

Claudio Orlando Adasme Corvalán

**Simulação de um sistema de armazenamento
térmico TES para aplicação em usinas solares
do tipo CSP**

Brasil

Brasília, setembro 2017

Claudio Orlando Adasme Corvalán

Simulação de um sistema de armazenamento térmico TES para aplicação em usinas solares do tipo CSP/ Claudio Orlando Adasme Corvalán. – Brasil, Brasília, setembro 2017-

81 p. : il. (algumas color.) ; 30 cm.

Orientador: Antônio C. P. Brasil Junior, Prof. Dr., UnB

Dissertação (Mestrado) – Universidade de Brasília

Faculdade de Tecnologia

Departamento de Engenharia Mecânica, Brasília, setembro 2017.

1. Armazenamento térmico 2. meio poroso I. Orientador. II. Universidade de Brasília III. Faculdade de Tecnologia. IV. Título

CDU 02:141:005.7

Universidade de Brasília
Faculdade de Tecnologia
Departamento de Engenharia Mecânica

Simulação de um sistema de armazenamento térmico TES para aplicação em usinas solares do tipo CSP

Claudio Orlando Adasme Corvalán

DISSERTAÇÃO SUBMETIDA AO DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA
DA FACULDADE DE TECNOLOGIA DA UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA COMO
PARTE DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA OBTENÇÃO DO GRAU DE MES-
TRE EM CIÊNCIAS MECÂNICAS.

Aprovada por:

Antônio C. P. Brasil Junior, Prof. Dr.,
UnB
(Orientador)

Mario Benjamim Baptista de Siqueira,
Prof. Dr., UnB
(Examinador Interno)

Augusto César de Mendonça Brasil,
Prof. Dr., UnB/ FGA
(Examinador Externo)

Brasil
Brasília, setembro 2017

Resumo

O presente trabalho teve como objetivo desenvolver um modelo numérico de um sistema de armazenamento de energia térmica (TES), consistiu num meio do tipo poroso que armazena energia em forma de calor sensível. O modelo proposto considera um sistema de duas equações diferenciais, que definem o balanço de energia das duas fases envolvidas, o fluido de transferência e o sólido poroso. Estas duas equações estão inter-relacionadas pela transferência de calor por convecção. Para definir alguns parâmetros do modelo matemático, foram realizadas simulações 3D numéricas por meio de um software da dinâmica dos fluidos computacional (CFD). As simulações estacionárias consideraram variados comprimentos do meio poroso, como resultado, uma correlação empírica entre os números de Nusselt, Reynolds e Prandtl foi proposta. Os resultados do modelo e das simulações mostraram uma boa concordância, tanto na temperatura de saída do fluido, como na energia térmica armazenada no sólido. Em seguida, usando o modelo proposto, foram estudados os ciclos de carga e descarga do sistema para avaliar a sua evolução termodinâmica. Depois de alguns ciclos, o sistema de armazenamento chegou a um estabilidade térmica, mantendo estável os perfis de temperatura das fases no fim de cada processo de carga e descarga térmica. As curvas de eficiências em função dos parâmetros do comprimento e fluxo foram também elaboradas. Os resultados das análises anteriores estiveram dentro do esperado para este tipo de sistema, mostrando assim que o modelo proposto pode ser uma ferramenta útil e rápida para a análise operacional de este tipo de sistemas.

Palavras-chaves: armazenamento térmico, energia solar concentrada, calor sensível, meio poroso.

Abstract

This work presents the results of a numerical modelling of a thermal energy storage system (TES). The storage media was defined as a solid honeycomb porous media for the storage of sensible heat. An air-solid two equation lumped model to the porous medium was formulated and solved numerically. In order to obtain the convective heat transfer coefficient, several 3D simulations in CFD software were performed considering different lengths for the storage medium. As result, an empirical Nusselt Reynolds correlation was proposed, this correlation, in conjunction with the proposed model, was validated with simulations performed in transient and steady state, showing a good agreement. Hence, using the model proposed, charge and discharge cycles were performed to evaluate the total energy storage and the outlet fluid temperature. Cycle stability was reached after several continuous cycles and efficiency curves as a function of length and mass flux were elaborated. These continuous operation results were in line with other works reported, proving that the proposed model can be a useful tool that it's capable to perform complete operational cycles with a relative faster simulation time.

Key-words: thermal energy storage, porous media, sensible heat, CSP.

Lista de ilustrações

Figura 1.1 – Classificação dos métodos de armazenamento de energia . Adaptado de Gil et al. (2010)	3
Figura 2.1 – Diagrama esquemático de uma usina com receptor volumétrico e sistema de armazenamento de energia . Adaptado de Beaujardiere et al. (2016)	11
Figura 2.2 – Conceito de armazenamento e utilização da energia térmica . Adaptado de Medrano et al. (2010)	12
Figura 2.3 – Alguns tipos de meios porosos.	13
Figura 2.4 – Volume de controle num tubo. Adaptado de Incropera (2013)	19
Figura 2.5 – Estruturas turbulentas de escalas grandes e menores para um escoamento dentro de um tubo. Adaptado de Andersson (2012).	24
Figura 2.6 – Estrutura da camada limite, adaptado de White (2016).	28
Figura 3.1 – Domínio do sistema de armazenamento de calor	30
Figura 3.2 – Domínio de escoamento interno	33
Figura 3.3 – Dependência das propriedades termofísicas do ar em função da temperatura para pressão atmosférica	38
Figura 3.4 – seção da matriz para a análise	40
Figura 3.5 – Vista em perspectiva do domínio definido em Star-ccm+	40
Figura 3.6 – Dimensões do domínio para análise em CFD	41
Figura 3.7 – Condições de contorno para o domínio definido	41
Figura 3.8 – Domínio usado para simulações a partir de 3,0 metros	42
Figura 3.9 – Domínio da simulação transiente	43
Figura 3.10–Representação geral da malha num plano longitudinal	46
Figura 4.1 – Comparações de valores locais de temperatura, coeficiente de pressão e velocidade do fluido para entre os fluxos $G = 0,225kg/m^2s$ e $G = 0,500kg/m^2s$	48
Figura 4.2 – Diagrama de dispersão para canal de 1,5 m	51
Figura 4.3 – Diagrama de dispersão dos coeficientes a e m obtidos para diversos comprimentos do canal	53
Figura 4.4 – Curva de temperatura ao longo do canal, comparada entre Star-ccm+ e o modelo numérico simplificado das equações 3.2 e 3.1.	54
Figura 4.5 – Temperatura do fluido para $G = 0,0175kg/m^2s$	56
Figura 4.6 – Relação entre a perda de carga unitária e a velocidade média para $L = 1,50m$	57
Figura 4.7 – Perfil de velocidades e linhas de corrente para $G = 0,550kg/m^2s$	58
Figura 4.8 – Perfil de velocidades e linhas de corrente para $G = 0,225kg/m^2s$ ao longo do canal	58

Figura 4.9 – Perfil de velocidades e linhas de corrente para $G = 0,0100kg/m^2s$. . .	59
Figura 4.10–Perfil de velocidades para distintos tipos de escoamento adaptado de Nishimura et al. (2003)	60
Figura 4.11–Fator de arito obtido comparado com tubos de parede reta	61
Figura 4.12–Número de Courant local durante a simulação transiente	63
Figura 4.13–Resultados das temperaturas do fluido do modelo numérico e Starccm+ em função do tempo de simulação.	64
Figura 4.14–Perfil de temperaturas depois de 4500 s de carga térmica	64
Figura 4.15–Temperaturas e linhas de corrente	65
Figura 4.16–Energia armazenada pelo sólido	66
Figura 4.17–Curvas de temperaturas para ciclo inicial de carga e descarga.	69
Figura 4.18–Evolução horária da temperatura do ar na matriz para um fluxo $G = 0,50kg/m^2s$ na carga e descarga.	71
Figura 4.19–Eficiências para ciclos iniciais de carga e descarga.	71
Figura 4.20–Curvas de temperaturas para ciclos contínuos de carga e descarga.	73
Figura 4.21–Eficiências para ciclos em operação contínua de carga e descarga.	74
Figura A.1 –Diagrama de dispersão da relação $Nu(Re, Pr)$ para os diversos comprimentos estudados	81

Lista de tabelas

Tabela 1.1 – Alguns materiais propostos como meio de armazenamento de calor sensível. Adaptado de Kuravi et al. (2013)	4
Tabela 3.1 – Propriedades do esteatito (pedra-sabão)	39
Tabela 3.2 – Parâmetros usados nas simulações	42
Tabela 3.3 – Independência de malha	45
Tabela 3.4 – Especificações técnicas da máquina usada	46
Tabela 4.1 – Resultados da simulação para $L=1,5m$	50
Tabela 4.2 – Números adimensionais obtidos conforme o fluxo	50
Tabela 4.3 – Resumo dos coeficientes da correlação de Reynolds	52
Tabela 4.4 – Resultados do escoamento laminar para $L = 1,5m$, $T_{f,in} = 550K$ e $T_w = 293$	55
Tabela 4.5 – Resultados de Nusselt para escoamento laminar	56

Lista de abreviaturas e siglas

TES	Thermal Energy Storage
CSP	Concentrated Solar Power
CFD	Computational Fluid Dynamics
HTF	Heat Transfer FLuid
RTO	Regenerative Thermal Oxidizer
VOC	Volatile Organic Compounds
HRSG	Heat Recovery Steam Generator
DNI	Direct Normal Irradiance
OVR	Open Volumetric Receiver
PVR	Pressurized Volumetric Receiver
LTE	Local Thermal Equilibrium
LTNE	Local Thermal Non-Equilibrium
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes
SST	Shear Stress Transport

Lista de símbolos

Símbolos latinos

A	Área [m^2]
C_p	Calor específico a pressão constante [J/kgK]
k	Condutividade térmica [W/mK]
D	Diâmetro maior do canal [m]
d	Diâmetro menor do canal [m]
E	Energia [J]
G	Fluxo mássico [kg/m^2s]
h	Coefficiente convectivo de transferência de calor [W/m^2K]
H	Entalpia específica [J/kg]
T	Temperatura [K]
L	Comprimento [m]
U	Energia Interna específica [J/kg]
V	Volume [m^3]
P	Perímetro [m]
q	Troca de energia [W]
\mathbf{u}	Vetor velocidade [m/s]
\mathbf{K}	Tensor de permeabilidade [m^2]
Re	Número de Reynolds
Nu	Número de Nusselt
Pr	Número de Prandtl
y^+	Parâmetro adimensional de distância à parede
u^+	Velocidade adimensionalizada

Símbolos gregos

ρ	Densidade [kg/m^3]
ε	porosidade
μ	Viscosidade dinâmica [kg/ms]
ν	Viscosidade cinemática [m^2/s]
η	Eficiência
κ	rugosidade absoluta [mm]
π	valor 3,1415
σ	taxa de capacidade
\mathcal{O}	Erro associado

Sobrescritos

\cdot	taxa
t	incremento temporal
ref	valor de referência

Subscritos

ch	canal
f	fluido
s	sólido
eff	efetivo
m	médio
w	parede
in	entrada
i	incremento espacial
out	saída
lm	média logarítmica
v	volumétrico

Sumário

1	INTRODUÇÃO	1
	Introdução	1
1.1	Objetivos	2
1.1.1	Objetivos gerais	2
1.1.2	Objetivos específicos	2
1.2	Revisão Bibliográfica	2
2	MARCO TEÓRICO	10
2.1	Ar como fluido de transferência	10
2.2	Meio poroso e porosidade	12
2.3	Equações de conservação para um meio poroso	14
2.3.1	Balanço de massa	14
2.3.2	Balanço de quantidade de movimento	15
2.3.2.1	Lei de Darcy	15
2.3.2.2	Lei de Forchheimer	15
2.3.3	Balanço de Energia	16
2.3.3.1	Equilíbrio térmico local	16
2.3.3.2	Não-equilíbrio térmico local	17
2.3.4	Condutividade térmica do meio poroso	18
2.4	Escoamento turbulento interno em um duto	18
2.5	Coefficiente de transferência de calor por convecção em dutos	21
2.6	Equações de Navier-Stokes e Energia	23
2.7	Equações médias de Navier-Stokes RANS	24
2.7.1	Modelo K-epsilon	26
2.7.2	Modelo K-omega-SST	26
2.7.3	Escoamento próximo das paredes	28
3	METODOLOGIA	30
3.1	Domínio físico	30
3.2	O modelo numérico simplificado	31
3.3	Coefficiente de transferência convectivo	33
3.4	Discretização dos modelos	35
3.4.1	Modelo estacionário	35
3.4.2	Modelo transiente	35
3.5	Propriedades termofísicas	36

3.6	Análise de estabilidade	39
3.7	Simulações em CFD para estudo do canal	40
3.7.1	Estado estacionário	40
3.7.2	Estado transiente - Problema acoplado condução e convecção	42
3.7.3	Independência da malha	44
3.7.4	Star-ccm+	46
4	RESULTADOS E DISCUSSÕES	47
4.1	Simulações estacionárias	47
4.2	Determinação da correlação Nusselt-Reynolds	49
4.3	Escoamento turbulento e laminar	55
4.4	Fator de atrito	60
4.5	Simulação CFD transiente e modelo simplificado	62
4.6	Operações do ciclo térmico	66
5	CONCLUSÃO	76
	REFERÊNCIAS	78
	APÊNDICE A – GRÁFICOS DE DISPERSÃO	81

1 Introdução

A conversão de energia solar em energia elétrica é um processo baseado em princípios termodinâmicos que têm sido há muito tempo aplicados em usinas térmicas convencionais. Várias tecnologias têm sido desenvolvidas e testadas com o objetivo de ser uma alternativa eficiente e confiável ao uso dos combustíveis fósseis, sendo a confiabilidade e disponibilidade a chave onde radica o maior desafio até hoje. Embora o sol seja uma fonte praticamente inesgotável, ele está disponível apenas em forma periódica e apresentando ciclos diários e também estacionários ao longo do ano. Esta indisponibilidade deve ser sobrelevada de alguma forma para poder gerar em forma permanente, conforme a demanda definida. Uma das alternativas para resolver isto, são os sistemas de armazenamento térmico (*Thermal Energy Storage*, TES) (GIL et al., 2010). Usinas com este sistema, durante o dia, capturam calor tanto para geração como para armazenamento e, logo, quando a energia do sol não estiver disponível, este calor é liberado podendo assim dar continuidade a geração.

Entre as tecnologias que aproveitam o recurso solar para a geração elétrica estão os sistemas de Energia Solar Concentrada (*Concentrated Energy Power*, CSP) (KURAVI et al., 2013), que são as tecnologias que focam a energia solar num ponto, utilizando o calor acumulado para gerar eletricidade. Dentro de estas tecnologias temos as, calhas parabólicas, os sistemas fresnel e as torres receptoras. Uma das características de esta tecnologia é que esta pode ser integrada a um sistema de armazenamento de energia de forma fácil e direta, o que permite-lhe ser uma fonte confiável e segura para o sistema de despacho de energia elétrica mesmo com o recurso solar variável. Desta forma, os sistemas de armazenamento de energia, seja em forma de calor sensível, latente ou químico (GIL et al., 2010), se apresentam como um fator importante no desenvolvimento da tecnologia CSP, para que seja uma alternativa técnica e economicamente viável com a grande vantagem de ser uma fonte renovável de energia.

Este trabalho enfoca no modelamento de um destes sistemas de armazenamento, especificamente num sistema de armazenamento de calor sensível, com o ar como fluido de transferência (AGALIT et al., 2015). O meio de armazenamento escolhido é um bloco cerâmico, constituído por vários canais paralelos por onde o fluido escoar. Assim, quando o escoamento atravessa o bloco, vai trocando calor com ele através das paredes dos canais. Se a diferença de temperatura entre o bloco e o fluido é favorável para este último, falaremos de carga térmica; se, pelo contrario, o sólido se encontra a temperaturas mais elevadas, falaremos de descarga térmica. O modelo numérico proposto considera este bloco como um meio poroso e deve ser capaz de caracterizar o comportamento transiente do sistema nos ciclos de carga e descarga térmica. Para sua elaboração, serão primeiramente realizadas uma série de simulações numéricas com o objeto de obter o coeficiente convectivo de

transferência de calor. Logo, o modelo proposto será empregado para realizar as análises operacionais dos ciclos de carga e descarga do sistema e, como ferramenta de avaliação da eficiência térmica.

1.1 Objetivos

1.1.1 Objetivos gerais

O objetivo principal consiste na elaboração de um modelo numérico de um sistema de armazenamento de energia TES constituído por uma matriz sólida porosa integrado a uma usina de Energia solar concentrada CSP. Em conjunto com este modelo, este trabalho propõe uma metodologia para avaliar o coeficiente de transferência de calor por convecção entre a matriz porosa e o fluido de transferência, estabelecendo uma correlação do tipo empírica.

1.1.2 Objetivos específicos

Os objetivos específicos do presente trabalho são:

- Definir o domínio físico de estudo e suas propriedades termofísicas
- Estabelecer as equações do modelo matemático proposto e suas condições iniciais e de contorno.
- Caracterizar o fenômeno de transferência de calor no domínio mediante simulações numéricas em CFD (*Computational Fluid Dynamics*).
- Estabelecer as correlações termodinâmicas e sua aplicação no modelo matemático; pretende-se definir correlações empíricas que permitam obter os coeficientes de transferência de calor e de atrito para sua implementação no modelo matemático.
- Validar o modelo proposto mediante simulação numérica em CFD.
- Definir e analisar os ciclos de carga e descarga do sistema avaliando assim o modelo proposto como ferramenta de análise.

1.2 Revisão Bibliográfica

A tecnologia de armazenamento térmico é um tópico que tem sido estudado há algumas décadas; nos últimos anos continuamente são publicadas revisões no estado da arte da tecnologia para seu uso em usinas elétricas. Gil et al. (2010) publicou uma revisão mencionando entre outras coisas: os conceitos gerais relacionados, a forma de classificar

os sistemas, os materiais usados e os modelos matemáticas publicado até então. Numa segunda parte desta publicação são apresentados alguns casos de estudos de integração de estes sistemas com usinas de concentração solar (MEDRANO et al., 2010). Mais tarde, Kuravi et al. (2013) realizam um trabalho semelhante ao realizado por Gil et al. (2010), abordando também os principais critérios de desenho e seleção do sistema, apresentando procedimentos de dimensionamento e otimização para finalizar com um estudo de caso. Finalmente, Liu et al. (2016) fizeram mais uma atualização do estado da arte, apresentando os desenvolvimentos mais recentes em armazenamento relacionando-os com os custos envolvidos e suas eficiências. Estas três publicações num lapso de tempo de 6 anos demonstra que os sistema de armazenamento são um objeto de estudo importante e que constantemente estão se obtendo avances no desenvolvimento desta tecnologia.

Para os diversos tipos de sistemas disponíveis, os três autores utilizam uma mesma classificação conforme tipo de energia armazenada; na figura 1.1 vemos uma classificação geral das distintas formas de armazenamento e nela se observa que dentro do sistema de armazenamento de energias, o armazenamento térmico está dividido em três alternativas distintas, em forma de calor sensível, como calor latente ou através de reações químicas.

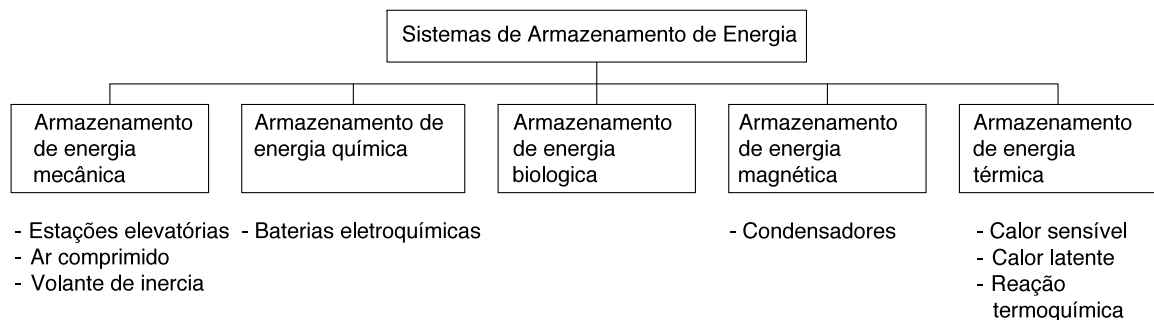


Figura 1.1 – Classificação dos métodos de armazenamento de energia . Adaptado de Gil et al. (2010)

No armazenamento mediante calor sensível, a energia térmica é acumulada através do aumento da temperatura do meio de armazenamento, o que experimenta uma troca na sua energia interna sem que aconteça uma mudança de fase. O armazenamento de calor sensível depende fortemente do calor específico C_p , da densidade ρ do meio e de sua condutividade térmica k . O fator $C_p\rho$, chamado capacidade térmica volumétrica determina a densidade de energia que pode ser armazenada, e a difusividade $k/C_p\rho$ determina a taxa na qual o calor pode ser liberado e extraído. No trabalho de Kuravi et al. (2013) são apresentadas uma serie extensa de materiais alguma vez considerados para o armazenamento do calor sensível, a lista está constituída por diversos tipos de materiais tanto sólidos como líquidos que compreendem desde rochas, concreto, ferro, sal, materiais cerâmicos e óleo sintético entre outros, conforme resume a tabela 1.1.

