	Coefficiente de expansão térmica	[1/K]
α	Difusividade térmica	[m/s ²]
θ	Temperatura adimensional	[-]
π	Razão de capacidade térmica sólido-fluido	[-]
\dot{m}	Vazão volumétrica adimensional	[-]

∞	reservatório térmico
f	fluido
s	sólido
abs	Absorção
ref	Reflexão
tr	Transmissão
k	i-ésimo elemento
j	j-ésimo elemento
c	convectivo
r	radiativo
t	total

SUMÁRIO

1	Introdução	17
1.1	Contextualização do tema	17
1.2	Caracterização do problema proposto	18
1.3	Objetivo	20
1.4	Justificativa	20
2	Fundamentação teórica	21
2.1	Meios porosos	21
2.1.1	Porosidade	21
2.1.2	Permeabilidade	21
2.2	Convecção natural	22
2.3	Radiação	23
2.3.1	Poder emissivo, irradiação e radiosidade	23
2.3.2	Radiação de corpo negro	24
2.3.3	Lei de Stefan-Boltzmann	24
2.3.4	Emissividade ϵ	25
2.3.5	Absorção, reflexão e transmissão	25
2.3.6	Lei de Kirchhoff	26
2.3.7	Fator de forma	26
2.4	Revisão da literatura	27
2.4.1	Cavidades fechadas, meios porosos e radiação	27
2.4.2	Cavidades abertas, meios porosos e radiação	28
2.4.3	O presente estudo	29
2.5	Considerações finais do capítulo	30
3	Modelagem matemática	31
3.1	Descrição do problema proposto	31
3.2	Propriedades do meio poroso heterogêneo	32
3.2.1	Porosidade (ϕ) e espaçamento entre os blocos (s)	32
3.3	Equações de convecção natural	33
3.3.1	Equação da Conservação da Massa	33
3.3.2	Equação da Conservação da Quantidade de Movimento	34
3.3.3	Equação da Conservação da Energia	36
3.3.4	Adimensionalização das Equações de Convecção Natural	37
3.4	Equações de Radiação térmica	39
3.4.1	Adimensionalização das Equações de Radiação	40
3.5	Condições de contorno	41
3.5.1	Domínio computacional	41
3.6	Parâmetros analisados	43
3.6.1	Nusselt médio total	43
3.6.2	Linhas de Corrente e Isotermas.	45
3.6.3	Vazão Volumétrica	45
3.6.4	Considerações finais do capítulo	45
4	Modelagem numérica	47
4.1	Método numérico	47
4.1.1	Método dos volumes finitos e malha deslocada	47

4.1.2	Acoplamento pressão-velocidade	49
4.1.3	Esquemas de discretização	50
4.1.4	Resolução das Equações de Radiação	50
4.1.5	Discretização do domínio	51
4.1.6	Critério de parada	51
4.2	Teste de sensibilidade de malha	52
5	Verificação do modelo	55
5.1	Verificação do modelo heterogêneo em cavidade fechada	55
5.2	Verificação do modelo heterogêneo em cavidade aberta	59
5.3	Verificação do modelo de radiação	63
6	Resultados e discussões	69
6.1	Convecção natural pura	69
6.1.1	Efeito do número de Rayleigh, Ra	69
6.1.2	Efeito do número de blocos	71
6.1.3	Interferência de camada limite	73
6.1.4	Influência da razão de condutividade térmica sólido-fluido, κ	76
6.2	O efeito da radiação térmica	80
6.2.1	O Nusselt médio total	82
6.2.2	Queda Radiativa	84
6.2.3	Interferência de camada limite para $\varepsilon = 1$	85
6.2.4	Queda Convectiva	88
6.2.5	Intensificação da convecção natural para $\varepsilon = 1$	91
6.2.6	Efeito da razão de condutividade térmica	92
6.2.7	Perfis de velocidade e temperatura	94
6.3	CONCLUSÕES	97
7	Referências	99
	APENDICE A – Resultados tabelados	102

1 INTRODUÇÃO

1.1 Contextualização do tema

Meios porosos compreendem uma vasta variedade de materiais que podem ser encontrados na natureza. A rigor, esses materiais são definidos como uma matriz sólida que contém espaços vazios, denominados poros. São exemplos de meios porosos, a areia da praia, o pulmão humano, a madeira, agregados fibrosos como tecidos e filtros, entre outros. A Figura 1.1 apresenta esquematicamente um meio poroso. Quando os poros são abertos e interconectados pode ocorrer a percolação de fluido, como observado na Figura 1.1.

No interior de um meio poroso é possível que ocorra transferência de calor através da condução, da convecção e da radiação térmica e o entendimento do comportamento termodinâmico nestes meios é de grande importância. Entender como as duas fases (sólida e fluida) interagem quando gradientes térmicos são impostos, permite com que processos industriais, tais como, processos de secagem, armazenamento de grãos, resfriamento de componentes eletrônicos, isolamento térmico de edifícios, painéis solares, dentre outros, sejam aperfeiçoados.

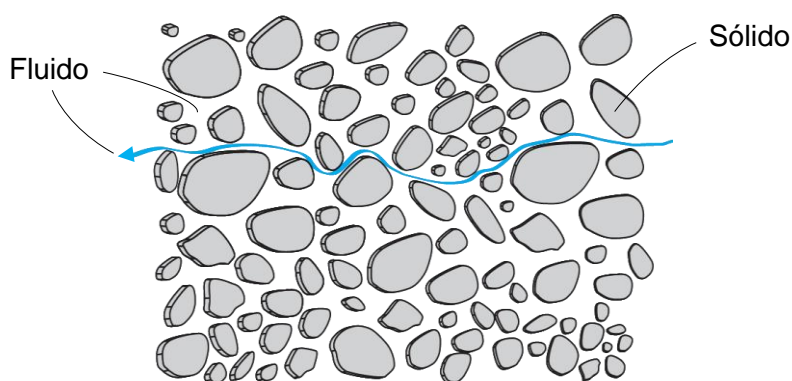


Figura 1.1 - Representação esquemática de um meio poroso

Muitos estudos que envolvem convecção natural em cavidades são encontrados na literatura e um crescente interesse em cavidades porosas vem se intensificando desde a década de 90 devido à importância do tema para a indústria. Além disso, o avanço no desenvolvimento da dinâmica de fluidos computacional

(DFC) tem proporcionado o estudo de problemas cada vez mais complexos resultando em soluções cada vez mais adequadas à realidade.

Apesar de um estudo realizado por Mezrhab *et. al.* (2006) ter determinado que, em cavidades, os fluxos de calor por convecção natural e radiação térmica são usualmente da mesma ordem de magnitude, no que se trata de meios porosos, poucas publicações que levam em conta fluxos de calor radiativos juntamente com fluxos convectivos são encontrados na literatura.

1.2 Caracterização do problema proposto

A descrição da estrutura de um meio poroso real é extremamente complexa, o que dificulta uma representação precisa da sua geometria. Dessa forma, para que seja possível descrever analiticamente este meio, algumas aproximações geométricas precisam ser adotadas. Existem modelos que podem ser abordados para a representação de um meio poroso, dos quais, os dois mais conhecidos são: o modelo heterogêneo e o modelo homogêneo.

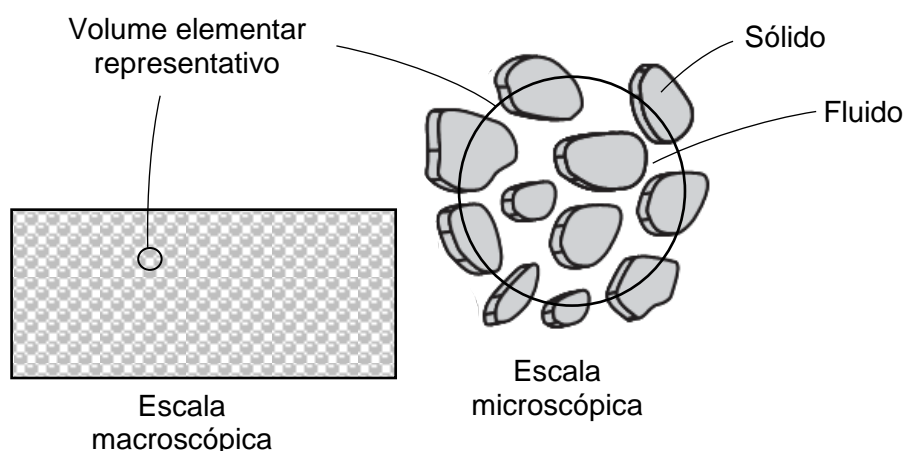


Figura 1.2 - Escala macroscópica, microscópica e volume elementar representativo
Adaptado de (Nield & Bejan, 2006)

O modelo heterogêneo é um modelo em escala microscópica que trata de cada uma das fases, sólida e fluida, separadamente. Nessa escala a interface entre os domínios sólido e fluido é visível. Já o modelo homogêneo, é um modelo em escala macroscópica e considera as fases sólida e fluida como um único meio. Nesse

modelo as interfaces entre as fases não são visíveis e as equações da conservação da massa, quantidade de movimento e energia são aplicadas em todo o domínio, o qual é preenchido com fluido de propriedades aproximadas por uma média volumétrica de um volume elementar representativo, mostrado na Figura 1.2. A Figura 1.2 também mostra a diferença de escalas dos modelos macroscópico e microscópico. O presente estudo faz uso da abordagem heterogênea, ou seja, trata o meio poroso microscopicamente.

Devido à relevância do assunto o presente trabalho propõe investigar numericamente o processo de convecção natural e de radiação térmica em uma cavidade aberta preenchida por um meio poroso heterogêneo. O meio poroso a ser investigado é representado por blocos quadrados, desconectados, condutores de calor e uniformemente distribuídos no interior da cavidade que se encontra aberta para um reservatório térmico, conforme apresentado na Figura 1.3. As paredes horizontais da cavidade são adiabáticas, a parede vertical esquerda é aquecida uniformemente e a fronteira direita é totalmente aberta para um reservatório fluido.

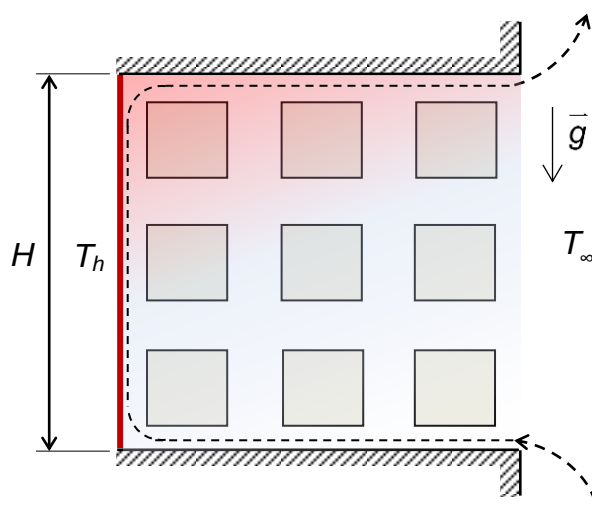


Figura 1.3 - Cavidade aberta preenchida com meio poroso

A convecção natural é induzida dentro da cavidade devido as forças de empuxo que surgem próximas à parede vertical aquecida. O fluido no interior da cavidade retira calor da parede aquecida e tem a sua massa específica diminuída, movimentando-se então, em direção contrária à gravidade devido à força de

empuxo. Energia radiante é transferida da parede aquecida para as superfícies dos blocos e para as demais superfícies da cavidade.

1.3 Objetivo

O objetivo deste trabalho é investigar como a taxa de transferência de calor na parede quente é influenciada pelo número de blocos no interior da cavidade, que varia de 9 a 144 blocos, o número de Rayleigh, entre 10^3 e 10^8 , e a razão de condutividade térmica sólido-fluido que varia entre 0,1 e 100. Além disso, é analisado como a consideração da radiação térmica afeta os resultados obtidos quando apenas a convecção natural pura é considerada.

Para ajudar a compreender de que forma a transferência de calor é afetada, serão analisados os valores dos números de Nusselt médio radiativo e convectivo, bem como a vazão volumétrica adimensional que entra na cavidade. Para auxiliar na interpretação dos resultados, linhas de corrente e isothermas são apresentadas.

1.4 Justificativa

É cada vez mais crucial aperfeiçoar o processo de transferência de calor de um dado sistema térmico, de modo que gastos com energia sejam minimizados. Dessa forma, é necessário que modelos matemáticos e numéricos de sistemas térmicos representem cada vez mais a realidade de forma adequada. O crescente interesse sobre meios porosos, devido as diversas aplicações industriais que o problema da convecção natural em cavidades apresenta, têm resultado em inúmeros trabalhos neste campo.

Além disso, estudos mais recentes mostram que a transferência de calor por radiação térmica é usualmente da mesma ordem de magnitude que a transferência por convecção natural, no entanto, poucos trabalhos sobre convecção natural em meios porosos que levam em consideração seus efeitos são encontrados. Dessa forma, o trabalho irá avaliar o efeito que a consideração da radiação térmica tem sobre a transferência de calor e o padrão de escoamento em uma cavidade aberta preenchida por meio poroso heterogêneo. Trazendo uma solução mais condizente com a realidade.

2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

A execução deste trabalho demanda conhecimento nas áreas de meios porosos, convecção natural e radiação térmica. Este capítulo trata de cada um desses assuntos separadamente. A descrição de cada um deles é fundamental para a compreensão do trabalho proposto. Após essa discussão será apresentada uma revisão da literatura, na qual serão abordados artigos e publicações de interesse para o presente estudo.

2.1 Meios porosos

De acordo com Nield & Bejan (2006), um meio poroso é normalmente caracterizado por sua porosidade e sua permeabilidade.

2.1.1 Porosidade

A porosidade (ϕ) é definida como a fração de volume total ocupada por espaços vazios. Em um meio isotrópico, a porosidade superficial, definida como a fração de área vazia na área total de uma seção transversal, é normalmente igual a ϕ (Nield & Bejan, 2006). Dessa forma, define-se porosidade como:

$$\phi = \frac{V_f}{V_f + V_s} = \frac{A_f}{A_f + A_s} \quad (2.1)$$

em que A_f e V_f , representam a área vazia (poros) de uma seção transversal e o volume de espaços vazios, respectivamente. A_s e V_s , representam a área ocupada por material sólido em uma seção transversal e o volume ocupada por material sólido, respectivamente.

2.1.2 Permeabilidade

Outro parâmetro importante que caracteriza um meio poroso é a permeabilidade do meio. Ela representa a facilidade com que o fluido escoar dentro de uma matriz porosa. A permeabilidade é baseada na lei de Darcy que é uma equação constitutiva que descreve o escoamento de um fluido através de um meio poroso (Nield & Bejan, 2006). Esse parâmetro é interessante no que diz respeito à formulação homogênea de um meio poroso e portanto não será abordada no decorrer do trabalho, uma vez que a formulação heterogênea é adotada.

2.2 Convecção natural

A convecção natural é o estudo da transferência de calor devido à movimentação de fluido na presença de um gradiente térmico. Esta movimentação pode ser induzida através de forças externas, provocadas, como exemplo, pelo uso de bombas e ventiladores. Este tipo de transferência de calor por convecção é dito forçada. Quando há transferência de calor por convecção, sem a ação de forças externas, diz-se que a convecção é natural ou livre. Neste caso, a movimentação do fluido ocorre devido a forças de empuxo causadas por uma força de corpo que atua em um gradiente de massa específica (Incropera, 2008).

No caso mais comum, e no presente estudo, o gradiente de massa específica é devido a uma variação de temperatura. Isso ocorre, pois, a massa específica de um fluido depende de sua temperatura. A força de corpo considerada neste trabalho é a gravidade.

Para que haja transferência de calor por convecção natural as forças de empuxo devem superar as forças de resistência viscosas do fluido. A Figura 2.1 exemplifica quando a convecção natural pode ocorrer em um fluido submetido a um gradiente de massa específica que se encontra imerso em um campo gravitacional.

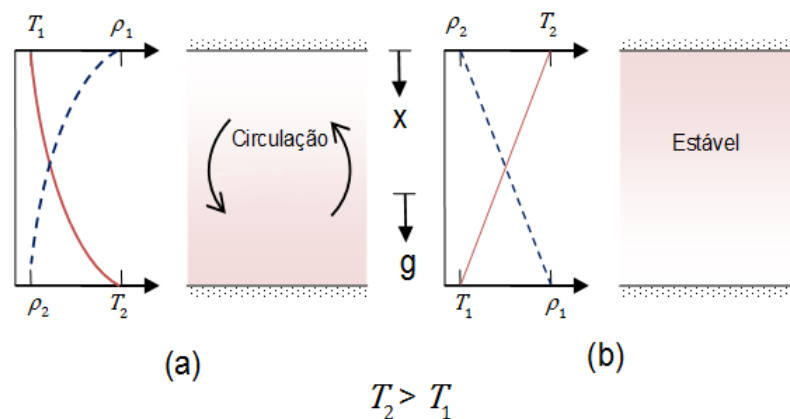


Figura 2.1 - Condições em um fluido entre grandes placas horizontais a diferentes temperaturas. (a) Gradiente de temperatura instável – Convecção Natural. (b) Gradiente de temperatura estável.

No Figura 2.1 (a), a convecção natural irá ocorrer, pois a placa inferior está a uma temperatura superior à da placa superior, o fluido próximo a ela é aquecido e se torna menos denso que o fluido na parte superior. Devido ao campo gravitacional o fluido frio tende a descer, enquanto o fluido menos denso ocupa o espaço na parte superior. Dessa forma, uma circulação é gerada. Já na Figura 2.1 (b), a parte aquecida do sistema se encontra adjacente a placa superior. Dessa maneira, o fluido próximo a placa inferior apresenta maior densidade quando comparado ao fluido na parte superior e a estabilidade do sistema não é afetada pelo campo gravitacional.

2.3 Radiação

Toda a matéria que possui temperatura diferente de 0K emitem radiação. Em gases e sólidos semitransparentes a emissão é um fenômeno volumétrico. Entretanto, para sólidos e líquidos opacos a radiação pode ser tratada de forma adequada como um fenômeno de superfície, como será abordado no presente trabalho.

Uma superfície pode emitir radiação térmica preferencialmente em certas direções, criando uma distribuição direcional da qual radiação é emitida. Quando a distribuição direcional de radiação é uniforme em todas as direções, ela é denominada distribuição difusa. Esse conceito é importante, pois neste trabalho as superfícies serão tratadas como emissoras difusas, o que simplifica consideravelmente a análise e fornece uma boa aproximação para muitas aplicações em engenharia. Além disso, o meio será considerado como não participante, ou seja, ele não absorve, não dispersa e não emite radiação da ou para a superfície.

2.3.1 Poder emissivo, irradiação e radiosidade

Quando submetido à interação com uma superfície, o fenômeno da radiação térmica pode ser descrito por três grandezas, o poder emissivo, a irradiação e a radiosidade.

O poder emissivo está relacionado ao processo de emissão de uma superfície. Esta propriedade quantifica a taxa de radiação emitida por unidade de área da superfície e é representado por E . A irradiação está relacionada aos processos de radiação incidente em uma superfície. Esta propriedade determina a taxa na qual radiação incide por unidade de área a partir de todas as direções e é

representada por G . Já a radiosidade, J , leva em consideração toda a energia radiante que deixa uma superfície, ou seja, é a soma da energia radiante emitida diretamente pela superfície e a parcela de irradiação refletida por ela. A Figura 2.2 representa essas três propriedades de forma clara.

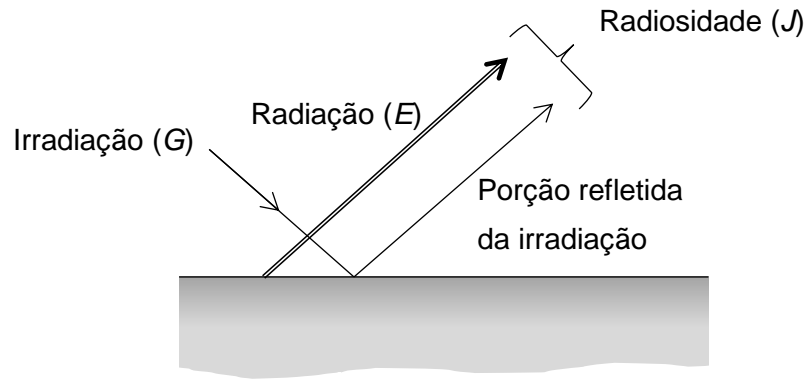


Figura 2.2 - Emissão, irradiação e radiosidade em uma superfície (Incropera, 2008)

2.3.2 Radiação de corpo negro

Um corpo negro perfeito absorve toda a luz que recebe e não reflete nenhuma. Ele serve como um padrão com o qual se pode comparar as propriedades reais das superfícies (Incropera, 2008). Um corpo negro é conceitualizado da seguinte forma:

- Ele absorve toda a radiação incidente, independente do seu comprimento de onda e de sua direção.
- Para uma dada temperatura e comprimento de onda nenhuma superfície pode emitir mais energia do que um corpo negro.
- Apesar de ser função do comprimento de onda e da temperatura, a radiação emitida por um corpo negro é independente da direção.

2.3.3 Lei de Stefan-Boltzmann

Essa lei permite o cálculo da quantidade de radiação emitida em todas as direções e ao longo de todos os comprimentos de onda, a partir do conhecimento da temperatura do corpo negro. Dessa forma, tem-se que o poder emissivo total de um corpo negro é dado por:

$$E_{cn} = \sigma T^4 \quad (2.2)$$

em que σ é a constante de proporcionalidade de Stefan-Boltzmann, cujo valor é $5,670373 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$.

2.3.4 Emissividade ε

A partir da lei de Stefan-Boltzmann, a emissividade de uma superfície é definida como a razão entre a radiação emitida pela superfície real e a radiação emitida por um corpo negro à mesma temperatura, ou seja:

$$\varepsilon T = \frac{E T}{E_{cn} T} \quad (2.3)$$

2.3.5 Absorção, reflexão e transmissão

O valor total da irradiação é composto por uma parcela absorvida, uma parcela refletida e outra parcela que é transmitida ao meio, conforme Figura 2.3, ou seja:

$$G = G_{abs} + G_{ref} + G_{tr} \quad (2.4)$$

Dividindo essa expressão pela radiação total que chega ao corpo, tem-se:

$$1 = \alpha + \varphi + \tau \quad (2.5)$$

As propriedades α , φ e τ que surgem na Equação (2.5) são denominadas absorptividade, refletividade e transmissividade, respectivamente.

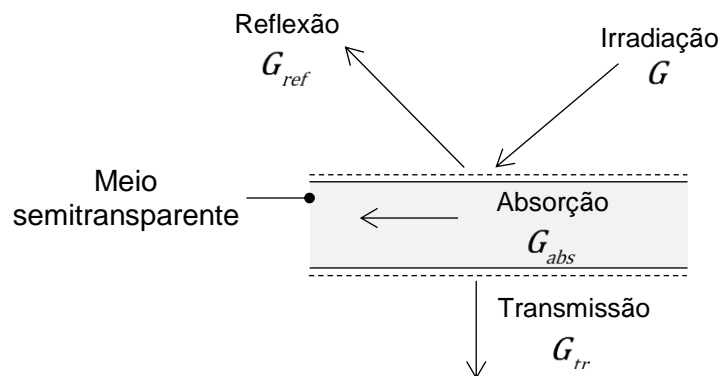


Figura 2.3 - Processos de absorção, reflexão e transmissão associados a um meio semitransparente (Incropera, 2008)

A absorptividade representa a quantidade de radiação incidente que um corpo é capaz de absorver, a refletividade representa a parcela da radiação que é refletida

pelo corpo e a transmissividade é a parcela da radiação que consegue atravessar o corpo. Para corpos opacos a transmissividade τ é nula.

2.3.6 Lei de Kirchhoff

A lei de Kirchhoff diz que, nas condições de equilíbrio térmico é impossível que haja troca térmica entre corpos a uma mesma temperatura. Como resultado dessa afirmação, tem-se que, para uma superfície difusa a absorptividade deve ser equivalente a emissividade, ou seja:

$$\alpha = \varepsilon \quad (2.6)$$

2.3.7 Fator de forma

Um último conceito fundamental no que diz respeito à radiação térmica é o conceito de fator de forma. O fator de forma F_{ij} é definido como a fração da radiação distribuída difusamente que deixa uma superfície i e intercepta a superfície j . A determinação de um fator de forma adequado ao problema é importante, pois é ela que irá permitir verificar do total de energia que deixa um corpo, qual parcela atingirá o outro.

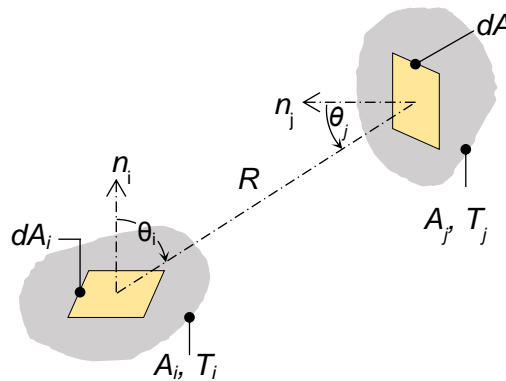


Figura 2.4 - Trocas radiativas entre duas superfícies difusas. Adaptado de (Incropera,2008)

O fator de forma é definido de maneira independente dos conceitos de radiação, sendo fundamentais apenas considerações geométricas do problema. A partir da Figura 2.4, é possível definir matematicamente F_{ij} como:

$$F_{ij} = \frac{1}{A_i} \int_{A_i} \int_{A_j} \frac{\cos \theta_i \cos \theta_j}{\pi R^2} dA_i dA_j \quad (2.7)$$

De forma análoga, o fator de forma pode também ser definido como a fração da radiação que deixa a superfície j e é interceptada pela superfície i , logo, pode-se definir uma relação de reciprocidade dada por:

$$A_i F_{ij} = A_j F_{ji} \quad (2.8)$$

Uma relação importante do fator de forma, no que diz respeito às superfícies de uma cavidade fechada, é a regra do somatório, ou fechamento. Essa regra é uma consequência da exigência de conservação, que dita que toda a radiação que deixa a superfície i deve ser interceptada pelas superfícies da cavidade. Logo, sendo n o número total de superfícies com os quais há troca de calor, tem-se que:

$$\sum_{j=1}^n F_{ij} = 1 \quad (2.9)$$

2.4 Revisão da literatura

Nesta seção são reunidas e discutidas informações encontradas na literatura que tratam de temas relevantes para o presente trabalho.

2.4.1 Cavidades fechadas, meios porosos e radiação

Um dos primeiros trabalhos que investigaram a convecção natural em cavidade fechada preenchida com bloco foi apresentado por House *et al.* (1990). Os autores evidenciaram os efeitos do tamanho do bloco e da sua condutividade térmica na convecção natural pura em uma cavidade fechada preenchida com um único bloco. Foi identificado que a transferência de calor da parede aquecida para o meio diminui quando a razão de condutividade térmica maior do que a unidade.

Massarotti *et al.* (2003), Merrikh e Lage (2005a) e Braga e de Lemos (2005a) realizaram estudos comparando o modelo heterogêneo e o modelo homogêneo. O efeito do formato do bloco foi estudado posteriormente por Braga e de Lemos (2005b). Constatou-se que blocos quadrados proporcionam maiores taxas de transferência de calor por convecção em comparação com um arranjo cilíndrico de blocos. Isto ocorre devido a perturbações geradas nas proximidades das arestas dos blocos, causando um descolamento do escoamento nessas regiões.

Neste mesmo ano Merrikh e Lage (2005b) investigaram a variação do número de blocos e da razão de condutividade térmica sólido-fluido considerando uma

porosidade constante. Neste trabalho foi introduzido o conceito do fenômeno da interferência de camada limite, que diminui drasticamente os valores do número de Nusselt médio. Isto ocorre por conta da desconstrução da camada limite devido a invasão dos blocos, reduzindo consideravelmente a retirada de calor por advecção da parede. De Lai *et al.* (2008) investigaram o efeito da porosidade e da razão de condutividade térmica sólido-fluido, complementando os estudos de Merrikh e Lage (2005b). Foi identificado que em geral o aumento da porosidade reforça a transferência de calor na cavidade, devido à redução da proporção de obstáculos.