No armazenamento mediante calor latente, a energia absorvida é usada para

Tabela 1.1 – Alguns materiais propostos como meio de armazenamento de calor sensível. Adaptado de Kuravi et al. (2013)

Material	Condutividade térmica W/mK	Densidade kg/m^3	Calor específico kJ/kgK	Capacidade térmica kJ/m^3K	Tipo de meio
Areia-rocha-óleo	1	1700	1,3	2210	Sólido
Concreto reforçado	1,5	2200	0,85	1870	Sólido
Ferro fundido	37	7200	0,56	4032	Sólido
NaCl	7	2160	0,85	1836	Sólido
Aço fundido	40	7800	0,6	4680	Sólido
Tijolo refractário de sílica	1,5	1820	1	1820	Sólido
Tijolo refractário de magnésio	5	3000	1,15	3450	Sólido
Óleo sintético	0,11	900	2,3	2070	Líquido
Sais de Nitrato	0,57	1825	1,5	2738	Líquido
Óleo de silicone	0,1	900	2,1	1890	Líquido
Sal de Lítio	38,1	510	4,19	2137	Líquido

provocar a mudança de fase do meio de estocagem. Desta forma, na mudança de fase, eles utilizam a diferença de entalpia associada permitindo assim que o processo seja quase isotérmico, o que permite ter um aumento significativo de energia absorvida para a mesma faixa de temperatura em comparação com o calor sensível, o que constitui uma vantagem para sua integração num ciclo Rankine. Os materiais utilizados neste modo de armazenamento são conhecidos como materiais de mudança de fase (*Phase Change Material* PCM), os quais se fundem quando são carregados termicamente e se solidificam quando são descarregados. Assim, o calor armazenado depende não somente do calor específico como também da diferença de entalpia da mudança de fase (KURAVI et al., 2013). Devido as altas temperaturas existentes nos sistemas de Energia Solar Concentrada (CSP), sais de tipo inorgânicas e eutéicas e metais são comumente usadas, sendo as sais o material mais estudado devido a seu baixo custo econômico (LIU et al., 2016).

Finalmente no armazenamento termoquímico, a energia é armazenada mediante processos de reações químicas reversíveis ou seja, mais especificamente durante o processo de carregamento térmico o calor do fluido de transferência desencadeia uma reação do tipo endotérmica capturando assim a energia do fluido de transferência, logo durante o descarregamento térmico acontece a reação exotérmica liberando em seguida a energia. Embora este processo tenha maior potencial para armazenar mais energia que mediante o calor sensível ou latente, tem sido a alternativa menos explorada (KURAVI et al., 2013)(TESCARI et al., 2017).

Em relação aos critérios de desenho de um sistema de armazenamento térmico, Kuravi et al. (2013) identificam uma série de requerimentos que segundo eles devem ser

considerados para assegurar uma ótima dinâmica de armazenamento, estes requerimentos, desde o ponto de vista exclusivamente técnico, são:

1. Alta capacidade de armazenamento de energia;
2. Boa transferência de calor entre o fluido (*Heat Transfer Fluid*, HTF) e o meio de armazenamento;
3. Estabilidade mecânica e química do meio de armazenamento;
4. Compatibilidade química com o fluido de transferência (HTF);
5. Completa reversibilidade para um número grande de ciclos;
6. Baixas perdas térmicas;
7. Baixo custo;
8. Baixo impacto ambiental.

Além disso, Kuravi et al. (2013) enumeram os principais critérios de projeto para um sistema térmico que são definidos a partir do tipo, tamanho e desenho da usina CSP. Este critérios são:

1. Temperatura nominal e diferença de entalpia específica de operação;
2. Carga máxima;
3. Estratégia de operação;
4. Integração com a usina.

No que diz respeito à modelagem, o primeiro modelo matemático de um sistema de armazenamento sensível, foi proposto por Schumann no ano 1929 para um leito de rochas (*packed bed*), sendo o referencial dos modelos atuais para este tipo de meio poroso. Já em 1982, Coutier e Farber (1982), e paralelamente, Saez e Mccoy (1982) apresentaram modelos com modificações especificamente orientadas para estender sua aplicação a sistemas baseados em energia solar. Este modelo corresponde a um sistema de equações de conservação para um fluido escoando através de um sólido, definido como meio poroso. Com ele é possível determinar a evolução da temperatura axial de ambas fases, o fluido e o sólido, ao longo do tanque de armazenamento em função do tempo e, assim, determinar alguns parâmetros como a energia armazenada pelo sistema e a temperatura de saída do fluido. Estas equações têm sido amplamente usadas para o modelamento de ciclos térmicos (KURAVI et al., 2013) e serão também a base para o modelo proposto neste trabalho.

Dessa forma, Hänchen, Brückner e Steinfeld (2011) implementaram este modelo para um leito de rochas, validando ele em forma experimental, onde o ar foi usado como o fluido de transferência a uma temperatura de entrada de 800 K. No trabalho foram avaliados quatro tipos de materiais sólidos: esteatito, alumínio, rochas e aço, todos em forma de partículas esféricas de 2 cm de diâmetro. Os resultados obtidos foram de eficiências globais sobre um 90% para os quatro materiais, variando apenas a taxa de capacidade. Neste trabalho, além do tipo de material, também foi avaliada a influencia na eficiência de mais três variáveis, o comprimento do sistema, o fluxo de ar e o diâmetro das partículas.

Zanganeh et al. (2012) também implementaram o modelo matemático para um leito de rochas mas numa escala maior, usando uma unidade de armazenamento com uma capacidade térmica de 6,5 MWh térmicos. A faixa de temperaturas de operação foram entre 20 e 650°C, sendo validado experimentalmente para um tanque cônico de 3 m de comprimento e modelado para comprimentos de até 25 metros. Da mesma forma que Hänchen, Brückner e Steinfeld (2011), Zanganeh et al. (2012) usam uma relação empírica para definir o coeficiente de transferência de calor entre o fluido e o leito de rochas, enquanto que para a perda de pressão ambos fazem uso da equação de Ergun. No artigo, Zanganeh et al. (2012) também estudaram os efeitos da geometria cônica do tanque e da radiação térmica. Também fizeram um estudo comparativo das propriedades termofísicas do ar, como densidade, viscosidade, calor específico e condutividade térmica, mantendo elas constantes ou dependentes da temperatura, obtendo resultados notoriamente distintos para ambos casos. No intuito de refinar o modelo, Agalit et al. (2015) aproveitaram os dados experimentais dos autores anteriormente mencionados para validar seu modelo, cujo foco era desenvolver um algoritmo mais rápido e eficiente em conjunto com a avaliação das propriedades termofísicas conforme variação da temperatura e pressão de trabalho, ampliando inclusive os valores de temperatura de entrada para os 1000°C.

Como o modelo considera apenas a variação longitudinal da temperatura, Cascetta et al. (2015) e Cascetta et al. (2016), compararam o seu com os resultados obtidos através de uma simulação em CFD de duas dimensões considerando para ambos a perda de calor através das paredes do tanque de armazenamento. Tanto o modelo como a simulação foram posteriormente validados experimentalmente. Os resultados obtidos foram que o modelo unidimensional entrega bons resultados para a temperatura axial do sistema, de uma forma muito mais rápida e computacionalmente econômica que na simulação em CFD, mas devido a diferença existente na temperatura radial, ele sobre-estima o valor de energia acumulada no sistema, concluindo que o valor da perda de calor pelas paredes é fundamental no gradiente de temperatura radial que não pode ser desconsiderado para o cálculo da energia acumulada. No seu trabalho também fazem um estudo da relação de forma, definida como o comprimento dividido pelo raio do tanque, sinalando que enquanto maior, ou seja maior o comprimento em relação ao radio, o sistema tem melhor capacidade

de armazenamento de energia.

Todos estes trabalhos tem como fator fundamental a definição empírica do coeficiente de convectividade do meio poroso, que nestes casos foram leito de rochas, sendo usualmente empregadas as relações usadas por Hänchen, Brückner e Steinfeld (2011) ou Zanganeh et al. (2012).

Andreozzi et al. (2014) aplicaram as equações do modelo para uma matriz porosa tipo favo de mel (*honeycomb*), similar do presente estudo, empregando ar como fluido de transferência. Neste trabalho, as equações foram resolvidas mediante um software CFD numa simulação axi-simétrica de duas dimensões; o coeficiente de transferência convectivo foi obtido mediante simulações em três dimensões de apenas um canal da matriz, para logo ser extrapolado em função da relação entre a superfície de interfase e o volume da matriz. Andreozzi et al. (2014) não consideraram a perda de calor através das paredes, focando seu trabalho principalmente nos efeitos da transferência de calor por radiação e da variação da porosidade da matriz. Resultados obtidos indicam que o tempo de carga e descarga diminuem em forma inversamente proporcional à porosidade e, quando os efeitos da radiação são considerados, os valores foram notoriamente distintos. Assim, concluem que para poder definir adequadamente a porosidade do material e os tempos de carga e descarga a radiação é um fator importante a ser considerado para altas temperaturas (800°C).

Conforme indicado anteriormente, neste estudo foi definido como meio de armazenamento uma matriz porosa tipo favo de mel de canais paralelos, uma vantagem que tem este sistema sobre os leitos de rochas é a menor perda de pressão o que faz ele potencialmente mais eficiente numa operação contínua.

Os sistemas de armazenamento de calor de estrutura porosa tipo favo de mel, têm sido testados operacionalmente na usina experimental de Jülich, na Alemanha. Esta usina foi inaugurada no ano 2009 com o objetivo de servir como plataforma de teste e desenvolvimento de tecnologias relacionadas com a tecnologia CSP. A usina é de energia solar concentrada com torre central, possui um receptor do tipo volumétrico aberto, usando evidentemente, ar como fluido de transferência que é aquecido até 700°C, produzindo assim vapor a 100 bar de pressão e 500°C e sua potencia elétrica instalada é de 1,5 MW (ZUNFT et al., 2011). A estrutura do sistema de armazenamento térmico possui as dimensões de 6 m x 6 m x 7 m e foi dimensionada para um ciclos de descarga de 1,5 horas. O desenho do sistema foi adaptado dos reatores utilizados para os sistemas oxidantes térmicos regenerativos (*Regenerative thermal oxidizer*, RTO), que são empregados para purificar o ar dos compostos orgânicos voláteis (*Volatile organic compounds*, VOC). Em relação ao sistema de armazenamento térmico colocado em serviço no 2010, Zunft et al. (2011) indicaram que as perdas de calor através das paredes podem ser minimizadas bastante no caso de instalações de maior tamanho, jogando um rol pequeno na performance dos ciclos

diários. Zunft et al. (2011) destacam também o nível constante da temperatura de saída do ar no ciclo de descarga o que evidencia, segundo eles, uma boa transferência de calor entre o fluido e a matriz porosa. Krüger, Hahn e Zunft (2011) realizaram a simulação em CFD do equipamento acima descrito e, basando-se nos dados experimentais, estudaram no modelamento os efeitos de uma má distribuição do fluxo de ar na entrada no sistema.

Também Zunft et al. (2014), realizaram um trabalho de avaliação do ciclo de testes realizados com diversos sistemas de armazenamento térmico com o objetivo de estabelecer algumas recomendações para o desenho destes sistemas. No artigo ele compara três tipos de sistemas, o leito de rochas com basalto, leito de rochas com esferas cerâmicas e a matriz porosa tipo favo de mel. Zunft et al. (2014) ao comparar a massa necessária para poder manter a temperatura de saída do fluido dentro de certa margem, determinaram que para as três estruturas quanto menor a margem de diferença de temperatura estabelecida, maior a massa do meio de armazenamento requerida, mas para a estrutura de favo de mel o aumento era muito menor que nas outras, devido a maior superfície de interface. Embora ele conclui que os três sistemas são perfeitamente aplicáveis pra armazenamento térmico, ele indica que a estrutura de favo de mel, conforme o resultado obtidos na usina Jülich , é uma tecnologia que se encontra pronta para demonstração e uso industrial, mas que o desenho deve ser bem estudado para segurar um adequado escoamento do fluido e, por consequência, uma boa transferência de calor.

Também dentro das estruturas de favo de mel, Tescari et al. (2015) relata o uso de reações de óxido-redução, mediante o uso de óxido de cobalto para armazenamento termoquímico. No seu trabalho, apresenta um sistema com reações oxido-redução em estruturas porosas. A vantagem do uso da estrutura é o aproveitamento de uma maior área de superfície usando a estruturas tipo favo de mel, onde o composto químico reveste o sólido. Este sistema se destaca pela alta densidade de armazenamento de energia alcançada e conta com a vantagem que o ar pode ser usado tanto como fluido de transferência como reagente.

O presente trabalho estuda a implementação do modelo matemático, acima citado, numa estrutura porosa do tipo favo de mel. À diferença do realizado por Andreozzi et al. (2014), este trabalho resolve as equações diferenciais numericamente usando diferenças finitas. Uma característica particular deste estudo é que os canais do meio poroso são de seção variável periódica. Baseada nessa geometria, este trabalho propõe uma metodologia para obter o coeficiente de transferência convectivo através de simulações realizadas em CFD.

À continuação, no capítulo 2, serão revisados os principais conceitos envolvidos no modelamento do fenômeno de armazenamento de calor num meio poroso, sendo apresentadas as equações de conservação para um meio poroso, as equações para um escoamento interno e o coeficiente de transferência convectivo entre outros. No capítulo

3 está planteado o modelo matemático simplificado, assim como as condições iniciais e de contorno estão definidas tanto para o modelo matemático como para as simulações em CFD. Já no capítulo 4 são discutidos os resultados do modelo e das simulações, estabelecendo uma comparação entre eles, também, mediante o modelo matemático, onde é determinada a eficiência térmica do sistema para o ciclo inicial como para a operação contínua. Finalmente, as conclusões e observações finais estão contidas no capítulo 5.

2 Marco teórico

2.1 Ar como fluido de transferência

O uso do ar como fluido de transferência de calor (HTF) apresenta uma série de vantagens tanto técnicas como econômicas, estas vantagens têm sido motivo de desenvolvimento de tecnologias para seu aproveitamento em usinas de concentração solar (CSP). Como a grande maioria das usinas CSP usam um fluido como meio de transferência para a geração de vapor, existe um interesse evidente em aumentar a temperatura máxima de trabalho para assim aumentar a eficiência térmica no ciclo de Rankine.

Os fluidos de transferência mais comumente usados são o óleo sintético, os sais fundidos e o vapor de água. Estes meios possuem algumas limitações, como a temperatura máxima e mínima de operação no caso do óleo e os sais fundidos respectivamente, ou apresentam sérios problemas para seu armazenamento como o vapor (SCHILPF MARTIN STENGLEIN, 2014). A vantagem do ar é que praticamente não tem limitações de temperatura de operação, transferindo esta limitação aos materiais que conformam a estrutura, tampouco é afetado por mudança de fase como o vapor, e suas propriedades físicas são relativamente constantes. Ao anterior, se pode acrescentar como vantagem sua alta disponibilidade, baixo custo e sua condição de elemento inócuo para o meio ambiente. Sua maior desvantagem é sua baixa capacidade térmica e também baixa condutividade.

Desta forma, o ar tem sido proposto como fluido de transferência tanto para usinas tipo calha parabólica como para as de torre receptora central. Especificamente nas usinas com torre central, onde é possível atingir temperaturas que alcançam os 1200°C (MARÍN, 2011), o ar surge como uma alternativa estável e econômica que já tem sido posta em prática nos receptores volumétricos (*Volumetric Receivers*). Estes receptores usam o ar capturado da atmosfera para aquecê-lo e usá-lo como fluido de transferência e por sua simplicidade e eficiência é considerada uma tecnologia promissora.

Existem dois tipos de receptores volumétricos, o aberto (*Open Volumetric Receiver*, OVR) e o pressurizado (*Pressurized Volumetric Receiver*, PVR); no aberto, o ar do ambiente é capturado pela torre receptora onde passa através de um meio aquecido pelos raios concentrados, usualmente do tipo poroso, absorvendo assim boa parte do calor; logo este ar quente pode ser usado para a geração de vapor na caldeira do bloco de potência, ou para seu armazenamento num TES. O resíduo de calor destes processos são usualmente reencaminhados para a torre receptora e liberados à atmosfera nas cercanias da tomada de ar, onde uma parte deles novamente é absorvido e aquecido, desta forma o calor residual é usado como economizador do receptor.

No caso do receptor pressurizado, ou também chamado fechado, o ar recorre um percurso similar ao anterior, só que o ar não é liberado para a atmosfera depois de passar pela recuperadora de calor (*Heat Recovery Steam Generator*, HRSG), esta vez ele é encaminhado novamente à torre receptora para ser aquecido e realizar novamente o ciclo; estes sistemas de recirculação operam em forma pressurizada enquanto que o aberto pode operar na pressão atmosférica.

Estos receptores têm estado em operação desde 2009 na usina localizada em Jülich, Alemanha que é usada principalmente como plataforma de teste para o desenvolvimento de tecnologias solares (ZUNFT et al., 2011) outra usina que onde também este tipo de receptor tem sido testado e avaliado é na plataforma Solar de Almeria (PSA), na Espanha (MARiN, 2011).

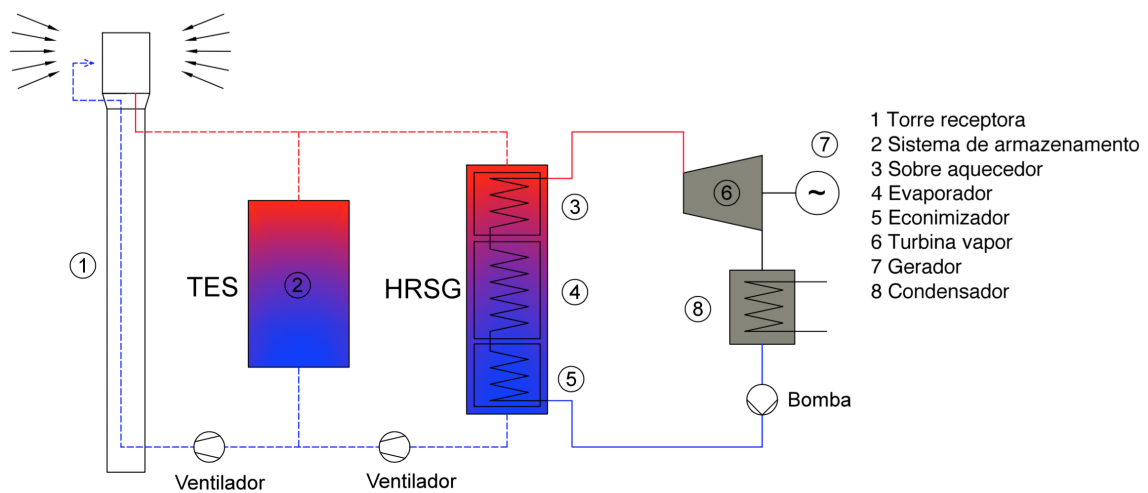


Figura 2.1 – Diagrama esquemático de uma usina com receptor volumétrico e sistema de armazenamento de energia . Adaptado de Beaujardiere et al. (2016)

A figura 2.1 ilustra um diagrama esquemático de uma usina de torre central com receptor volumétrico aberto e um sistema de armazenamento de energia. Existem diversas variantes do esquema indicado na figura, por exemplo, o sistema de armazenamento pode ser disposto em série com a caldeira no caso que o ar de resíduo do TES seja o suficientemente quente ainda para gerar vapor. Também os ventiladores para conduzir o ar novamente à torre receptora podem ser excluídos em função dos custos energéticos e os benefícios envolvidos nessa recirculação. Existem inclusive o conceito de integrar um ciclo combinado completo ao sistema solar usando o receptor volumétrico pressurizado como alternativa à câmara de combustão da turbina a gás.