Um estudo incluindo a radiação térmica em cavidade fechada com um bloco quadrado centralizado foi apresentado por Mezerhab *et al.* (2006). Foi investigada a influência da emissividade e a razão de condutividade térmica. Os resultados apontaram que a radiação tende a uniformizar a temperatura na cavidade e aumenta consideravelmente o número de Nusselt médio, principalmente quando a razão de condutividade e o número de Rayleigh são elevados. Posteriormente, Mezhhab *et al.* (2008) investigaram a convecção natural e a radiação térmica em cavidade fechada com um bloco cilíndrico. Os resultados mostraram que a radiação tende a aumentar a transferência de calor independentemente do tamanho do cilindro ou de sua localização. Foi verificado também que a emissividade das superfícies do bloco e das paredes altera consideravelmente as linhas de corrente e as isotermas e que a máxima taxa de transferência de calor ocorre quando as superfícies da parede e do cilindro são consideradas como corpo negro.

2.4.2 Cavidades abertas, meios porosos e radiação

Convecção natural em cavidade quadrada com uma parede vertical aquecida foi investigada por Chan e Tien (1985). Neste estudo, devido à dificuldade em impor uma condição de contorno na abertura da cavidade, eles fizeram uso de um domínio numérico estendido grande o suficiente para que as condições de contorno impostas em sua fronteira não interferissem significativamente nos resultados.

Convecção natural em cavidade quadrada com uma parede vertical aberta preenchida com meio poroso foi estudada por Haghshenas *et al.* (2010). Eles investigaram os efeitos da porosidade e concluíram que, para baixos valores de Rayleigh o número de Nusselt médio é pouco influenciado pela porosidade, porém,

para valores elevados de Rayleigh, o Nusselt médio aumenta com o aumento da porosidade.

Oztop *et al.* (2011) examinaram uma cavidade parcialmente aberta preenchida com meio poroso. Neste estudo foi constatado que a transferência de calor aumenta com o aumento da porosidade.

Loyola *et al.* (2013) investigou a cavidade aberta de Chan e Tien (1985) preenchida com blocos. Foram analisados os efeitos da quantidade de blocos dentro da cavidade e do número de Rayleigh, para uma porosidade constante, sobre o número de Nusselt médio na parede quente e a vazão volumétrica adimensional que entra na cavidade. Resultados mostraram que o efeito no número de Nusselt médio causada pelos blocos aumenta conforme o número de Ra aumenta. Resultados mostram ainda que a vazão volumétrica medida na entrada da cavidade sofre pouca influência do efeito de interferência, mas grande influência da quantidade de blocos.

Um estudo que levou em consideração a presença de radiação térmica junto à convecção natural em cavidade aberta com a presença de um bloco quadrado centralizado foi apresentado por Alan *et al.* (2014). Nesse trabalho foi investigada a influência do tamanho do bloco e da emissividade. Verificou-se que há um forte efeito da radiação sobre a transferência de calor total. Com o aumento do tamanho do bloco e da emissividade, a contribuição da convecção natural na transferência de calor da parede aquecida diminui, enquanto a contribuição da radiação térmica aumenta consideravelmente, resultando num aumento da transferência de calor total. O trabalho aponta ainda que é possível que a convecção sofra o efeito de interferência de camada limite. Além disso, foi verificado o efeito da queda-radiativa, que se dá com o aumento do tamanho do bloco e implica no decréscimo da contribuição da radiação a partir da parede aquecida.

2.4.3 O presente estudo

Para complementar os estudos apresentados na literatura até o momento, uma investigação mais completa sobre os efeitos da radiação térmica em cavidade aberta preenchida com meio poroso foi conduzida. Foram avaliados seus efeitos não só para 1 e 4 bloco mas sim para 9, 16, 36, 64 e 144 blocos, além de incluir no trabalho

uma investigação sobre o efeito da variação da razão de condutividade térmica sólido-fluido.

2.5 Considerações finais do capítulo

Nesse capítulo foram tratados os conceitos básicos dos meios porosos, da convecção natural e da radiação térmica. Esses conceitos serão abordados mais adiante para a construção do modelo matemático do problema proposto. Uma revisão da literatura foi realizada e as aplicações de maior interesse para o trabalho foram discutidas.

3 MODELAGEM MATEMÁTICA

Neste capítulo são apresentadas as equações necessárias para descrever a física envolvida no problema e também as considerações matemáticas adotadas para simplificar o problema de forma adequada.

3.1 Descrição do problema proposto

A Figura 3.1 apresenta o domínio físico do problema. A cavidade é quadrada com a parede vertical esquerda mantida a uma temperatura uniforme T_H e as paredes superior e inferior adiabáticas. O meio poroso heterogêneo é formado por blocos quadrados sólidos e condutivos distribuídos uniformemente no interior da cavidade que se encontra aberta para um meio quiescente mantido a temperatura $T_\infty < T_H$. O fluido em questão é o ar e a suas propriedades são avaliadas na temperatura T_∞ .

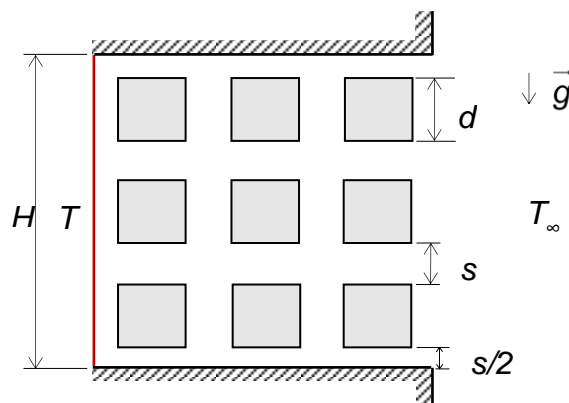


Figura 3.1- Domínio físico da cavidade aberta com blocos

São investigados os efeitos do número de *Rayleigh* (Ra), do número de blocos (N) e da condutividade térmica sólido-fluido (κ) para uma emissividade (ε) e uma porosidade (ϕ) constantes. Os parâmetros investigados variam de acordo com a Tabela 3.1.

Tabela 3.1 – Parâmetros investigados no presente estudo

Número de Rayleigh	Ra	$10^5, 10^6, 10^7, 10^8$
Número de Prandtl	Pr	1
Condutividade sólido-fluido	κ	0,1; 1; 10; 100
Número de blocos	N	9; 16; 36; 64; 144
Emissividade	ε	1
Porosidade	ϕ	64%

O número de Prandtl foi considerado unitário para melhor comparar os resultados obtidos com resultados encontrados na literatura, durante a verificação do modelo.

3.2 Propriedades do meio poroso heterogêneo

3.2.1 Porosidade (ϕ) e espaçamento entre os blocos (s)

De acordo com a definição de porosidade, Equação (2.1), e a Figura 3.1, tem-se que, para o modelo heterogêneo, a porosidade em uma cavidade de altura característica H preenchida por N blocos sólidos quadrados de comprimento característico d é dada por:

$$\phi = 1 - N \left(\frac{d}{H} \right)^2 \quad (3.1)$$

Isolando d , tem-se que a dimensão característica do bloco varia de acordo com o número de blocos no interior da cavidade, uma vez que a altura característica e a porosidade são consideradas constantes. A dimensão d do bloco é então determinada de acordo com:

$$d = H \sqrt{\frac{(1-\phi)}{N}} \quad (3.2)$$

Como os blocos são igualmente espaçados, o espaço s indicado na Figura 3.1 pode ser determinado através de:

$$s = \frac{H - d\sqrt{N}}{\sqrt{N}} \quad (3.3)$$

Substituindo a Equação (3.2) na Equação (3.3), tem-se que:

$$s = \frac{H \left(1 - (1-\phi)^{1/2} \right)}{N^{1/2}} \quad (3.4)$$

3.3 Equações de convecção natural

As equações que modelam o fenômeno físico da convecção natural são deduzidas a partir dos princípios fundamentais de balanço de massa, quantidade de movimento e de energia. Para um meio poroso heterogêneo, essas equações são aplicadas separadamente para cada fase contínua, seja ela sólida ou fluida.

Para adequar as equações fundamentais, algumas simplificações são impostas de acordo com o problema proposto, sejam elas:

- 1) Escoamento bidimensional;
- 2) Escoamento laminar;
- 3) Escoamento incompressível;

Massa específica (ρ) é constante, exceto para o termo do empuxo que utiliza a aproximação de *Oberbeck-Boussinesq* em que $\rho \approx \rho(T)$.

- 4) Propriedades do fluido constantes (k_f , μ e c_p);
- 5) Sem geração de calor interna;
- 6) Dissipação viscosa desprezível;
- 7) Gravidade atua apenas na direção y do plano cartesiano

3.3.1 Equação da Conservação da Massa

A equação da conservação da massa é representada vetorialmente pela Equação (3.5).

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \bar{V} = 0 \quad (3.5)$$

em que \bar{V} é o vetor velocidade, formado pelas componentes u , v e w e ρ é a massa específica do fluido. A Equação (3.5), também conhecida como equação da continuidade, pode ser reduzida de acordo com as simplificações impostas no início da seção. Tem-se então, que para escoamento bidimensional e incompressível nas coordenadas cartesianas:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (3.6)$$

3.3.2 Equação da Conservação da Quantidade de Movimento

A conservação da quantidade de movimento é, em sua essência, a aplicação da segunda lei de Newton, que quando adequada a análise de um volume de controle, pode ser escrita em sua forma vetorial como:

$$\rho_0 \frac{D\vec{V}}{Dt} = -\nabla p + \mu \nabla^2 \vec{V} + \vec{F}, \quad (3.7)$$

em que ρ_0 é a massa específica do fluido no centro do volume de controle a uma temperatura de referência T_0 .

As forças que podem atuar no volume de controle são forças de corpo, representadas pelo terceiro termo do lado direito da Equação (3.7), e as forças de superfície que são devidas à pressão estática do fluido e às tensões viscosas, representadas, respectivamente, pelos primeiro e segundo termos do lado direito da Equação (3.7).

A) Equação da Conservação da Quantidade de Movimento na direção y

Para determinar a força de corpo que atua na direção y, a aproximação de Oberbeck-Boussinesq é utilizada. Para esta aproximação matemática, a massa específica é assumida constante, exceto para o termo referente às forças de empuxo. Todas as demais propriedades do fluido são consideradas como constantes. Devido à presença de um gradiente térmico ocorre uma variação da massa específica, com isto, surgem efeitos de empuxo resultantes da variação da massa específica do fluido, efeito esse que origina a convecção natural.

Adotar a aproximação de Oberbeck-Boussinesq é uma prática bastante comum aplicada na moldagem de problemas que envolvem a convecção natural. Para a determinação de uma expressão matemática para as forças de empuxo considera-se ρ_0 a massa específica do fluido a uma temperatura T_0 . Com a existência de um gradiente térmico uma porção do fluido passa a ter uma massa específica média diferente de ρ_0 , representada por ρ , sendo esta, a massa específica do fluido a uma temperatura T , como representado na Figura 3.2 - Diferentes forças peso que surgem devido a um gradiente de temperatura. Devido a ação da gravidade, uma força peso ρg e outra $\rho_0 g$ surgem.

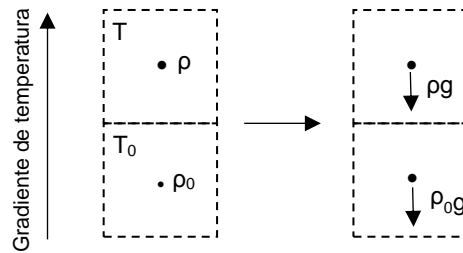


Figura 3.2 - Diferentes forças peso que surgem devido a um gradiente de temperatura

Realizando um balanço das forças, tem-se que a força de empuxo por unidade de volume, é dada por:

$$F_y = \rho_0 g - \rho g \quad (3.8)$$

A Equação (3.8) pode ser reescrita como:

$$F_y = -g (\rho - \rho_0) \quad (3.9)$$

A massa específica pode ser expressa em função da pressão e da temperatura, ou seja, $\rho = \rho(T, P)$. O diferencial de ρ é dado por:

$$d\rho = \left. \frac{\partial \rho}{\partial T} \right|_P dT + \left. \frac{\partial \rho}{\partial P} \right|_T dP \quad (3.10)$$

Assumindo a hipótese de que a densidade não varia com a pressão, o segundo termo do lado direito da Equação (3.10) é nulo. Considerando que as variações de ρ e T são suficientemente pequenas, a Equação (3.10) pode ser expressa em termos finitos por:

$$\Delta \rho = \left. \frac{\partial \rho}{\partial T} \right|_P \Delta T \quad (3.11)$$

Expressando a Equação (3.11) em relação à temperatura de referência T_0 e utilizando a definição do coeficiente de expansão volumétrica,

$$\beta = -\frac{1}{\rho_0} \left. \frac{\partial \rho}{\partial T} \right|_P \quad (3.12)$$

tem-se então, de acordo com Arpaci e Larsen (1984) *apud* Franco (1999):

$$\rho - \rho_0 = -\rho_0 \beta (T - T_0) \quad (3.13)$$

Multiplicando a Equação (3.13) pela aceleração da gravidade, g , e substituindo na Equação (3.9), tem-se que o termo relativo:

$$F_y = \rho_0 g \beta (T - T_0) \quad (3.14)$$

Logo, com as deduções realizadas até agora e de acordo com as considerações feitas no início da seção, tem-se que a equação da quantidade de movimento na direção y é dada por,

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + g \beta (T - T_0) \quad (3.15)$$

em que a viscosidade cinemática, ν , é dada pela razão μ / ρ .

B) Equação da Quantidade de Movimento na direção x

Como a força de campo atua apenas na direção y , e de acordo com as considerações feitas no início da seção, tem-se que a equação da conservação da quantidade de movimento é escrita para a direção x como,

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (3.16)$$

3.3.3 Equação da Conservação da Energia

A Primeira Lei da Termodinâmica para um volume de controle estabelece um balanço entre a energia acumulada no sistema, o trabalho líquido realizado e a transferência de energia pelo escoamento através das superfícies de controle e pela condução, além de considerar os termos fontes de geração de energia e dissipação viscosa (Bejan, 1995):

$$\rho_0 c_p \frac{DT}{Dt} = \nabla \cdot \kappa \nabla T + \dot{q} + \beta T \frac{Dp}{Dt} + \mu \Phi \quad (3.17)$$

em que c_p é o calor específico à pressão constante, κ é a condutividade térmica, \dot{q} é a taxa de geração de energia por unidade de volume e Φ é a função da dissipação viscosa. Considerando a dissipação viscosa e o trabalho de compressão desprezíveis, além de ausência de geração de energia, a Equação (3.17), para a fase fluida, se reduz a:

$$\frac{\partial T_f}{\partial t} + u \frac{\partial T_f}{\partial x} + v \frac{\partial T_f}{\partial y} = \alpha_f \left(\frac{\partial^2 T_f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_f}{\partial y^2} \right) \quad (3.18)$$

em que α_f é a difusividade térmica do fluido, dada por,

$$\alpha_f = \frac{k_f}{(\rho_0 c_p)_f} \quad (3.19)$$

Para a fase sólida a equação da conservação de energia se restringe a:

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = \alpha_s \left(\frac{\partial^2 T_s}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_s}{\partial y^2} \right) \quad (3.20)$$

As Equações (3.6), (3.15), (3.16), (3.18) e (3.20) compõe um sistema de equações acoplado.

3.3.4 Adimensionalização das Equações de Convecção Natural

Para visualizar os parâmetros que regem a transferência de calor por convecção natural, a adimensionalização das Equações (3.6), (3.15), (3.16), (3.18) e (3.20) é necessária. As equações adimensionalizadas generalizam a solução, de forma a facilitar a análise dos resultados obtidos. As variáveis adimensionais foram aqui definidas com parâmetros utilizados por Chan e Tien (1985).

$$(X, Y) = \frac{(x, y)}{H} \quad (3.21)$$

$$(U, V) = \frac{(u, v)H}{\alpha_f} \quad (3.22)$$

$$\tau = \frac{\alpha_f}{H^2} t \quad (3.23)$$

$$P = \frac{(p - p_\infty)H^2}{\rho_0 \alpha_f^2} \quad (3.24)$$

$$\theta = \frac{T - T_c}{T_h - T_c} \quad (3.25)$$

As equações adimensionais da conservação da massa, da quantidade de movimento em x e em y e da conservação da energia do domínio fluido e do sólido são, respectivamente:

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \quad (3.26)$$

$$\frac{\partial U}{\partial \tau} + U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial X} + Pr \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right) \quad (3.27)$$

$$\frac{\partial V}{\partial \tau} + U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial Y} + Pr \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \right) + Ra Pr \theta \quad (3.28)$$

$$\frac{\partial \theta_f}{\partial \tau} + U \frac{\partial \theta_f}{\partial X} + V \frac{\partial \theta_f}{\partial Y} = \left(\frac{\partial^2 \theta_f}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta_f}{\partial Y^2} \right) \quad (3.29)$$

$$\frac{\partial \theta_s}{\partial \tau} = \frac{\kappa}{C} \left(\frac{\partial^2 \theta_s}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta_s}{\partial Y^2} \right) \quad (3.30)$$

Os parâmetros adimensionais que aparecem nas equações (3.27) e (3.28), são os números de Prandtl (Pr) e Rayleigh (Ra). O número de Prandtl é a razão entre as difusividades de quantidade de movimento e térmica, definido como:

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha} \quad (3.31)$$

O número de Rayleigh indica a razão entre as forças de empuxo e as forças viscosas e é definido como:

$$Ra = \frac{g\beta(T_h - T_c)H^3}{\nu\alpha} \quad (3.32)$$

Os parâmetros adimensionais κ e π que aparecem na equação (3.30) são a condutividade térmica sólido-fluido e a razão de capacidade térmica sólido-fluido, respectivamente. Esses parâmetros são dados por:

$$\kappa = \frac{k_s}{k_f} \quad (3.33)$$

$$C = \frac{(\rho_0 c_p)_s}{(\rho_0 c_p)_f} \quad (3.34)$$

3.4 Equações de Radiação térmica

Para determinar a transferência de calor por radiação entre superfícies é necessário ter os conceitos de radiosidade, irradiação e fator de forma, adequadamente formulados. Esses conceitos foram descritos na seção 2.3 e servirão como base para determinar as trocas de calor radiativas do problema proposto.

Algumas considerações devem ser feitas para tornar mais simples a formulação das trocas radiativas. A presente formulação é válida para superfícies isotérmicas de radiosidade e irradiação uniforme. É assumindo que todas as superfícies são cinza, difusas e opacas, e que o meio não participa das trocas radiativas. Sob essas condições, através de um balanço de energia em uma superfície, determina-se que a taxa líquida na qual a radiação é transmitida é dada por uma diferença entre a radiosidade e a irradiação desta superfície, ou seja:

$$q_{r,i} = A_i (J_i - G_i) \quad (3.35)$$

A radiosidade J de uma superfície leva em consideração toda energia radiante que a deixa. Essa energia é composta por uma parcela de radiação que é emitida pela própria superfície e uma parcela de irradiação que é refletida por essa mesma superfície, isto é:

$$J_i = \varepsilon E_{cn,i} + \rho G_i \quad (3.36)$$

Aplicando a lei de Kirchhoff e a Lei de Stefan-Boltzmann, isolando G_i na Equação (3.36) e substituindo na Equação (3.35), tem-se que a equação que representa a taxa líquida de transferência de calor radiante é dada por:

$$q_{r,i} = \frac{\varepsilon A_i}{(1 - \varepsilon)} \sigma T_i^4 - J_i \quad (3.37)$$

A troca de calor entre corpos cinza é então uma função da radiosidade J , ou seja, leva em consideração parcelas de radiação emitidas e refletidas. Para determinar a radiosidade é necessário considerar a troca de energia radiante entre as superfícies da cavidade. Da definição de Fator de Forma, tem-se que a taxa total na qual a radiação atinge a superfície i , oriunda de todas as superfícies, incluindo i , é:

$$A_i G_i = \sum_{j=1}^n A_i F_{ij} J_j \quad (3.38)$$

Cancelando a área A_i , a Equação (3.38) pode ser reescrita como:

$$G_i = \sum_{j=1}^n F_{ij} J_j \quad (3.39)$$

Substituindo G_i nas Equações (3.36) e (3.35), tem-se respectivamente:

$$J_i = \varepsilon \sigma T_1^4 + (1 - \varepsilon) \sum_{j=1}^n F_{ij} J_j \quad (3.40)$$

$$q_{r,i}'' = J_i - \sum_{j=1}^n F_{ij} J_j \quad (3.41)$$

A Equação (3.40) representa um sistema de equações não lineares cuja solução é o valor da radiatividade das n superfícies que fazem parte da cavidade. A Equação (3.41) representa o balanço de radiação e pode ser solucionada com os valores conhecidos de radiatividade J .

3.4.1 Adimensionalização das Equações de Radiação

A adimensionalização das equações que modelam a radiação térmica é definida de acordo com os parâmetros utilizados por Singh e Venkateshan, 2004.

$$Q_r = \frac{q_r''}{\sigma T_H^4} \quad (3.42)$$

$$R = \frac{J}{\sigma T_H^4} \quad (3.43)$$

$$\Theta = \frac{T}{T_H} \quad (3.44)$$

As equações adimensionais da radiosidade e da taxa líquida de calor radiante são, então, respectivamente, dadas por:

$$R_i = \varepsilon \Theta^4 + (1 - \varepsilon) \sum_{j=1}^n R_j F_{i,j} \quad (3.45)$$

$$Q_{r,i} = R_i - \sum_{j=1}^n R_j F_{ij} \quad (3.46)$$

3.5 Condições de contorno

Existe uma grande dificuldade em determinar qual condição de contorno é adequada para a abertura da cavidade. Dessa forma, um domínio computacional estendido deve ser aplicado para afastar a fronteira da abertura.

3.5.1 Domínio computacional

Um cuidado especial deve ser tomado na hora de determinar o domínio computacional de um problema que envolve uma fronteira aberta. Segundo Chan e Tien (1985), as condições de contorno nas fronteiras abertas não influem significativamente no comportamento do escoamento no interior da cavidade, desde que estas estejam suficientemente longe da abertura. Loyola *et al.* (2013) investigaram o tamanho adequado do domínio numérico estendido, eles verificaram qual o menor tamanho possível do domínio numérico para que as condições de contorno nas fronteiras abertas não interfiram no escoamento no interior da cavidade e nas suas proximidades.

A Figura 3.3 apresenta o domínio computacional proposto por Loyola *et al.* (2013) e que será objeto de estudo do presente trabalho. Segundo esses autores o domínio estendido deve ter três vezes a altura da cavidade e a largura deve ser igual a largura da cavidade.

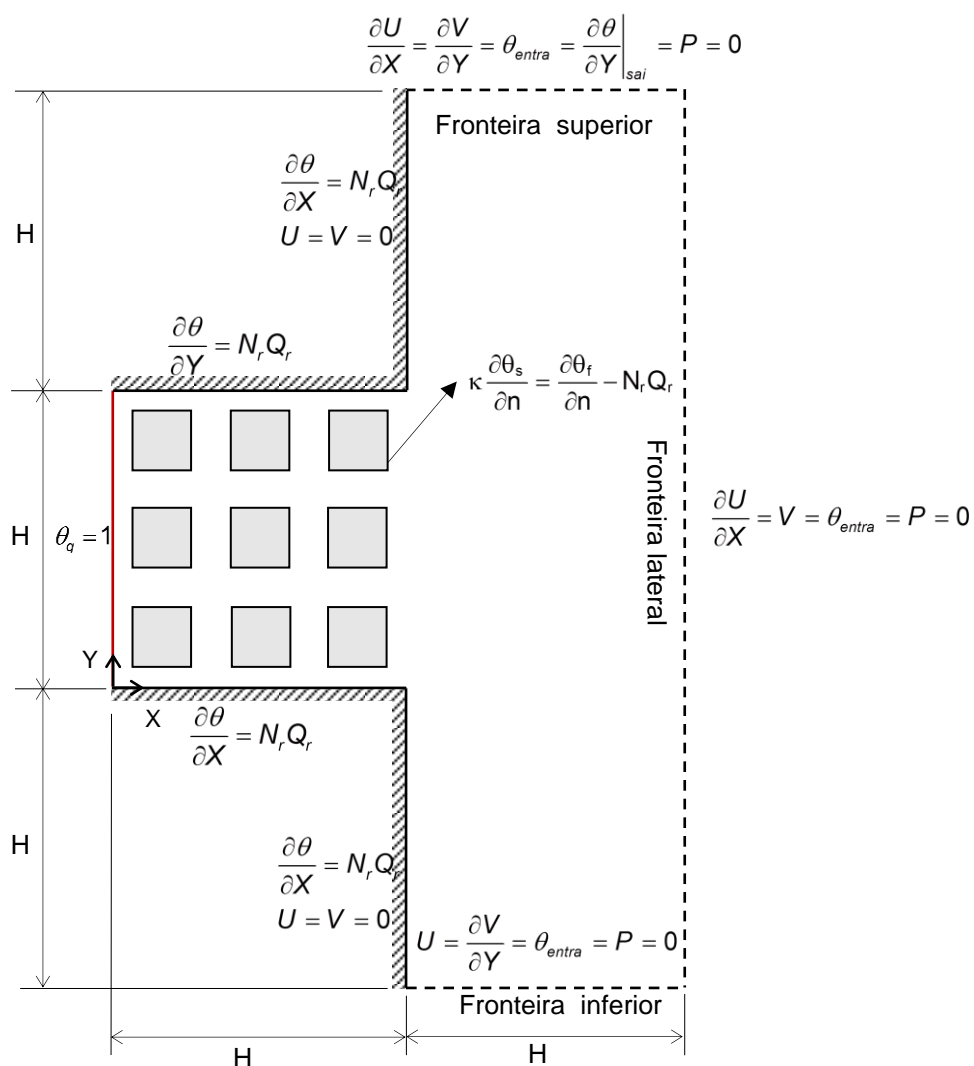


Figura 3.3 - Condições de contorno e domínio computacional

As condições de contorno adotadas para o presente estudo são também apresentadas na Figura 3.3. A parede vertical interna à cavidade é mantida a temperatura constante, sua forma adimensional é igual a:

$$\theta_q = 1 \quad (3.47)$$

Em todas as paredes sólidas o efeito de não deslizamento é aplicado, ou seja: $U=V=0$. A condição térmica das paredes adiabáticas é determinada balanceando a convecção natural com a radiação térmica, isto é:

$$\frac{\partial \theta_f}{\partial n} = N_r Q_r, \quad (3.48)$$

em que n representa um vetor unitário normal às paredes. Um balanço energético entre a condução, a convecção e a radiação nas interfaces sólido-fluido resulta em:

$$\kappa \frac{\partial \theta_s}{\partial n} = \frac{\partial \theta_f}{\partial n} - N_r Q_r \quad (3.49)$$

As condições de contorno para as fronteiras abertas superior, lateral e inferior são dadas pelas equações (3.50), (3.51) e (3.52), respectivamente.

$$\frac{\partial U}{\partial X} = \frac{\partial V}{\partial Y} = \theta_{\text{entra}} = \frac{\partial \theta}{\partial Y} \Big|_{\text{sai}} = P = 0 \quad (3.50)$$

$$\frac{\partial U}{\partial X} = V = \theta_{\text{entra}} = P = 0 \quad (3.51)$$

$$U = \frac{\partial V}{\partial Y} = \theta_{\text{entra}} = P = 0 \quad (3.52)$$

Essas condições de contorno foram baseadas nas condições de contorno propostas por Chan e Tien (1985). Para a condição de contorno na parte inferior do domínio, esses autores impõem que a componente vertical da velocidade, V , é nula. Eles afirmam que impondo o valor nulo para a componente da velocidade as simulações se mostram mais estáveis e convergem mais rapidamente para altos valores de Ra .

No presente estudo, considera-se tanto para a fronteira inferior, quanto para a fronteira lateral que o escoamento é normal a fronteira.

3.6 Parâmetros analisados

3.6.1 Nusselt médio total

O Nusselt médio representa a razão entre o fluxo de calor por convecção ou radiação e o fluxo de calor condutivo. Neste trabalho o Nusselt médio total é avaliado apenas na parede vertical aquecida.

Para a convecção natural, o coeficiente de transferência de calor convectivo médio (\bar{h}) é relacionado com o número de Nusselt médio convectivo médio através da relação:

$$\overline{Nu}_c = \frac{q_{conv}}{q_{cond}} = \frac{\bar{h}(T_H - T_c)}{\kappa_f (T_H - T_c)/H} = \frac{\bar{h}H}{\kappa_f} \quad (3.53)$$

em que \bar{h} é o coeficiente convectivo médio e depende, neste caso, das propriedades do fluido (κ , c_p , μ e ρ) e da geometria da superfície.

A Equação (3.53) mostra que quanto maior for o \overline{Nu}_c maior será a transferência de calor por convecção em relação à transferência de calor por condução no fluido.

O Nusselt convectivo local é calculado através de um balanço de energia na camada fluida adjacente à parede vertical aquecida. Igualando os fluxos de convecção e condução obtém-se:

$$Nu_c = -\left(\frac{\partial\theta}{\partial X}\right)_{X=0} \quad (3.54)$$

Assim, o Nusselt convectivo médio é calculado pela integração ao longo da parede vertical:

$$\overline{Nu}_c = \int_0^1 -\left(\frac{\partial\theta}{\partial X}\right)_{X=0} dY \quad (3.55)$$

O Nusselt radiativo médio está relacionado com o fluxo radiativo e o fluxo por condução no fluido da seguinte forma:

$$\overline{Nu}_r = \frac{q_{rad}}{q_{cond}} = \frac{q_{rad}H}{\kappa_f (T_H - T_c)} \quad (3.56)$$

O seu valor local está associado com o fluxo radiativo naquele ponto. O fluxo radiativo adimensional $Q_r = q_{rad}/\sigma T_H^4$ é normalizado através do parâmetro adimensional de condução-irradiação N_r , número de irradiação. Este parâmetro tem por finalidade relacionar as taxas de transferência de calor por condução e por irradiação e é dado por:

$$N_r = \frac{\sigma T_H^4}{\kappa_f (T_H - T_\infty)/H} \quad (3.57)$$

Dessa forma, tem-se que:

$$\text{Nu}_r = \text{N}_r (\text{Q}_r)_{X=0} \quad (3.58)$$

Assim como para o número de Nusselt convectivo médio, o Nusselt radiativo médio é determinado através de uma integração ao longo da parede vertical:

$$\overline{\text{Nu}}_r = \text{N}_r \int_0^1 (\text{Q}_r)_{X=0} dY \quad (3.59)$$

O número de Nusselt médio total é a soma dos números de Nusselt médio convectivo e radiativo:

$$\overline{\text{Nu}}_t = \overline{\text{Nu}}_c + \overline{\text{Nu}}_r \quad (3.60)$$

3.6.2 Linhas de Corrente e Isotermas.

As linhas de corrente e as isotermas fornecem uma descrição tanto quantitativa quanto qualitativa dos resultados do problema, pois permitem uma visualização das características do escoamento. As isotermas são linhas de mesmo valor da função temperatura e as linhas de corrente são definidas como as linhas que estão tangentes ao campo de velocidades num determinado instante de tempo e dependem da função corrente, que é caracterizada de forma a satisfazer a equação da conservação da massa.

3.6.3 Vazão Volumétrica

Este parâmetro, segundo Chan e Tien (1995), é dado por:

$$\dot{M} = - \int_{\text{abertura}, X=1} U_{in} dY \quad (3.61)$$

em que

$$U_{in} = \begin{cases} U_{X=1}, & U_{X=1} \leq 0 \\ 0, & U_{X=1} > 0 \end{cases} \quad (3.62)$$

onde U é a componente da velocidade adimensional medida na direção X .

3.6.4 Considerações finais do capítulo

Nesse capítulo foi tratada a modelagem matemática necessária para realização do trabalho proposto. Foram apresentadas separadamente as equações da convecção natural e as equações para a radiação térmica de superfícies. Foram

abordadas as condições de contorno do problema e apresentados os parâmetros: Nusselt médio radiativo, convectivo e a vazão mássica adimensional que entra na cavidade.

4 MODELAGEM NUMÉRICA

A solução das equações modeladoras do fenômeno da convecção natural, apresentadas no capítulo anterior, que representam um sistema de equações diferenciais parciais, não lineares e de segunda ordem, é de extrema complexidade. Sendo assim, o modelo matemático apresentado no capítulo anterior será resolvido através de métodos numéricos com o auxílio do programa comercial *Ansys Fluent*.

Neste capítulo serão apresentados o domínio computacional a ser implementado no programa e o método numérico abordado para solucionar as equações que modelam os fenômenos físicos do problema proposto.

4.1 Método numérico

O método numérico implementado para solução do problema é o método dos volumes finitos.

4.1.1 Método dos volumes finitos e malha deslocada

O software *ANSYS Fluent* trabalha com o método dos volumes finitos. Este método consiste na discretização do domínio de cálculo através de um número finito de volumes de controle. O princípio da malha deslocada proposto por Patankar (1980) foi empregado. Neste método, as grandezas escalares como a pressão e temperatura são tratadas no centro do volume de controle, apresentado na Figura 4.1, enquanto as grandezas vetoriais, como velocidade e quantidade de movimento, são tratadas nas faces dos volumes de controle. A Figura 4.1 representa um volume de controle principal onde o ponto P é o centro do volume e os pontos E, W, S e N são os centros dos volumes de controle adjacentes.

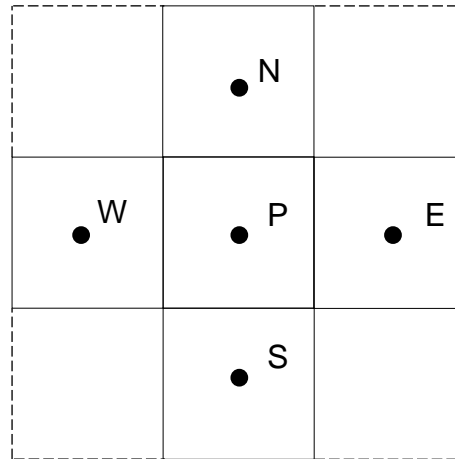


Figura 4.1 - Volume de controle bidimensional genérico para a discretização das equações modeladoras

O programa utiliza o método dos volumes finitos para converter uma equação geral de transporte em uma equação algébrica que pode ser resolvida numericamente. Esse método é adotado para a solução das cinco equações que modelam a convecção natural em meios porosos (Equações (3.6), (3.15), (3.16), (3.18) e (3.20)). De forma geral essas equações têm a forma:

$$\frac{\partial \rho\phi}{\partial t} + \nabla \cdot \rho\vec{V}\phi = \nabla \Gamma_{\phi} \nabla\phi + P_{\phi} + S_{\phi}, \quad (3.63)$$

em que ϕ é a variável de interesse, Γ_{ϕ} é o coeficiente de difusão associado à ϕ , o termo S_{ϕ} é o termo de geração de ϕ por unidade de volume e P_{ϕ} é o termo para a pressão. A Tabela 4.1 apresenta as expressões que assumem cada um dos termos, para as diferentes equações modeladoras (ANSYS INC., 2012).

Após sua integração, a aproximação das propriedades e derivadas nas faces, a Equação (3.63) pode ser escrita, na forma genérica como:

$$a_p\phi_p = \sum_{nb=E,W,N,S} a_{nb}\phi_{nb} + b, \quad (3.64)$$

em que a_{nb} é o coeficiente relacionado ao elemento vizinho (norte (N), sul (S), leste (E) ou oeste (W)), ϕ_{nb} é o valor da variável de interesse no elemento vizinho, a_p é o coeficiente do ponto analisado, ϕ_p é o valor da variável de interesse no ponto analisado e b é o termo fonte.

A Equação (3.64) deve ser resolvida para cada volume de controle do domínio computacional e sua resolução deve iniciar pelas fronteiras em que as condições de contorno são conhecidas.

Tabela 4.1 - Termos empregados na Equação (3.63)

Equação	ϕ	Γ_ϕ	P_ϕ	S_ϕ
<i>Massa</i>	1	0	0	0
<i>Quantidade de movimento em x</i>	u	μ	$-\frac{\partial p}{\partial x}$	0
<i>Quantidade de movimento em y</i>	v	μ	$-\frac{\partial p}{\partial y}$	$\rho g \beta_f (T - T_\infty)$
<i>Energia no fluido</i>	T_f	$\frac{k_f}{c_{pf}}$	0	0
<i>Energia no sólido</i>	T_s	$\frac{k_s}{c_{ps}}$	0	0

4.1.2 Acoplamento pressão-velocidade

Para a correta solução do modelo é muito importante a determinação dos campos de pressão e de velocidade. A grande dificuldade na determinação desses campos se encontra na interdependência entre eles, cuja relação é chamada *Acoplamento Pressão-Velocidade*. Ao longo dos anos, alguns métodos foram desenvolvidos para resolver este acoplamento.

O grande desafio em desenvolver um método para o acoplamento pressão-velocidade está em determinar um campo de pressões que, quando inserido nas equações do movimento, origine um campo de velocidades que satisfaça a equação da conservação da massa (Maliska, 2013). O método abordado nesse trabalho é o *SIMPLEC (Semi-Implicit Pressure Linked Equation – Consistent)*, apresentado por Van Doormaal e Raithby (1984). Esse método é uma variação do SIMPLE sugerido por Patankar e Spalding (1972). Nesses algoritmos, um campo pressão é estimado. Com o campo de pressão estimado, obtém-se o campo de velocidade através das equações de conservação da quantidade de movimento. Com a equação da conservação da massa obtém-se a correção da pressão. Usa-se então, a correção da pressão para corrigir o campo de pressões e velocidades. Em seguida, as pressões são atualizadas, para completar o ciclo iterativo o qual é utilizado

novamente para obter os campos de pressão e velocidade. O processo iterativo continua até que a convergência dos campos de pressão e velocidade seja atingida.

A diferença dos dois métodos SIMPLE e SIMPLEC está nas equações de correção das velocidades. Para tanto, deve-se determinar equações de correção das velocidades, e a qualidade das mesmas influencia significativamente a taxa de convergência do processo iterativo. Segundo Maliska (2013), devido às equações para correção da velocidade serem menos robustas no método SIMPLE do que no método SIMPLEC, uma severa sub-relaxação deve ser usada para obter-se convergência quando o método SIMPLE é aplicado.

4.1.3 Esquemas de discretização

Para discretização dos termos advectivos o esquema *QUICK (Quadratic Upwind Interpolation for Convective Kinematics)* foi aplicado. Esse esquema foi proposto por Leonard (1979).

Os termos difusivos foram resolvidos pelo método *Least Squares Cell Based* proposto por Anderson e Bonhus (1994). Para a pressão, o método *PRESTO! (PREssure STaggering Option)*, proposto por Patankar (1980), foi aplicado.

Nos casos em que uma solução em regime transitório for necessária, será aplicado um método implícito de segunda ordem para os gradientes temporais.

4.1.4 Resolução das Equações de Radiação

O modelo adotado no presente trabalho, para simular a radiação superficial, foi o *S2S (surface-to-surface)*, pois é o modelo que mais se adequa com as hipóteses simplificadoras adotadas para solucionar a radiação térmica. Com a implementação desse modelo assume-se automaticamente que todas as superfícies são difusas e cinzas. Esse método é adequado para cavidades e para um meio não participante das trocas radiativas. Para a cavidade aberta, para que seja possível a aplicação deste método, as fronteiras abertas são consideradas como superfícies e a implementação do método não é prejudicada.

De acordo com ANSYS (2012) o método S2S consiste na solução da Equação (3.41) e faz uso do método do Monte Carlo para computar o fator de forma. Dependendo do tamanho e do número de superfícies presentes na geometria de estudo determinar o fator de forma pode ser computacionalmente custoso. Dessa

forma, para reduzir o custo computacional o número de superfícies é reduzido criando-se aglomerados (clusters) de superfícies. Esses clusters são feitos a partir de uma superfície no qual adiciona então as superfícies vizinhas até que um número especificado de superfícies tenha sido aglomerado. A redução do custo computacional se dá pelo fato de o fator de forma ser determinado para o aglomerado de superfícies e não mais individualmente para cada face individualmente.

A radiosidade, J_i , necessária para a solução da Equação (3.41) é então determinada para o cluster de superfícies. O valor obtido é distribuído para cada uma das faces do aglomerado para determinar a temperatura das paredes.

4.1.5 Discretização do domínio

Para a discretização do domínio de cálculo é utilizado uma malha estruturada. O programa *SolidWorks* 2012 é usado para gerar a geometria e um arquivo no formato *parasolid* é exportado para o software ICEM CFD 15.0 onde é realizada a construção da malha.

4.1.6 Critério de parada

Para determinar a convergência de uma simulação é empregado um critério de parada. O critério aqui adotado indica a magnitude dos resíduos em escala obtidos na solução das equações modeladoras. Esse resíduo em escala é dado por:

$$\varepsilon = \frac{\sum_{\text{elementos}} \left| \sum_{nb=E,W,N,S} a_{nb}\phi_{nb} + b - a_p\phi_p \right|}{\sum_{\text{elementos}} |a_p\phi_p|} \quad (3.65)$$

Considera-se que a simulação convergiu quando $\varepsilon < 10^{-5}$. Caso seja necessário que a simulação seja executada no regime transiente, o critério de convergência temporal, que encerra o passo de tempo em andamento é também de $\varepsilon < 10^{-5}$ e o critério de parada se dá quando os parâmetros como o número de Nusselt e a vazão que entra na cavidade se estabilizam.

4.2 Teste de sensibilidade de malha

O teste de sensibilidade de malha tem por objetivo verificar a independência dos resultados em função da resolução da malha. A acurácia da aproximação das equações diferenciais depende do refinamento da malha, ou seja, quanto mais refinada a malha for, menores serão os erros numéricos resultantes dos esquemas de aproximação da discretização das equações de conservação. O resultado é considerado independente da malha quando o tamanho da malha pode ser reduzido e nenhuma variação significativa é percebida no resultado final.

Os testes de malha foram realizados para a configuração mais crítica de Ra e N , ou seja: $Ra = 10^8$ e $N = 144$, considerando $\varepsilon = 1$ e $\kappa = 1$. O domínio computacional foi dividido em duas partes, sendo elas, a parte externa da cavidade, que compreende o domínio computacional estendido, no qual foi aplicado uma malha não uniforme para diminuir o esforço computacional, e a parte interna da cavidade que compreende o domínio físico do problema, na qual foi aplicado uma malha regular. Primeiramente um teste de malha para o domínio estendido foi aplicado. O número de volumes de controle no interior da cavidade foi fixado em 250×250 e investigou-se o número de divisões necessárias nas arestas do domínio para gerar um resultado independente da malha. A Tabela 4.2 apresenta os resultados do teste de malha realizado para o domínio estendido.

Tabela 4.2 - Teste de malha para o domínio estendido

	\bar{Nu}_t	DP%(\bar{Nu}_t)	\bar{Nu}_r	DP%(\bar{Nu}_r)	\bar{Nu}_c	DP%(\bar{Nu}_c)	\dot{M}	DP%(\dot{M})
n = 20	52,531		30,982		21,549		125,556	
n = 25	51,734	1,54	30,608	1,22	21,126	2,00	124,844	0,57
n = 35	51,466	0,52	30,480	0,42	20,986	0,67	124,199	0,52

O desvio percentual, DP , é determinado através de:

$$DP = \left| \frac{\Theta_{ref} - \Theta_{cal}}{\Theta_{ref}} \right| \times 100 \quad (3.66)$$

em que Θ_{ref} representa o valor de referência da literatura e Θ_{cal} representa o valor numérico calculado no presente trabalho.

No presente trabalho determinou-se que um desvio percentual menor do 1% é suficiente para solucionar o problema. Por conta disso, de acordo com a Tabela 4.2,

adotou-se que o número de divisões impostas nas arestas do domínio estendido seria de $n = 35$.

A Tabela 4.3 mostra os resultados obtidos para o teste de malha do domínio físico.

Tabela 4.3 - Teste de malha para o domínio físico

	\overline{Nu}_t	DP%(\overline{Nu}_t)	\overline{Nu}_r	DP%(\overline{Nu}_r)	\overline{Nu}_c	DP%(\overline{Nu}_c)	M	DP%(M)
80 × 80	75,617		35,940		39,677		193,369	
120 × 120	59,057	28,04	33,438	7,48	25,619	54,88	147,340	31,24
200 × 200	53,484	10,42	31,623	5,74	21,861	17,19	131,179	12,32
250 × 250	51,466	3,92	30,480	3,75	20,986	4,17	124,199	5,62
300 × 300	50,886	1,14	30,143	1,12	20,744	1,17	122,629	1,28
350 × 350	50,618	0,53	29,999	0,48	20,619	0,60	121,668	0,79

Assim, como para o domínio estendido o maior desvio percentual aceitável para que o resultado seja considerado independente da malha é de 1%, conseqüentemente foi determinado que o domínio físico do problema tivesse 350 × 350 volumes de controle.

A Figura 4.2 mostra a configuração final da malha adotada para solução do problema proposto.

Como as simulações para $Ra = 10^8$ estabilizavam antes de atingir o critério de convergência imposto, além de apresentar oscilação dos resultados, optou-se por resolver estes casos em regime transiente distorcido. Como não é de interesse no presente estudo analisar como o escoamento e a transferência de calor se comportam no tempo, o regime transiente distorcido é imposto apenas como um “critério de relaxação”. Segundo testes previamente realizados por Lugarini (2014), variando Δt de 0,01 a 1 os resultados de regime permanente são os mesmos, portanto, no presente trabalho, todas as simulações para $Ra = 10^8$ foram realizadas com $\Delta t = 1$.

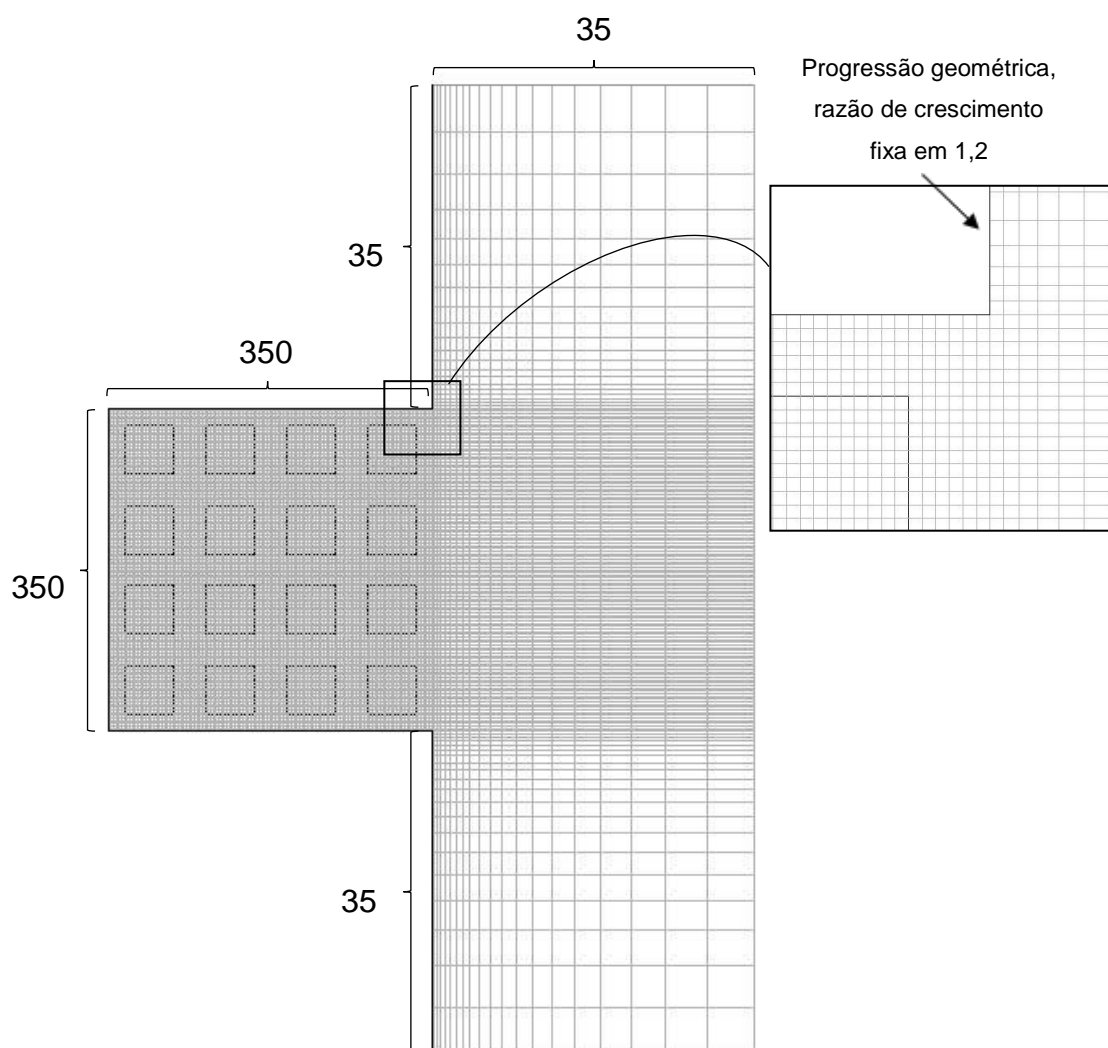


Figura 4.2 - Representação da malha numérica adotada para solução do problema proposto

5 VERIFICAÇÃO DO MODELO

Para garantir que os resultados gerados a partir da modelagem numérica representem corretamente o fenômeno físico proposto nesse trabalho, são necessárias verificações numéricas. As verificações aqui propostas têm por finalidade avaliar a modelagem numérica, apresentada no capítulo anterior, através de comparações com resultados numéricos encontrados na literatura, que avaliem os fenômenos físicos e a geometria a ser estudada no presente trabalho.

Inicialmente serão realizadas verificações com problemas de complexidade inferior à do problema proposto, acompanhadas de um incremento gradual de complexidade geométrica e física até alcançar o grau de complexidade do presente estudo. Dessa forma, torna-se mais fácil identificar erros de programação no decorrer do trabalho. A verificação é dividida em três etapas. Será realizada inicialmente a verificação do modelo heterogêneo em cavidade fechada, posteriormente, este modelo será verificado em cavidade aberta, para aferir as condições de contorno impostas nas fronteiras livres, e por último será realizada a verificação do modelo de radiação. Cada etapa é descrita detalhadamente a seguir.

5.1 Verificação do modelo heterogêneo em cavidade fechada

Merrikh e Lage (2005b) solucionaram o problema da convecção natural em cavidade quadrada fechada, preenchida com meio poroso heterogêneo. A cavidade é aquecida horizontalmente com uma parede mantida a uma temperatura T_H e a outra a $T_C < T_H$, as paredes horizontais da cavidade são adiabáticas. Os parâmetros investigados foram o número de Rayleigh, a condutividade térmica e o número de blocos. Esses dados são apresentados na Tabela 5.1. O domínio físico investigado por eles é apresentado na Figura 5.1.

Tabela 5.1 - Parâmetros avaliados por Merrikh e Lage (2005)

Rayleigh	Ra	$10^5; 10^6; 10^7; 10^8$
Prandtl	Pr	1
Porosidade	ϕ	64%
Condutividade sólido-fluido	κ	0,1; 1; 10; 100
Número de blocos	N	9; 16; 36; 64; 144

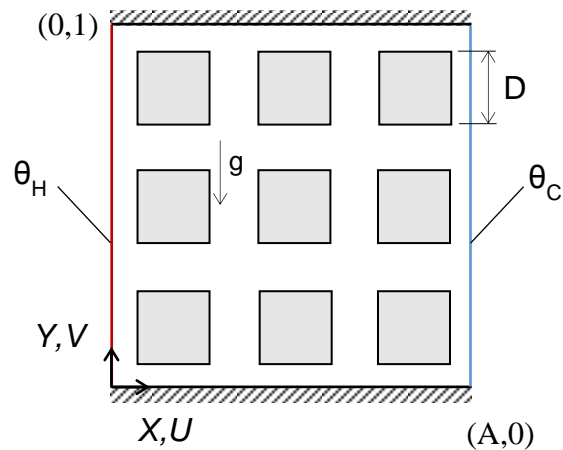


Figura 5.1 – Geometria da cavidade fechada heterogênea

Para a solução do problema, os autores utilizaram o método de acoplamento Pressão-Velocidade *SIMPLER* (*SIMPLE REVISED*) e o esquema de discretização dos termos advectivos *QUICK*.

A representação matemática adimensional das condições de contorno do problema são:

$$\theta = 1, \quad U = V = 0 \quad \text{quando} \quad X = 0 \quad (7.1)$$

$$\theta = U = V = 0 \quad \text{quando} \quad X = A \quad (7.2)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial Y} = U = V = 0 \quad \text{quando} \quad Y = 0 \quad \text{e} \quad Y = 1 \quad (7.3)$$

sendo A , a razão de aspecto da cavidade, $A=L/H$, em que L representa a largura da cavidade e H a altura. Para a interface sólido-fluido, as seguintes condições de compatibilidade são aplicadas:

$$U = V = 0; \quad \theta_f = \theta_s; \quad \left. \frac{\partial \theta}{\partial \hat{n}} \right|_f = \kappa \left. \frac{\partial \theta}{\partial \hat{n}} \right|_s \quad (7.4)$$

em que \hat{n} representa um vetor unitário normal às paredes dos blocos e κ é a razão de condutividade térmica sólido-fluido.

Para discretizar o domínio físico, Merrih e Lage (2005b) fizeram uso de uma malha uniforme de 240×240 volumes de controle. Para tornar possível a verificação da metodologia numérica adotada para a modelagem do meio heterogêneo, a malha

escolhida para gerar resultados que possam ser adequadamente comparados aos resultados obtidos por Merrikh e Lage (2005b) é a mesma que descrita por esses autores. A malha construída para a verificação do modelo heterogêneo em cavidade fechada é representada na Figura 5.2 para $N=9$.

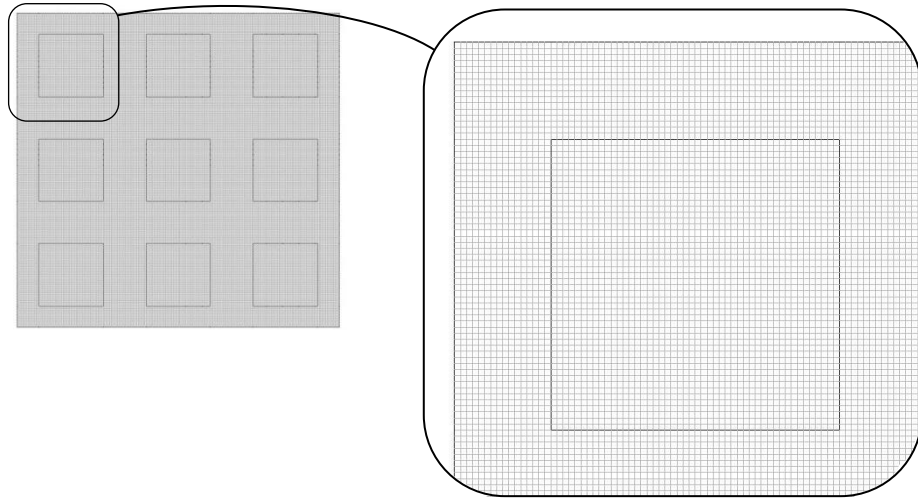


Figura 5.2 - Representação da malha regular utilizada para a verificação do modelo heterogêneo

As simulações foram realizadas de acordo com os métodos de acoplamento e discretização, descritos na seção 4.1. Neste caso, todas as simulações são realizadas no regime permanente. Os resultados numéricos para o valor do número de Nusselt médio na parede quente ($\overline{Nu_c}$) são reportados para as configurações apresentadas na Tabela 5.2:

Tabela 5.2 - Parâmetros investigados para verificação do meio heterogêneo em cavidade fechada

Rayleigh	Ra	$10^5; 10^8$
Condutividade sólido-fluido	κ	0,1; 1; 10
Número de blocos	N	9; 16; 36; 64; 144

As tabelas 5.3, 5.4 e 5.5 apresentam a comparação entre os resultados obtidos e os resultados apresentados por Merrikh e Lage (2005b), para $\kappa = 0,1, 1$ e 10 , respectivamente.