Em relação ao armazenamento térmico, conforme a concepção da usina, quando existe suficiente energia solar disponível, o receptor pode gerar um fluxo de ar quente suficiente para a caldeira possa gerar o fluxo de vapor para toda a potência da turbina e, também para o sistema de armazenamento de calor. Para isto, é necessário que exista uma

quantidade de helióstatos suficiente para poder concentrar a energia num valor superior à capacidade nominal do bloco de potência o que significa um superdimensionamento do campo solar.

Conforme o projeto de operação da usina, o sistema de armazenamento pode ser dimensionado para atender apenas algumas horas de operação a plena carga, e assim acompanhar a curva de demanda no horário de ponta. Também o sistema pode ser projetado para gerar durante a noite em forma contínua a metade de sua capacidade, aproveitando a baixa na demanda nesse horário, ou simplesmente permitir gerar em forma contínua a plena carga as 24 horas. A estratégia de produção da usina deve ser definida antes da construção da mesma, por que a configuração do sistema de armazenamento assim como dos outros equipamentos só permite uma estratégia. A figura 2.2 mostra um esquema geral de geração usando o sistema de armazenamento; enquanto o recurso solar (*Direct Normal Irradiance*, DNI) está disponível, a usina pode ser dimensionada para gerar usando apenas uma fracção da energia solar disponível para armazenar o restante no TES, logo a energia armazenada pode ser utilizada para antecipar, estender e regularizar a geração mantendo-a constante. Desta forma o armazenamento térmico confere às usinas maior capacidade e confiabilidade na geração de energia eléctrica assim como um melhor aproveitamento do recurso solar aumentando assim sua eficiência.

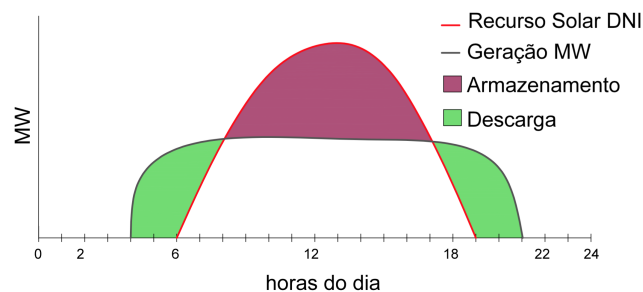


Figura 2.2 – Conceito de armazenamento e utilização da energia térmica . Adaptado de Medrano et al. (2010)

2.2 Meio poroso e porosidade

Define-se como meio poroso (NIELD; BEJAN, 2006) um material consistente numa matriz sólida com uma série de vazios interconectados uns com os outros, estes vazios são os denominados poros. Existem meios porosos naturais onde a distribuição e forma dos poros é irregular, como a areia, o solo ou alguns conjuntos de rochas. Na figura 2.3 observa-se alguns exemplos de meios porosos, além dos indicados na figura, esponjas, membranas e os tecidos naturais como o tecido dos pulmões podem ser caracterizados como meios porosos.

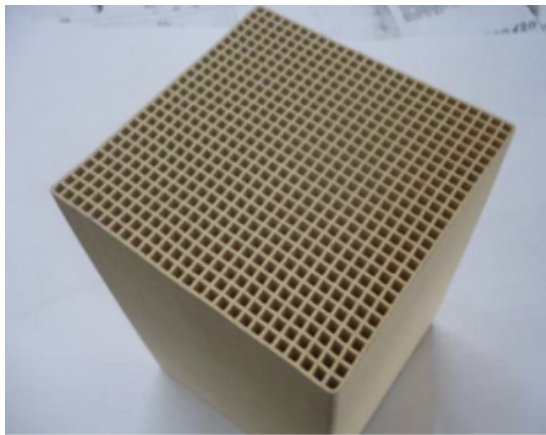
Dentro do contexto deste estudo será considerada uma matriz sólida do tipo rígida onde as interconexões dos poros estão definidas em forma de canais paralelos no sentido longitudinal. Desta forma a matriz porosa em estudo é semelhante ao bloco tipo favo de mel da figura 2.3c.



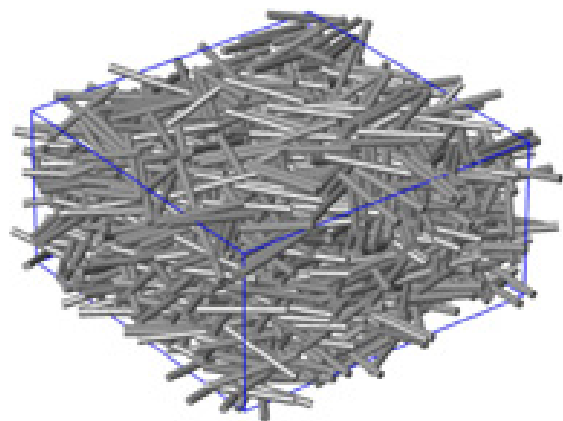
(a) areia



(b) camada de rochas (LIU et al., 2016)



(c) matriz tipo favo de mel (ZUNFT et al., 2014)



(d) fibra (www.Poresim.org)

Figura 2.3 – Alguns tipos de meios porosos.

Conforme Nield e Bejan (2006), o enfoque que se deve dar ao problema do escoamento num meio poroso é uma questão de escala. Numa escala pequena, ou micro escala, quando o domínio envolve um ou poucos poros, é conveniente o uso da mecânica dos fluidos convencional para definir o fenômeno de escoamento através dos poros. Mas quando a escala é maior, ou seja macroescala, o domínio pode envolver centenas ou milhares de poros, neste caso a complexidade na descrição do escoamento em cada poro do meio torna inviável o uso da mecânica de fluidos convencional.

Na escala dos poros ou micro escala, os valores de fluxo como velocidade e pressão são irregulares e dependem da geometria local do domínio. Porém, numa escala maior, macroescala, os mesmos valores de fluxos podem ser tratados conforme valores médios de um volume específico, desta forma as quantidades variam de forma mais regular, facilitando assim sua análise. Estes valores médios podem ser obtidos de duas formas, espacial ou

estatisticamente. De forma espacial, os valores médios são obtidos em função de um volume elementar representativo assumindo que os valores obtidos são independentes do tamanho do volume. A forma estatística é obter a média sobre uma mostra de um conjunto de poros e assumir que este conjunto é representativo de todo o meio poroso.

Como dito anteriormente, um meio poroso consiste em espaços vazios interconectados numa matriz sólida. A porosidade ε então fica definida como a razão entre o volume total dos poros e o volume total do meio poroso.

$$\varepsilon = \frac{\text{Volume dos poros}}{\text{Volume total do meio poroso}} \quad (2.1)$$

Em consequência, podemos definir $(1-\varepsilon)$ como a fração ocupada pelo sólido. A porosidade pode ser definida como isotrópica ou anisotrópica, no contexto deste trabalho meio poroso será considerado anisotrópico, e a porosidade será considerada na direção longitudinal do meio, assumindo a distribuição radial uniforme.

2.3 Equações de conservação para um meio poroso

A maneira de obter as equações de conservação para um meio poroso no nível de macroescala é começar com as equações características para um fluido qualquer e, logo, aplicar a relação de volume ou área que conformam os poros com respeito ao volume ou área total do meio (porosidade) (NIELD; BEJAN, 2006).

2.3.1 Balanço de massa

O balanço de massa para um volume de controle qualquer pode ser expresso pela equação de continuidade, a qual assegura que qualquer mudança de massa dentro de um domínio contínuo deve ser zero.

$$\frac{\partial \rho_f}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_f \mathbf{u}) = 0 \quad (2.2)$$

Considerando que o domínio de este trabalho é um meio poroso, a equação 2.2 pode se escrever para o fluido que escoar através da matriz porosa como:

$$\varepsilon \frac{\partial \rho_f}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_f \varepsilon \mathbf{u}) = 0 \quad (2.3)$$

Na equações acima, ρ_f representa a densidade do fluido, t o tempo e \mathbf{u} é o vetor de velocidade do fluido, que seria o valor médio da velocidade escoando pelo volume dos poros. Como o fluido deve escoar contornando o sólido, sua velocidade local é maior que

a velocidade com que a vazão está atravessando o meio poroso. Estas duas velocidades estão relacionadas mediante a velocidade de Darcy \mathbf{v}_f , a que é definida como:

$$\mathbf{v}_f = \varepsilon \mathbf{u} \quad (2.4)$$

Se consideramos o caso de um fluido incompressível, o primeiro termo da equação 2.3 é zero, sendo esta reduzida à seguinte expressão:

$$\nabla \cdot \mathbf{v}_f = 0 \quad (2.5)$$

A equação 2.5 é finalmente denominada a equação de balanço de massa para um fluido no meio poroso.

2.3.2 Balanço de quantidade de movimento

Na mecânica de fluidos dos meios porosos, as equações de balanço de momento e força são substituídas por observações experimentais, uma das mais comumente conhecida é a lei de Darcy (NIELD; BEJAN, 2006). A lei de Darcy é usada para descrever vazões de baixa velocidade. Outra muito difundida é a lei de Forchheimer, também obtida em forma experimental, a que é usada para descrever fluxos de maior velocidade. As duas leis foram desenvolvidas especificamente para descrever o fluxo através de um meio poroso ao nível de macroescala.

2.3.2.1 Lei de Darcy

Henry Darcy propôs que o gradiente de pressão num meio poroso é diretamente proporcional à velocidade do fluido e também inversamente proporcional à viscosidade do fluido (NIELD; BEJAN, 2006). Esta relação está dada por:

$$\mathbf{v}_f = -\mathbf{K} \left(\frac{\nabla P}{\nu} \right) \quad (2.6)$$

onde ν é a viscosidade do fluido e \mathbf{K} é uma constante empírica chamada de permeabilidade do meio poroso. Num caso de um meio isotrópico \mathbf{K} seria um escalar, mas para um meio anisotrópico \mathbf{K} seria um tensor de segunda ordem. Assim a equação 2.6 difere da equação de momento de Navier-Stokes para um meio contínuo.

2.3.2.2 Lei de Forchheimer

Para velocidades baixas, a lei de Darcy descreve apropriadamente o fluxo num meio poroso, mas na medida que a velocidade aumenta, a discrepância com as medidas empíricas são notórias (SOBIESKI, 2014). Forchheimer indicou que a discrepância era

devido aos efeitos inerciais e sugeriu incluir um termo representando a energia cinética do fluido (NIELD; BEJAN, 2006). Desta forma, a equação de Forchheimer está dada da seguinte forma:

$$\nabla P = -\frac{\nu}{K}\mathbf{v}_f - \beta\rho_f |\mathbf{v}_f| \mathbf{v}_f \quad (2.7)$$

Onde o parâmetro β é chamado o coeficiente de Forchheimer, este parâmetro é usualmente obtido mediante método experimental.

Da mesma forma que na lei de Darcy, esta lei tem sofrido várias modificações com o objetivo de representar melhor o fluxo nos meios porosos. De esta forma, Nield e Bejan (2006), mencionam a Lei de Forchheimer como uma modificação da equação 2.7 que considera mais apropriada comovemos na fórmula:

$$\nabla P = -\frac{\nu}{K}\mathbf{v}_f - c_f K^{-\frac{1}{2}}\rho_f |\mathbf{v}_f| \mathbf{v}_f \quad (2.8)$$

O termo c_f corresponde a uma constante do tipo adimensional para o arrasto comparável com o coeficiente de atrito devido ao arrasto de uma superfície. A adição do termo $K^{-\frac{1}{2}}\rho_f$ seria uma relação de dependência descoberta na década dos sessenta.

2.3.3 Balanço de Energia

Consideremos novamente um meio poroso isotrópico, onde os efeitos da radiação, dissipação viscosa e trabalho interno não são considerados. Inicialmente vamos supor que no meio poroso, sólido e fluido, estão em equilíbrio térmico, isto não implica que globalmente há um equilíbrio térmico senão que, por cada ponto do sistema, as duas faces se encontram na mesma temperatura, neste caso, estamos em presença de um equilíbrio térmico local. O caso em que as temperaturas de cada uma das fases sejam distintas uma da outra em cada ponto local corresponde a um não-equilíbrio térmico local. Para cada caso, as equações que descrevem o balanço de energia são plantadas em forma distinta e são apresentadas nos pontos seguintes.

2.3.3.1 Equilíbrio térmico local

Num sistema onde as velocidades de escoamento são suficientemente lentas, existe a possibilidade que as duas faces em contato troquem calor em forma local e estabeleçam em equilíbrio térmico local (*Local Thermal Equilibrium*, LTE). Nesse caso apenas uma equação é suficiente para descrever a temperatura de ambas faces, em qualquer ponto do sistema. A equação de energia que descreve este fenômeno é a seguinte:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon\rho_f U_f) + \frac{\partial}{\partial t}\left((1-\varepsilon)\rho_f C_{ps}T\right) + \nabla \cdot (\rho_f h_f \mathbf{v}_f) - \nabla \cdot (k_{eff}\Delta T) - q = 0 \quad (2.9)$$

onde U_f , H_f e C_{ps} são a energia interna, entalpia e calor específico do fluido respectivamente, T é a temperatura do meio poroso (as duas fases), k_{eff} é a condutividade térmica média do meio, e q é uma fonte externa de calor. A condutividade térmica média pode ser definida conforme uma relação aritmética entre os coeficientes de condutividade do sólido k_s , do fluido k_f e a porosidade ε . Dependendo da geometria do meio poroso, e existem várias definições que serão discutidas mais adiante no ponto 2.3.4. No caso de um meio poroso isotrópico a condutividade média é definida como:

$$k_{eff} = (1 - \varepsilon)k_s + \varepsilon k_f \quad (2.10)$$

2.3.3.2 Não-equilíbrio térmico local

No caso em que a velocidade do fluido é maior, a troca de calor entre elas possivelmente não é completa, as fases sólida e de fluido apresentam significativa diferença de temperatura, neste caso se diz que o meio poroso não está em equilíbrio térmico local (*Local Thermal non-Equilibrium*, LTNE). Assim é necessário definir diferentes equações de energia para descrever a temperatura em cada fase. Estas equações estão dadas da seguinte forma:

Para o fluido:

$$\varepsilon(\rho_f C_{pf}) \frac{\partial T_f}{\partial t} + (\rho_f C_{pf}) \mathbf{v}_f \nabla T_f = \varepsilon \nabla \cdot (k_f \nabla T_f) + q_f \quad (2.11)$$

Para o sólido:

$$(1 - \varepsilon) \rho_s C_{ps} \frac{\partial T_s}{\partial t} = (1 - \varepsilon) \nabla \cdot (k_s \nabla T_s) + q_s \quad (2.12)$$

No caso específico deste trabalho, as equações 2.11 e 2.12 serão a base para a elaboração do modelo matemático do meio poroso em estudo.

No lado direito das equações temos o termo $k \nabla T$ que é o fluxo de calor por condução, e assim $\nabla(k \nabla T)$ é a taxa de calor por condutividade no volume de controle que é multiplicada pela fração volumétrica que representa a matriz porosa. Os termos q_f e q_s representam a troca de energia entre as fases ou com alguma fonte externa. No contexto deste trabalho, consideraremos $q_s = -q_f$, o que seria a energia térmica intercambiada entre a fase sólida e o fluido, e que corresponde ao fenômeno de convecção térmica.

Neste estudo, a convectividade da matriz foi estudada simplificando o modelo de estudo para o caso de um canal da matriz apenas, aplicando a micro escala para obter o coeficiente convectivo usando a mecânica dos fluidos convencional, desta maneira os conceitos de convecção num escoamento interno foram aplicados conforme se explica mais adiante.

2.3.4 Condutividade térmica do meio poroso

Em termos gerais, a condutividade térmica de um meio poroso depende muito da geometria do mesmo (NIELD; BEJAN, 2006). Assim, se a condução do calor na fase sólida como no fluido acontece em paralelo, a condutividade efetiva k_{eff} será a média aritmética de ambas fases:

$$k_{eff} = k_s(1 - \varepsilon) + k_f\varepsilon \quad (2.13)$$

Por outro lado, se a condução do calor acontece em série, a condutividade efetiva estará dada por:

$$k_{eff} = \left(\frac{(1 - \varepsilon)}{k_s} + \frac{\varepsilon}{k_f} \right)^{-1} \quad (2.14)$$

Conforme Nield e Bejan (2006), estas duas equações estabelecem os limites superior e inferior do coeficiente k_{eff} , porém existem várias definições na literatura. Enquanto Hänchen, Brückner e Steinfeld (2011) usam a expressão 2.14 acima, Agalit et al. (2015) e Zanganeh et al. (2015) usam uma relação empírica que considera mais em detalhe a geometria e incorpora o efeito da radiação. Por outro lado, Cascetta et al. (2015) utilizam uma relação que considera o efeito transversal de dispersão térmica que depende do número de Péclet. Andreozzi et al. (2014), quem estudaram uma matriz tipo favo de mel, considera apenas para cada equação de conservação o coeficiente de condutividade de cada fase ponderado pela fração volumétrica de cada uma. Também, para o caso de uma esponja, Sharma et al. (2014) e Roldán et al. (2014) para o caso de uma estrutura tipo favo de mel, empregam a relação expressa na equação 2.13. Como último exemplo, Smirnova Thomas Fend (2014), para uma estrutura de favo de mel usada como receptor de uma torre concentradora, empregam uma expressão empírica do tipo:

$$k_{eff} = (1 - \varepsilon)280, 3e^{-0,0021T_s} \quad (2.15)$$

No caso do modelo proposto neste trabalho, foi considerado o conceito similar ao empregado por Andreozzi et al. (2014), mas considerando apenas a condutividade da fase sólida, levando em consideração que o componente do fluido ponderado pela fração volumétrica ε apresentava um valor suficientemente pequeno que possibilitava ser desconsiderado.

2.4 Escoamento turbulento interno em um duto

Como mencionado anteriormente, para caracterizar fenômeno de convecção do meio poroso, o estudo será simplificado ao nível da micro escala, analisando apenas o escoamento de um canal da matriz porosa. Nesta seção, são apresentados os conceitos básicos de um escoamento interno que serão aplicados para poder obter o coeficiente de transferência de calor por convecção específico para este caso.

Seja um fluido totalmente desenvolvido escoando no interior de um duto onde o fluido encontra-se numa temperatura distinta ao da parede do duto. Aplicando o balanço de energia a um volume de controle dentro do tubo, temos a seguinte situação ilustrada na figura 2.4.

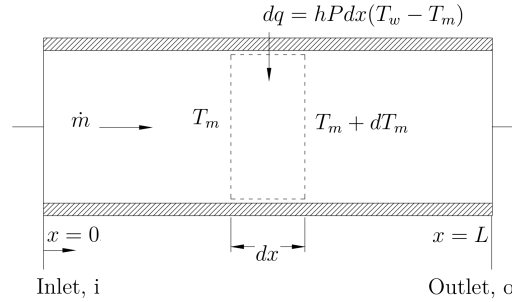


Figura 2.4 – Volume de controle num tubo. Adaptado de Incropera (2013)

Por conservação de energia, a mudança de energia térmica do fluido no volume da figura acima e ante a ausência de qualquer trabalho, está dado por:

$$q = \dot{m}C_p(T_{m,o} - T_{m,i}) \quad (2.16)$$

onde $T_{m,i}$ e $T_{m,o}$ são as temperaturas médias de mistura do fluido na entrada e saída do volume de controle respetivamente. Aplicando a equação de conservação acima num volume diferencial, podemos escrevê-la da forma:

$$dq = \dot{m}C_p(T_m + dT_m - T_m) \quad (2.17)$$

simplificando termos temos:

$$dq = \dot{m}C_p(dT_m) \quad (2.18)$$

Também, mediante a lei de resfriamento de Newton, o fluxo de calor através da superfície de contato do tubo e o fluido no volume de controle diferencial, pode-se escrever como:

$$dq = hPdx(T_w - T_m) \quad (2.19)$$

Onde T_w representa a temperatura da superfície do ducto, P é o perímetro dele e h corresponde ao coeficiente local de transferência de calor por convecção. Desta forma, igualando as equações 2.18 e 2.19 temos que :

$$\dot{m}C_p(dT_m) = hPdx(T_w - T_m) \quad (2.20)$$

ordenando termos, podemos escrever:

$$\frac{dT_m}{dx} = \frac{hP}{\dot{m}C_p}(T_w - T_m) \quad (2.21)$$

Na equação 2.21 podemos apreciar que se consideramos $\frac{hP}{\dot{m}C_p}$ como constante (fluxo totalmente desenvolvido), a temperatura média do fluido varia em função do comprimento dx e da condição térmica da parede do tubo.