Tabela 5.3 - Número de Nusselt médio para a cavidade heterogênea fechada com condutividade térmica sólido-fluido $\kappa = 0,1$

<i>Ra</i>	<i>N</i>	0,1		
		<i>Presente estudo</i>	<i>Merrikh e Lage (2005b)</i>	<i>DP%</i>
10^5	9	1,074	1,053	1,99%
	16	0,825	0,813	1,48%
	36	0,684	0,676	1,18%
	64	0,609	0,613	0,65%
	144	0,553	0,551	0,36%
10^8	9	31,460	31,816	1,12%
	16	31,033	31,353	1,02%
	36	30,509	30,904	1,28%
	64	29,171	29,745	1,93%
	144	21,314	19,792	7,69%

Tabela 5.4 - Número de Nusselt médio para cavidade heterogênea fechada com condutividade térmica sólido-fluido $\kappa = 1$

<i>Ra</i>	<i>N</i>	1		
		<i>Presente estudo</i>	<i>Merrikh e Lage (2005b)</i>	<i>DP%</i>
10^5	9	1,395	1,383	0,87%
	16	1,243	1,233	0,81%
	36	1,105	1,098	0,64%
	64	1,047	1,051	0,38%
	144	1,013	1,013	0,00%
10^8	9	31,284	31,797	1,61%
	16	30,849	31,180	1,06%
	36	30,329	30,689	1,17%
	64	28,878	29,394	1,76%
	144	19,911	20,040	0,64%

Tabela 5.5 - Número de Nusselt médio para cavidade heterogênea fechada com condutividade térmica sólido-fluido $\kappa = 10$

<i>Ra</i>	<i>N</i>	10		
		<i>Presente estudo</i>	<i>Merrikh e Lage (2005b)</i>	<i>DP%</i>
10^5	9	2,150	2,140	0,47%
	16	2,040	2,030	0,49%
	36	1,934	1,922	0,62%
	64	1,896	1,898	0,11%
	144	1,873	1,873	0,00%
10^8	9	30,869	31,056	0,60%
	16	30,464	30,676	0,69%
	36	29,877	30,115	0,79%
	64	28,209	28,678	1,64%
	144	20,611	21,710	5,06%

Como observado nas tabelas, de acordo com os desvios percentuais (*DP*), os resultados comparativos apresentam uma boa concordância em termos de resultados numéricos, sendo que os maiores desvios foram de 7,69% e 5,06% para $Ra=10^8$, 144 blocos e $\kappa=0,1$ e 10, respectivamente. Todos os outros resultados apresentaram menos de 5% de desvio percentual. Tem-se então, que os resultados obtidos estão de acordo com os encontrados na literatura. Dessa forma, conclui-se que os métodos de acoplamento, discretização adotados para solucionar o problema proposto são aplicados de maneira correta no FLUENT e que a modelagem numérica aplicada para a solução do problema da convecção natural em cavidade heterogênea fechada está de acordo com a literatura.

5.2 Verificação do modelo heterogêneo em cavidade aberta

Loyola *et al.* (2013) investigaram a convecção natural em cavidade aberta preenchida por meio poroso heterogêneo. Devido à dificuldade em determinar a condição de contorno adequada na abertura da cavidade, foi adotado um domínio numérico estendido, de maneira a se ter condições de contorno especificadas nas fronteiras abertas que não interferissem no escoamento dentro da cavidade.

A cavidade heterogênea possui as paredes horizontais adiabáticas e a parede vertical mantida a temperatura uniforme T_H . A cavidade se encontra aberta para um

reservatório térmico de temperatura $T_\infty < T_H$. A geometria e a condição de contorno adotada por Loyola é apresentada na Figura 5.3

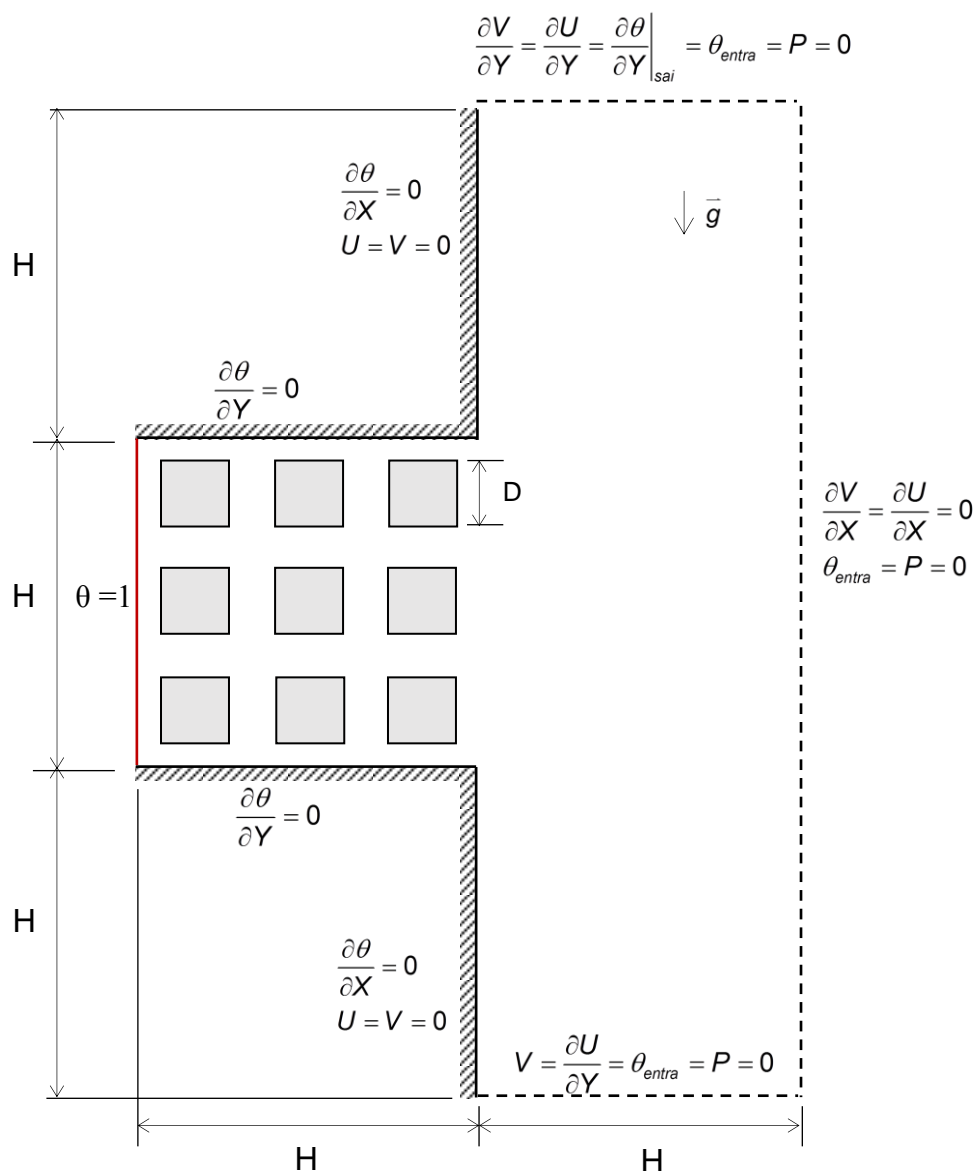


Figura 5.3 - Cavidade heterogênea aberta e condições de contorno.

O método de acoplamento pressão velocidade adotado por Loyola *et al.* (2013) foi o SIMPLEST (SIMPLE Shortened). Os parâmetros avaliados por Loyola são apresentados na Tabela 5.6 e as condições de contorno podem ser vistas na Figura 5.3. Para interfaces sólido-fluido, as condições de compatibilidade são apresentadas na Equação (7.4).

Tabela 5.6 - Parâmetros avaliados por Loyola et al. (2013)

Número de Rayleigh	Ra	$10^5; 10^6; 10^7; 10^8$
Número de Prandtl	Pr	1
Porosidade	ϕ	64%
Condutividade térmica sólido-fluido	κ	1
Número de blocos	N	0; 9; 16; 36; 64; 144

Para a verificação, resultados numéricos para o número de Nusselt médio na parede quente ($\overline{Nu_c}$) e para a vazão volumétrica \dot{m} que adentra à cavidade, são obtidos para as seguintes configurações:

Tabela 5.7 - Parâmetros investigados na verificação do meio heterogêneo em cavidade aberta

Número de Rayleigh	Ra	$10^5; 10^6; 10^7; 10^8$
Condutividade térmica sólido-fluido	κ	1
Número de blocos	N	16; 64

Um teste de malha foi realizado para $Ra = 10^8$ com $N=16$ e 64 blocos. As malhas são regulares no interior da cavidade e variam de 120×120 até 360×360 volumes de controle. No domínio computacional estendido, a malha é irregular e construída utilizando progressão geométrica cuja razão de crescimento é de 1,1. O número de elementos no domínio estendido é determinado pelo número de divisões das arestas que o compõe, e é sempre 90 unidades inferior ao número de divisões das arestas da cavidade. Uma representação da malha construída para a verificação do problema da convecção natural em cavidade aberta heterogênea pode ser vista na Figura 5.4

Assim como no caso anterior, todas as simulações são realizadas em regime permanente. Os resultados do teste de malha são apresentados na Tabela 5.8. Os desvios percentuais são determinados através da Equação (3.66), em que Θ_{ref} representa o resultado obtido para a malha atual e Θ_{cal} representa o valor calculado para a malha seguinte.

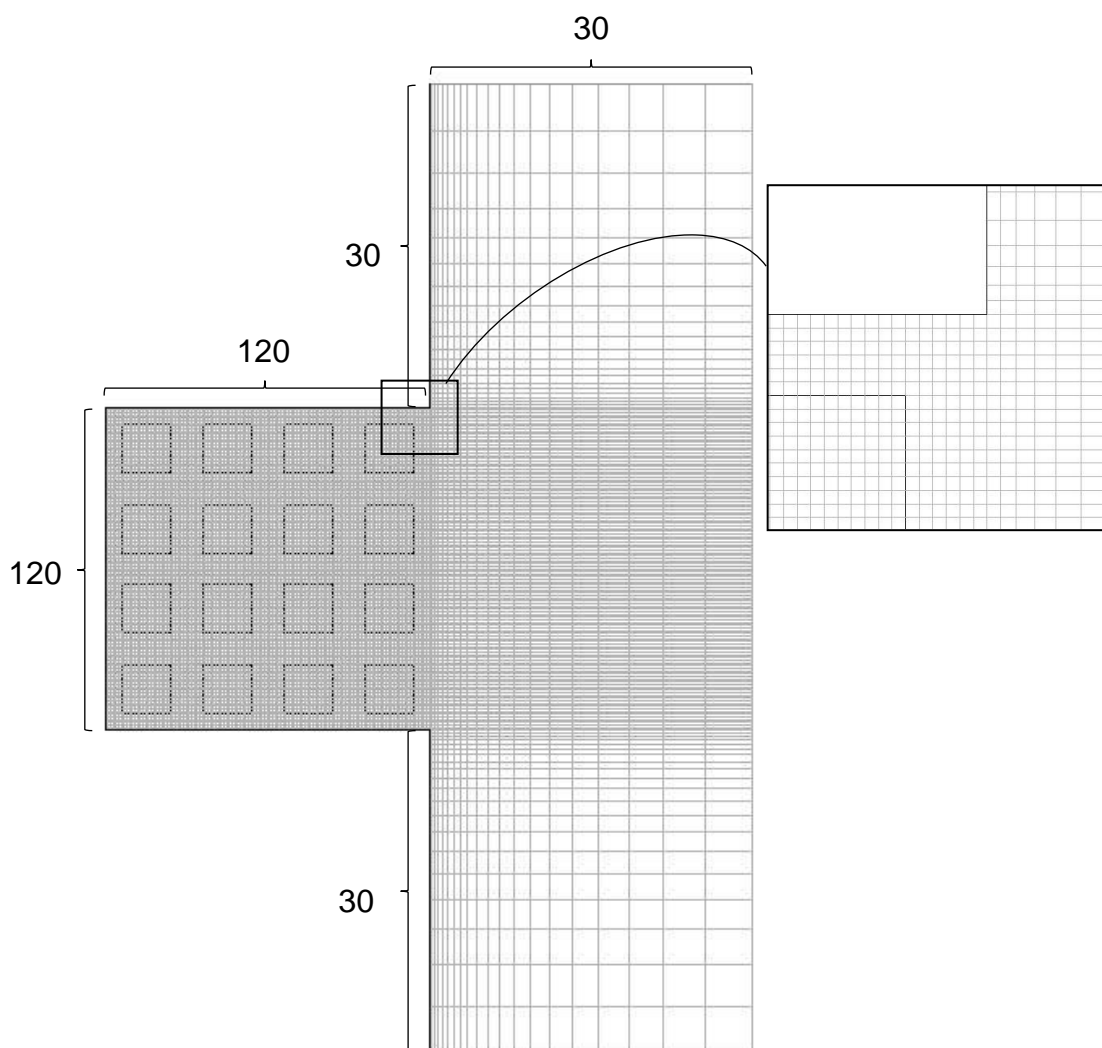


Figura 5.4 - Representação da malha utilizada para a verificação do modelo heterogêneo em cavidade aberta

Tabela 5.8 - Teste de malha meio heterogêneo em cavidade aberta

Malha	16 blocos				64 blocos			
	\dot{m}	$DP(\dot{m})$	\overline{Nu}_c	$DP(\overline{Nu}_c)$	\dot{m}	$DP(\dot{m})$	\overline{Nu}_c	$DP(\overline{Nu}_c)$
120x120	138,698	1,98%	53,980	4,10%	104,132	4,62%	50,338	5,89%
180x180	135,948	0,65%	51,765	1,44%	99,317	0,79%	47,375	1,12%
240x240	135,059	0,17%	51,019	0,67%	98,536	0,95%	46,842	1,10%
300x300	134,826	0,23%	50,683	0,354%	97,600	0,28%	46,325	0,31%
360x360	134,522	-	50,503		97,327	-	46,183	

Um desvio percentual considerado aceitável para determinar qual malha é a mais adequada ao trabalho deve ser inferior a 1%. Dessa forma, observando a Tabela 5.8, conclui-se que uma malha 300×300 é suficientemente refinada para uma cavidade com 64 blocos e que para 16 blocos uma malha 240×240 é suficiente.

A Tabela 5.9 compara os resultados obtidos para o Nusselt médio medido na parede quente da cavidade e a vazão volumétrica adimensional que entra na cavidade com os resultados apresentados por Loyola *et al.* (2013).

Tabela 5.9 - Resultados para cavidade heterogênea aberta

<i>N</i>	<i>Ra</i>	<i>Vazão</i>			<i>Nusselt</i>		
		<i>Presente estudo</i>	<i>Loyola et al (2013)</i>	<i>DP%</i>	<i>Presente estudo</i>	<i>Loyola et al. (2013)</i>	<i>DP%</i>
16	10^8	135,059	133,809	0,93%	51,019	50,097	1,84%
	10^7	55,610	55,438	0,31%	24,587	24,559	0,11%
	10^6	16,667	16,429	1,45%	7,308	7,306	0,03%
	10^5	3,603	3,543	1,67%	1,537	1,523	0,89%
64	10^8	97,600	97,341	0,27%	46,325	45,841	1,05%
	10^7	30,465	30,575	0,36%	13,771	13,897	0,92%
	10^6	7,682	7,594	1,15%	3,299	3,326	0,83%
	10^5	1,417	1,465	3,42%	1,025	0,981	4,25%

Os resultados apresentam uma boa concordância e mostram que o modelo heterogêneo em cavidade aberta foi resolvido corretamente e que a imposição das condições de contorno de fronteira aberta foi realizada adequadamente. O maior desvio percentual encontrado foi para a cavidade com 64 blocos e número de Rayleigh de 10^5 , e mesmo assim é inferior a 5%. Sendo assim, os resultados obtidos para a modelagem do meio heterogêneo estão de acordo com os resultados apresentados por Loyola *et al.* (2013).

5.3 Verificação do modelo de radiação

Para a verificação do modelo de radiação, foi adotado como base o trabalho de conclusão de curso de Lugarini (2014), apresentado dentro do Centro de Pesquisas em Reologia e Fluidos Não Newtonianos (CERNN) da UTFPR. Lugarini (2014)

investigou a radiação térmica em conjunto com a convecção natural em cavidade aberta limpa e preenchida com 1 e 4 blocos. Os parâmetros investigados pelo autor foram o número de Rayleigh, a emissividade, a altura adimensional do bloco, $D=d/H$, e o número de blocos. Esses parâmetros são apresentados na Tabela 5.10 a seguir.

Tabela 5.10 - Parâmetros investigados por Lugarini (2014)

Número de Rayleigh	Ra	$10^5; 10^6; 10^7; 10^8$
Emissividade	ε	0; 0,5; 0,1
Altura adimensional do bloco	D	0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,5; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9
Número de blocos	N	0; 1; 4

O fluido considerado radiativamente não participativo é o ar à temperatura de 300K, com $Pr = 0,71$. A razão de aspecto da cavidade é unitária e a razão de condutividade térmica sólido-fluido também. Todas as superfícies são consideradas opacas, cinzas e difusas. O domínio computacional e as condições de contorno de fronteira aberta aplicadas por Lugarini (2014) são apresentados na Figura 5.5. As demais condições de contorno utilizadas pelo autor são as mesmas que aplicadas no presente estudo, conforme descrito na seção 3.5.

Assim como no presente trabalho, o método de acoplamento pressão-velocidade adotado por Lugarini (2014) foi o SIMPLEC. O esquema *QUICK* foi aplicado para a discretização dos termos advectivos. O esquema de discretização utilizado para a pressão foi o *PRESTO!* e os gradientes difusivos foram resolvidos aplicando o método *Least Squares Cell Based*. Para os gradientes temporais, aplicou-se o método implícito de segunda ordem.

Para a verificação, foram investigados os casos em que a cavidade é preenchida por quatro blocos com altura adimensional de 0,6, o que representa uma porosidade de 64%. Foi avaliada toda a faixa de número de Rayleigh e emissividade.

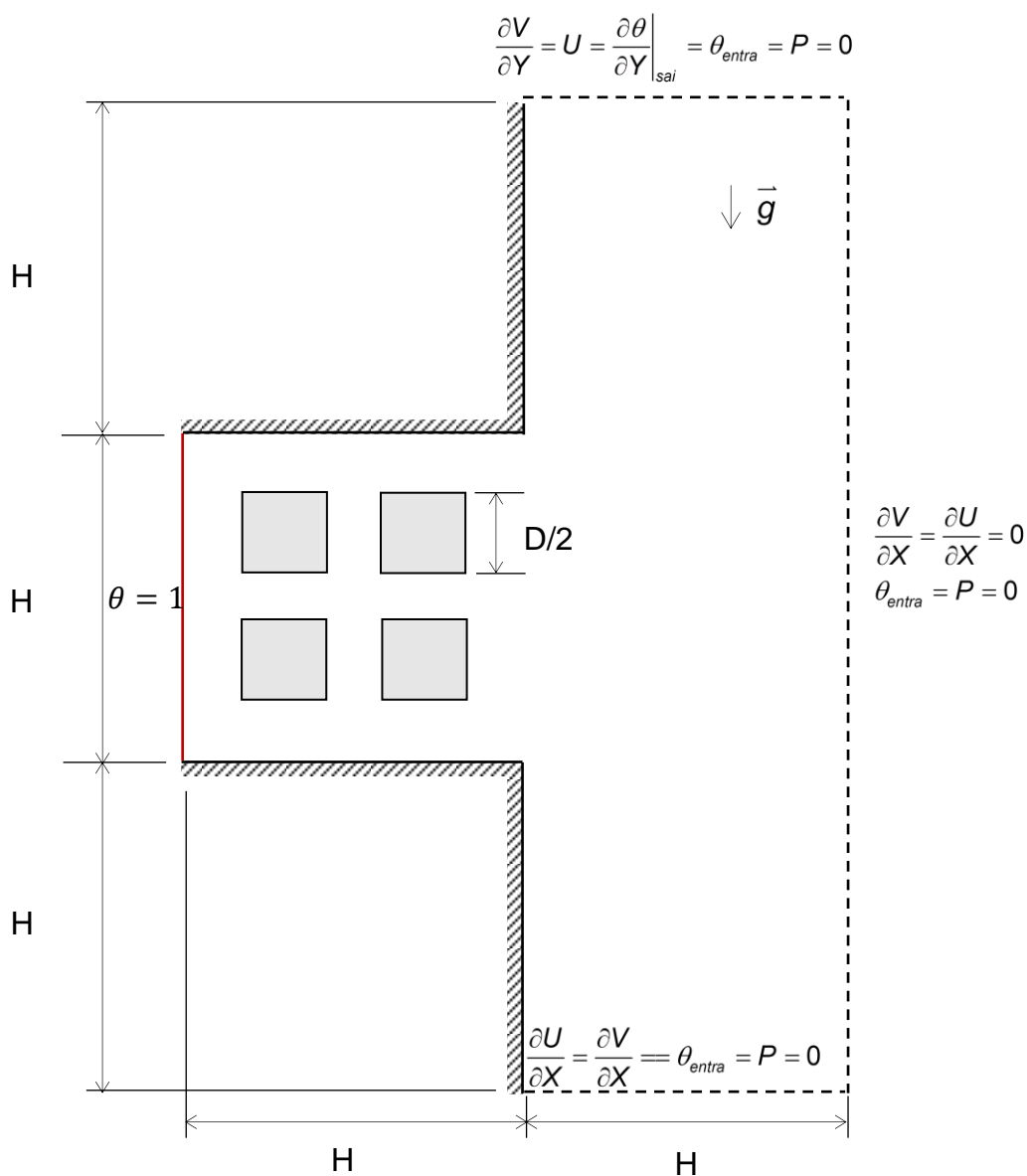


Figura 5.5 - Domínio computacional e condições de contorno de fronteira aberta para verificação do modelo de radiação.

Um teste de malha com malhas estruturadas e não uniformes, com expansão geométrica de razão 1,1 foi realizado e é apresentado na Tabela 5.11. O teste foi realizado com $Ra=10^8$ e $\varepsilon=1$. Devido à dificuldade de estabilização dos resultados, as simulações para $Ra=10^8$ foram realizadas no regime transiente distorcido, para os demais valores de Ra investigados as simulações são feitas no regime permanente. A malha temporal é uniforme com passo de tempo adimensional igual a 1. Segundo Lugarini (2014) variando o passo de tempo de 0,01 a 1, os resultados de regime

permanente são quase idênticos. Uma representação da malha espacial pode ser vista na Figura 5.6.

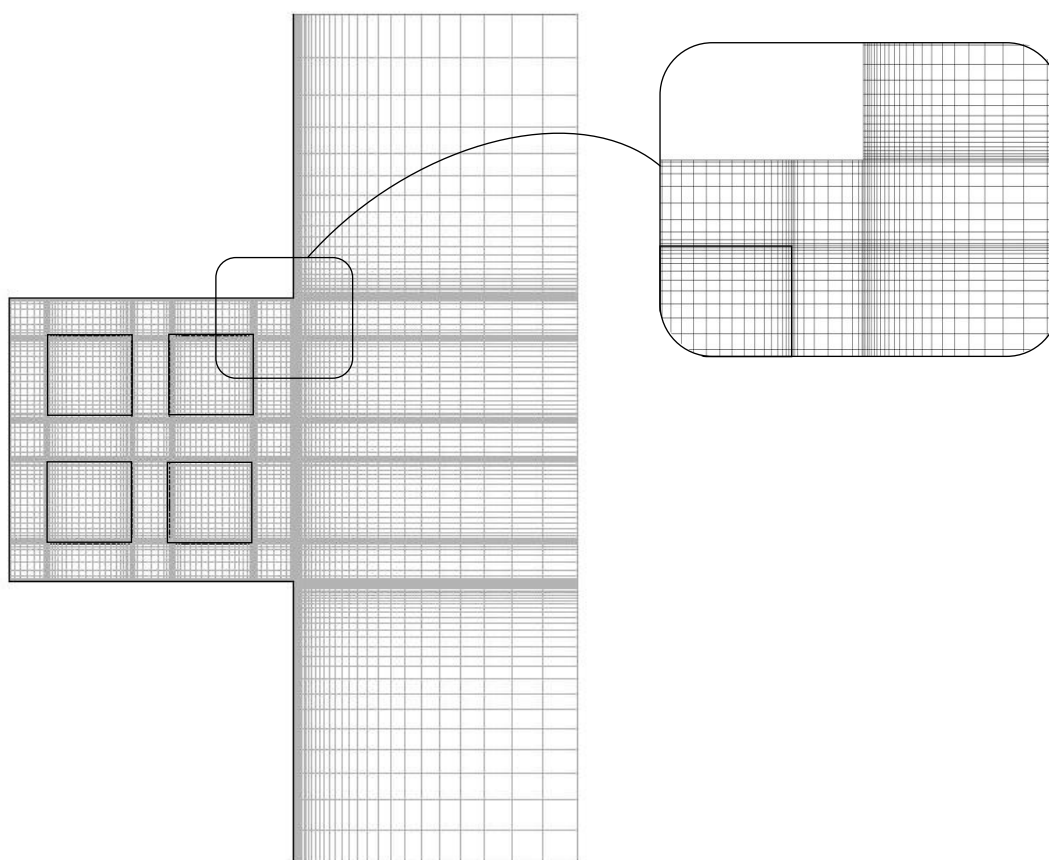


Figura 5.6 - Representação da malha utilizada para a verificação do modelo da radiação

Tabela 5.11 - Teste de malha para o problema da radiação

Malha	\overline{Nu}_t	$DP(\overline{Nu}_t)$	\overline{Nu}_r	$DP(\overline{Nu}_r)$
40x40	70,481	26,66%	42,001	3,12%
80x80	89,268	1,06%	43,312	1,02%
160x160	90,216	0,20%	43,753	0,24%
200x200	90,399	-	43,858	-

Os resultados do teste de malha mostram que uma malha de 160x160 volumes de controle no interior da cavidade resolvem adequadamente o problema, no entanto, como o esforço computacional gerado por uma malha 200x200 volumes de controle não é significativamente superior ao da malha anterior, para obter resultados mais precisos, as simulações foram realizadas com esta última malha

(200×200). A malha utilizada para o domínio estendido é a mesma que foi aplicada na verificação do modelo heterogêneo.

Os resultados da verificação são apresentados nas tabelas a seguir. São avaliados os números de Nusselt médio radiativo, \overline{Nu}_r , convectivo, \overline{Nu}_c , e total, \overline{Nu}_t . Os desvios percentuais são determinados de acordo com a Equação (3.66).

Tabela 5.12 - Resultados para emissividade $\varepsilon=1$

$\varepsilon = 1$	$Ra = 10^5$			$Ra = 10^6$		
	Presente estudo	Lugarini (2014)	DP%	Presente estudo	Lugarini (2014)	DP%
\overline{Nu}_r	2,768	2,758	0,37%	9,638	9,638	0,00%
\overline{Nu}_c	3,478	3,453	0,73%	12,368	12,311	0,46%
\overline{Nu}_t	6,247	6,211	0,57%	22,006	21,949	0,26%
$\varepsilon = 1$	$Ra = 10^7$			$Ra=10^8$		
	Presente estudo	Lugarini (2014)	DP%	Presente estudo	Lugarini (2014)	DP%
\overline{Nu}_r	21,802	21,802	0,00%	43,858	43,842	0,04%
\overline{Nu}_c	25,496	25,374	0,48%	46,541	46,261	0,61%
\overline{Nu}_t	47,297	47,176	0,26%	90,399	90,103	0,33%

Tabela 5.13 - Resultados para emissividade $\varepsilon=0,5$

$\varepsilon = 1$	$Ra = 10^5$			$Ra = 10^6$		
	Presente estudo	Lugarini (2014)	DP%	Presente estudo	Lugarini (2014)	DP%
\overline{Nu}_r	1,470	1,484	0,94%	5,061	5,040	0,43%
\overline{Nu}_c	4,057	4,059	0,05%	13,146	13,075	0,54%
\overline{Nu}_t	5,527	5,543	0,28%	18,208	18,115	0,51%
$\varepsilon = 1$	$Ra = 10^7$			$Ra=10^8$		
	Presente estudo	Lugarini (2014)	DP%	Presente estudo	Lugarini (2014)	DP%
\overline{Nu}_r	11,833	11,795	0,32%	24,377	24,542	0,67%
\overline{Nu}_c	26,478	26,424	0,20%	48,549	48,143	0,84%
\overline{Nu}_t	38,311	38,219	0,24%	72,927	72,685	0,33%

Tabela 5.14 - Resultados para emissividade $\varepsilon=0$

$\varepsilon = 0$	Ra = 10^5			Ra = 10^6		
	Presente estudo	Lugarini (2014)	DP%	Presente estudo	Lugarini (2014)	DP%
\overline{Nu}_r	0	0	-	0	0	-
\overline{Nu}_c	4,783	4,769	0,29%	14,303	14,284	0,13%
\overline{Nu}_t	4,783	4,769	0,29%	14,303	14,284	0,13%
$\varepsilon = 0$	Ra = 10^7			Ra = 10^8		
	Presente estudo	Lugarini (2014)	DP%	Presente estudo	Lugarini (2014)	DP%
\overline{Nu}_r	0	0	-	0	0	-
\overline{Nu}_c	27,989	27,879	0,40%	50,918	50,575	0,68%
\overline{Nu}_t	27,989	27,879	0,40%	50,918	50,575	0,68%

Os desvios percentuais inferiores a 1% nos resultados apresentados, mostram que o modelo de radiação foi implementado corretamente e representa de forma adequada o fenômeno físico da radiação térmica. A modelagem numérica abordada para a solução do problema proposto nesse trabalho é a mesma abordada por Lugarini (2013). Como os métodos de acoplamento, discretização e interpolação são os mesmos, os desvios percentuais apresentados nas tabelas acima ocorrem devido a pequenas diferenças na construção da malha utilizada na discretização do domínio computacional.

6 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Neste capítulo serão apresentados e discutidos os resultados obtidos no presente estudo. No APENDICE A todos os resultados são apresentados em forma de tabelas. Inicialmente são discutidos os resultados para a convecção natural pura e em seguida são apresentados os resultados obtidos com a consideração da radiação térmica e as principais diferenças entre os dois casos são apontadas.

6.1 Convecção natural pura

Esta seção apresenta os resultados para a cavidade sujeita apenas a convecção natural pura, ou seja, $\varepsilon = 0$. O efeito da variação do número de blocos N e dos parâmetros adimensionais número de Rayleigh e razão de condutividade térmica sólido fluido serão apresentados.

6.1.1 Efeito do número de Rayleigh, Ra

O número de Rayleigh é um parâmetro adimensional que expressa a razão entre as forças que promovem a convecção (forças de empuxo) e as que se opõem (forças viscosas). É a razão entre as forças de flutuação e o produto das difusividades térmicas e de quantidade de movimento. Dessa forma, em geral baixos valores de Ra caracterizam escoamentos com caráter mais condutivo ao passo que altos valores de Ra caracterizam escoamentos de convecção predominante.

A Figura 6.1 mostra o efeito da variação de Ra sobre as isotermas e as linhas de corrente para $N = 16$, $\kappa = 1$ e $\varepsilon = 0$. Para $Ra = 10^5$ as isotermas encontram-se mais verticalizadas, comportamento típico de processo de transferência de calor de condução predominante, os baixos valores de $\Delta\Psi$ das linhas de corrente para este caso indicam a baixa circulação de fluido na cavidade. Com o aumento de Ra , as isotermas tendem a se deslocar em direção a parede aquecida, devido ao aumento da magnitude do empuxo gerado na região causando o estreitamento da camada limite, e para a parede adiabática superior, caracterizando a estratificação térmica horizontal típica de escoamentos predominantemente convectivos. O fluido é induzido para o

interior da cavidade com velocidades cada vez mais elevadas e tende a circular mais próximo das paredes da cavidade. Para $Ra = 10^8$ o fluido é induzido para dentro da cavidade principalmente através dos canais intermediários formados pelos espaços deixados entre os blocos e sai quase que exclusivamente pelo canal superior formado entre a parede adiabática e o espaço até a primeira fileira de blocos, ao passo que para $Ra = 10^7$, o fluido deixa a cavidade também através do primeiro canal formado entre as duas primeiras fileiras de blocos.

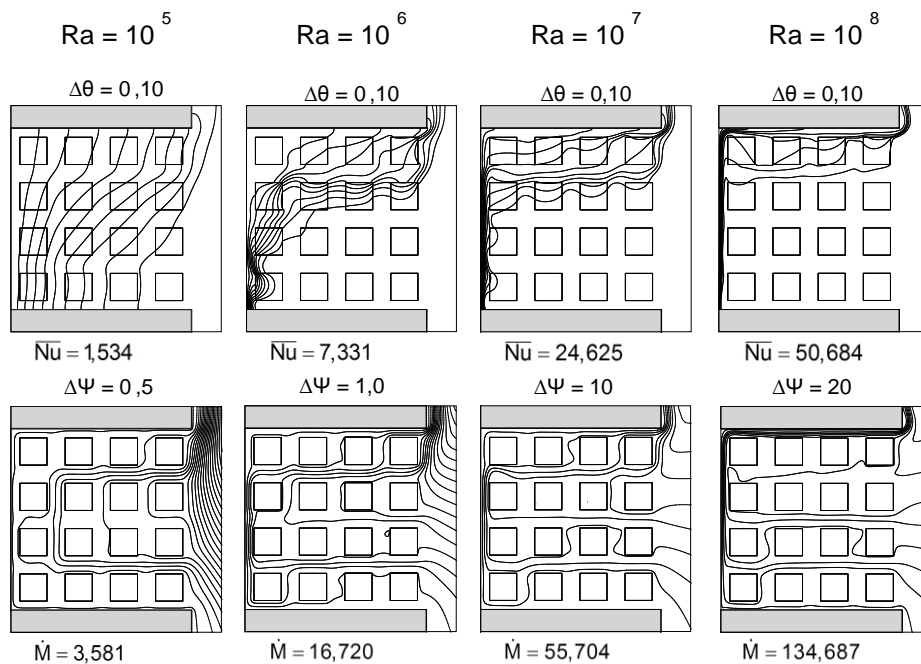


Figura 6.1 - Efeito de Ra sobre as isotermas (acima) e linhas de corrente (abaixo) para $N = 16$, $\kappa = 1$ e $\varepsilon = 0$

A Figura 6.2 e Figura 6.3 mostram o efeito da variação de Ra sobre o Nusselt médio e a vazão volumétrica adimensional, respectivamente, para toda a faixa de N analisada para $\varepsilon = 0$, mantendo $\kappa = 1$. Na Figura 6.3, a vazão induzida para dentro da cavidade aumenta com o aumento de Ra , indiferentemente do número de blocos, assim como Nusselt médio mostrado na Figura 6.2

A transferência de calor da parede aquecida para o meio depende da intensidade da circulação do fluido, induzido pelas forças de empuxo, responsável pela formação da camada limite na parede aquecida. Com o aumento de Ra a força de empuxo aumenta, intensificando a convecção

natural e conseqüentemente induzindo uma maior circulação de fluido na cavidade, o que eleva a capacidade do sistema de retirar calor da parede aquecida.

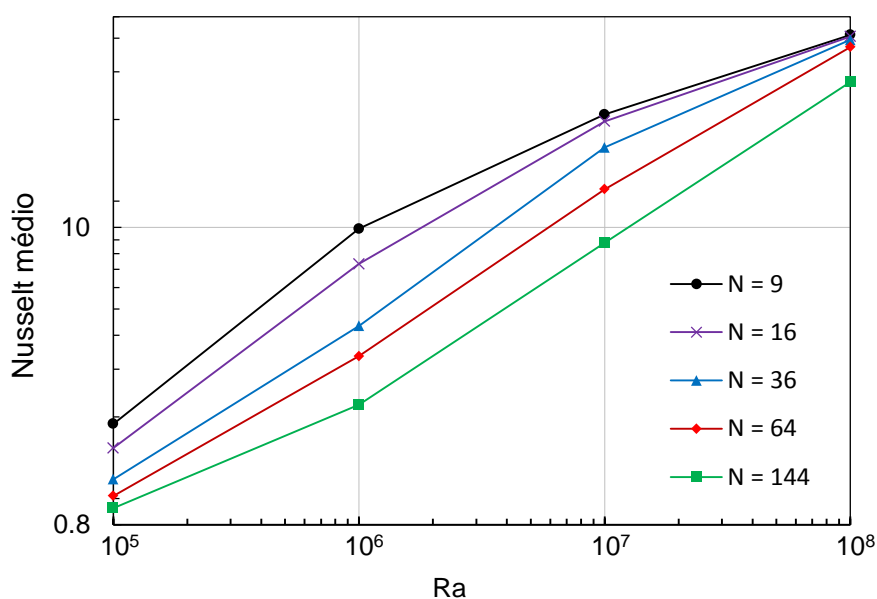


Figura 6.2 - Efeito de Ra sobre Nu para toda faixa de N considerando $\kappa = 1$

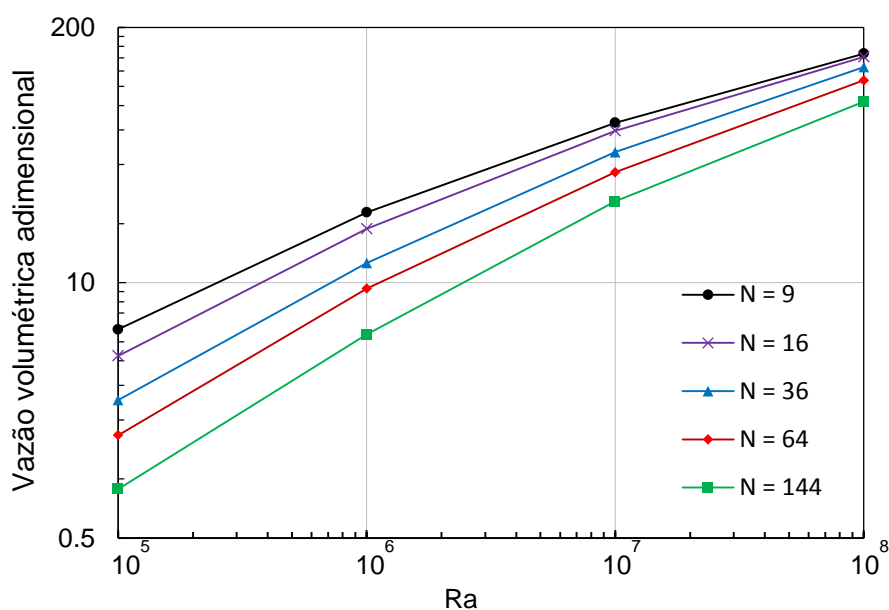


Figura 6.3 - Efeito de Ra sobre \dot{M} para toda faixa de N considerando $\kappa = 1$

6.1.2 Efeito do número de blocos

A Figura 6.4 e a Figura 6.5 mostram o efeito da variação do número de blocos sobre o Nusselt médio e a vazão volumétrica adimensional,

respectivamente, para toda a faixa de Ra analisada para $\varepsilon = 0$, considerando $\kappa = 1$

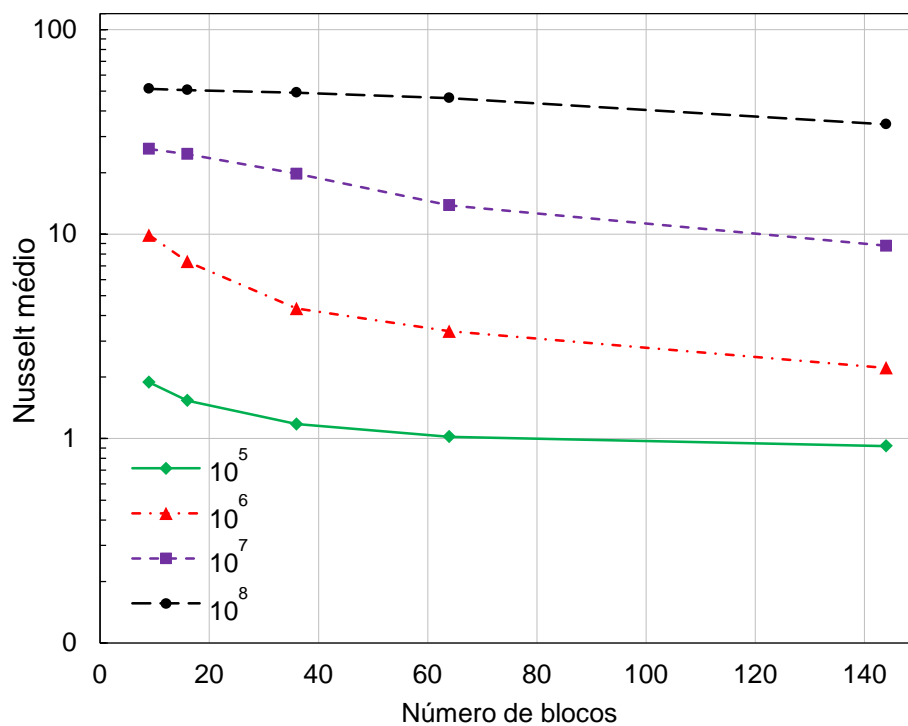


Figura 6.4 - Efeito de N sobre Nu para toda faixa de Ra para $\kappa = 1$ e $\varepsilon = 0$

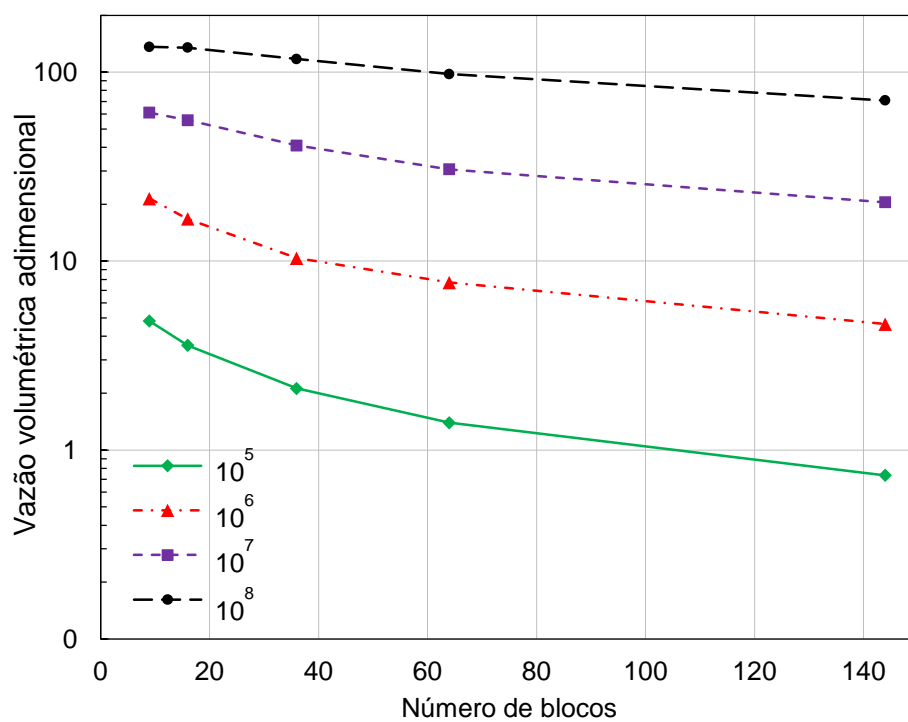


Figura 6.5 - Efeito de N sobre \dot{M} para toda faixa de Ra para $\kappa = 1$ e $\varepsilon = 0$

O efeito isolado do aumento do número de blocos mostra a atenuação da convecção no interior da cavidade pelo aumento da resistência ao escoamento, observada pela queda nos valores de \dot{M} na Figura 6.5, conseqüentemente Nusselt médio diminui, independentemente dos valores de Ra , de acordo com a Figura 6.4.

A Figura 6.4 mostra ainda, que a atenuação de Nu com o aumento de N não é linear. Existem pontos onde uma queda mais acentuada de Nu é identificada. Esses pontos variam de acordo com o número de blocos e o número de Ra e caracterizam o fenômeno denominado de interferência de camada limite, identificado por Merrik e Lage (2005).

6.1.3 Interferência de camada limite

O efeito do número de blocos deve ser analisado em conjunto com o número de Rayleigh uma vez que esses dois parâmetros estão relacionados com a interferência da camada limite.

A interferência da camada limite é um fenômeno comumente identificado e analisado em estudos que envolvem meios porosos heterogêneos em cavidades sujeitas aos efeitos da convecção natural. Esse fenômeno ocorre devido a invasão dos blocos na região de camada limite que se forma junto a parede aquecida e está diretamente relacionado com o número de blocos no interior da cavidade e ao número de Ra . A interferência da camada limite é caracterizada por uma mudança da trajetória preferencial do escoamento e também por uma queda abrupta no valor de Nu .

Ra e N contribuem de maneira inversa para a interferência. O aumento do número de Ra causa o estreitamento da camada limite ao passo que o aumento de N aproxima os blocos das paredes, ocupando as regiões de camada limite. De acordo com Merrik e Lage (2005b) é de se esperar então, que existam combinações de Ra e N para que o fenômeno seja observado, ou seja, existe um número mínimo de blocos para cada valor de Ra a partir do qual a transferência de calor e o escoamento são afetados mais intensamente.

A interferência de camada limite pode ser prevista analiticamente através de uma análise de escala proposta por Bejan (1995), segundo a qual, para $Pr = 1$, a camada limite térmica está totalmente confinada no interior de um canal

formado por paredes verticais isotérmicas quando $HRa^{1/4} \approx S_c/2$, sendo S_c a espessura de camada limite. É de se esperar que quando o valor de $S_c/2$ for superior ao espaço disponível entre a parede aquecida e a primeira fileira de blocos haverá interferência de camada limite. Conforme Figura 3.1, a medida do espaço disponível para o desenvolvimento da camada limite é dada por $s/2$, sendo a distância s dada pela Equação (3.4). Dessa forma, a interferência de camada limite ocorrerá quando $S_c/s \geq s/2$, ou seja, $HRa^{1/4} \geq s/2$. Substituindo o s pela Equação (3.4), para uma porosidade $\phi = 0,64$, tem-se que o número mínimo de blocos para que a interferência de camada limite seja identificada é $N_{\min} = 0,01\sqrt{Ra}$. A Tabela 6.1 apresenta os valores obtidos para N_{\min} .

Tabela 6.1 - Número mínimo de blocos para interferência de camada limite

Ra	N_{\min}
10^5	3
10^6	10
10^7	32
10^8	100

Para visualizar o fenômeno de interferência a Figura 6.6 e a Figura 6.7 apresentam respectivamente isotermas e linhas de corrente, em função de Ra e N . Valores de \overline{Nu} são apresentados nas figuras para quantificar a queda na transferência de calor por convecção nos casos de interferência.

Na Figura 6.6, para $Ra = 10^8$ e $N = 9$, os blocos ainda não estão em contato com a camada limite térmica. Com o aumento de N o espaço no qual a camada limite está confinada diminui, no entanto, apenas quando $N = 144$ os blocos e a camada limite entram em interferência. Percebe-se então uma queda significativa do valor de \overline{Nu} , acompanhada de uma mudança na trajetória do escoamento, como mostra a Figura 6.7. Nessas condições parte do fluido que escoava preferencialmente entre a parede aquecida e a primeira coluna de blocos, desloca-se para o canal vertical entre a primeira e a segunda coluna de blocos. Observa-se também que o fluido deixa a cavidade preferencialmente entre a primeira e segunda linhas de blocos e não mais entre a parede adiabática superior e a primeira linha de blocos.

Quando Ra cai para 10^7 a espessura da camada limite aumenta e a interferência passa a ser percebida quando $N = 36$. Novamente nota-se uma queda abrupta no valor de Nu e a mudança de trajetória do fluido. Para $Ra = 10^5$, de acordo com a Tabela 6.1, o número mínimo de blocos para que o fenômeno de interferência ocorra é de 3 blocos. Dessa forma, todas as configurações investigadas para $Ra = 10^5$ apresentam interferência, o que pode ser observado através das isothermas na Figura 6.6.

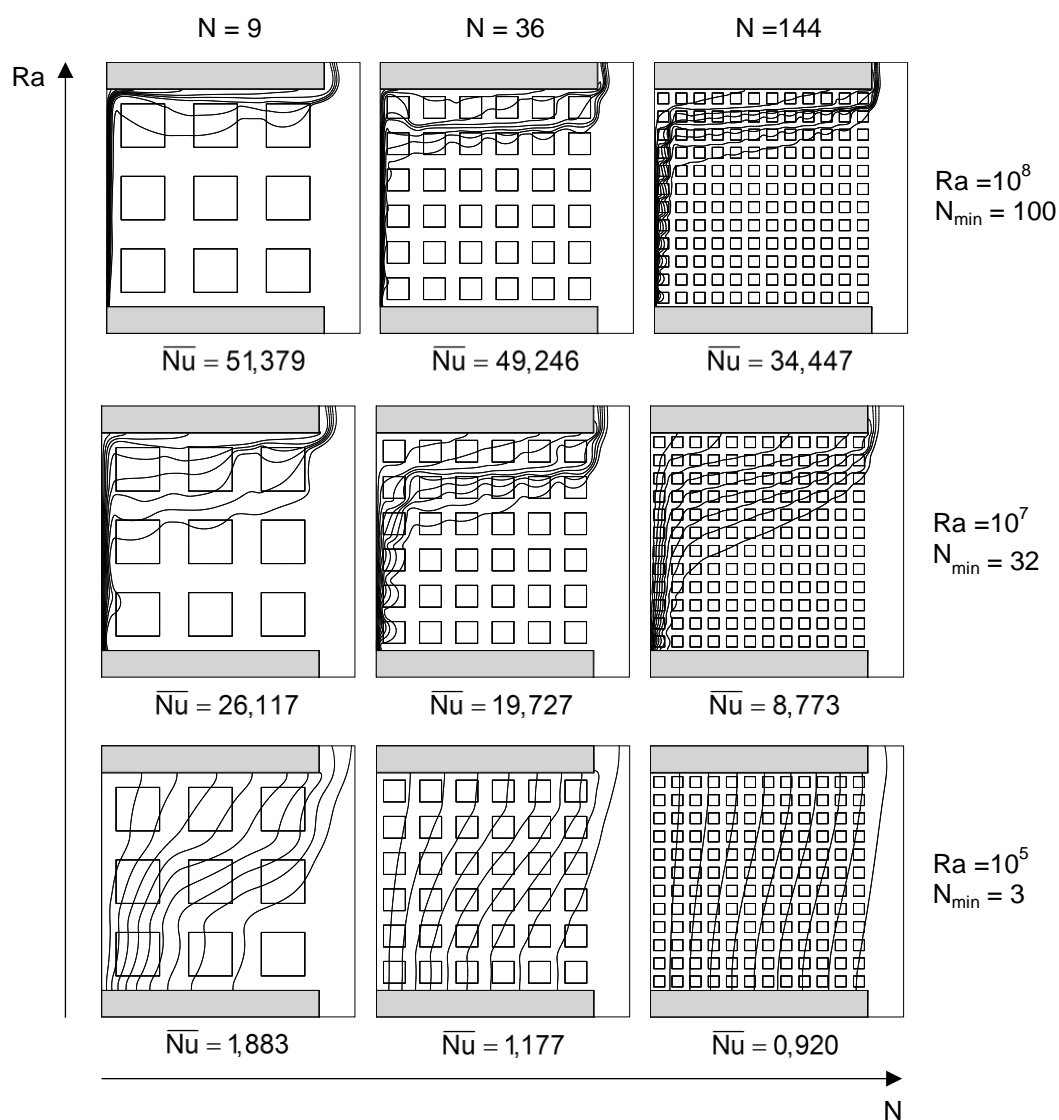


Figura 6.6 - Isothermas em função de N e Ra $\kappa = 1$ e $\varepsilon = 0$.

Analisando as linhas de corrente da Figura 6.7, nota-se que o escoamento tende a se afastar das paredes da cavidade com o aumento do número de blocos.

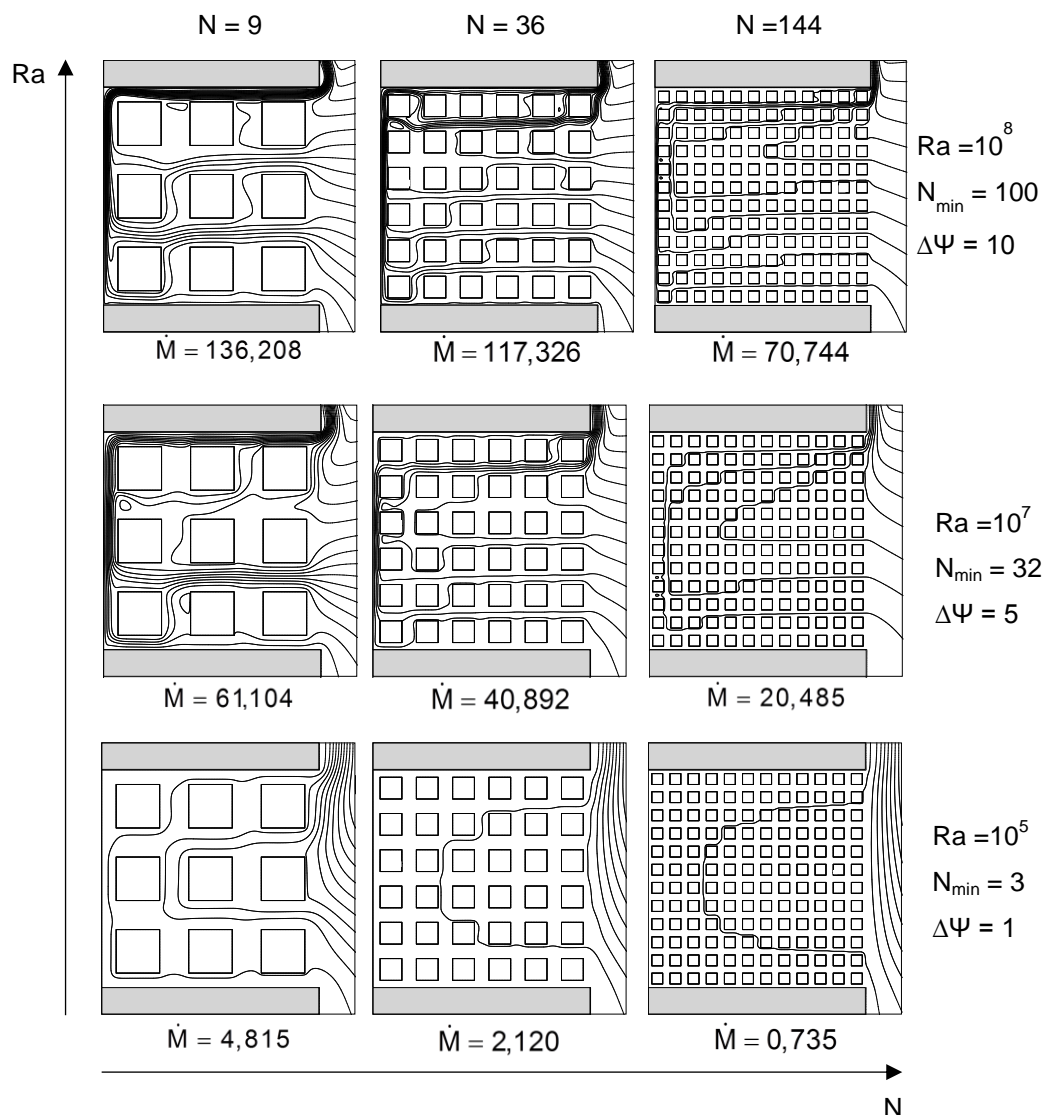


Figura 6.7 - Linhas de corrente em função de N e Ra para $\kappa = 1$ e $\varepsilon = 0$.