Para poder obter o coeficiente convectivo, neste trabalho será inicialmente analisado o escoamento com temperatura constante, assim com T_w constante podemos definir a variável $\Delta T = T_w - T_m$. A derivada desta variável em relação a x fica como:

$$\frac{d(\Delta T)}{dx} = \frac{dT_w}{dx} - \frac{dT_m}{dx} \quad (2.22)$$

como T_w é constante, então $\frac{dT_w}{dx} = 0$. Assim obtemos que:

$$\frac{d(\Delta T)}{dx} = -\frac{dT_m}{dx} \quad (2.23)$$

Substituindo na equação 2.21 temos que:

$$-\frac{d(\Delta T)}{dx} = \frac{hP}{\dot{m}C_p}(\Delta T) \quad (2.24)$$

Agora separando variáveis, obtemos a seguinte equação diferencial:

$$\frac{d(\Delta T)}{\Delta T} = -\frac{hP}{\dot{m}C_p}dx \quad (2.25)$$

integrando e logo resolvendo,

$$\int_{\Delta T_{in}}^{\Delta T_{out}} \frac{d(\Delta T)}{\Delta T} = -\frac{P}{\dot{m}C_p} \int_0^L h dx \quad (2.26)$$

$$\ln\left(\frac{\Delta T_{out}}{\Delta T_{in}}\right) = -\frac{PL}{\dot{m}C_p}\bar{h} \quad (2.27)$$

Onde \bar{h} corresponde ao coeficiente convectivo medio no comprimento L , $\Delta T_{in} = T_w - T_{m,in}$ e $\Delta T_{out} = T_w - T_{m,out}$. Substituindo os termos anteriores, a equação 2.27 acima fica:

$$\frac{T_w - T_{m,out}}{T_w - T_{m,in}} = \exp\left(-\frac{PL}{\dot{m}C_p}\bar{h}\right) \quad (2.28)$$

Desta forma, a temperatura de saída do fluido para um tubo de comprimento L com um coeficiente de convecção \bar{h} , está dada por:

$$T_{m,out} = \exp\left(-\frac{PL}{\dot{m}C_p}\bar{h}\right)(T_w - T_{m,in}) + T_w \quad (2.29)$$

voltando na equação 2.16, podemos escrevê-la como:

$$q = \dot{m}C_p(\Delta T_{in} - \Delta T_{out}) \quad (2.30)$$

isolando o termo $\dot{m}C_p$ temos:

$$\dot{m}C_p = \frac{q}{\Delta T_{in} - \Delta T_{out}} \quad (2.31)$$

Isolando também o termo $\dot{m}C_p$ na equação 2.27, e igualando com a anterior, podemos escrever a lei de Newton como:

$$q = -\bar{h}PL \left(\frac{\Delta T_{in} - \Delta T_{out}}{\ln \left(\frac{T_{out}}{\Delta T_{in}} \right)} \right) \quad (2.32)$$

ou também da forma:

$$q = -\bar{h}PL(\Delta T_{lm}) \quad (2.33)$$

com

$$\Delta T_{lm} = \frac{T_{m,in} - T_{m,out}}{\ln \left(\frac{T_w - T_{m,out}}{T_w - T_{m,in}} \right)} \quad (2.34)$$

este último termo ΔT_{lm} é conhecido como a diferença logarítmica de temperatura, sendo esta forma a mais apropriada de definir a diferença de temperatura do fluido em relação à temperatura da parede ao longo do comprimento do duto (INCROPERA, 2013).

2.5 Coeficiente de transferência de calor por convecção em dutos

Em função do definido no ponto anterior, para poder determinar o calor transferido entre o fluido e a parede conforme figura 2.4, é necessário conhecer o coeficiente de convecção h . Usualmente o valor de h está relacionado com correlações empíricas que tentam generalizar o máximo possível sua aplicabilidade. Logo, o coeficiente de transferência por convecção pode ser definido em função dos números adimensionais de Nusselt, Reynolds e Prandtl.

O número Nusselt é definido como:

$$Nu = \frac{hd}{k_f} \quad (2.35)$$

onde h é o coeficiente de transferência convectiva, d é o diâmetro da tubulação e k_f é a condutividade térmica do fluido.

O número de Nusselt representa a dominância condutiva ou convectiva; assim, entre maior o número de Nusselt, mais efetiva é a convecção, enquanto que um Nusselt $Nu = 1$ representa que a transferência de calor através do fluido se produz exclusivamente por condução.

O número de Nusselt pode também ser descrito em termos de outros números adimensionais, como os números de Reynolds Re e Prandtl Pr , de forma que:

$$Nu = f(Re, Pr) \quad (2.36)$$

Logo, conforme indicado na equação 2.36, o coeficiente de transferência h pode ser expressado da seguinte forma:

$$h = \frac{k_f}{d} Nu(Re, Pr) \quad (2.37)$$

Na literatura existem inúmeras definições de $Nu(Re, Pr)$, todas elas são de caráter empírico, onde podemos destacar a relação clássica para um escoamento no tubo de diâmetro circular de parede lisa, conhecida como a equação de Colburn (INCROPERA, 2013),

$$Nu(Re, Pr) = 0,023Re^{0,8}Pr^{0,33} \quad (2.38)$$

Esta correlação está dada para escoamentos completamente desenvolvidos do tipo turbulento. Numa tentativa de melhorar a exatidão da equação de Colburn, Dittus e Boelter propuseram a seguinte correlação:

$$Nu(Re, Pr) = 0,023Re^{0,8}Pr^n \quad (2.39)$$

com

$$n = \begin{cases} 0,4 & \text{para aquecimento do fluido} \\ 0,3 & \text{para resfriamento do fluido} \end{cases}$$

Ambas equações são válidas para as seguintes condições:

$$0,6 \leq Pr \leq 160$$

$$Re \geq 10.000$$

$$\frac{L}{d} \geq 10$$

Da mesma forma, para um escoamento laminar, o Nusselt para um tubo circular está definido como um valor constante da seguinte forma :

$$Nu = \frac{hd}{k_f} = \begin{cases} 3,66 & \text{com temperatura de parede constante} \\ 4,36 & \text{com fluxo de calor } q \text{ constante} \end{cases} \quad (2.40)$$

Ambas relações são para um escoamento completamente desenvolvido tanto hidráulica como termicamente.

Para os casos em que as condições não concordam com as sinaladas nas diversas correlações propostas na literatura, é possível obter uma correlação empírica assumindo que a equação 2.36 tem a seguinte forma (HOLMAN, 2010):

$$Nu(Re, Pr) = aRe^m Pr^n \quad (2.41)$$

Logo, mediante uma série de experiências, usando diferentes vazões e temperaturas é possível obter uma série de pontos que relacionam o número de Nusselt com o Reynolds cuja correlação nos possa levar a obter os valores dos coeficientes a , m e n . Como o fluido de transferência deste estudo é o ar, este apresenta um valor do número de Prandtl perto do 0,7 com pouca variação na faixa de temperatura estudada, sendo assim, assumiremos

que a relação entre a espessura da camada limite hidrodinâmica δ e a camada limite térmica δ_t está dada da seguinte forma:

$$\frac{\delta}{\delta_t} = Pr^{1/3} \quad (2.42)$$

Desta forma, é possível usar esta relação para a correlação entre Nusselt e Reynolds acima indicada considerando $n = 1/3$.

2.6 Equações de Navier-Stokes e Energia

O comportamento de quase todo fluido na natureza poder ser descrito por equações que formulam o fenômeno de transporte na forma de balanço, estas equações, denominadas de Navier-Stokes, são equações diferenciais não lineares que representam as relações fundamentais para o escoamento de um fluido viscoso. Sua resolução envolve enormes dificuldades e devem ser resolvidas em forma numérica na maioria dos casos. Estes métodos numéricos foram desenvolvidos de forma a se aproximar à solução através de um processo iterativo, onde as equações de balanço são calculadas sobre um volume de controle referido como célula. Para executar este trabalho, é necessário o uso de um software de fluidodinâmica computacional (*Computational Fluid Dynamic*, CFD).

Desta forma, a equação de conservação de massa estabelece que para um volume de controle determinado, a quantidade de massa nele deve ser constante e contínuo. Para um fluido em geral, a equação de conservação de massa seria similar à equação 2.2, e que para um fluido incompressível com velocidade \mathbf{u} se expressa como:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2.43)$$

O balanço de momento é obtido através da segunda lei de Newton, que indica que qualquer mudança no momento em alguma direção deve ser balanceado por forças atuando nessa. Assim o balanço pode se escrever da seguinte forma:

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = \frac{-1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u} + f \quad (2.44)$$

onde os termos do lado esquerdo representam a aceleração do elemento, composto por uma parte dependente do tempo $\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t}$ e o componente convectivo $\mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u}$. Os termos da direita da equação correspondem às forças inerciais; $-\nabla p$ representa o gradiente de pressão, $\nu \nabla^2 \mathbf{u}$ representa a ação das forças viscosas e o último termo f representa as forças externas como a gravidade.

Finalmente, quando o fenômeno de transferência de calor está presente, é necessário incluir a equação de energia pertinente, a que pode se expressar em forma geral para a energia térmica como:

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla T = k \nabla^2 T + S \quad (2.45)$$

Onde o termo k denota a condutividade térmica e S corresponde a qualquer fonte de calor que possa ser criada no volume de controle.

2.7 Equações médias de Navier-Stokes RANS

Para um escoamento do tipo turbulento, o tratamento que será dado pela ferramenta de CFD escolhida é de grande importância. A turbulência joga um importante papel na taxa de transferência de massa e calor, assim a modelagem da turbulência se transforma num elemento chave em CFD.

Um escoamento turbulento possui características irregulares e randômicas, onde as moléculas se misturam em forma não linear. A turbulência acontece a diferentes números de Reynolds dependendo das condições de contorno. Sua energia cinética é transferida entre os diferentes níveis de escala de turbulência, assim a energia das escalas maiores são transferidas para as escalas menores em forma sucessiva até serem dissipadas pela ação da viscosidade molecular. O tamanho e duração das escalas e usualmente muito menor ao do fluxo principal, desta forma para capturar essas estruturas é requerida uma discretização temporal e espacial adequada que pode significar altos custos computacionais (ANDERSSON, 2012). Para superar esta dificuldade, a turbulência é tratada em forma estatística.

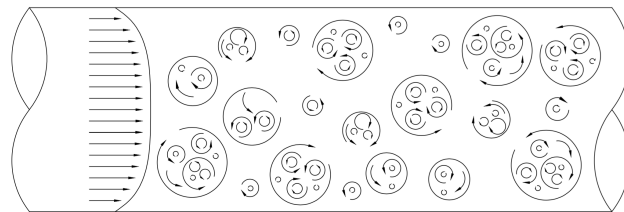


Figura 2.5 – Estruturas turbulentas de escalas grandes e menores para um escoamento dentro de um tubo. Adaptado de Andersson (2012).

Esta abordagem estatística corresponde às equações médias de Navier-Stokes, ou equações de Reynolds (*Reynolds averaged Navier-Stokes*, RANS), onde as variações são decompostas pela soma do valor médio e da sua componente flutuante, de esta forma se

define,

$$\mathbf{u} = \bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}' \quad p = \bar{p} + p' \quad (2.46)$$

Considerando que a média das flutuações equivalem a zero e aplicando a decomposição nas equações de conservação de massa e momento temos:

$$\nabla \bar{\mathbf{u}} = 0 \quad (2.47)$$

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{u}}}{\partial t} + \bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla \bar{\mathbf{u}} = \frac{-1}{\rho} \nabla \bar{p} + \nu \nabla^2 \bar{\mathbf{u}} - \nabla \overline{\mathbf{u}' \cdot \mathbf{u}'} \quad (2.48)$$

A equação 2.48 pode ser escrita usando a viscosidade cinemática, desta maneira, podemos escrever o último termo como $-\overline{\rho u'_i u'_j} = \tau_{ij}$ que é conhecido como tensor de Reynolds, que permite um atrelamento entre o fluxo médio e as flutuações. Este termo introduz seis novas variáveis nas equações acima indicadas sem acrescentar novas equações, deixando o sistema de equações aberto. Para contornar este problema é usada a aproximação de Boussinesq, que assume que os componentes de tensor de Reynolds são proporcionais ao gradiente de velocidade média do escoamento, logo

$$\frac{\tau_{ij}}{\rho} = \nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (2.49)$$

onde, k é a energia cinética turbulenta que descreve a intensidade da flutuação ao redor do valor médio da velocidade do fluxo, e é definido como $k = (1/2) \overline{u'_i u'_i}$ e também $\nu_t = \mu_t / \rho$ é denominada viscosidade turbulenta cinemática.

Conforme Andersson (2012), é possível interpretar o fluido com uma viscosidade incrementada (viscosidade efetiva $\nu_{eff} = \nu + \nu_t$, aproximando os processos de mistura turbulenta a um processo difusivo. Existem várias limitações na aproximação de Boussinesq, algumas delas é que assume que os turbilhões se comportam como moléculas, que a turbulência é isotrópica e que existe equilíbrio entre esforço e deformação.

A maioria dos modelos de turbulência simplifica o tensor de Reynolds mediante a aproximação de Boussinesq, desta forma a viscosidade turbulenta ν_t deve ser determinada para assim poder fechar o sistema de equações. Assim, quando o escoamento turbulento é resolvido mediante as equações RANS e o conceito de viscosidade turbulenta, os modelos de turbulência podem ser vistos como um conjunto de equações determinadas em resolver esta viscosidade (ANDERSSON, 2012). Os modelos de turbulência descrevem a viscosidade turbulenta local em função da velocidade u e na escala de turbulência l . Considerando que a unidade de medida da viscosidade cinemática é m^2/s , podemos expressá-la como:

$$\nu_t = C_v \frac{l^2}{t} = C_v u l \quad (2.50)$$

onde l e u são denominadas as escala de comprimento e velocidade de turbulência respectivamente, e C_v é um fator de escala usualmente obtido empiricamente.

Existem numerosos métodos que proporcionam o valor da viscosidade turbulenta, estes métodos estão usualmente categorizados pelo número de equações de transporte adicionais que são necessárias para fechar o sistema. Portanto, atualmente podem distinguir-se modelos de zero, uma ou duas equações.

2.7.1 Modelo K-epsilon

O modelo k-epsilon usa a energia cinética turbulenta k para modelar a velocidade e a taxa de dissipação turbulenta ϵ para modelar o tamanho da escala. Ou seja, a viscosidade turbulenta é assumida como função da energia cinética turbulenta k e da taxa de dissipação turbulenta ϵ . Assim, temos:

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (2.51)$$

para poder estimar k e ϵ , as seguintes equações de transporte adicionais são formuladas:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \epsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (2.52)$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i} = C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - C_{\epsilon 2} \frac{\epsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] \quad (2.53)$$

Onde os valores dos coeficientes, obtidos experimentalmente, são $C_{mu} = 0,09$, $C_{\epsilon 1} = 1,44$, $C_{\epsilon 2} = 1,92$, $\sigma_k = 1,00$, $\sigma_\epsilon = 1,30$.

O modelo k-epsilon tem mostrado bons resultados para o escoamento em regiões de corrente livre com um alto número de Reynolds e relativamente baixo gradiente de pressão. Porém, apresenta problemas com os gradientes de pressão adversos, em regiões próximas da parede e com curvaturas e geometrias complexas, subestimando os valores de energia cinética k na subcamada laminar. Contudo, é um modelo muito usado, sendo objeto, de várias modificações para melhorar sua performance (ANDERSSON, 2012).

2.7.2 Modelo K-omega-SST

Outro modelo de duas equações bastante difundido é o k- ω -SST (*Shear Stress Transport model*, SST). O modelo k-omega originalmente idealizado por Wilcox em 1988, expressa a viscosidade turbulenta ν_t através da energia cinética turbulenta k e uma dissipação específica ω que é definida como $\omega = \epsilon/k$, sendo interpretada como a inversa da escala de tempo onde a dissipação de turbulência acontece. A vantagem deste modelo é sua boa capacidade resolutiva em regiões de baixa turbulência, e próximas das paredes com baixo número de Reynolds, mas seus resultados são pobres em regiões de corrente livre. O modelo SST, incorporado por Menter, combina os dois modelos, utiliza k-epsilon

em regiões de corrente livre e k-omega em regiões próximas à parede. Assim sendo, as equações para este modelo são:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = P_k - \beta' \omega k + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\nu + \sigma_k \nu_t) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] \quad (2.54)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial \omega}{\partial x_i} = \alpha S^2 - \beta \omega^2 k + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\nu + \sigma_\omega \nu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right] + 2(1 - F_1) \frac{\sigma_{\omega 2}}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \quad (2.55)$$

Neste modelo, a viscosidade turbulenta é definida como uma função de alternância conforme a seguinte expressão:

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, S F_2)} \quad (2.56)$$

onde a_1 é uma constante empírica e S é o módulo do tensor de deformação médio $S = \sqrt{S_{ij} S_{ij}}$, sendo $S_{ij} = 1/2(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i})$. O modelo distingue diferentes regiões baseado na distância d da parede e usa as abordagem k-epsilon ou k-omega para resolver o escoamento. Isto é controlado pelas funções F_1 e F_2 definidas como:

$$F_1 = \tanh \left[\left(\min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta' \omega d'}, \frac{500 \nu}{d^2 \omega} \right), \frac{4 \sigma_{\omega 2} k}{C D_{k\omega} d^2} \right] \right)^4 \right] \quad (2.57)$$

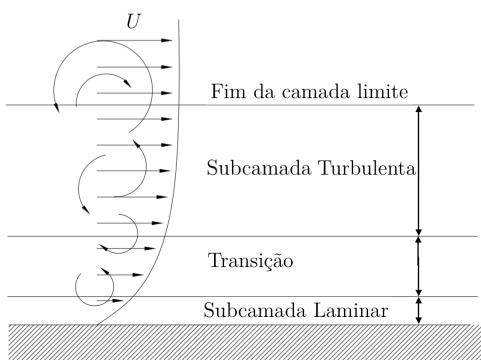
$$F_2 = \tanh \left[\left(\max \left(\frac{2\sqrt{k}}{\beta' \omega d'}, \frac{500 \nu}{d^2 \omega} \right) \right)^2 \right] \quad (2.58)$$

$$C D_{k\omega} = \max \left(2 \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i}, 10^{-10} \right) \quad (2.59)$$

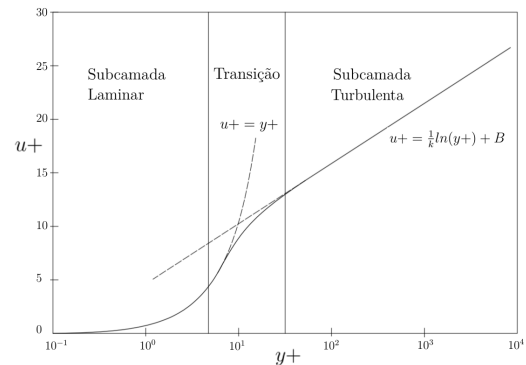
$$P_k = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (2.60)$$

2.7.3 Escoamento próximo das paredes

Num escoamento, na região próxima à parede, a velocidade relativa entre o fluxo e a parede é zero; esta característica do escoamento é conhecida como a condição de não deslizamento. Se a viscosidade for pequena, o aumento de velocidade de zero para valores maiores ocorrerá numa região estreita; esta região é chamada a camada limite. A figura 2.6a representa o perfil de velocidades típico de um escoamento turbulento, na região próxima à parede encontrasse a camada limite dividida em três subcamadas.



(a) Estrutura da camada limite



(b) Subcamadas em função do y^+ e u^+

Figura 2.6 – Estrutura da camada limite, adaptado de White (2016).