6.1.4 Influência da razão de condutividade térmica sólido-fluido, κ

A razão de condutividade térmica sólido-fluido, κ , é um parâmetro que relaciona a condutividade térmica da fase sólida com a da fase fluida, de forma que quanto maior for o valor de κ maior é a condutividade do sólido em relação a condutividade do fluido.

A Figura 6.8 e a Figura 6.9 apresentam valores de \overline{Nu} e \dot{M} para todos os casos de convecção natural pura analisados. Observa-se que quanto menor o número de Ra , maior é a influência do parâmetro κ sobre a transferência de calor, como pode ser observado pelos valores de \overline{Nu} na Figura 6.8. Isso

acontece, pois, a transferência de calor no interior da cavidade se dá predominantemente através do modo de condução térmica. Conforme o valor de Ra aumenta a transferência de calor por convecção natural passa a predominar e o parâmetro κ passa a ter menos efeito sobre \overline{Nu} .

Em geral, nota-se que o parâmetro κ afeta mais significativamente a transferência de calor nos casos em que a interferência da camada limite é mais pronunciada. Para os casos de interferência de camada limite, o aumento de κ implica diretamente no aumento de \overline{Nu} , indiferentemente do número de blocos no interior da cavidade, ou seja, quanto maior for a condutividade térmica da fase sólida maior será a transferência de calor por convecção da parede aquecida para o meio nos casos de interferência.

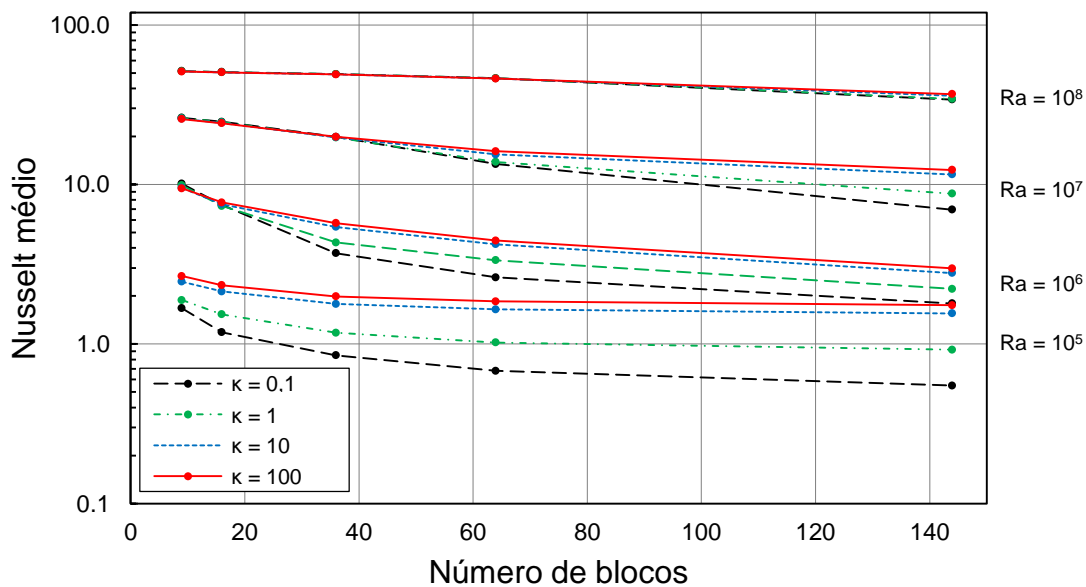


Figura 6.8 – Nusselt médio para todos os casos de convecção natural pura avaliados

O parâmetro κ afeta também a vazão volumétrica adimensional que é induzida por convecção natural para o interior da cavidade. Conforme a Figura 6.9, o aumento de κ acarreta num aumento de \dot{M} indiferentemente do número de Ra ou do número de blocos. Pode se dizer que o aumento de κ intensifica a convecção natural no interior da cavidade. A elevada condutividade térmica do sólido facilita a transferência de calor no interior da cavidade e impulsiona as

forças de empuxo, aumentando assim, a convecção natural e consequentemente a circulação do fluido no interior da cavidade.

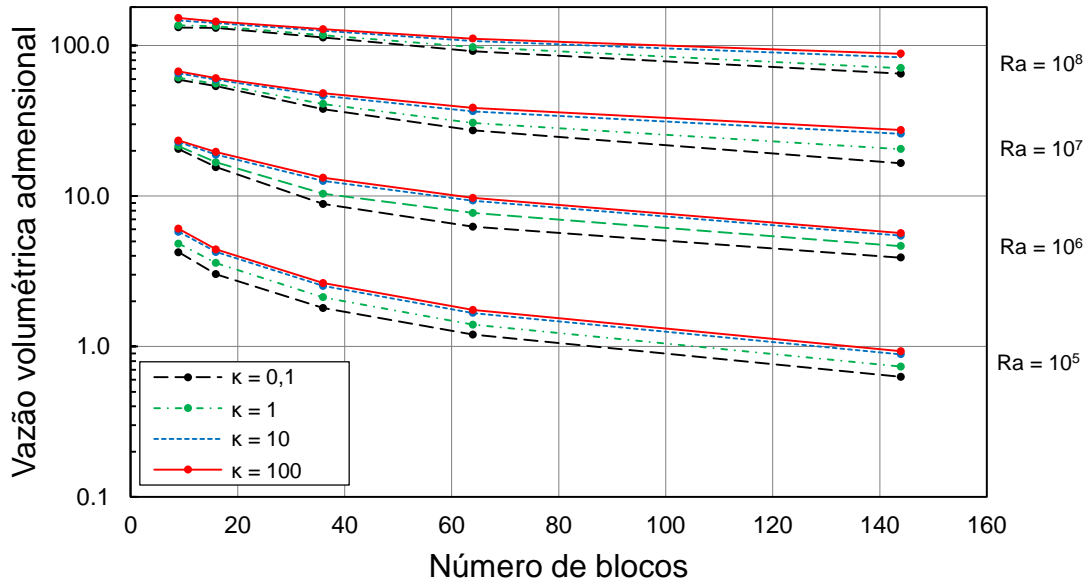


Figura 6.9 – Vazão volumétrica adimensional para todos os casos de convecção natural pura avaliados

O efeito da razão de condutividade térmica sobre a distribuição de isotermas e linhas de corrente é mostrado nas Figuras 6.10 e 6.11, respectivamente. Quando $\kappa > 1$ a condutividade térmica da fase sólida é superior à da fase fluida e o calor é transportado por condução mais facilmente através dos blocos, para $\kappa < 1$ é a fase líquida que transporta calor por condução mais facilmente.

Na Figura 6.10, para $Ra = 10^5$, por se tratar de um escoamento com característica mais condutiva, κ afeta significativamente o padrão das isotermas. Vale lembrar que este caso é também um caso de interferência de camada limite, indiferentemente do valor de N , uma vez que $N_{\min} = 3$. Quando $\kappa = 0,1$ nota-se que as isotermas estão mais confinadas na fase sólida e tem mais dificuldade de chegar até a abertura da cavidade. Quando $\kappa = 1$ as isotermas se distribuem mais uniformemente entre as duas fases e nota-se que o calor flui mais facilmente em direção a abertura da cavidade, ou seja, a transferência de calor aumenta. Ao aumentar o valor de κ , devido ao aumento da condutividade térmica do sólido em relação a do fluido, a transferência de

calor na fase sólida aumenta e as isothermas não ficam mais aglomeradas na fase sólida. Nota-se também que as isothermas ficam cada vez mais próximas da abertura e a transferência de calor no interior da cavidade é cada vez maior. As linhas de corrente apresentadas na Figura 6.11 mostram o aumento da circulação de fluido no interior da cavidade para $Ra = 10^5$, com o aumento de κ .

Nos casos de convecção predominante, $Ra = 10^8$, o parâmetro κ não afeta significativamente o padrão de distribuição das isothermas e das linhas de correntes, como pode ser visto nas Figuras 6.10 e 6.11, respectivamente, lembrando que o efeito de κ só passa a ser percebido nos casos em que a convecção é mais significativa quando a fase sólida interfere nas regiões de camada limite. Para $Ra = 10^8$, a interferência de camada limite só é percebida para $N = 144$, conforme Tabela 6.1. Para $N = 16$, como a transferência de calor se dá predominantemente por convecção natural e os blocos não interferem drasticamente na região de camada limite, que é onde as trocas de calor se realizam, o padrão de distribuição das isothermas é pouco afetado, como pode ser visto na Figura 6.10. Mesmo assim, uma pequena queda no valor de \bar{Nu} com o aumento de κ é observada, o que mostra uma tendência diferente dos casos de interferência de camada limite, apresentado aqui para $Ra = 10^5$, no qual o aumento de κ aumenta o valor \bar{Nu} .

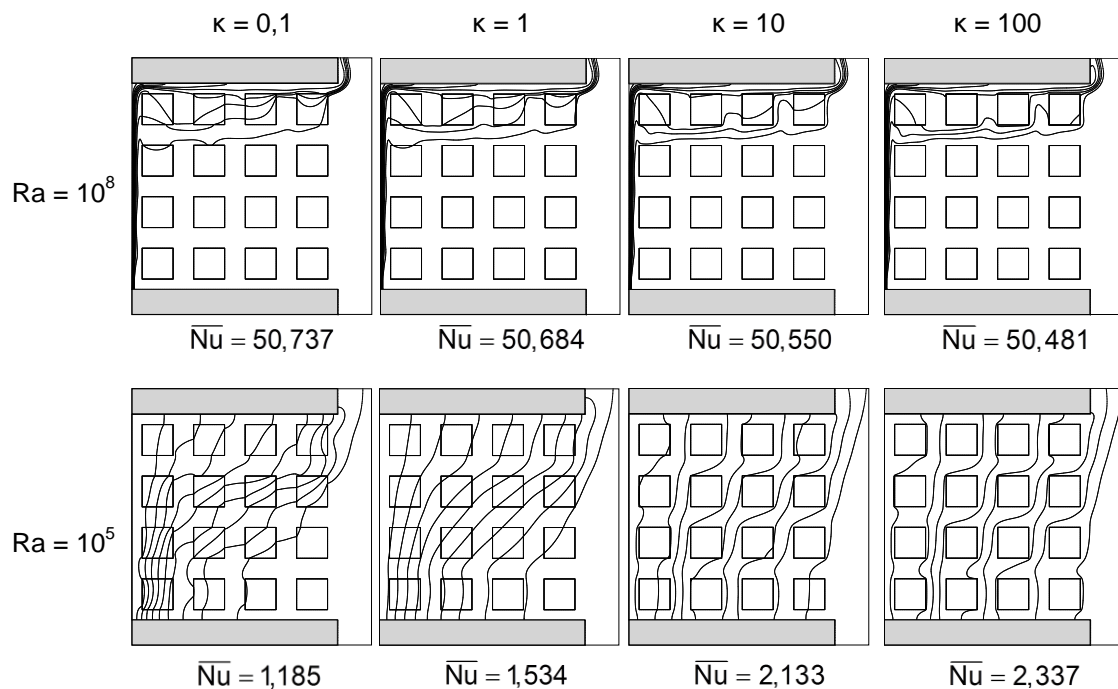


Figura 6.10 - Influência do parâmetro κ sobre o padrão de distribuição das isotermas para $Ra = 10^5$ e $Ra = 10^8$.

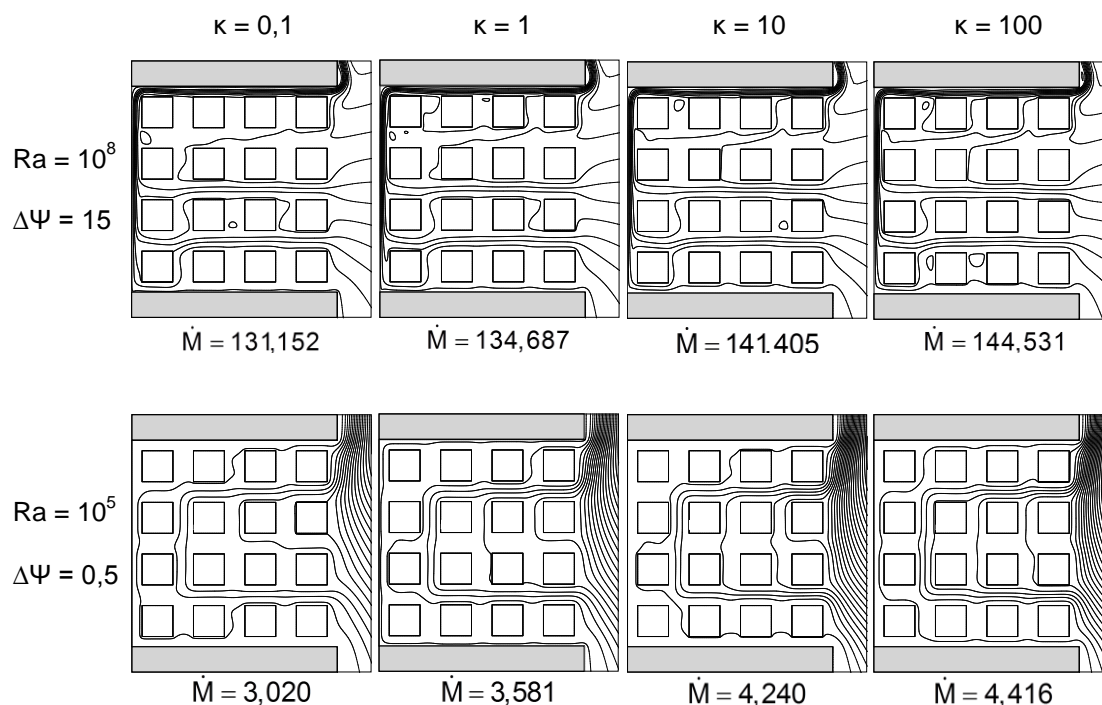


Figura 6.11 - Influência do parâmetro κ sobre o padrão de distribuição das linhas de corrente para $Ra = 10^5$ e $Ra = 10^8$.

Apesar de uma queda nos valores de \overline{Nu} ser observada com o aumento de κ para os casos de não interferência de camada limite, um aumento de \dot{M} é constatado, como pode ser visto na Figura 6.11. Mesmo que a vazão induzida para dentro da cavidade aumente, o escoamento se dá preferencialmente através dos canais intermediários, ou seja, a maior parte do fluido frio induzido para o interior da cavidade não chega a retirar calor da parede aquecida e com isso o \overline{Nu} sofre uma queda mesmo que o valor observado para \dot{M} aumente.

6.2 O efeito da radiação térmica

Na seção anterior foram apresentados os resultados obtidos para convecção natural pura. As trocas de radiação entre as superfícies dos blocos e as paredes da cavidade alteram significativamente o padrão de escoamento

e a transferência de calor no interior da cavidade, como será apresentado e discutido a seguir.

A Figura 6.12 apresenta as diferenças na distribuição das isotermas e das linhas de corrente entre os casos de convecção natural pura ($\varepsilon = 0$) e os casos em que as trocas radiativas entre as superfícies são levadas em consideração ($\varepsilon = 1$). Quando a radiação térmica é considerada, nota-se pela distribuição das isotermas, nos dois casos apresentados na Figura 6.12, que a temperatura no interior da cavidade fica mais homogênea, as isotermas se encontram mais espaçadas e mais bem distribuídas e se aproximam da abertura na cavidade. Percebe-se também que as isotermas se apresentam mais distorcidas quando $\varepsilon = 1$ e que quando Ra aumenta de 10^6 para 10^7 a distorção é ainda mais intensa.

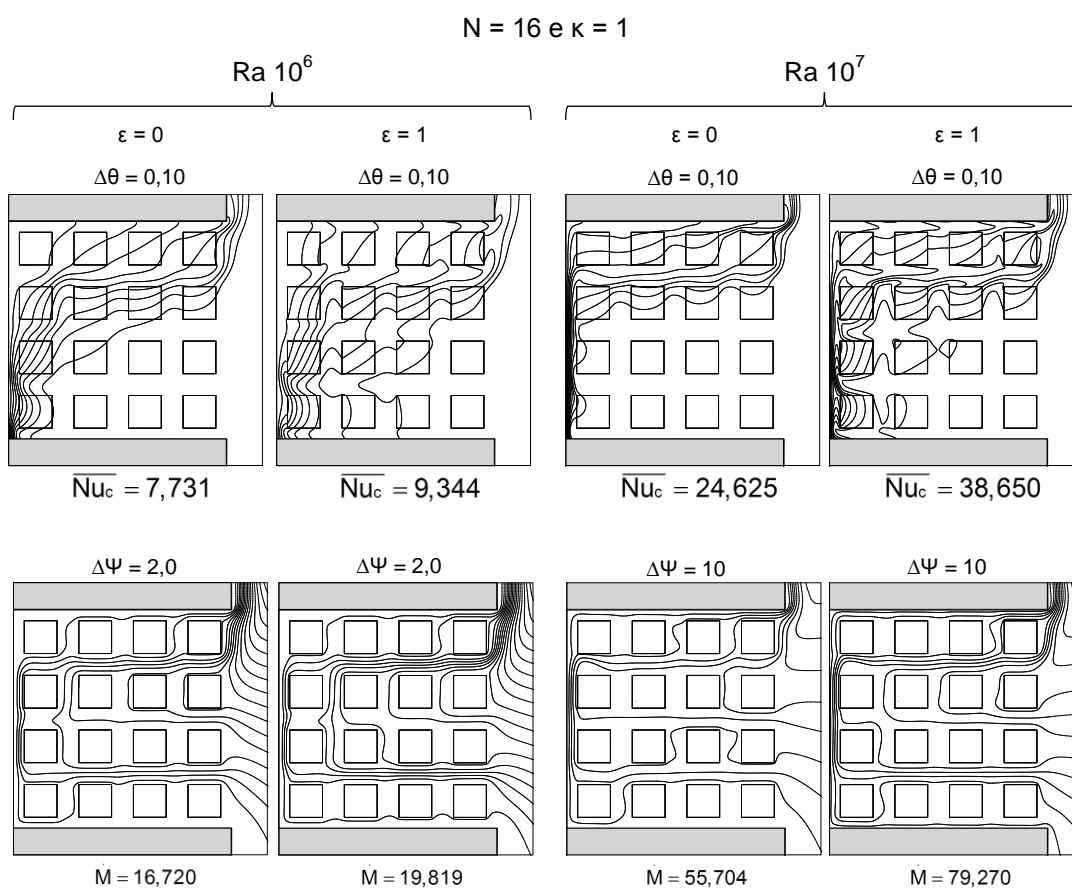


Figura 6.12 – Isotermas (acima) e linhas de corrente (abaixo) para $N = 16$, $\kappa = 1$

Ainda na Figura 6.12, as linhas de corrente têm seu formato pouco afetado, no entanto percebe-se um aumento da circulação de fluido no interior da cavidade quando ε passa de 0 para 1, observado pela maior concentração de linhas de corrente e também pelo aumento significativo de \dot{M} .

Além da homogeneização da temperatura, com a consideração da radiação térmica percebe-se também a formação de uma camada limite térmica junto à parede esquerda dos blocos inferiores mais à esquerda da cavidade para $Ra = 10^7$. Essa nova camada limite provoca a compressão das isothermas na parede dos blocos o que indica aumento do empuxo na região. Conseqüentemente um aumento da vazão volumétrica adimensional medida na abertura da cavidade, \dot{M} , é observado. Esse fenômeno é menos intenso quando $Ra = 10^6$ ou menor.

O efeito da consideração da radiação térmica sobre a transferência de calor e o padrão de escoamento será discutido mais profundamente a seguir. A influência de Ra , N e κ será apresentada e ao logo da discussão serão introduzidos os fenômenos de queda radiativa, interferência de camada limite para $\varepsilon = 1$, queda convectiva e intensificação da convecção natural.

6.2.1 O Nusselt médio total

Com a consideração da radiação térmica o Nusselt médio passa a ser composto por uma parcela convectiva, denominada Nusselt médio convectivo (\overline{Nu}_c) e outra parcela radiativa, denominada Nusselt médio radiativo (\overline{Nu}_r). Sendo assim, o Nusselt médio passa a ser chamado então, de Nusselt médio total (\overline{Nu}_t).

A Figura 6.13 mostra os resultados obtidos para \overline{Nu}_t nos casos de convecção natural pura ($\varepsilon = 0$) e nos casos em que as trocas de calor através da radiação de superfície foram consideradas ($\varepsilon = 1$), fixando $\kappa = 1$. É observado que \overline{Nu}_t sofre um acréscimo substancial quando a radiação térmica é levada em consideração, independentemente da configuração de Ra ou N adotada. Nota-se também, que o padrão das curvas se mantém o mesmo, na escala logarítmica, e que ao se levar em consideração as trocas radiativas, as

curvas são deslocadas para cima e que em alguns casos o valor observado de \overline{Nu}_t chega a dobrar, como percebido para $Ra = 10^8$.

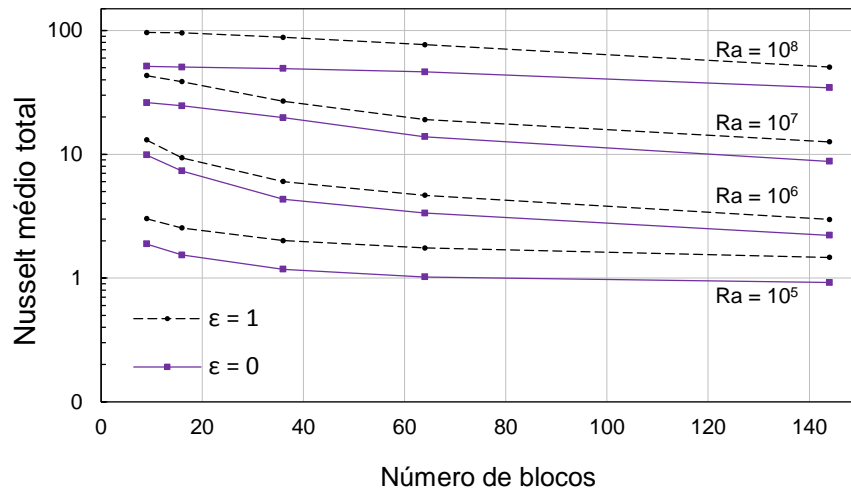


Figura 6.13 - Efeito da radiação térmica no \overline{Nu}_t para todos os casos considerados fixando $\kappa = 1$.

Para analisar melhor a influência da radiação térmica sobre o Nusselt médio total, as parcelas \overline{Nu}_c e \overline{Nu}_r são plotadas separadamente na Figura 6.14. Nota-se que o Nusselt radiativo médio, \overline{Nu}_r , é superior à parcela convectiva do Nusselt médio total, \overline{Nu}_c , para a maioria das configurações de Ra e N investigadas. Apenas quando o número de Ra é baixo, $Ra = 10^5$, e o número de blocos é superior a 36, a parcela convectiva do Nusselt médio total, \overline{Nu}_c , supera a parcela radiativa, \overline{Nu}_r . Quando Ra aumenta para 10^6 o \overline{Nu}_r passa a superar \overline{Nu}_c em quase todos valores de N e é inferior apenas quando $N = 144$. Para valores de Ra ainda maiores, a parcela de transferência de calor por radiação térmica é sempre superior a parcela de convecção natural.

Através da Figura 6.14 nota-se também que o Nusselt médio radiativo, assim como o convectivo, tem sua escala aumentada com o aumento de Ra , apesar deste ser um parâmetro de convecção natural, o que mostra que a transferência de calor por convecção natural e radiação térmica apresentam um comportamento dual, como o observado por Balaji e Venkateshan (1993).

Novamente percebe-se que a queda de \overline{Nu}_c com o aumento do número de blocos é não linear e o fenômeno de interferência da camada limite também

é identificado quando $\varepsilon = 1$. A Figura 6.14 mostra ainda que a queda de \overline{Nu}_r é diferente da queda observada para \overline{Nu}_c . Enquanto a queda abrupta de \overline{Nu}_c tende a estabilizar a partir de um determinado número de blocos, \overline{Nu}_r continua a diminuir com o aumento de N , como pode ser melhor observado para $Ra = 10^5$ e $Ra = 10^6$.

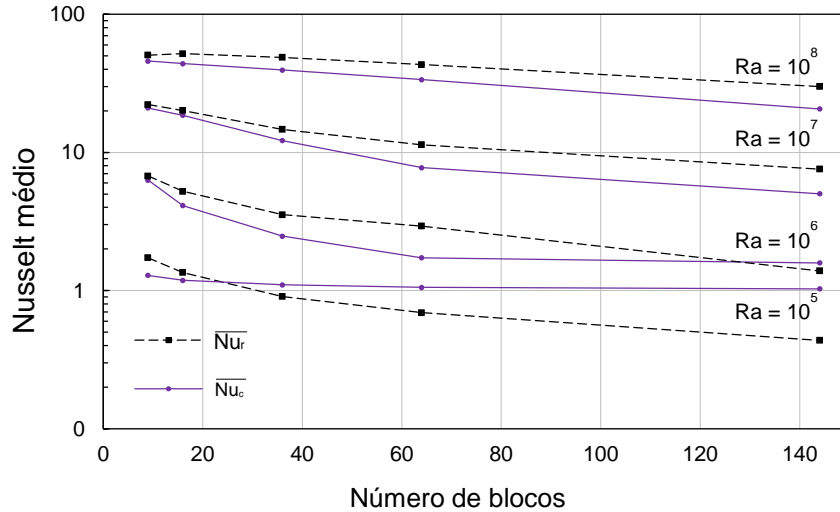


Figura 6.14 - Comparação entre o valor do Nusselt médio convectivo e radiativo obtidos para $\kappa = 1$ e $\varepsilon = 1$

6.2.2 Queda Radiativa

A queda de \overline{Nu}_r com o aumento de N , como observado na Figura 6.14, ocorre devido ao efeito de sombreamento introduzido na seção 2.3.7. Como abordado por Lugarini (2014), o \overline{Nu}_r é um parâmetro que tem como única variável o fluxo radiativo de um elemento de área, $q''_{r,i}$. O fluxo de calor radiativo de uma determinada superfície pode ser obtido através da Equação (3.35) e é função da radiosidade J_i e da irradiação G_i desta superfície:

$$q''_{r,i} = J_i - G_i \quad (7.5)$$

Substituindo a radiosidade J_i dada pela Equação (3.36), considerando a transmissividade τ nula e aplicando a lei de Kirchhoff e a lei de Stefan-Boltzmann, tem-se que o fluxo radiativo é dado por:

$$q''_{r,i} = \varepsilon(\sigma T^4 - G_i) \quad (7.6)$$

Analisando a Equação (7.6), fica claro que o fluxo radiativo é função da irradiação da mesma superfície i , G_i , obtida computando a radiosidade de todas as superfícies j que enxergam a superfície i , ou seja:

$$G_i = \sum_{j=1}^n F_{j,i} J_j \quad (7.7)$$

Quando a superfície j não é enxergada pela superfície i , por definição o fator de forma $F_{j,i}$ é nulo e a superfície j não contribui para o fluxo radiativo, a esse fenômeno dá-se o nome de efeito de sombreamento (Mezrhab e Bouzidi, 2005).

No presente estudo o efeito de sombreamento é causado pela inserção dos blocos no interior da cavidade. Apesar de o número de blocos não influenciar na quantidade de superfície que está diretamente de frente para a parede quente, o aumento de N diminui o espaço $s/2$ (entre a primeira fileira de blocos e a parede adiabática) e torna as paredes adiabáticas cada vez menos visíveis para a parede aquecida.