A camada mais próxima à parede é definida como subcamada laminar ou viscosa, onde o escoamento é laminar e a viscosidade tem um rol preponderante na transferência de momento e calor. À continuação, temos uma região chamada de transição, onde os efeitos da turbulência começa-se a se intensificar e seus efeitos se combinam aos da viscosidade. Finalmente, na região mais externa da camada limite, temos a subcamada onde os efeitos da turbulência são predominantes.

A figura 2.6b, apresenta as mesmas 3 subcamadas que compõem a camada limite, mas esta vez em função de duas variáveis adimensionais u^+ e y^+ .

A variável adimensional y^+ está definida pela equação 2.61 e corresponde à distancia adimensional da parede,

$$y^+ \equiv \frac{\Delta y u_\tau}{\nu} \quad (2.61)$$

, onde Δy é a distância da parede e u_τ corresponde à velocidade de atrito,

$$u_\tau \equiv \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (2.62)$$

onde τ_w é a tensão de cisalhamento na parede. A variável u^+ corresponde a adimensiona-
lização da velocidade, a velocidade u paralela à parede em função de Δy dividida pela

velocidade de atrito u_τ .

$$u^+ \equiv \frac{u_t}{u_\tau} \quad (2.63)$$

Assim sendo, no gráfico da figura 2.6b vemos que a subcamada laminar está presente até valores de $y^+ < 5$, a subcamada de transição fica entre valores $5 < y^+ < 30$, e a subcamada turbulenta os valores são $y^+ > 30$ (WHITE, 2016).

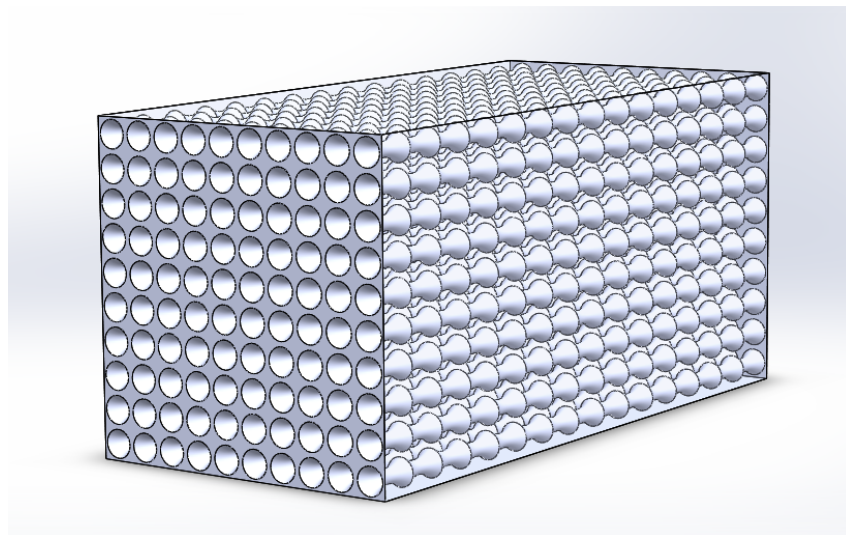
Como a subcamada laminar está presente para valores de y^+ menores que 5, a literatura (ANDERSSON, 2012) recomenda que para os valores de baixo Reynolds, o primeiro nó da malha numérica mais próximo da parede esteja localizado aproximadamente a um valor de $y^+ \approx 1$, o que será o critério a considerar na confecção da malha numérica.

Finalmente, como um dos objetivos de este trabalho é obter o coeficiente convectivo, a resolução da camada limite resulta fundamental. De esta forma para este trabalho foi considerando o modelo de turbulência SST k-omega que se desenvolve bem tanto na região próxima à parede como na região de livre escoamento, assim seu uso neste trabalho parece uma decisão natural.

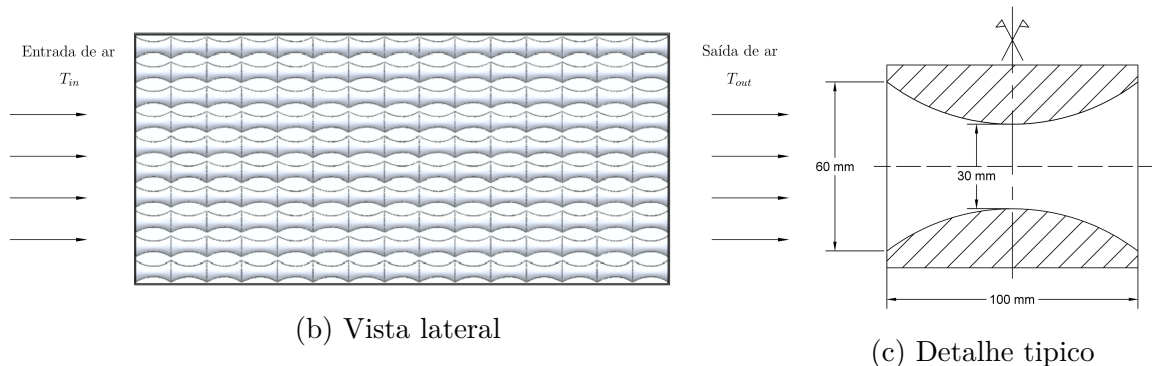
3 Metodologia

3.1 Domínio físico

O modelo físico sob estudo consiste em uma matriz sólida porosa com canais paralelos, conforme ilustrado na figura abaixo. O ar que passa pelos canais iniciará um processo de troca de calor com o sólido, permitindo assim que, enquanto a diferença de temperatura seja favorável para o fluido, o sólido possa elevar sua temperatura e armazenar o calor, operando desta forma como um sistema de armazenamento de calor sensível. No caso de descarga térmica, onde o sólido estará à temperatura mais alta que o fluido, a troca de calor terá o sentido inverso, e a energia térmica será traspassada ao fluido na medida que este escoar pelos os canais da matriz porosa.



(a) Vista em perspectiva da matriz porosa



(b) Vista lateral

(c) Detalhe típico

Figura 3.1 – Domínio do sistema de armazenamento de calor

O objetivo principal da estrutura porosa é aumentar o máximo possível o coeficiente de transferência de calor entre o fluido e o material sólido de armazenamento. Isto pode-se conseguir aumentando a área de contato entre ambas fases, assim, cada canal foi definido

com seção circular de diâmetro variável e periódico, conforme mostra a figura 3.1. De acordo com pesquisas realizadas por Nishimura et al. (2003), Rush, Newell e Jacobi (1999) e Russ e Beer (1997a), seções do tipo sinusoidal apresentam um maior coeficiente de transferência que uma seção de diâmetro constante (tubo liso).

Junto com maximizar a transferência de calor, é necessário também minimizar o fator de atrito. A energia necessária para que os ventiladores possam manter um fluxo constante escoando pela matriz, é um elemento chave que deve ser mantido o mais baixo possível para obter uma boa eficiência energética.

3.2 O modelo numérico simplificado

Para poder descrever o fenômeno de transferência de calor do domínio definido, o modelo proposto consistirá em duas equações de conservação, uma para a fase sólida e outra para o fluido, obtidas mediante o balanço de energia para um meio poroso realizado no ponto 2.3.3 considerando o caso de não equilíbrio térmico (LTNE).

Desta forma, as equações de conservação para o modelo de duas fases está dado pelas seguinte equações.

Para o fluido (f):

$$\varepsilon \cdot (\rho_f C_{p,f}) \frac{\partial T_f}{\partial t} + C_{p,f} G \frac{\partial T_f}{\partial x} = h_v (T_s - T_f) \quad (3.1)$$

Para o sólido (s):

$$(1 - \varepsilon) \cdot (\rho_s C_{p,s}) \frac{\partial T_s}{\partial t} = h_v (T_f - T_s) + (1 - \varepsilon) k_s \frac{\partial^2 T_s}{\partial x^2} \quad (3.2)$$

As equações acima representam um modelo simplificado unidimensional, que tem por objetivo obter as temperaturas tanto do sólido como do fluido ao longo do eixo longitudinal, considerando a distribuição transversal da temperatura uniforme. O modelo representa um fluido de transferência escoando a través de um sólido poroso com um fluxo mássico G e está focado na transferência de calor convectiva entre o fluido e a matriz sólida considerando a difusão do calor através desta. Outras formas de modelagem deste tipo incluem perdas de calor através das paredes em forma de convecção natural ou consideram também os efeitos da transferência de calor por radiação térmica.

Assim, conforme as equações do modelo, a mudança de temperatura do fluido no tempo e no espaço está relacionada à troca de calor por convecção com a fase sólida através da parede interna dos canais. Este processo está descrito no primeiro termo do lado direito das equações (3.1) e (3.2), como o processo de transferência de calor acontece entre o sólido e o ar, a mudança de energia interna acontece em forma simultânea.

Na fase sólida também foi considerada a difusão do calor por condução; este mecanismo está representado pelo segundo termo do lado direito da equação (3.2). Assim, as equações (3.1) e (3.2) são dependentes de duas variáveis, o tempo e a direção axial x , estando ligadas pelo coeficiente de transferência de calor por convecção volumétrica h_v , evoluindo as duas equações em forma simultânea. O modelo acima descrito está baseado nas seguintes premissas:

1. A existência de uma fase sólida e uma gasosa.
2. A fase gasosa é considerada como um fluido newtoniano onde as propriedades como densidade, viscosidade, calor específico e condutividade térmica variam em função da temperatura.
3. As propriedades do sólido são constantes e invariáveis da temperatura.
4. O gradiente de temperatura na direção transversal é desconsiderada.
5. Não existe geração interna de calor.
6. Não existe transferência de massa.
7. O efeito de transferência de calor por radiação não é considerado.
8. A perda de calor das paredes externas do sólido com o ambiente é desconsiderada.
9. A condução de calor na fase gasosa é desconsiderada por ser muito pequena em comparação com a velocidade do fluido e a transferência por convecção.

Para o ciclo de carga inicial, será considerado que ambas fases, fluido e gás estão a temperatura ambiente ($T_{inf} = 300K$). Esta condição pode ser descrita da seguinte forma:

$$T_{f,t=0} = T_{f,t=0} = T_{inf} \quad (3.3)$$

Para cada início de ciclo, as temperaturas de início serão as mesmas do fim do ciclo anterior, assim para um ciclo n qualquer, podemos escrever.

$$T_{f,t=0}^n = T_{f,t=final}^{n-1} \quad (3.4)$$

$$T_{s,t=0}^n = T_{s,t=final}^{n-1} \quad (3.5)$$

Como condições de contorno temos as seguintes:

1. A temperatura de entrada $T_{f,in}$ e o fluxo mássico G do fluido serão constante no tempo.

2. Condição adiabática para o fluido na saída do domínio.

$$\left. \frac{\partial T_f}{\partial x} \right|_{x=L} = 0$$

3. Condição adiabática para o sólido na entrada e saída do domínio.

$$\left. \frac{\partial T_s}{\partial x} \right|_{x=0} = 0 \quad \left. \frac{\partial T_s}{\partial x} \right|_{x=L} = 0$$

Assim, não haverá transferência de calor pela seção transversal do sólido na entrada nem na saída da matriz porosa.

3.3 Coeficiente de transferência convectivo

Um dos principais componentes das equações do modelo descritas é o coeficiente de transferência de calor volumétrica h_v . Este coeficiente será avaliado em forma indireta através de simulações em CFD, que serão do tipo estacionárias, com temperatura de parede constante, e de um canal da matriz apenas tal como mostra a figura 3.2. Com esta redução do domínio se reduz também o uso de recursos computacionais para levar a cabo as simulações; também fica mais acorde com os princípios de escoamento interno enunciados no ponto 2.4.

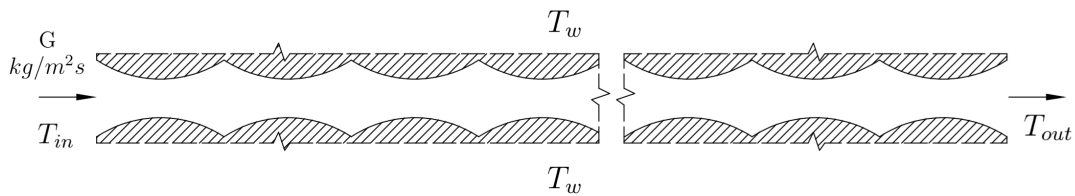


Figura 3.2 – Domínio de escoamento interno

As simulações em CFD tem por objetivo obter a temperatura do fluido na saída do canal e através dela obter o valor do coeficiente convectivo do canal h_{ch} . Uma vez obtido o coeficiente de transferência do canal h_{ch} para cada fluxo G , os valores serão empregados para obter a correlação empírica entre Nusselt, Reynolds e Prandtl da equação 2.41. Mediante esta correlação será possível calcular o coeficiente de transferência local ao longo do canal; logo, conforme a relação entre volume e superfície do meio poroso proposto por Andreozzi et al. (2014), se poderá obter coeficiente de transferência de calor volumétrica h_v correspondente.

Considerando um escoamento onde a temperatura de parede T_w é constante, podemos fazer uso da equação 2.21 para descrever a variação de temperatura do fluido ao longo do comprimento do canal. A partir desta equação, o coeficiente convectivo do canal

estará dado por

$$h_{ch} = \frac{\dot{m}C_{p,f}(T_{f,out} - T_{f,in})}{A\Delta T_{lm}} \quad (3.6)$$

Onde A é a área da interface fluido-sólido e $T_{f,in}$, $T_{f,out}$ são as temperaturas de mistura de entrada e saída do canal. Assim, mediante simulações em CFD é possível obter a temperatura de mistura de saída, o coeficiente h_{ch} e em consequência o número de Nusselt. Como o número de Nusselt depende do diâmetro do tubo, é necessário definir um diâmetro médio que caracterize adequadamente nosso canal de seção variável como um tubo liso de seção transversal constante. Logo, considerando L como o comprimento total do canal, o diâmetro médio foi definido da seguinte forma:

$$d_m = \frac{\text{Área total de interface}}{\pi L} \quad (3.7)$$

Este diâmetro médio será usado tanto para caracterizar o número Nusselt como também o número de Reynolds do canal em estudo.

Desta forma, mediante uma série de simulações em Star-ccm+, podem se obter as temperaturas de saída do fluido para cada fluxo G definido, e com elas o valor do coeficiente convectivo médio e o Nusselt médio do canal conforme as equações 3.6 e 2.41. Logo, usando os resultados de distintas simulações se pode representar os dados num gráfico de dispersão de escala logarítmica e obter a correlação entre Nusselt e Reynolds proposta na equação 2.41. Desta maneira, para cada fluxo de ar definido é possível obter a relação $\frac{Nu}{Pr^{1/3}}$ versus Re , o conjunto de pontos obtidos deve representar a seguinte relação:

$$\log(Nu) = \log(aRe^m Pr^{1/3}) \quad (3.8)$$

Os coeficientes a e m são obtidos mediante interpolação linear, desta forma, com estes valores conhecidos não é mais necessário saber a temperatura de saída do fluido, senão que bastará com determinar o Reynolds e o Prandtl para obter o Nusselt e em consequência o coeficiente convectivo h_{ch} .

Finalmente para o meio poroso, o coeficiente convectivo volumétrico h_v será dado pela relação:

$$h_v = a_{sf}h_{ch} \quad (3.9)$$

onde o coeficiente a_{sf} é denominado a área específica da superfície de interface (ANDRE-OZZI et al., 2014), e está definido como:

$$a_{sf} = \frac{\text{Área total de interface}[m^2]}{\text{Volume total do meio poroso}[m^3]} \quad (3.10)$$

a "Área total de interface"corresponde a área de contato entre o fluido e o sólido onde acontece a troca de calor, o "Volume total do meio poroso"corresponde ao volume da

matriz porosa completa, o que considera tanto a fase sólida como o volume dos poros. Desta forma, uma vez determinados os parâmetros que definem os coeficientes convectivos para a configuração em estudo, este poderá ser resolvido em forma numérica.

3.4 Discretização dos modelos

3.4.1 Modelo estacionário

Como uma forma de validação da correlação resultante, as mesmas simulações estacionárias serão modeladas conforme a equação 2.21, a qual será resolvida mediante o método de Euler. Embora esteja planteada a solução analítica da equação, o método de Euler permite definir mais detalhadamente o coeficiente convectivo para cada trecho do tubo, evitando assim o uso de um coeficiente médio para o comprimento completo do domínio, também permitirá avaliar as propriedades termofísicas do fluido em cada iteração. Desta forma, a equação 2.21 discretizada fica da seguinte forma:

$$T_{f,n+1} = dx \frac{h_{ch}(n)}{\dot{m}C_{p,f}(n)} \pi d_m (T_w - T_{f,n}) + T_{f,n} \quad (3.11)$$

onde, além das variáveis de temperaturas, o coeficiente convectivo e calor específico também são avaliados a cada iteração em função da temperatura do fluido nesse ponto.

Desta forma, como valor inicial, sabemos que a temperatura de entrada do fluido no canal é de $T_{f,in}$ e, como indicado anteriormente, o coeficiente convectivo h_{ch} está definido pela relação experimental entre o número Nusselt, Reynolds e Prandtl. Resultando para cada ponto iterativo um Nusselt dado por:

$$Nu(n) = aRe(n)^m Pr(n)^{\frac{1}{3}} \quad (3.12)$$

e um coeficiente convectivo definido mediante um coeficiente de condutividade térmica do fluido $k(n)$ avaliado em cada iteração, resultando

$$h_{ch}(n) = \frac{Nu(n)k_f(n)}{d_m} \quad (3.13)$$

3.4.2 Modelo transiente

Para resolver o modelo planteado nas equações 2.11 e 2.12, foi empregado o método de diferenças finitas. Como cada equação depende do tempo t e o comprimento x , foi necessário discretizar as equações em função das duas variáveis. Assim, o método foi aplicado da seguinte forma:

- diferença finita progressiva de primeira ordem para a variável de tempo t .
- diferença finita regressiva de primeira ordem na variável do espaço x .

- Diferença finita de segunda ordem centrada para a variável de espaço x .

Então, as equações 2.11 e 2.12 ficam discretizadas da seguinte forma:

(a) Para o fluido,

$$\varepsilon(\rho_f(n)C_{p,f}(n))\frac{T_{f,i}^{t+1} - T_{f,i}^t}{\Delta t} + C_{p,f}(n)G\frac{T_{f,i}^t - T_{f,i-1}^t}{\Delta x} = h_v(n)(T_{s,i}^t - T_{f,i}^t) \quad (3.14)$$

(b) Para o sólido:

$$(1 - \varepsilon)(\rho_s C_{p,s})\frac{T_{s,i}^{t+1} - T_{s,i}^t}{\Delta t} = h_v(n)(T_{f,i}^t - T_{s,i}^t) + (1 - \varepsilon)k_s \left(\frac{T_{s,n+1}^t - 2T_{s,i}^t + T_{s,n-1}^t}{\Delta x^2} \right) \quad (3.15)$$

onde o superíndice t corresponde à variável temporal e o subíndice i corresponde à variável de espaço x . Logo, se resolvemos as equações acima para $T_{f,i}^{t+1}$ e $T_{s,i}^{t+1}$ respectivamente obtemos:

$$T_{f,i}^{t+1} = -\frac{G}{\varepsilon\rho_f(n)}\frac{\Delta t}{\Delta x}(T_{f,i}^t - T_{f,i-1}^t) + \frac{h_v(n)}{\varepsilon\rho_f(n)C_{p,f}}\Delta t(T_{s,i}^t - T_{f,i}^t) + T_{f,i}^t \quad (3.16)$$

$$T_{s,i}^{t+1} = \frac{h_v(n)}{\rho_s C_{p,s}}\Delta t(T_{f,i}^t - T_{s,i}^t) + \frac{k_s}{(1 - \varepsilon)\rho_s C_{p,s}}\frac{\Delta t}{\Delta x^2}(T_{s,n+1}^t - 2T_{s,i}^t + T_{s,i-1}^t) + T_{s,i-1}^t \quad (3.17)$$

simplificando termos, podemos agrupar os fatores da seguinte forma:

$$\begin{aligned} \alpha(n) &= -\frac{G}{\varepsilon\rho_f(n)} & \beta(n) &= \frac{h_v(n)}{\varepsilon\rho_f(n)C_{p,f}(n)} \\ \gamma(n) &= \frac{h_v(n)}{(1 - \varepsilon)\rho_s C_{p,s}} & \lambda &= \frac{k_s}{(1 - \varepsilon)\rho_s C_{p,s}} \end{aligned}$$

finalmente, as equações 3.16 e 3.17 podem ser escritas como:

$$T_{a,i}^{t+1} = \alpha(n)\frac{\Delta t}{\Delta x}(T_{f,i}^t - T_{f,i-1}^t) + \beta(n)\Delta t(T_{s,i}^t - T_{f,i}^t) + T_{f,i}^t \quad (3.18)$$

$$T_{s,i}^{t+1} = \gamma(n)\Delta t(T_{f,i}^t - T_{s,i}^t) + \lambda\frac{\Delta t}{\Delta x^2}(T_{s,n+1}^t - 2T_{s,i}^t + T_{s,i-1}^t) + T_{s,i-1}^t \quad (3.19)$$

3.5 Propriedades termofísicas

Tal como indicado no ponto anterior, foi considerado neste trabalho que as propriedades termofísicas do fluido, neste caso o ar, são dependentes da temperatura e da pressão. No caso da pressão, foi definida como pressão de trabalho a pressão atmosférica constante ($P = 1,013bar$), mas a temperatura do fluido está sujeita a uma variação entre

a temperatura ambiente 300 K e uma máxima considerada de 800K. Uma variação de 500°C para um gás determina uma variação importante nas propriedades que devem ser consideradas. Logo, as propriedades do fluido como a densidade ρ_f , o calor específico $C_{p,f}$, a viscosidade dinâmica μ , e condutividade térmica k_f , serão consideradas dependentes da temperatura à pressão atmosférica constante. Esta dependência foi correlacionada numericamente usando a interpolação proposta por Agalit et al. (2015) nas seguintes equações polinomiais.

Densidade:

$$\begin{aligned} \rho_f(kg/m^3) = & 6,75 \times 10^{-18}(T_f - 273,15)^6 - 2,429 \times 10^{-14}(T_f - 273,15)^5 \\ & + 3,561 \times 10^{-11}(T_f - 273,15)^4 - 2,799 \times 10^{-08}(T_f - 273,15)^3 \\ & + 1,343 \times 10^{-05}(T_f - 273,15)^2 - 4,509 \times 10^{-03}(T_f - 273,15) \\ & + 1,274 \end{aligned} \quad (3.20)$$

Calor específico:

$$\begin{aligned} C_{p,f}(J/kgK) = & 2,42 \times 10^{-10}(T_f - 273,15)^4 - 7,131 \times 10^{-07}(T_f - 273,15)^3 \\ & + 6,581 \times 10^{-04}(T_f - 273,15)^2 - 8,615 \times 10^{-03}(T_f - 273,15) \\ & + 1006 \end{aligned} \quad (3.21)$$

Viscosidade:

$$\begin{aligned} \mu(kg/ms) = & 8,118 \times 10^{-15}(T_f - 273,15)^3 - 2,243 \times 10^{-11}(T_f - 273,15)^2 \\ & + 4,76 \times 10^{-08}(T_f - 273,15) + 1,743 \times 10^{-05} \end{aligned} \quad (3.22)$$

Condutividade:

$$\begin{aligned} k_f(W/mK) = & 9,381 \times 10^{-12}(T_f - 273,15)^3 - 2,592 \times 10^{-08}(T_f - 273,15)^2 \\ & + 7,298 \times 10^{-05}(T_f - 273,15) + 2,477 \times 10^{-02} \end{aligned} \quad (3.23)$$

As variações das propriedades indicadas podem ser observadas na figura 3.3, onde estão representadas na faixa da temperatura de operação deste trabalho. Como as variações são substantivas e estes parâmetros são determinantes para o cálculo dos números de Reynolds, Prandtl e o coeficiente de transferência, eles tem uma incidência não menor nos resultados finais da modelagem. Agalit et al. (2015) comparou os resultados do seu modelo usando valores médios e variáveis das propriedades, obtendo melhores resultados com estes últimos.

Dentro do requerimento principal para o meio sólido de armazenamento, está a alta capacidade de armazenamento de energia, a que está definida pela capacidade térmica volumétrica (ρC_p), que consiste numa medida quantitativa do calor necessário para elevar uma unidade de volume do material em uma unidade de temperatura. Materiais

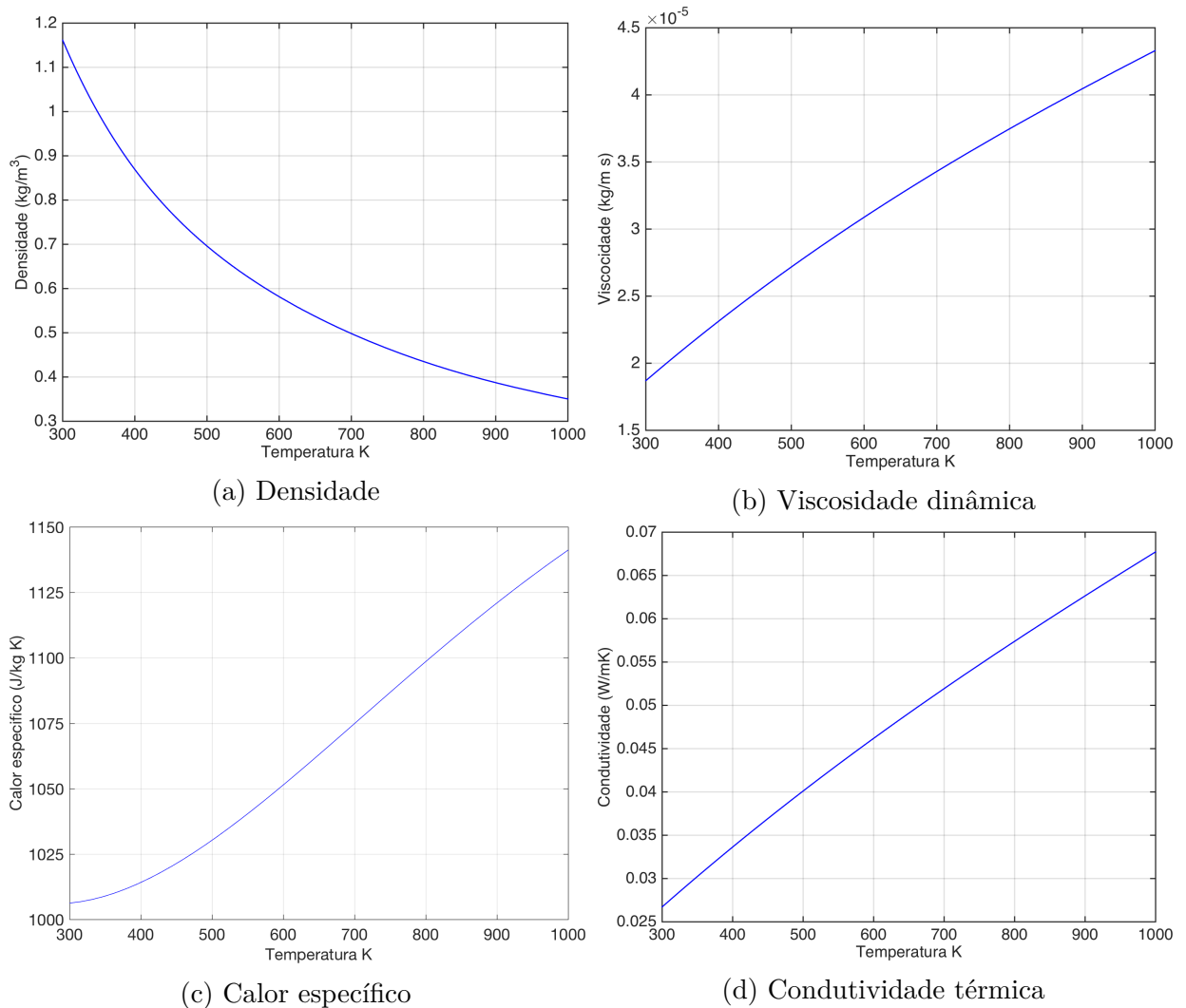


Figura 3.3 – Dependência das propriedades termofísicas do ar em função da temperatura para pressão atmosférica

com densidade e calor específico alto são boas opções para serem usados como meio de armazenamento térmico. Outra qualidade importante é a difusividade térmica, definida como a razão entre a condutividade térmica k e a capacidade térmica volumétrica ($k/\rho C_p$). Uma baixa difusividade permite obter maiores gradientes de temperatura dentro da matriz porosa, o que favorece no armazenamento de calor a altas temperatura sem que esta energia seja distribuída através do sólido.

Além das propriedades anteriormente descritas, também é importante a estabilidade mecânica, de modo que a expansão volumétrica devido à alta temperatura seja o menor possível, evitado assim esforços na estrutura. A estabilidade química, e sua reversibilidade para os ciclos contínuos de carga e descarga, também é um requerimento importante para assegurar uma adequada vida operativa.

Dentro dos materiais mais estudados estão os cerâmicos, refratários, o concreto, o calcário, o esteatito e outros similares (CASCETTA et al., 2015). Neste estudo, o

material escolhido foi o esteatito (pedra-sabão) cujas propriedades encontram-se descritas na tabela 3.1, as que neste estudo serão consideradas como constantes.

Tabela 3.1 – Propriedades do esteatito (pedra-sabão)

Densidade $\rho_s(kg/m^3)$	Calor específico $C_s(J/(kgK))$	Capacidade térmica $\rho_s C_s kJ/m^3K$	Condutividade $k_s(W/(mK))$
1068	987	1054,1	2,5

3.6 Análise de estabilidade

Uma limitação importante das equações explícitas é que são condicionalmente estáveis. Desta forma, o cálculo das variáveis $T_{f,i}^t$ e $T_{s,i}^t$ produz resultados estáveis e fisicamente coerentes se, e somente se, a condição de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) for cumprida. Esta condição está dada por:

$$\lambda \frac{\Delta t}{\Delta x^2} \leq \frac{1}{2} \quad \text{para a equação da fase sólida (eq. 3.19), e} \quad (3.24)$$

$$\alpha(n) \frac{\Delta t}{\Delta x} \leq 1 \quad \text{para a equação do fluido (eq. 3.18)} \quad (3.25)$$

O número $c = \alpha \Delta t / \Delta x$ é chamado o número de Courant, e marca os limites para a definição dos espaçamentos Δt e Δx em função das condições das equações diferenciais levantadas (ANDERSSON, 2012). Este número também é um parâmetro importante de controle para lograr uma boa estabilidade na simulação transiente em Star-ccm+. Assim, temos que as condições de estabilidade do modelo numérico estão dadas por:

$$\frac{G}{\varepsilon \rho_f(n)} \frac{\Delta t}{\Delta x} \leq 1 \quad (3.26)$$

$$\frac{k_s}{(1 - \varepsilon) \rho_s C_{p,s}} \frac{\Delta t}{\Delta x^2} \leq \frac{1}{2} \quad (3.27)$$

Cabe destacar que ρ_f e G são parâmetros que variam nas simulações, enquanto que os parâmetros relacionados com o sólido são constantes. Assim, analisando os valores operacionais definidos na tabela 3.2 em conjunto com as propriedades do sólido indicadas na tabela 3.1, é possível afirmar que a condição mais restritiva é a indicada na equação 3.27, onde a densidade do fluido na temperatura máxima de operação em conjunto com a vazão máxima, serão um dos parâmetros que definem a relação dt/dx para assim lograr a estabilidade no calculo.

3.7 Simulações em CFD para estudo do canal

3.7.1 Estado estacionário

O modelo tridimensional da figura 3.1 foi construído no software Solidworks. Para realizar as simulações em CFD foi extraída dele uma seção de canal único como se mostra nas figuras 3.4 e 3.5.

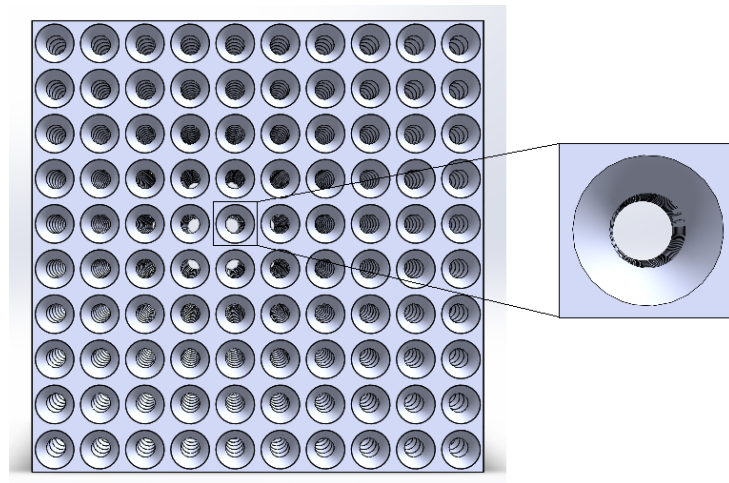


Figura 3.4 – seção da matriz para a análise

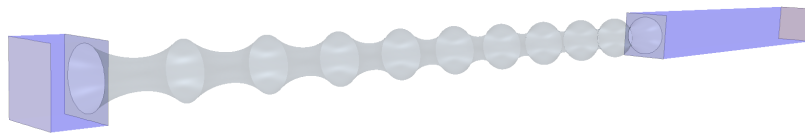


Figura 3.5 – Vista em perspectiva do domínio definido em Star-ccm+

A simulação foi realizada no software comercial Star-ccm+. Através dele foi importada a geometria, definido o domínio, construída a malha numérica e desenvolvidas as simulações. A figura 3.5 ilustra o domínio completo definido para a simulação, enquanto que a figura 3.6 ilustra suas dimensões. O domínio tem uma seção quadrada de lado H que atravessa a matriz porosa e se projeta tanto a montante como jusante dela. A dimensão H corresponde à distância entre o centro e o centro de um canal até o outro, de forma que esta secção resulta idêntica a qualquer outra seção da matriz, aproveitando a homogeneidade no plano transversal.

As projeções do domínio a jusante e montante do canal correspondem aos difusores de entrada e saída da matriz. Os comprimentos L_{in} e L_{out} foram definidos com o objetivo

de garantir que as condições de contorno não interfiram no desenvolvimento do escoamento, tanto a montante como a jusante do canal. Outro aspecto importante é que a matriz, conforme ilustra a figura 3.4, na seção transversal, apresenta uma área livre que corresponde a uma fração da área total, e para diminuir a perda de carga, esta área livre deve ser a maior possível. A fração de área livre tanto da matriz como do canal é 0,57 e seus efeitos na perda de pressão são avaliados mais adiante.

Como as simulações estacionárias consistem num escoamento com a temperatura de parede T_w constante, o domínio não considera o volume do sólido em torno do canal, e sim apenas a superfície de interface com o fluido.

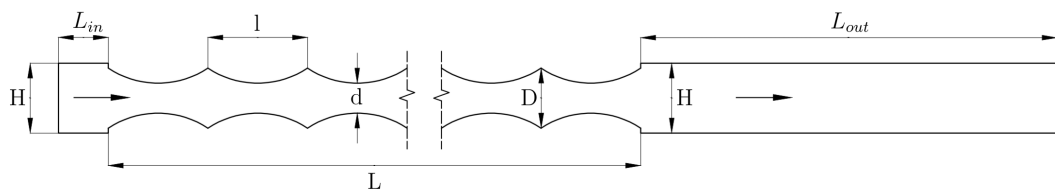


Figura 3.6 – Dimensões do domínio para análise em CFD

Como as regiões a jusante e montante do canal formam parte dos difusores de entrada e saída, os planos que os definem foram definidas como planos de simetria nos 4 costados, desta forma, o caso simulado representa um canal localizado no interior da seção transversal e os efeitos, como a perda de calor com o meio ambiente e o atrito com a parede do difusores de entrada e saída, foram desconsiderados.

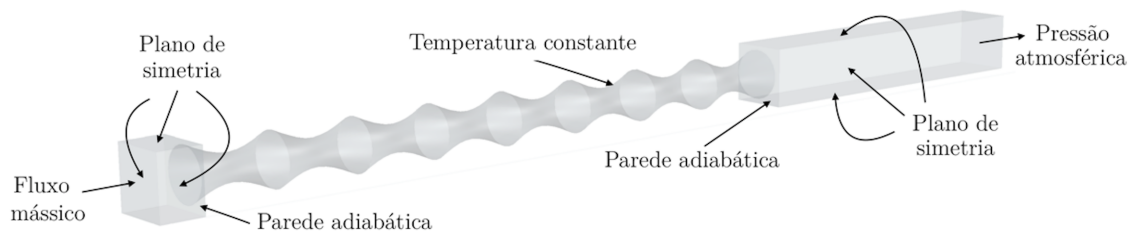


Figura 3.7 – Condições de contorno para o domínio definido

Também, da mesma forma que no modelo numérico, as paredes transversais na entrada e saída da matriz foram definidas do tipo adiabática, desta forma, não existe transferência de calor nestas superfícies. Já na parte interna do canal, especificamente a interface sólido-fluido, onde fica estabelecida a transferência de calor por convecção, foi definida como temperatura constante. Definidas as condições de contorno, as simulações foram realizadas para uma série de comprimentos e fluxos distintos; os restantes parâmetros como L_{in} , L_{out} e a geometria do canal foram mantidos constantes. A tabela 3.2 mostra um resumo dos parâmetros usados nas simulações.

Tabela 3.2 – Parâmetros usados nas simulações

Parâmetro	valor	Parâmetro	valor
D	0,06 m	L_{out}	0,7 m
d	0,03 m	T_{in}	800 K
l	0,1 m	T_w	300 K
H	0,07 m	L	[1, 0; 6, 0] m
L_{in}	0,05 m	G	[0, 2; 0, 55] kg/m^2s

Para os comprimentos a partir de 3,0 m, o domínio representado na figura 3.5 foi reduzido à metade, aproveitando a característica axis simétrica no eixo longitudinal do canal, desta forma, o plano que divide o canal pela metade foi definido também como plano de simetria. Esta redução de domínio compensa o aumento da malha numérica devido ao maior comprimento, limitando assim a quantidade de células da malha, e evitando um aumento excessivo no tempo de processamento computacional.

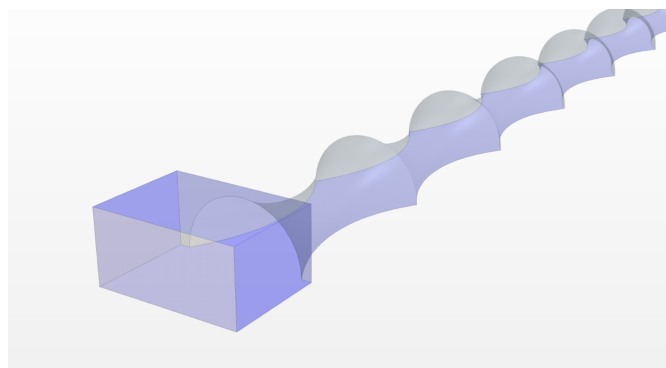


Figura 3.8 – Domínio usado para simulações a partir de 3,0 metros

Em cada simulação, as condições de contorno também foram definidas de forma similar ao modelo numérico. Assim, a vazão mássica para cada simulação é constante e as propriedades físicas do fluido, como densidade, calor específico, condutividade térmica e viscosidade, são dependentes da temperatura.

3.7.2 Estado transiente - Problema acoplado condução e convecção

A simulação transiente consiste em determinar a evolução da temperatura tanto do fluido como do sólido no tempo. Neste caso, a temperatura da superfície de interface não é mais constante senão que evolui conforme a diferença de temperatura com o fluido, o coeficiente de convecção e as propriedades termofísicas do sólido. Desta maneira, o domínio da simulação incorpora o volume do sólido ao redor do canal contido na seção quadrada $H \times H$ e, na superfície interna de contato com o fluido, é criada uma interface com a qual se especifica a condição de transferência de calor convectivo.

Como neste domínio está sendo acrescentado todo o volume do sólido, o número de células da malha volumétrica é maior que na simulação estacionária de dimensões equivalente. Por outro lado, nas equações de conservação, o componente temporal é variável, o que implica que nas equações médias de Reynolds (eq. 2.48) o valor médio de \bar{u}, \bar{p} é variável e sua derivada no tempo é distinta de zero, acrescentando os cálculos necessários para chegar à solução, e por tanto, requerendo também maiores recursos computacionais. Para diminuir este custo, o domínio inicial da figura 3.5 dividiu-se por dois planos de simetria longitudinais perpendiculares entre eles, reduzindo o domínio para um quarto do canal completo.