6.2.3 Interferência de camada limite para $\varepsilon = 1$

Assim como para os casos de convecção natural pura, o fenômeno de interferência de camada limite também é identificado para $\varepsilon = 1$. Foi mostrado na seção anterior que a queda radiativa é responsável pelo decaimento de \overline{Nu}_r quando o número de blocos aumenta e que assim como ocorre para a convecção natural pura o \overline{Nu}_c cai abruptamente a partir de um ponto antes de se estabilizar.

Para melhor visualizar como o fenômeno de interferência ocorre quando a radiação térmica é levada em consideração, isotermas e linhas de corrente, em função de Ra e N , são apresentadas na Figura 6.15 e na Figura 6.17 respectivamente.

Diferentemente dos casos de convecção natural pura, os casos com $\varepsilon = 1$ apresentam a formação de uma camada limite junto a parede esquerda dos blocos mais próximos à parede aquecida, como observado anteriormente. Apesar disso, o fenômeno de interferência, caracterizado por uma queda abrupta no valor de Nusselt convectivo médio e também por uma mudança no

padrão de escoamento, só é percebido quando os blocos interferem na formação da camada limite junto à parede aquecida. Quando o número de blocos aumenta e o espaço no qual as duas camadas limites devem ficar confinadas se torna restrito para a existência de ambas, a camada limite que se forma junto a parede dos blocos é quem diminui e tende a desaparecer. A camada limite que se forma junto aos blocos entrar em contato com a camada limite da parede aquecida. Dessa forma, para as configurações de Ra e N investigadas, a análise de escala usada nos casos de convecção natural pura, para identificar analiticamente o número mínimo de blocos com o qual a interferência de camada limite é observada, se adequa também aos casos de radiação térmica e convecção natural, como será observado a seguir.

Na Figura 6.15, para $Ra = 10^8$ e $N = 9$, as camadas limites ainda não sofreram interferência. Somente quando $N = 36$ as duas camadas limites se interferem. Nestes casos a camada limite que surge junto a superfície esquerda dos blocos diminui e chega a desaparecer do bloco superior, como comentado anteriormente. Uma queda significativa de \overline{Nu}_c é percebida apenas quando os blocos interferem na camada limite da parede aquecida, como observado para $N = 144$. Além disso, assim como para a convecção natural pura, quando os blocos invadem as regiões de empuxo próximas à parede aquecida, o escoamento passa a movimentar-se preferencialmente entre a primeira e a segunda coluna de blocos, como pode ser observado na Figura 6.17 para $Ra = 10^8$ e $N = 144$, ou seja, a previsão analítica do número mínimo de blocos também é válida quando a radiação térmica está ativa no sistema.

Para $Ra = 10^7$ o número mínimo de blocos para que ocorra o fenômeno de interferência de camada limite é 32. Na Figura 6.15 observa-se que quando $N = 9$ a camada limite que se forma junto a parede esquerda do bloco superior já começa a desaparecer, mas é apenas quando $N = 36$ que os blocos invadem a camada limite junto a parede aquecida, o que está de acordo com o valor de N_{min} determinado para $Ra = 10^7$.

Para $Ra = 10^5$ todos os valores de N investigados estão em interferência. Percebe-se que mesmo em regime de interferência existe uma queda de \overline{Nu}_c

com o aumento do número de blocos. Neste caso, a queda de \overline{Nu}_c é mais suave do que a observada para os casos de convecção natural pura.

É importante destacar que apesar da análise de escala prever adequadamente o N_{min} para que ocorra a interferência de camada limite também para $\varepsilon = 1$, não é possível prever a intensidade com que a interferência afeta o valor de \overline{Nu}_c . Para a convecção natural pura, nos casos de interferência, \overline{Nu}_c cai em torno de 20 e 25%, ao passo que para $\varepsilon = 1$ a queda de \overline{Nu}_c fica próximo de 35 e 40%.

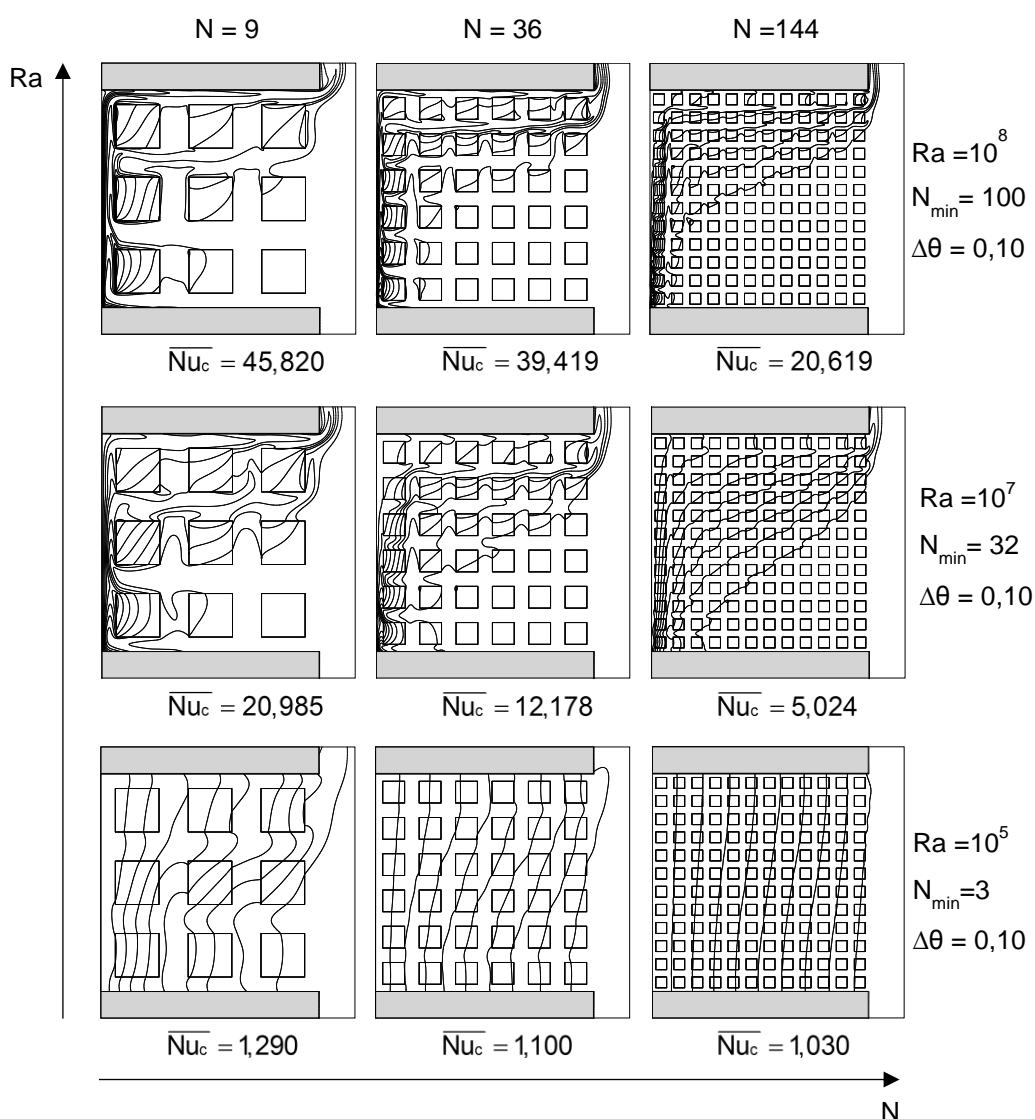


Figura 6.15 – Isotermas em função de N e Ra considerando $\kappa = 1$ para $\varepsilon = 1$

A Figura 6.16 mostra que, assim como o observado para a convecção natural pura, com o aumento do número de blocos o escoamento tende a se afastar das paredes da cavidade, migrando para os canais intermediários formados pelos espaços entre os blocos.

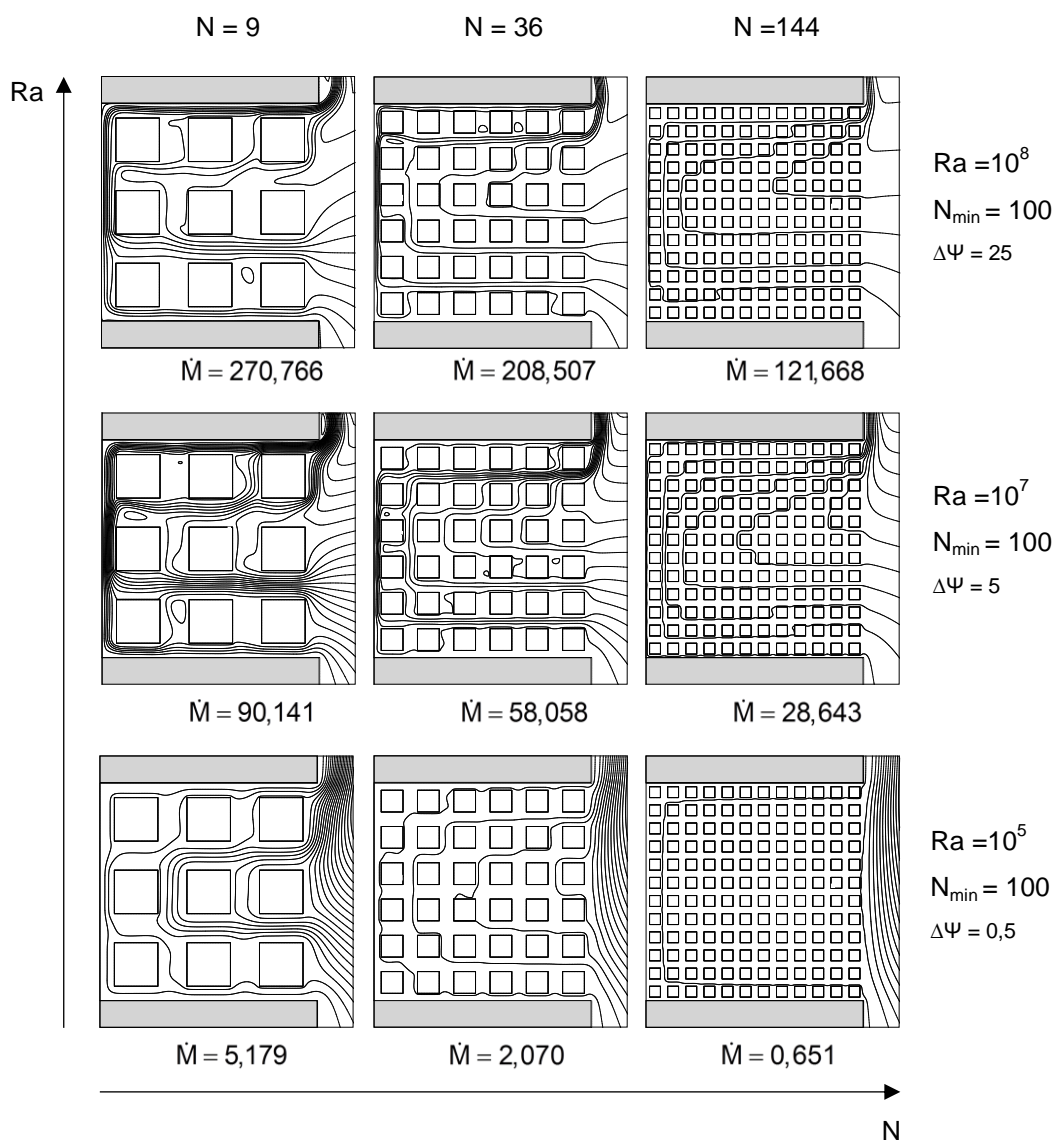


Figura 6.16 – Linhas de corrente em função de N e Ra considerando $\kappa = 1$ para $\varepsilon = 1$

6.2.4 Queda Convectiva

A dualidade da convecção natural e da radiação térmica é ainda comprovado pelo fato de a consideração da radiação térmica não simplesmente acrescentar a parcela de Nusselt radiativo médio ao valor de Nusselt médio convectivo. Ao se considerar as trocas radiativas entre as

superfícies dos blocos e das paredes da cavidades, apesar de se observar um aumento substancial no valor de \overline{Nu}_t , nota-se que o Nusselt convectivo médio diminui. Esse fenômeno foi identificado primeiramente por Balaji e Venkateshan (1993) e recebe o nome de Queda Convectiva. Em outras palavras, a queda convectiva é a atenuação da convecção natural devido a consideração das trocas de calor por radiação.

A Figura 6.17 apresenta os valores obtidos para o Nusselt convectivo médio para $\varepsilon = 1$ e $\varepsilon = 0$, considerando $\kappa = 1$, para toda a faixa de Ra e N investigada. Observa-se que a queda convectiva só não é percebida quando $Ra = 10^5$ e para $N = 64$ e 144 blocos. Nos demais casos os valores de \overline{Nu}_c sofrem queda quando a radiação térmica está ativa.

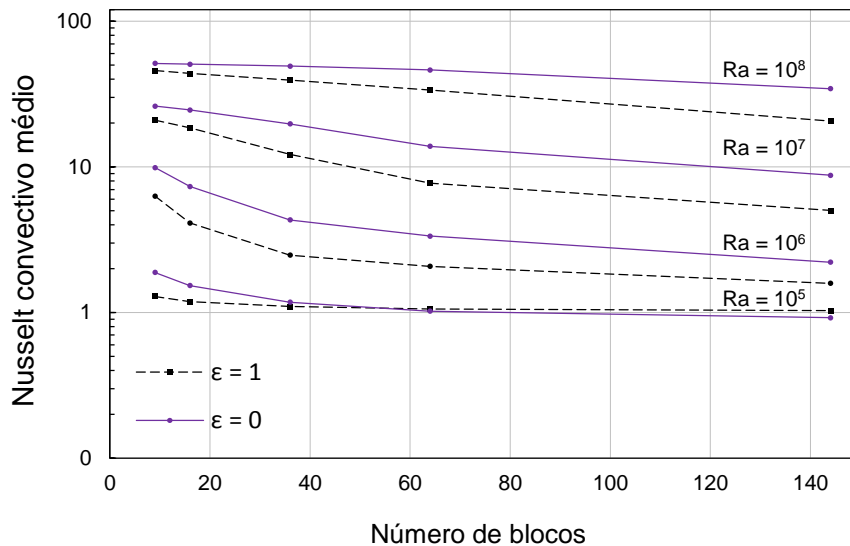


Figura 6.17 – Nusselt convectivo médio para $\varepsilon = 1$ e $\varepsilon = 0$ considerando $\kappa = 1$

A queda convectiva pode ser explicada devido ao pré-aquecimento do fluido induzido por convecção natural para o interior da cavidade. Quando as trocas de radiação de superfície são ativas, as superfícies dos blocos e da cavidade passam a receber calor através da radiação térmica e por consequência têm a temperatura elevada e a formação de uma camada limite térmica é observada, principalmente na parede adiabática inferior e nas superfícies dos blocos que estão mais próximos ao canto inferior esquerdo da cavidade, como discutido anteriormente na Figura 6.12.

A Figura 6.18 ilustra isothermas (em gradiente de cores) e linhas de corrente (em linhas pontilhadas) para $\varepsilon = 0$ e $\varepsilon = 1$. Quando $\varepsilon = 1$, o fluido frio que é induzido para dentro da cavidade, antes de se aproximar da região de camada limite que se forma junto a parede vertical aquecida, passa através das novas regiões de camada limite e sofre um aumento de temperatura. O fluido pré-aquecido, ao circular pela região próxima a parede vertical tem uma capacidade de retirar calor da parede aquecida inferior ao do fluido que passa pela região de camada limite da parede vertical sem sofrer aquecimento prévio, como nos casos de convecção natural pura ($\varepsilon = 0$). Dessa forma, o \overline{Nu}_c mensurado na parede quente da cavidade sofre uma queda quando as trocas de calor por radiação superficial são consideradas.

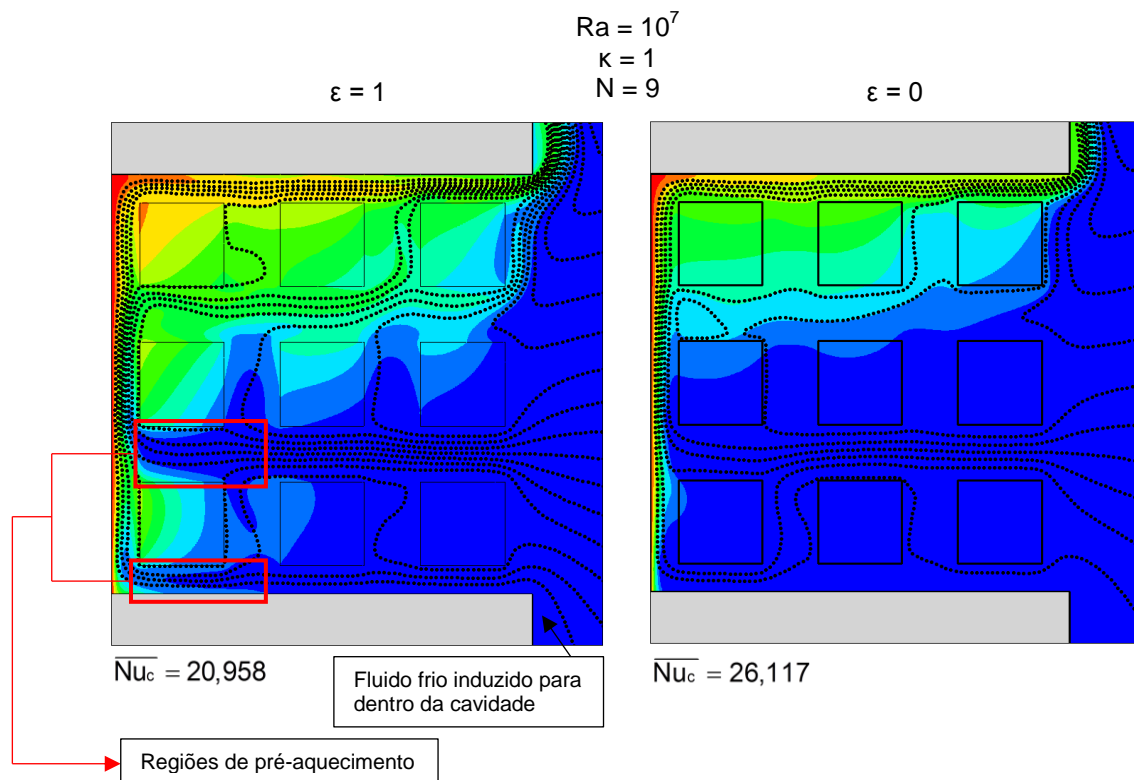


Figura 6.18 – Queda convectiva – Ilustração através de Isothermas e linhas de corrente para $\varepsilon = 0$ e $\varepsilon = 1$, considerando $Ra = 10^7$, $\kappa = 1$, $N = 9$.

Apesar de uma queda na transferência de calor por convecção natural da parede quente para o meio ser observada, a vazão induzida para dentro da cavidade aumenta consideravelmente, como visto anteriormente. A intensificação da convecção natural será abordada a seguir.

6.2.5 Intensificação da convecção natural para $\varepsilon = 1$

Mesmo com a queda de \overline{Nu}_c , observa-se um aumento de \dot{M} quando ε passa de 0 para 1, principalmente para elevados números de Ra. A Figura 6.19 apresenta os resultados de \dot{M} obtidos para todas as configurações de N e Ra, com $\kappa = 1$.

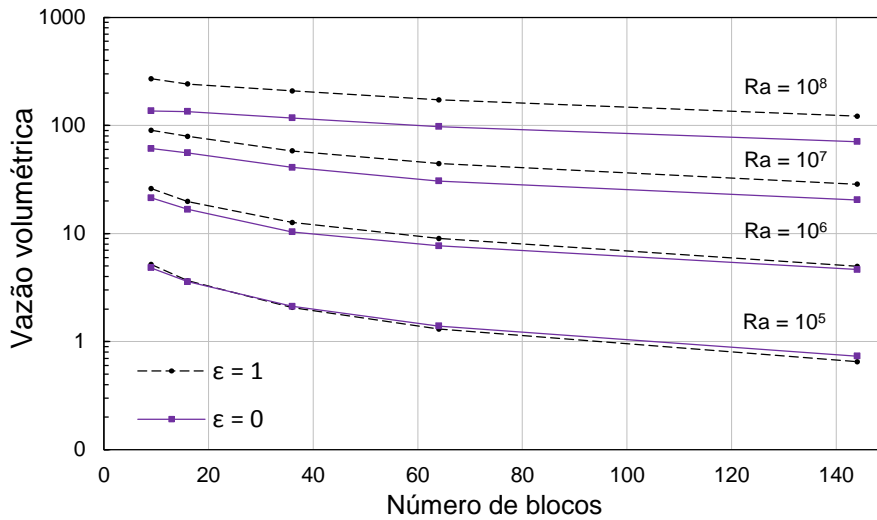


Figura 6.19 – \dot{M} para $\varepsilon = 1$ e $\varepsilon = 0$ considerando $\kappa = 1$

Para elevados número de Ra ($Ra = 10^7$ e $Ra = 10^8$), quando $\varepsilon = 1$, a vazão volumétrica adimensional \dot{M} é consideravelmente superior e em alguns casos chega a ser até o dobro da vazão observada para $\varepsilon = 0$. Essa diferença nos valores é proporcionada pela formação da camada limite na superfície esquerda dos blocos adjacentes à parede vertical, como discutido anteriormente na Figura 6.12, intensificando a convecção natural e por consequência a movimentação do fluido para o interior da cavidade.

Para $Ra = 10^6$ a diferença observada entre os valores obtidos para $\varepsilon = 1$ e $\varepsilon = 0$ é menos significativa. Isso ocorre, pois, o escoamento possui características mais difusivas. Nesse caso, as forças de empuxo que surgem junto a parede esquerda dos blocos quando $\varepsilon = 1$ são menos intensas e a vazão induzida para o interior da cavidade não é tão maior do que a vazão induzida quando a camada limite extra não aparece ($\varepsilon = 0$).

Dessa forma, para um escoamento com características ainda mais condutivas, ou seja, para $Ra = 10^5$, a diferença entre os valores de \dot{M} , obtidos

para $\varepsilon = 1$ e $\varepsilon = 0$, se torna ainda menos significativa. Para um elevado número de blocos ($N \geq 36$) a influência da emissividade neste parâmetro (\dot{M}) é invertida, ou seja, a vazão volumétrica induzida para o interior da cavidade é maior para o caso de convecção natural pura.

6.2.6 Efeito da razão de condutividade térmica

O efeito da razão de condutividade térmica apresenta um comportamento pouco diferente daquele observado para o caso de convecção natural pura. A Figura 6.20 mostra os resultados obtidos para \overline{Nu}_t como função de Ra e N para toda a faixa de κ investigada para $\varepsilon = 1$. Ao comparar os resultados obtidos para $Ra = 10^8$ apresentados na Figura 6.20 e na Figura 6.8 (efeito do κ para $\varepsilon = 0$), percebe-se que a consideração da radiação térmica torna o efeito do κ mais significativo, ou seja as linhas que representam os resultados para diferentes valores de κ se encontram mais espaçadas quando $\varepsilon = 1$. Para os demais valores de Ra, a consideração da radiação térmica também torna o efeito de κ mais significativo, principalmente nos casos mais próximos da interferência de camada limite

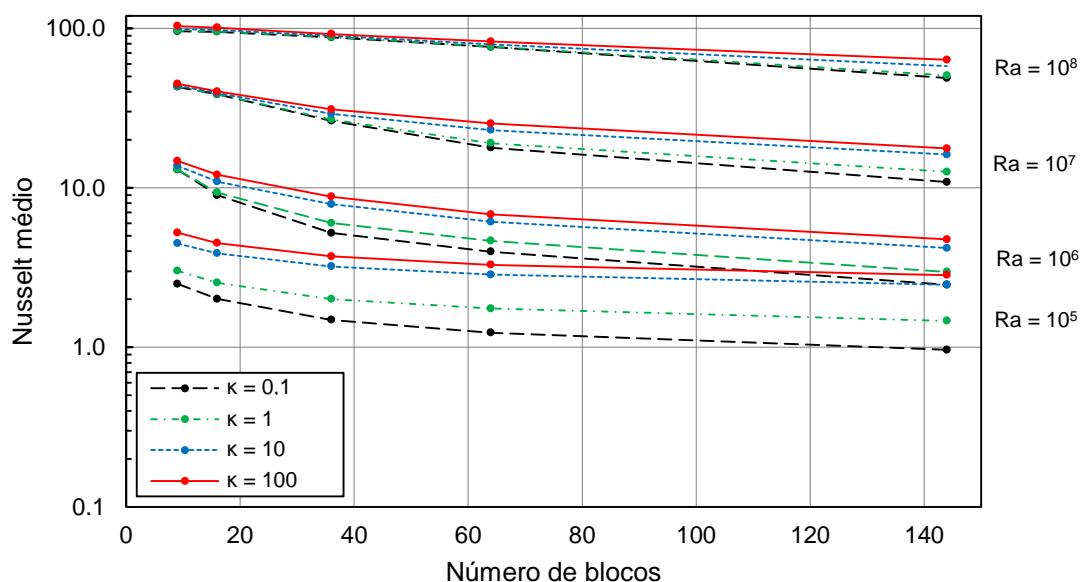


Figura 6.20 - Efeito da variação de κ sobre o número de Nusselt como função de N e Ra para $\varepsilon = 1$

O efeito do κ para $\varepsilon = 1$ apresentado na Figura 6.20 mostra um comportamento curioso para baixos valores Ra. Quando $Ra = 10^5$, conforme κ

aumenta, \overline{Nu}_t aumenta de tal forma que os resultados obtidos para $\kappa = 10$ e $\kappa = 100$ se sobrepõe aos resultados obtidos para $Ra = 10^6$ e baixos valores de κ . Ou seja, dependendo do valor de κ , é possível alcançar valores semelhantes de \overline{Nu}_t para $Ra = 10^5$ e 10^6 .

Os valores obtidos para \dot{M} como função de N , Ra e κ para $\varepsilon = 1$ são apresentados na Figura 6.21. Assim como para a convecção natural pura, o aumento de κ implica num aumento de \dot{M} indiferentemente dos valores adotados para Ra e N .

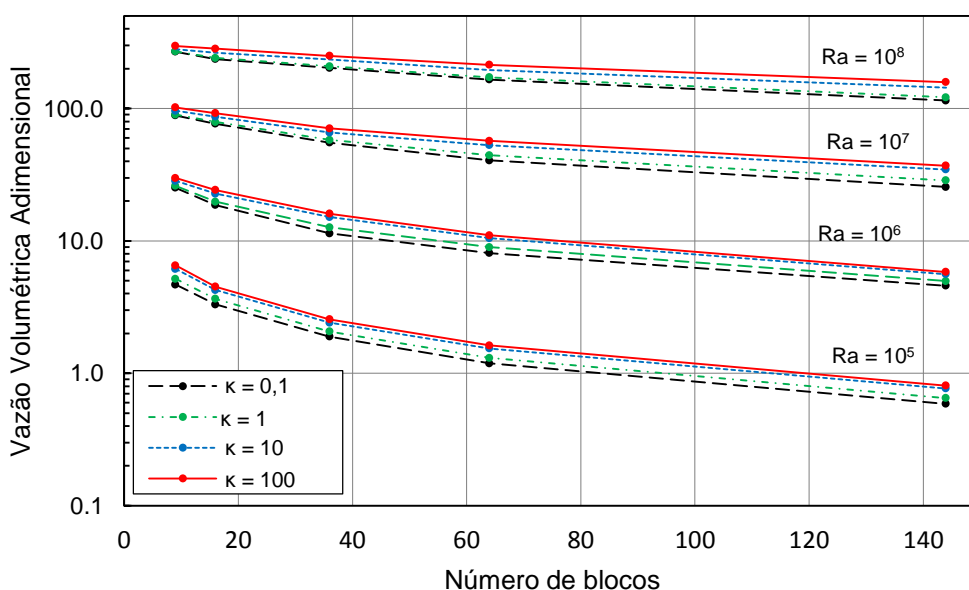


Figura 6.21 – Efeito da variação de κ sobre \dot{M} como função de N e Ra para $\varepsilon = 1$

O efeito de κ sobre as isothermas e linhas de correntes é apresentado na Figura 6.22 e na Figura 6.23, respectivamente. Para $Ra = 10^5$, como visto para $\varepsilon = 0$, o efeito de κ é mais significativo. Quanto maior for o valor de κ mais rápida é a transferência de calor no sólido, em relação ao fluido. Dessa forma quando κ apresenta valores muito acima da unidade, as isothermas se apresentam mais aglomeradas na fase fluida e quando κ é menor do que a unidade as isothermas tentem a ficar aglomeradas na fase sólida. A Figura 6.22 mostra que, mesmo para o valor de κ mais elevado ($\kappa = 100$) existem isothermas que passam pela fase sólida, diferente do observado para $\varepsilon = 0$ (Figura 6.10). Quando $Ra = 10^8$ o efeito de κ é mais pronunciado para $\kappa > 1$. Quando κ passa

de 0,1 para 1 o padrão de distribuição das isotermas é praticamente o mesmo, diferentemente do que acontece quando κ passa de 10 para 100, onde pode ser observada uma mudança significativa na distribuição das isotermas.