Ao definir um plano de simetria, estamos estabelecendo que na direção normal ao plano os gradientes das variáveis como pressão e temperatura são zero, e que o componente da velocidade também é zero. Como neste caso o escoamento principal é paralelo aos planos definidos, e a geometria tem características simétricas, é esperável que o fluxo seja também simétrico e que os componentes normais ao plano sejam zero. No caso do sólido, se consideramos uma transferência de calor uniforme em forma radial e também que a condutividade apresenta características isotrópicas, é possível assumir que o gradiente de temperatura normais aos planos de simetria sejam zero. Anderson (2014) indica que, embora as condições iniciais e de contorno sejam simétricas, elas não garantem que a solução seja simétrica, assim que este recurso deve ser usado em forma cuidadosa assumindo que as simplificações feitas podem conduzir a uma solução não adequada.

Simplificações do domínio são recursos usuais nas simulações transientes, Krüger, Hahn e Zunft (2011) realizaram a simulação do seu sistema TES em duas dimensões mediante 4 planos longitudinais rotacionados 45 graus um do outro. Cascetta et al. (2015) e também Andreozzi et al. (2014) fizeram simulações em duas dimensões aproveitando as características isotrópicas do sistemas em estudo.

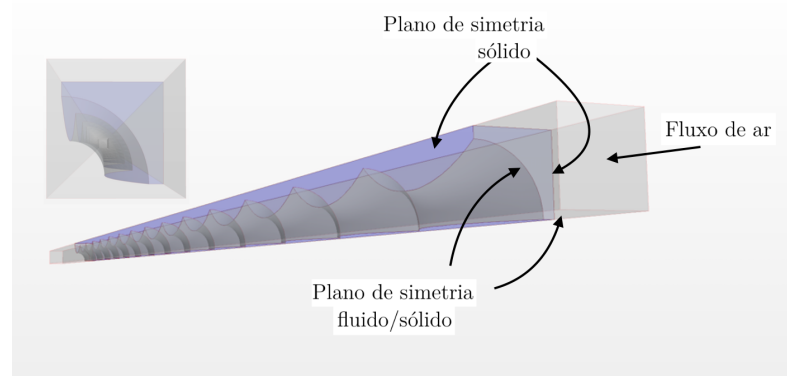


Figura 3.9 – Domínio da simulação transiente

Assim, a figura 3.9 mostra o domínio e as condições de contorno da simulação transiente. As condições operacionais são similares as do estado transiente com um comprimento do canal de $L = 1,5m$, e um fluxo constante de $G = 0,225kg/m^2s$. Como

condição de contorno, a temperatura de entrada do ar no canal foi estabelecida em 800 K e como temperatura inicial tanto do sólido como do fluido dentro dele foi de 300 K.

Como a transferência de calor convectivo acontece justamente na superfície de interface entre o fluido e o sólido, é importante que os efeitos da camada limite e subcamada laminar sejam corretamente capturados de forma a obter o valor correto para o fenômeno que se quer simular. Desta forma o valor do coeficiente convectivo depende fortemente de como o modelo de turbulência resolve o escoamento nas regiões próximas à parede. Neste trabalho, o modelo de turbulência k-omega SST descrito anteriormente foi adotado, como ele combina os modelos k-epsilon para obter bons resultados nas regiões de escoamento livre e k-omega para as regiões próximas à parede, trata-se de uma escolha natural visando resolver o escoamento de maneira adequada nas duas regiões.

3.7.3 Independência da malha

Com o propósito de fazer uma análise de sensibilidade da malha do domínio em relação ao resultado final, foi realizado um estudo de convergência de malha. Para isto, foi definida como fluxo o valor correspondente ao limite superior da faixa em estudo e foram testadas várias configurações de malha, dando maior importância na região da superfície de interface entre o fluido e o sólido, procurando captar da melhor forma e com precisão os efeitos produzidos no escoamento na camada limite.

No caso específico deste estudo, não existem valores experimentais que possam ser usados como referência para definir de forma mais precisa a malha geométrica. Assim, para poder obter o valor mais aproximado à realidade possível, optou-se por seguir as recomendações gerais em relação aos modelos de turbulência, a configuração da malha e o valor de y^+ recomendado.

Conforme o modelo de turbulência escolhido (k-omega SST), uma boa resolução da camada limite é valores de y^+ baixos não são os únicos fatores que determinam a qualidade da malha para a região próxima à parede. A quantidade de camadas prismáticas e sua taxa de crescimento também são essenciais na resolução da camada limite. Por tanto, uma malha adequada deve ser definida de modo que a camada prismática seja suficientemente grande para englobar toda a camada limite, capturando toda a produção e dissipação da turbulência. Para conseguir esse objetivo, foram definidas 10 camadas prismáticas sem taxa de crescimento.

Tabela 3.3 – Independência de malha

Malha	Número de células	Camada de Prismas	y+		Temperatura de saída [K]
			médio	máximo	
1	1,67e+05	05	2,787	5,884	338,507
2	2,36e+05	05	2,392	4,929	345,020
3	4,30e+05	05	1,900	3,967	354,090
4	7,35e+05	05	1,090	3,328	359,992
5	9,57e+05	05	1,270	2,695	359,767
6	1,03e+06	10	1,080	2,351	359,239
7	1,10e+06	10	1,409	3,011	360,330
8	1,37e+06	10	1,080	2,622	361,080
9	1,93e+06	10	0,846	2,051	360,694

A tabela 3.3 resume o resultados e características das malhas testadas. O processo de estudo da malha começou com uma malha inicial de exploração de forma que a camada prismática fosse definida dentro dos parâmetros recomendados, com valores médios de y^+ perto de 1 e valores máximos abaixo de 5. Uma vez obtida uma malha que pudesse garantir uma boa convergência sob os parâmetros descritos (malha 4), foram testadas malhas com distintos graus de refinamento e configurações da camada prismática, levemente diferentes da malha inicial. Desta forma, nas malhas testadas com diminuição do número de células e valores de y^+ maiores que os da malha 4, o valor de temperatura de saída do fluido foi diminuindo em forma proporcional, o que foi interpretado como um efeito de uma não adequada resolução da subcamada laminar e de seus efeitos na transferência de calor do fluido para a parede. Assim, as malhas números 1, 2 e 3 apresentaram valores de temperatura ostensivamente menores que o da malha 4.

Já no outro sentido, no processo de refinamento da malha 4, a diferença no resultado foi menor que nas malhas com menor número de células, obtendo diferenças menores para malhas com quase o dobro de células que a malha original, como são a malha 8 e 9.

Finalmente, para garantir uma convergência num resultado mais confiável em termos de precisão e sem demasiado uso de tempo computacional, a malha escolhida para realizar as simulações foi a malha 7.

Na figura 3.10 temos a representação da malha 7 poliédrica resultante do estudo de convergência. O maior refinamento foi definido na superfície de interface entre o sólido e o fluido, incluindo a superfície transversal definida como adiabática. Na região dos difusores, tanto na entrada como na saída do canal, não era esperável ter gradientes de velocidade e pressão muito significativos, pelo que a malha não foi refinada localmente.

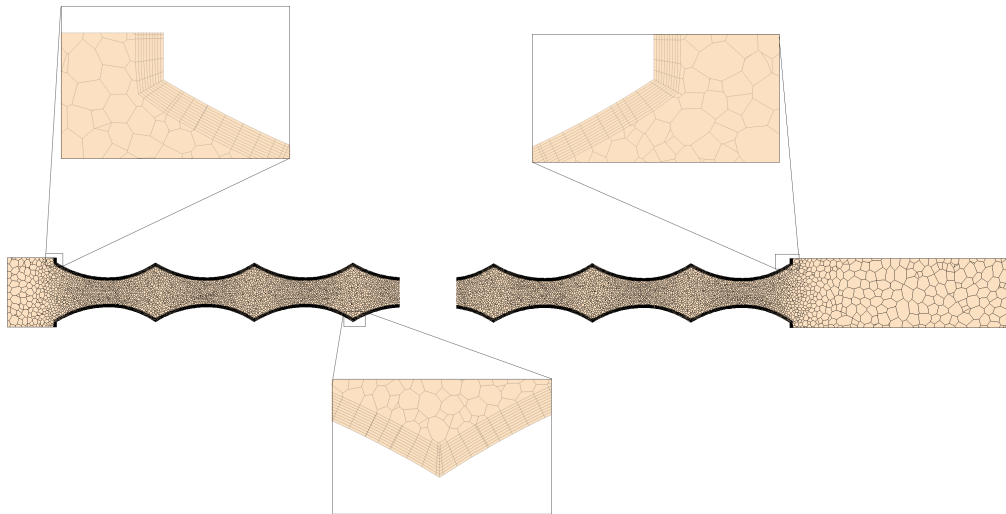


Figura 3.10 – Representação geral da malha numérica num plano longitudinal

3.7.4 Star-ccm+

O software Star-ccm+ é uma ferramenta de CFD baseada nas equações de Navier-Stokes que trata da simulação numérica de escoamento de fluidos, transferência de calor e outros fenômenos como combustão, reações químicas, radiação, acústica e dinâmica de partículas entre outros. Nele foram efetuadas as simulações deste trabalho e as malhas numéricas acima descritas.

Assim como outras ferramentas de CFD este software, possui a habilidade de combinar vários modelos físicos e movimento numa única simulação. As simulações do presente trabalho foram realizadas mediante a resolução dos modelos físicos disponíveis no Star-ccm+. Além das equações RANS em conjunto com o modelo de turbulência k-omega SST, foram selecionados os modelos: transiente do tipo implícito, de densidade polinomial para o fluido, e o modelo de energia segregada, tanto como para o fluido como para o sólido.

A versão do software Star-ccm+ utilizada foi a 10.06.010, e o modelo numérico foi implementado na versão R2015 do Matlab. Todas as simulações descritas foram executadas numa máquina com as seguintes especificações:

Tabela 3.4 – Especificações técnicas da máquina usada

Processador	Intel Xeon E4655 v3
Número de processadores	1
Número de núcleos	12
Memória cache	30 Mb
Memória RAM	48 Gb

4 Resultados e discussões

Neste capítulo são apresentados os resultados obtidos nas diversas simulações realizadas no Star-ccm+ e no modelo matemático. A partir das simulações serão analisadas as características do escoamento e serão extraídos os dados necessários para definir o modelo matemático proposto.

Como método de validação do modelo numérico, uma comparativa entre as simulações e os modelos matemáticos é apresentada, analisando sua consistência, tanto no estado estacionário como no transiente. Contudo, será apresentada uma comparação não somente da temperatura das fases, senão também da energia de armazenamento no sólido.

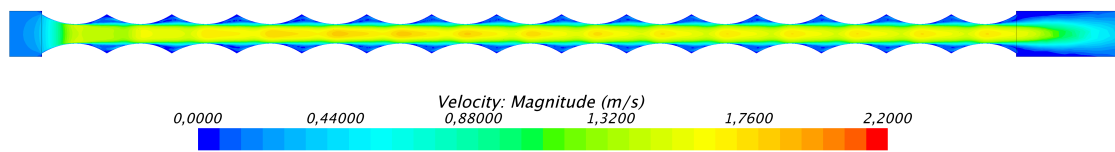
Finalmente são apresentadas várias modelagens dos ciclos de carga e descarga no modelo numérico simplificado. Desta forma, se discutirá a estabilidade térmica dos ciclos, a evolução das temperaturas máxima e mínimas das fases e a eficiência energética do sistema no armazenamento da energia.

4.1 Simulações estacionárias

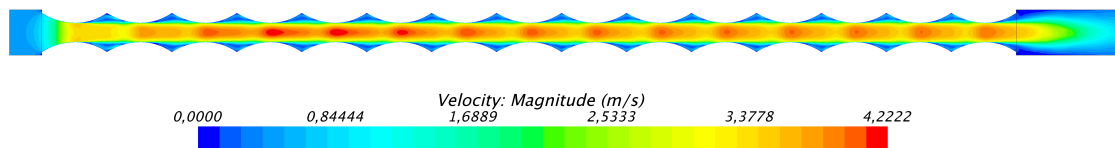
Conforme a tabela dos parâmetros operacionais 3.2, foram realizadas, para cada comprimento da matriz, simulações com distintas vazões, mas idênticas temperaturas de entrada do fluido $T_{f,in} = 800K$ e de parede $T_w = 300K$. A faixa de fluxo usada foi entre $0,200kg/m^2s$ e $0,550kg/m^2s$ procurando ter um escoamento turbulento. O critério de convergência foi definido na ocorrência simultânea das seguintes condições:

- Diferença das variáveis de interesse como velocidade, temperatura e pressão na saída do canal menor a 10^{-3} para as 30 últimas iterações.
- Balanço de massa feito entre a entrada e a saída do canal para as últimas 30 iterações com diferença máxima de 10^{-3} .
- Resíduos mínimos de continuidade, energia cinética de turbulência e energia menores que 10^{-4} .

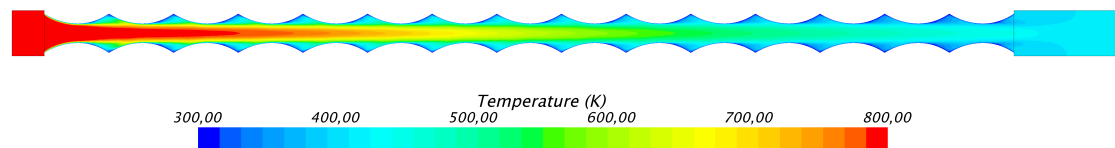
Normalmente para as simulações estacionarias, a condição mais restritiva foi o resíduo de energia cinética de turbulência (Tke), sendo que os valores das variáveis de interesse convergiam com muito mais rapidez que os resíduos.



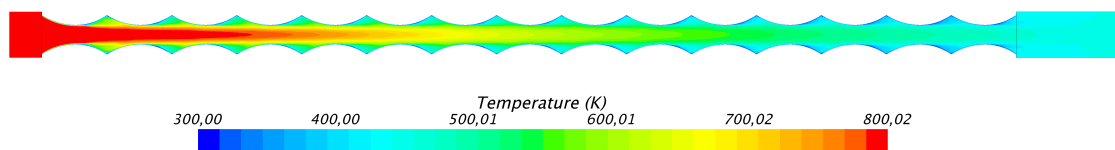
(a) Velocidade $G = 0,225\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$



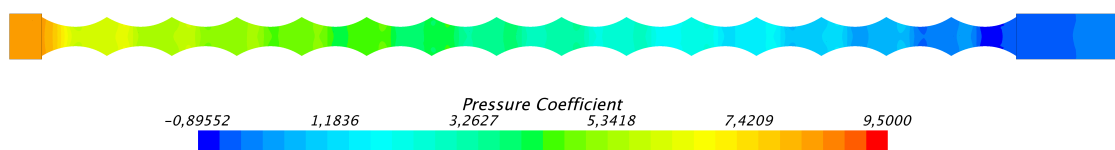
(b) Velocidade $G = 0,550\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$



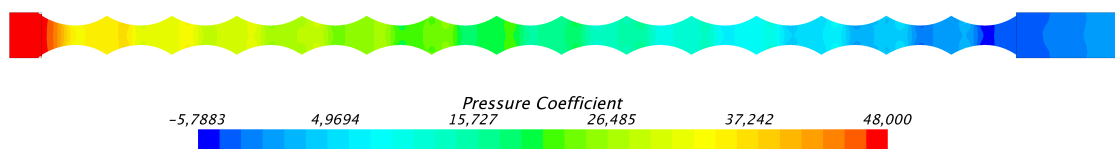
(c) Temperatura $G = 0,225\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$;



(d) Temperatura $G = 0,550\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$



(e) Coeficiente de pressão $G = 0,225\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$



(f) Coeficiente de pressão $G = 0,550\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$

Figura 4.1 – Comparações de valores locais de temperatura, coeficiente de pressão e velocidade do fluido para entre os fluxos $G = 0,225\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$ e $G = 0,550\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$.

A figura 4.1 mostra os valores de temperatura, coeficiente de pressão e velocidade para os fluxos $0,225$ e $0,550\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$ contidos num plano longitudinal. Para os dois fluxos

escolhidos podemos ver que o campo de velocidades apresenta uma magnitude flutuante ao longo do canal, esta flutuação é devida à variação no diâmetro. A estrutura típica de escoamento está definida por um escoamento principal, central, aproximadamente de largura equivalente ao diâmetro menor do canal, este escoamento principal é o que apresenta a flutuação de velocidade mencionada anteriormente e que leva, como consequência a flutuações na temperatura e na pressão do fluido. Próximo às paredes pode-se apreciar uma velocidade menor, evidenciando os efeitos da tensão de cisalhamento que produz a diminuição da velocidade do escoamento. Nas zonas onde o diâmetro é maior, porém, se apresenta outro fenômeno onde as magnitudes das velocidades são baixas, estando perto de zero (ou negativas) na região próxima à parede. Nesta zona, como veremos mais adiante, existe uma zona de separação do escoamento e geração de vórtices de recirculação.

Continuando na figura 4.1, os gráficos de temperatura evidenciam a troca de calor do fluido com a parede de temperatura constante, a diminuição da temperatura ao longo do eixo axial é uma mostra evidente deste efeito, assim também as variações de temperatura na direção radial do canal. Da mesma forma que com a velocidade, pode-se apreciar uma faixa central do escoamento onde a temperatura é mais uniforme no sentido radial sendo, em zonas de diâmetro maior onde as velocidades são menores, as regiões de menor temperatura.

Desta forma, o perfil de temperatura ao longo do eixo axial tem uma forma oscilante, mas com uma marcada linha de tendência à baixa. Estes efeitos oscilantes também estão presentes no coeficiente de pressão representados na figura.

4.2 Determinação da correlação Nusselt-Reynolds

Nas simulações em estado estacionário, foi obtida a temperatura média de mistura na saída do canal para cada caso; com ela e o valor de fluxo imposto é possível determinar o número de Nusselt conforme se observa nas tabelas 4.1 e 4.2. A tabela 4.1 sintetiza os resultados das simulações efetuadas para um comprimento de $L = 1,5m$. Nela podemos ver nas primeiras duas colunas o fluxo de ar e a temperatura de saída do fluido; a primeira corresponde a uma definição e a segunda é o dado obtido das simulações.

O valor dT_{lm} corresponde à diferença logarítmica de temperatura, obtida mediante a equação 2.34, necessária para obter o coeficiente convectivo h_{ch} conforme equação 3.6. A temperatura de referencia T_{ref} , está definida como a média entre as temperaturas de entrada e saída do canal, $T_{ref} = (T_{f,in} + T_{f,out})/2$, é usada para poder calcular as propriedades termofísicas do fluido indicadas nas 4 colunas à direita.