A Figura 6.23 mostra que, assim como observado para $\varepsilon = 0$, o padrão de distribuição das linhas de corrente indica que o aumento de κ implica na maior circulação de fluido no interior da cavidade.

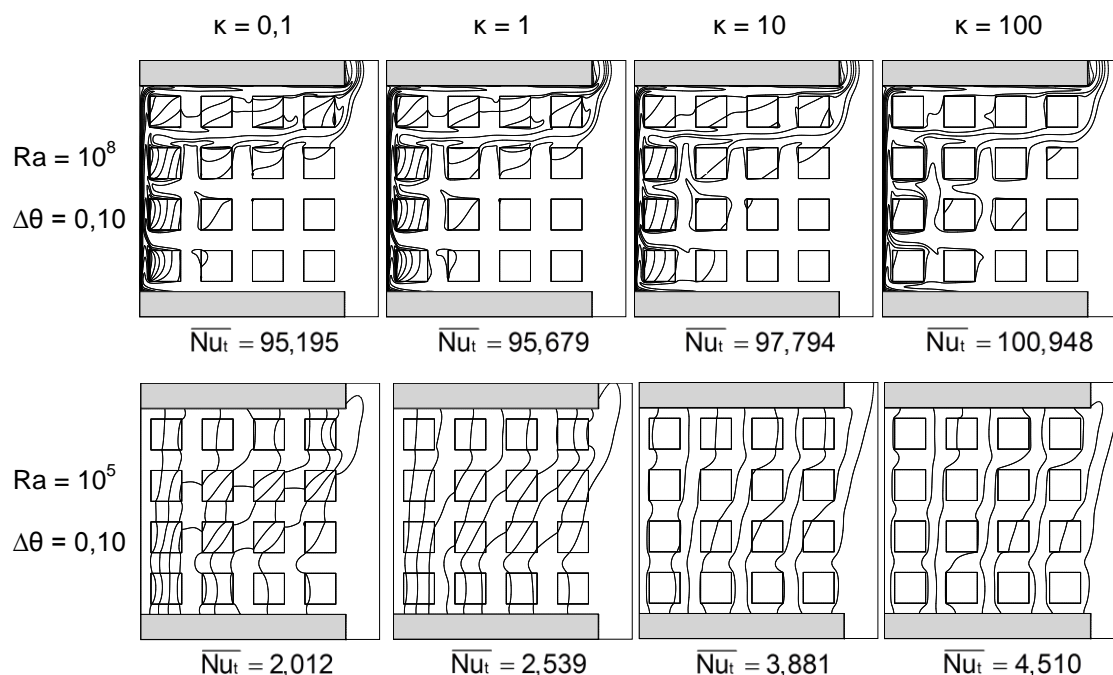


Figura 6.22 – Isotermas em função de κ , considerando $N = 16$

6.2.7 Perfis de velocidade e temperatura

Devido a aplicação do domínio estendido, é possível plotar os perfis de velocidade e de temperatura na abertura da cavidade. A Figura 6.24 apresenta esses perfis em função de Ra e N para $\varepsilon = 0$ e $\varepsilon = 1$, fixando $\kappa = 1$.

Para os perfis de temperatura observa-se em geral que o aumento de Ra implica numa maior região da abertura submetida à temperatura ambiente, uma vez que a maior parte do perfil apresenta temperatura nula. O efeito de N é o oposto do observado para Ra . Conforme N aumenta a região submetida a temperatura ambiente diminui. Para $Ra = 10^5$, quando ε passa de 0 para 1, o perfil de temperatura se aproxima de 0, o que indica que a região de abertura da cavidade apresenta temperaturas menores do que quando $\varepsilon = 0$. Conforme

Ra aumenta, apesar de em alguns casos o perfil de temperatura para $\varepsilon = 0$ apresentar regiões de temperatura inferiores ao apresentado para $\varepsilon = 1$ (como pode ser observado para $Ra = 10^6$ e $N = 9$), os picos de máxima temperatura para $\varepsilon = 0$ são sempre superiores aos picos de temperatura para $\varepsilon = 1$.

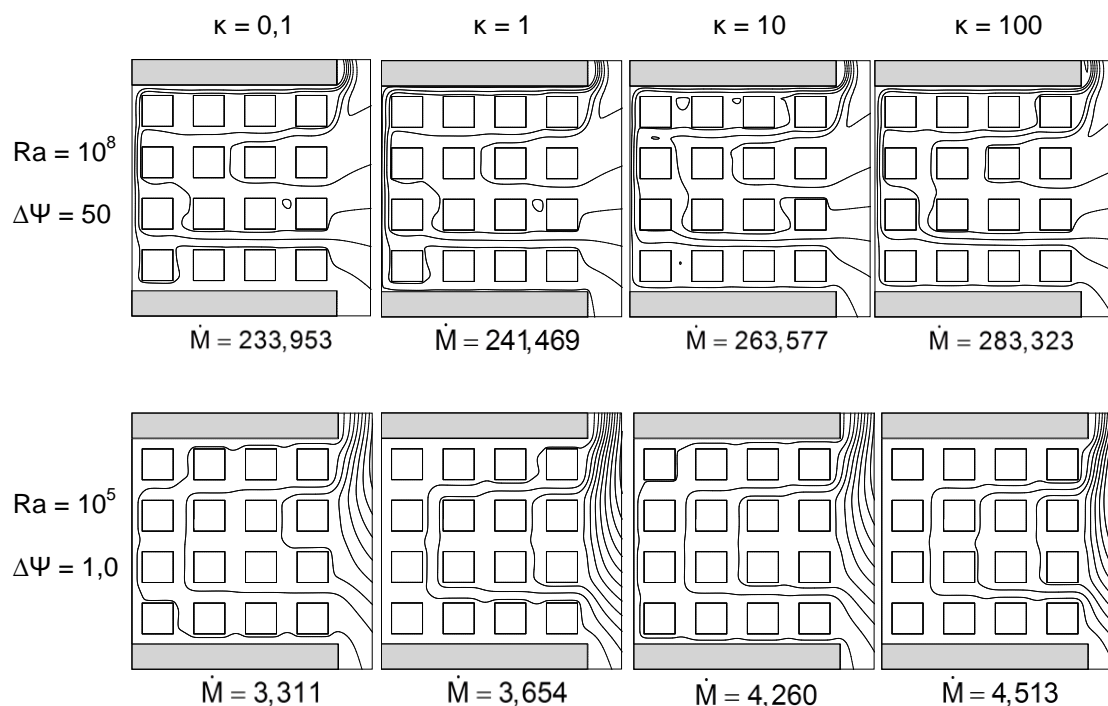


Figura 6.23 – Linhas de corrente em função de κ , considerando $N = 16$

Analisando os perfis de velocidade da Figura 6.24 percebe-se que em geral a componente máxima da velocidade adimensional em x , $U_{m\acute{a}x}$, aumenta com o aumento de Ra e diminui com o aumento de N . Para $Ra = 10^5$ e 10^6 os valores observados de $U_{m\acute{a}x}$ para $\varepsilon = 0$ é sempre superior aos valores observados para $\varepsilon = 1$, indiferente do valor de N . Quando Ra aumenta para 10^7 , apenas quando $N=36$, $U_{m\acute{a}x}$ para $\varepsilon = 0$ supera os valores de $U_{m\acute{a}x}$ observados para $\varepsilon = 1$. Quando $Ra = 10^8$, $U_{m\acute{a}x}$ para $\varepsilon = 1$ passa a superar os valores de $U_{m\acute{a}x}$ para $\varepsilon = 0$ para todos os valores de N apresentados.

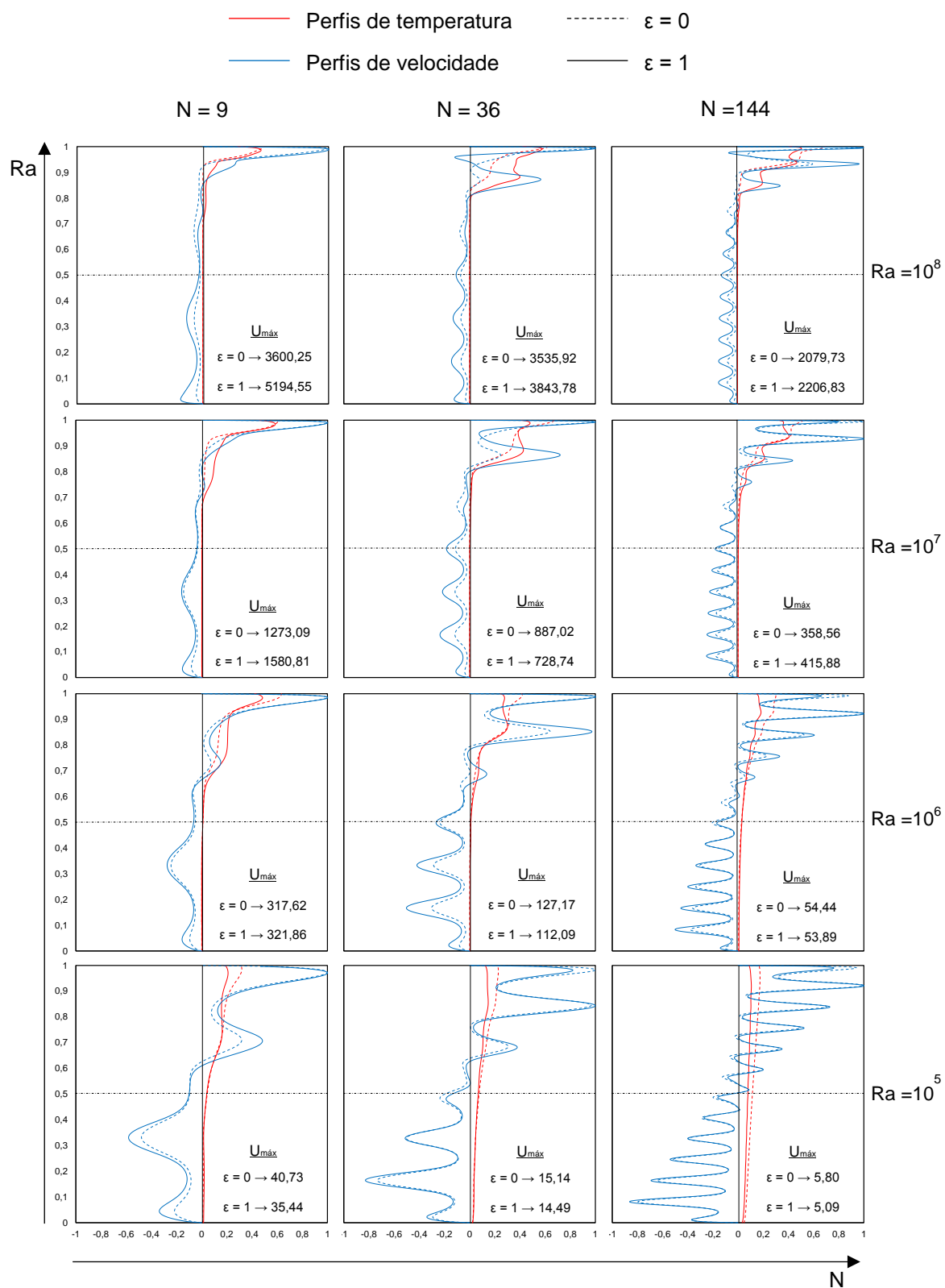


Figura 6.24 - Perfis de velocidade e de temperatura em função de Ra e N para $\varepsilon=0$ e $\varepsilon=1$, fixando $\kappa = 1$.

6.3 CONCLUSÕES

Neste trabalho foi apresentada a investigação numérica da convecção natural e da radiação térmica em uma cavidade aberta preenchida por meio poroso heterogêneo. Resultados mostram que a consideração da radiação térmica afeta significativamente os resultados obtidos quando apenas a convecção natural pura é levada em consideração.

Quando as trocas de calor através da radiação térmica são consideradas, o Nusselt médio total, compreendido por uma parcela convectiva e outra radiativa, aumenta e em alguns casos chega a ser o dobro dos valores observados para a convecção natural pura. No entanto, foi observado que, ao se considerar a radiação térmica, a parcela radiativa do Nusselt médio não é simplesmente acrescentada nos resultados obtidos para a convecção natural pura. O valor observado da parcela convectiva do Nusselt total é inferior ao valor do Nusselt convectivo, observado para $\varepsilon = 0$. Essa atenuação da convecção natural devido a consideração da radiação térmica é chamada de queda convectiva e mostra que a convecção natural e a radiação térmica apresentam um comportamento dual, ou seja, uma interfere na outra.

Com a consideração da radiação térmica, mesmo com a queda da transferência de calor por convecção natural, observada pela queda da parcela do Nusselt convectivo, foi observado um aumento da vazão volumétrica adimensional induzida para o interior da cavidade. Esse aumento ocorre por conta da camada limite térmica que surge junto a parede esquerda dos blocos mais próximos à parede aquecida da cavidade, aumentando as regiões de empuxo e a circulação de fluido no interior da cavidade.

Foi constatado que a previsão analítica do fenômeno de interferência de camada limite continua válida quando a radiação térmica é considerada no sistema. Além disso, foi observado que o efeito da razão de condutividade térmica é mais significativo quando as trocas de calor por radiação são levadas em consideração e que dependendo do valor de κ , é possível alcançar valores semelhantes de \overline{Nu}_t para $Ra = 10^5$ e 10^6 .

Como neste trabalho considerou-se apenas os dois casos extremos para radiação, $\varepsilon = 0$ e $\varepsilon = 1$, é interessante que trabalhos futuros investiguem melhor

o efeito de ε sobre a transferência de calor e o padrão de escoamento dentro da cavidade. Outro parâmetro bastante interessante no que diz respeito da radiação térmica é a porosidade. A porosidade altera as frações de sólido e fluido dentro da cavidade, e conseqüentemente altera a quantidade de superfícies capazes de realizar trocas de calor por radiação térmica superficial, o que pode alterar significativamente a transferência de calor por radiação dentro da cavidade.

7 REFERÊNCIAS

ANDERSON, W. K.; BONHAUS, D. L. **An implicit upwind algorithm for computing turbulent flows on unstructured grids.** Computers & Fluids, v. 23, n. 1, p. 1–21, 1994.

ANSYS INC. **ANSYS FLUENT Theory Guide.** Canonsburg. 2012

BEJAN, A. **Convection Heat Transfer.** 2. ed. New York, USA: John Wiley & Sons Inc., 1995.

BRAGA, E. J.; DE LEMOS, M. J. S. **Heat transfer in enclosures having a fixed amount of solid material simulated with heterogeneous and homogeneous models.** International Journal of Heat and Mass Transfer, v. 48, n. 23–24, p. 4748–4765, 2005a.

BRAGA, E. J.; DE LEMOS, M. J. S. **Laminar natural convection in cavities filled with circular and square rods.** International Communications in Heat and Mass Transfer, v. 32, n. 10, p. 1289–1297, 2005b.

CHAN, Y. L.; TIEN, C. L. **A Numerical Study of Two-Dimensional Natural Convection in Square Open Cavities.** Numerical Heat Transfer, v. 8, n. 1, p. 65–80, 1985.

DE LAI, F. C. et al. **Natural convection through enclosed disconnected solid blocks.** ENCIT 2008. Anais... In: BRAZILIAN CONGRESS OF THERMAL ENGINEERING AND SCIENCES. 2008

FRANCO, A. T. **Aplicação do Método Volumes Finitos SOLA para Cavidade Recirculante com Transferência de Calor.** Dissertação de Mestrado — Campinas, Brasil: Faculdade de Engenharia Mecânica da UNICAMP, 1993.

HAGHSHENAS, A.; NASR, M. R.; RAHIMIAN, M. H. **Numerical simulation of natural convection in an open-ended square cavity filled with porous medium by lattice Boltzmann method.** International Communications in Heat and Mass Transfer, v. 37, n. 10, p. 1513–1519, 2010.

HOUSE, J. M.; BECKERMANN, C.; SMITH, T. F. **Effect of a Centered Conducting Body on Natural Convection Heat Transfer in an Enclosure.** Numerical Heat Transfer, Part A: Applications, v. 18, n. 2, p. 213–225, 1990.

INCROPERA, F. P.; DEWITT, D. P. **Fundamentos de transferência de calor e de massa**. 6. ed. Rio de Janeiro, Brasil: LTC, 2008.

LEONARD, B. P. **A stable and accurate convective modelling procedure based on quadratic upstream interpolation**. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, v. 19, n. 1, p. 59–98, 1979.

LOYOLA, L. T., FRANCO, A. T., JUNQUEIRA, S.L.M., DE LAI, F. C., GANZAROLLI, M. M., LAGE, J. L. **Natural convection through an open cavity heated from the side and filled with fluid and discrete solid blocks**. IMECE2013. Anais... In: ASME 2013 INTERNATIONAL MECHANICAL ENGINEERING CONGRESS & EXPOSITION. 2013

LUGARINI, A. **Convecção natural e radiação em cavidade aberta preenchida com meio poroso heterogêneo**. Monografia – Curitiba: Universidade Tecnológica Federal do Paraná.

LUGARINI, A., FRANCO, A. T., JUNQUEIRA, S.L.M., LAGE, J.L. **Numerical simulations of natural convection with radiation in an open cavity containing a conducting and centered solid body**. IMECE2014. Anais... In: ASME 2014 INTERNATIONAL MECHANICAL ENGINEERING CONGRESS & EXPOSITION. 2014

MALISKA, C. R. **Transferência de calor e mecânica dos fluidos computacional**. . 2 ed. Rio de Janeiro: LTC., 2013

MASSAROTTI, N.; NITHIARASU, P.; CAROTENUTO, A. **Microscopic and macroscopic approach for natural convection in enclosures filled with fluid saturated porous medium**. International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow, v. 13, n. 7, p. 862–886, 2003.

MERRIKH, A. .; LAGE, J. L. **From continuum to porous-continuum the visual resolution impact on modeling natural convection in heterogeneous media**. In: Transport Phenomena in Porous Media. Oxford: Elsevier, 2005a.

MERRIKH, A. A.; LAGE, J. L. **Natural convection in an enclosure with disconnected and conducting solid blocks**. International Journal of Heat and Mass Transfer, v. 48, n. 7, p. 1361–1372, 2005b.

MEZRHAB, A. BOUALI, H., AMAOUI, H., BOUDIZI, M. **Computation of combined natural-convection and radiation heat-transfer in a cavity having a square body at its center.** Applied Energy, v. 83, n. 9, p. 1004–1023, 2006.

MEZRHAB, A.; BOUZIDI, M. **Computation of view factors for surfaces of complex shape including screening effects and using a boundary element approximation.** Engineering Computations, v. 22, n. 2, p. 132–148, 2005.

MEZRHAB, A.; MOUSSAOUI, M. A.; NAJI, H. **Lattice Boltzmann simulation of surface radiation and natural convection in a square cavity with an inner cylinder.** Journal of Physics D: Applied Physics, v. 41, n. 11, p. 115502, 2008.

NIELD, D. A.; BEJAN, A. **Convection in Porous Media.** 3. ed. [s.l.] Springer, 2006

OZTOP, H. F., AL-SALEM, K., VAROL, Y., POP, I. **Natural convection heat transfer in a partially opened cavity filled with porous media.** International Journal of Heat and Mass Transfer, v. 54, n. 11–12, p. 2253–2261, 2011.

PATANKAR, S. V. **Numerical heat transfer and fluid flow.** New York, USA: Hemisphere Publishing, 1980.

PATANKAR, S. V.; SPALDING, D. B. **A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows.** International Journal of Heat and Mass Transfer, v. 15, n. 10, p. 1787–1806, 1972.

SALVADOR, F. **Projeto de um sistema de refrigeração industrial com “set-point” variável.** Monografia – São Paulo: Universidade de São Paulo. 1999

SINGH, S. .; VENKATESHAN, S. . **Numerical study of natural convection with surface radiation in side-vented open cavities.** International Journal of Thermal Sciences, v. 43, n. 9, p. 865–876, 2004.

VAN DOORMAAL, J. P.; RAITHY, G. D. **Enhancements of the Simple Method for Predicting Incompressible Fluid Flows.** Numerical Heat Transfer, v. 7, n. 2, p. 147–163, 1984.

APENDICE A – RESULTADOS TABELADOS

Neste apêndice são apresentados todos os resultados obtidos em forma de tabela.

- **RESULTADOS COM RADIAÇÃO**

Tabela A. 1 - Nusselt médio total para $\varepsilon = 1$.

k	Ra	Número de blocos				
		9	16	36	64	144
0,1	5	2,499	2,012	1,485	1,236	0,964
	6	13,006	8,997	5,206	3,978	2,462
	7	43,014	38,503	26,335	17,857	10,868
	8	95,788	95,195	87,693	76,413	48,784
1	5	3,018	2,539	2,006	1,750	1,466
	6	13,056	9,344	6,020	4,657	2,974
	7	43,186	38,650	26,841	19,061	12,597
	8	96,373	95,679	88,115	76,832	50,618
10	5	4,480	3,881	3,214	2,860	2,473
	6	13,777	10,929	7,904	6,124	4,196
	7	43,815	39,221	29,057	23,037	16,184
	8	99,021	97,794	89,812	79,435	57,896
100	5	5,232	4,510	3,717	3,294	2,840
	6	14,727	12,091	8,807	6,815	4,749
	7	44,902	40,142	31,003	25,340	17,642
	8	103,515	100,948	92,138	82,551	63,477

Tabela A. 2 - Nusselt médio radiativo médio para $\epsilon = 1$.

k	Ra	Número de blocos				
		9	16	36	64	144
0,1	5	1,528	1,207	0,796	0,601	0,368
	6	6,488	4,871	3,245	2,460	1,346
	7	21,802	19,704	14,086	10,517	6,941
	8	49,841	51,136	48,030	42,525	28,607
1	5	1,728	1,352	0,906	0,693	0,437
	6	6,753	5,225	3,540	2,582	1,388
	7	22,201	20,093	14,663	11,323	7,573
	8	50,553	51,816	48,696	43,188	29,999
10	5	2,267	1,755	1,182	0,902	0,574
	6	7,711	6,247	4,171	2,934	1,622
	7	23,669	21,538	16,708	13,612	8,767
	8	53,785	54,730	51,414	46,343	35,256
100	5	2,545	1,947	1,298	0,985	0,624
	6	8,492	6,868	4,489	3,135	1,750
	7	25,321	22,986	18,230	14,834	9,252
	8	58,970	58,858	54,678	49,735	39,095

Tabela A. 3 - Nusselt médio convectivo médio para $\epsilon = 1$.

k	Ra	Número de blocos				
		9	16	36	64	144
0,1	5	0,971	0,805	0,689	0,635	0,595
	6	6,518	4,127	1,961	1,518	1,116
	7	21,212	18,799	12,249	7,316	3,927
	8	45,947	44,059	39,663	33,889	20,177
1	5	1,290	1,187	1,100	1,057	1,030
	6	6,303	4,119	2,481	2,075	1,586
	7	20,985	18,556	12,178	7,738	5,024
	8	45,820	43,863	39,419	33,644	20,619
10	5	2,213	2,127	2,032	1,958	1,899
	6	6,067	4,682	3,733	3,190	2,574
	7	20,146	17,683	12,349	9,425	7,417
	8	45,236	43,064	38,397	33,092	22,640
100	5	2,687	2,562	2,419	2,309	2,216
	6	6,235	5,224	4,318	3,680	2,999
	7	19,581	17,156	12,772	10,506	8,390
	8	44,545	42,090	37,460	32,816	24,382

Tabela A. 4 - Vazão volumétrica adimensional na abertura da cavidade para $\varepsilon = 1$.

k	Ra	Número de blocos				
		9	16	36	64	144
0,1	5	4,678	3,311	1,893	1,191	0,589
	6	25,252	18,661	11,420	8,098	4,591
	7	88,729	76,847	55,308	40,650	25,583
	8	268,766	236,953	202,788	165,585	114,957
1	5	5,179	3,654	2,070	1,314	0,651
	6	26,094	19,819	12,677	8,991	4,980
	7	90,141	79,270	58,058	44,397	28,643
	8	270,766	241,469	208,507	172,307	121,668
10	5	6,158	4,260	2,412	1,543	0,768
	6	28,414	22,756	15,138	10,498	5,616
	7	96,297	86,867	65,954	52,938	34,695
	8	280,672	263,577	234,850	195,434	144,252
100	5	6,537	4,513	2,557	1,624	0,809
	6	29,886	24,237	16,050	11,033	5,841
	7	102,086	92,379	70,878	57,102	36,997
	8	297,277	283,323	249,933	213,848	158,597

- **RESULTADOS PARA CONVECÇÃO NATURAL PURA**

Tabela A. 5 - Nusselt médio total para $\varepsilon = 0$.

k	Ra	Número de blocos				
		9	16	36	64	144
0,1	5	1,677	1,185	0,850	0,679	0,549
	6	10,124	7,455	3,708	2,619	1,795
	7	26,210	24,745	19,896	13,426	6,955
	8	51,436	50,737	49,297	46,423	34,125
1	5	1,883	1,534	1,177	1,021	0,920
	6	9,885	7,331	4,329	3,351	2,217
	7	26,117	24,625	19,727	13,842	8,773
	8	51,379	50,684	49,246	46,326	34,447
10	5	2,456	2,133	1,784	1,648	1,554
	6	9,517	7,526	5,413	4,222	2,789
	7	25,861	24,332	19,750	15,442	11,566
	8	51,219	50,550	49,102	46,151	35,942
100	5	2,665	2,337	1,987	1,850	1,753
	6	9,456	7,718	5,734	4,452	2,975
	7	25,731	24,202	19,888	16,149	12,344
	8	51,147	50,481	49,024	46,108	36,863

Tabela A. 6 - Vazão volumétrica adimensional na abertura da cavidade para $\varepsilon = 0$.

k	Ra	Número de blocos				
		9	16	36	64	144
0,1	5	4,225	3,020	1,798	1,197	0,627
	6	20,499	15,523	8,850	6,249	3,890
	7	59,294	53,685	37,816	27,271	16,505
	8	131,890	131,152	113,120	91,907	64,970
1	5	4,815	3,581	2,120	1,395	0,735
	6	21,412	16,720	10,357	7,703	4,645
	7	61,104	55,704	40,892	30,621	20,485
	8	136,208	134,687	117,326	97,603	70,744
10	5	5,777	4,240	2,522	1,669	0,886
	6	22,786	18,829	12,589	9,320	5,450
	7	65,282	59,376	46,296	36,556	25,943
	8	146,851	141,405	125,501	107,323	83,560
100	5	6,052	4,416	2,638	1,746	0,929
	6	23,336	19,597	13,226	9,718	5,663
	7	67,230	60,754	48,239	38,558	27,466
	8	152,611	144,531	128,601	111,132	88,339