Tabela 4.1 – Resultados da simulação para L=1,5m

G kg/m^2s	$T_{f,out}$ K	dT_{lm} K	T_{ref} K	h_{ch} W/m ³ K	$C_{p,f}$ J/kgK	ρ_f kg/m ³	k_f W/mK	μ kg/ms
0,2	406,49	-254,44	603,24	7,95	0,578	1052,1	0,046	3,099e-05
0,225	409,43	-257,07	604,71	8,79	0,577	1052,4	0,046	3,104e-05
0,25	412,40	-259,69	606,20	9,60	0,575	1052,7	0,046	3,110e-05
0,275	415,39	-262,30	607,69	10,38	0,574	1053,1	0,046	3,115e-05
0,3	418,30	-264,81	609,15	11,13	0,572	1053,4	0,046	3,120e-05
0,325	421,10	-267,21	610,55	11,87	0,571	1053,7	0,046	3,125e-05
0,35	423,72	-269,43	611,86	12,59	0,570	1054,0	0,046	3,130e-05
0,375	426,27	-271,57	613,13	13,30	0,569	1054,3	0,046	3,134e-05
0,4	428,67	-273,57	614,33	14,00	0,568	1054,6	0,047	3,138e-05
0,425	430,95	-275,45	615,47	14,68	0,567	1054,9	0,047	3,142e-05
0,45	433,10	-277,22	616,55	15,36	0,566	1055,1	0,047	3,146e-05
0,475	435,06	-278,82	617,53	16,04	0,565	1055,3	0,047	3,149e-05
0,5	436,84	-280,26	618,42	16,72	0,564	1055,6	0,047	3,153e-05
0,55	439,63	-282,51	619,81	18,11	0,563	1055,9	0,047	3,157e-05

Tabela 4.2 – Números adimensionais obtidos conforme o fluxo

G kg/m^2s	Nusselt Nu	Reynolds Re	Prandtl Pr
0,2	7,30	947	0,703
0,225	8,05	1063	0,703
0,25	8,77	1179	0,703
0,275	9,47	1295	0,703
0,3	10,14	1411	0,703
0,325	10,79	1526	0,704
0,35	11,43	1641	0,704
0,375	12,05	1755	0,704
0,4	12,66	1870	0,704
0,425	13,26	1984	0,704
0,45	13,85	2098	0,704
0,475	14,45	2213	0,704
0,5	15,04	2327	0,704
0,55	16,27	2555	0,704

Com os dados da tabela 4.1 é possível obter para cada vazão os valores médios de Nusselt, Reynolds e Prandtl tal como se aprecia na tabela 4.2. Nela vemos como os valores tanto Nusselt como de Reynolds aumentam em forma conjunta com a vazão, enquanto que o número de Prandtl se mantém praticamente constante em 0,70. Este valor constante é coerente com o indicado no ponto 2.5 em relação ao comportamento para este tipo de fluido, e justifica a decisão de fixar o expoente n da relação geral 2.41 em 1/3. Assim, conforme procedimento discutido por Holman (2010), para obter os parâmetros a e m da correlação é necessário realizar o gráfico de dispersão onde o número de Reynolds estará

no eixo da abscissa e, a expressão $Nu/Pr^{1/3}$ estará no eixo da ordenada. Como a relação entre estes dois valores corresponde a uma lei de potência, o gráfico deve ser feito na escala logarítmica. Logo, temos:

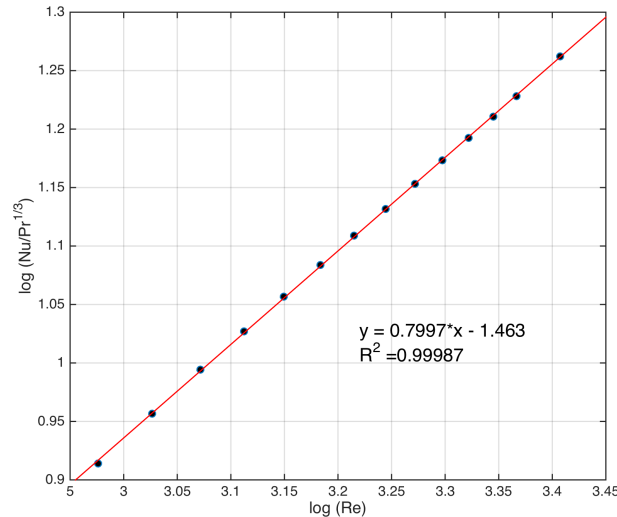


Figura 4.2 – Diagrama de dispersão para canal de 1,5 m

O gráfico da figura 4.2 foi construído com os dados da tabela 4.2, traçando uma linha de regressão linear pode se obter a relação entre estes pontos mediante uma equação. Esta equação resultante determina em forma direta o valor do coeficiente m que seria 0,7997 enquanto que o coeficiente a estaria dado por $a = 10^{-1,463} = 0,0344$. Notar que o coeficiente de correlação R^2 está bastante próximo de um, o que significa que o modelo de regressão apresenta uma boa qualidade de ajuste aos dados obtidos, sendo portanto um ajuste confiável.

Desta forma, com base ao anteriormente dito, a equação 2.41 pode ser escrita, para o caso de $L = 1,5m$ como:

$$Nu = 0,03443Re^{0,7997}Pr^{\frac{1}{3}} \quad (4.1)$$

Se comparamos os coeficientes da equação anterior com os propostos por Colburn na equação 2.38, vemos que os expoentes do número de Reynolds são bastante similares sendo 0,8 o expoente de Reynolds proposto por Colburn, mas a diferença entre os fatores multiplicadores é maior: 0,03443 para o canal de seção transversal variável e 0,023 proposto por Colburn para o tubo liso, o que evidencia a maior capacidade do canal para transferir calor pela superfície de interfase. Este fato está coerente com o indicado nos trabalhos de Rush, Newell e Jacobi (1999), Wang e Chen (2002) e Mahmud, Islam e Das (2001), em relação à maior capacidade dos tubos de seção sinusoidal para transferir calor em comparação aos tubos lisos de diâmetro equivalente.

Assim, a equação anterior nos permite obter o coeficiente de transferência de calor por convecção h_{ch} apenas com os números de Reynolds e Prandtl em forma independente

das temperaturas do fluido e da superfície de interface, mas se limitando ao comprimento específico onde o qual foi obtido. Esta limitação estaria baseada nos efeitos da zona de desenvolvimento do fluido dentro do canal, lembrando que esta correlação está definida para escoamentos completamente desenvolvidos.

Para poder definir o comprimento de zona de desenvolvimento e seus efeitos na correlação, foram realizadas simulações e análises conforme o anteriormente descrito para vários comprimentos do canal, desde $1,0m$ até $6,0m$. Logo, os resultados dos coeficientes da correlação para cada um deles encontram-se na tabela 4.3. O diagrama de dispersão para cada um dos comprimentos encontra-se no anexo A.

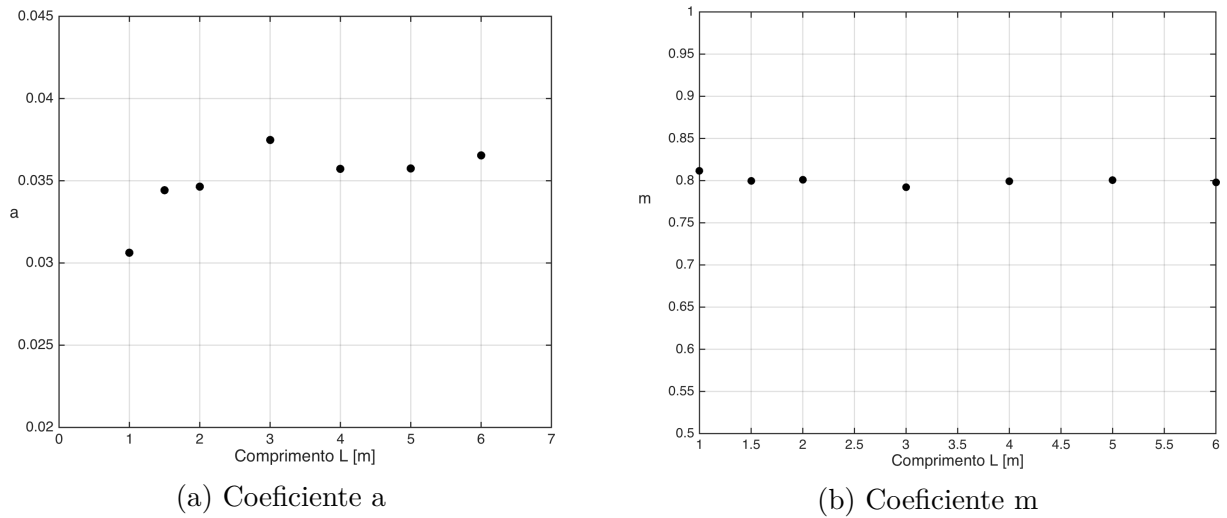
Para tubos lisos, a região de desenvolvimento, para escoamentos turbulentos está definida como aproximadamente $10d$ onde d é o diâmetro do tubo ou duto (ÇENGEL, 2003), nesta zona, o número de Nusselt local é variável em forma decrescente, alcançando uma estabilidade pouco antes de $10d$ de comprimento. Tendo em conta este argumento, seria esperável na medida que o comprimento do canal seja maior, os efeitos da zona de desenvolvimento sejam menores e os coeficientes da relação de Reynolds tenham tendência a estabilizar-se em torno de algum valor. Porém, como na realidade o canal é de seção variável, o comprimento da região de desenvolvimento real, para este caso, não deve ser considerado como equivalente ao comprimento indicado anteriormente.

Tabela 4.3 – Resumo dos coeficientes da correlação de Reynolds

L [m]	a	m
1,0	0,03062	0,8114
1,5	0,03443	0,7997
2,0	0,03464	0,8012
3,0	0,03749	0,7922
4,0	0,03573	0,7994
5,0	0,03576	0,8005
6,0	0,03655	0,7981

Como se aprecia na tabela 4.3, os valores de m se mantêm estáveis ao redor do valor 0,8 que é o valor proposto na correlação de Colburn (eq. 2.38), sendo o valor mais afastado precisamente o correspondente ao canal de menor comprimento $L = 1,0m$, o que, de alguma forma, confirmaria a hipótese do efeito da região de desenvolvimento na aplicação da correlação. Isto demonstra que o enfoque dado ao canal da matriz como um escoamento interno num tubo de diâmetro constante é adequado, com um resultado tal que o coeficiente exponencial de Reynolds m não estaria representando um fator relevante num valor comparativamente maior de Nusselt e, em consequência, no coeficiente convectivo de transferência de calor. Porém, o coeficiente a se apresenta bem maior que o 0,023 proposto na correlação de Colburn, sendo de valor crescente até os 3 metros de comprimento para logo se manter estável. Todo o anterior fica mais evidente nos gráficos de dispersão da

figura 4.3.

Figura 4.3 – Diagrama de dispersão dos coeficientes a e m obtidos para diversos comprimentos do canal

Na figura anterior, é possível inferir que na medida que o comprimento do canal aumenta, existe uma estabilização do valor de a em torno a 0,036, podendo concluir que o efeito da zona de desenvolvimento deixa de ser relevante a partir de um comprimento de 3 metros. Generalizando, para esta geometria é possível propor a relação $Nu(Re)$ para escoamentos turbulentos totalmente desenvolvidos conforme a seguinte equação:

$$Nu = 0,036Re^{0,8}Pr^{1/3} \quad (4.2)$$

Usando os valores dos coeficientes específicos para cada comprimento, foram geradas as curvas de temperatura do fluido e logo comparadas com as temperaturas obtidas nas simulações. A figura 4.4 representa as curvas de temperatura para três comprimentos distintos, cada um modelado com fluxos de 0,225 e 0,500 kg/m²s. Nos distintos gráficos se pode apreciar a curva vermelha segmentada que representa o resultado do modelo numérico simplificado, enquanto que a curva flutuante azul corresponde à temperatura obtida na simulação em Star-ccm+. Esta última reflete as flutuações de temperaturas de forma similar à figura 4.1 discutida anteriormente. Os pontos altos da curva correspondem às seções de diâmetro menor do canal.

Dos gráficos em geral, se pode observar que existe uma boa concordância entre o modelo matemático simplificado das equações 3.1 e 3.2 e a simulação em Star-ccm+. Como discutido anteriormente, no comprimento de $L = 1,5m$ no trecho inicial do canal, existe uma discordância entre as curvas, estando a do modelo situada mais acima, esta diferença já no comprimento $L = 3,0m$ é pouco notória enquanto, que com $L = 6,0m$ o efeito, um pouco devido a escala, é quase imperceptível. De toda forma, todas as curvas predizem com bastante exatidão a temperatura final de saída do fluido, sendo este o parâmetro de temperatura mais importante para os efeitos de armazenamento térmico de energia.

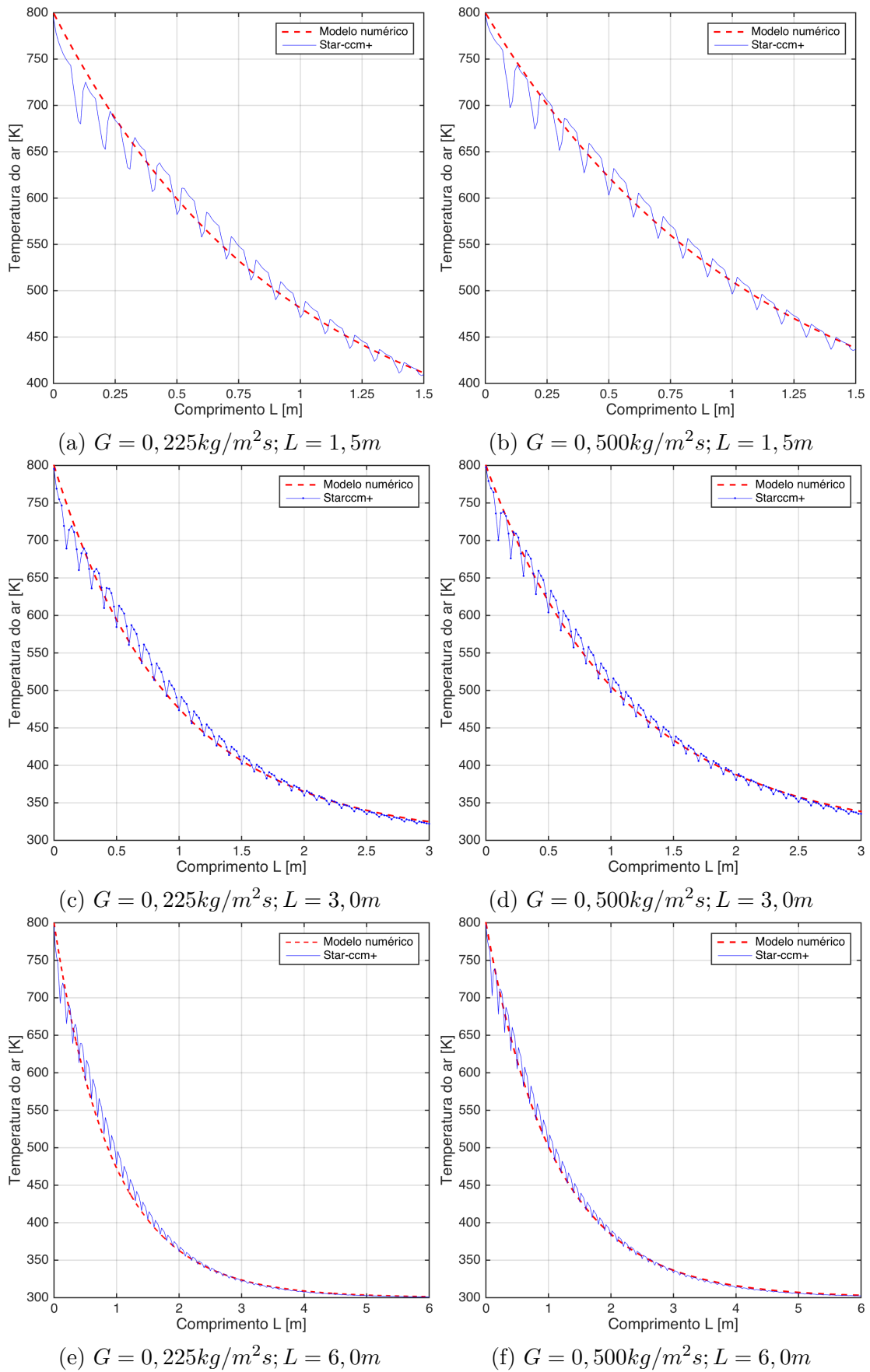


Figura 4.4 – Curva de temperatura ao longo do canal, comparada entre Star-ccm+ e o modelo numérico simplificado das equações 3.2 e 3.1.

4.3 Escoamento turbulento e laminar

Em relação ao tipo de escoamento, na análise do ponto anterior, temos assumido que o escoamento é de tipo turbulento e temos aplicado correlações definidas para este tipo de escoamento. Porém, da tabela 4.2 podemos advertir que os valores de Reynolds correspondem, para o caso do tubo liso de diâmetro constante, a um escoamento laminar ou de transição para turbulento.

Conforme estudos realizados por Nishimura et al. (2003), Mahmud, Islam e Feroz (2003) e Wang e Chen (2002), em tubulações de geometria similares, podemos assinalar que a presença de escoamento turbulento varia conforme a geometria da curva que define a mudança do diâmetro ao longo do tubo. Estes trabalhos estão focados no estudo do escoamento em canais do tipo sinusoidais. Nishimura et al. (2003), no seu trabalho experimental, indica que a partir do $Re = 237$ já são perceptíveis os efeitos de um escoamento turbulento. Russ e Beer (1997a), num estudo numérico de escoamento laminar, restringiu o número de Reynolds para valores menores que 350. Desta forma, a presença de escoamento turbulento para baixos números de Reynolds era esperável para este caso em estudo.

Contudo, com o objetivo de estabelecer um limite claro entre escoamento laminar e turbulento, foram simulados 4 escoamentos laminares. Os resultados das simulações foram usados no modelo numérico para estabelecer sua validade como ferramenta, determinando o número de Nusselt médio conforme equação 2.40 para escoamentos laminares e o coeficiente convectivo conforme definido na equação 3.6.

Como relatado no ponto referente ao escoamento interno, a correlação proposta por Colburn usada para escoamentos turbulentos não seria válida para os do tipo laminar, onde o número de Nusselt é constante $Nu = 3,66$ para o caso específico de temperatura de parede constante. A tabela 4.4 mostra os resultados obtidos das 4 simulações realizadas conforme metodologia explicada anteriormente.

Tabela 4.4 – Resultados do escoamento laminar para $L = 1,5m$, $T_{f,in} = 550K$ e $T_w = 293$

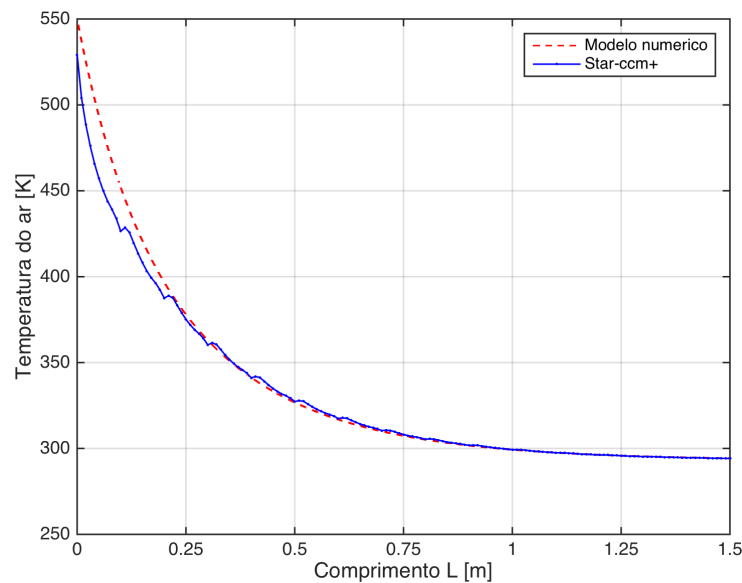
G	$T_{f,out}$	dT_{lm}	T_{ref}	h_{ch}	$C_{p,f}$	k_f	ν_f
kg/m^2s	K	K	K	W/m^3K	J/kgK	W/mK	kg/ms
0,0100	293,03	-28,38	321,38	2,230	1007,0	0,0282	1,97e-05
0,0125	293,16	-34,89	327,89	2,266	1007,4	0,0287	2,00e-05
0,0150	293,51	-41,19	334,19	2,301	1007,8	0,0291	2,03e-05
0,0175	294,15	-47,26	340,26	2,335	1008,2	0,0296	2,05e-05

Logo, na tabela a seguir estão calculados os números adimensionais de Reynolds e Nusselt:

Tabela 4.5 – Resultados de Nusselt para escoamento laminar

G	Nusselt	Reynolds
kg/m^2s	Re	Nu
0,0100	75	3,357
0,0125	92	3,358
0,0150	109	3,358
0,0175	125	3,359

Desta forma, vemos que o valor de Nusselt é praticamente constante nas 4 simulações em torno ao valor $Nu = 3,36$. Se aplicamos este valor de Nu ao modelo numérico, temos o gráfico representado na figura 4.5. Desta vez, definimos a temperatura de entrada do fluido $T_{f,in} = 550K$ enquanto que a temperatura de parede foi definida $T_w = 293K$. Da mesma maneira que no escoamento turbulento, a curva do modelo numérico exibe uma boa concordância com o resultado em CFD e, novamente é possível apreciar discordância da temperatura no início do canal, o que podemos associar aos efeitos da zona de desenvolvimento.

Figura 4.5 – Temperatura do fluido para $G = 0,0175kg/m^2s$

Como outra forma de distinguir os tipos de escoamentos simulados, a equação de Hagen-Poiseuille (WHITE, 2016) resulta útil pois ela estabelece uma relação entre a velocidade média do fluido u e a perda de carga ao longo do tubo da seguinte forma:

$$\begin{aligned} \Delta p &\propto u && \text{para escoamento laminar} \\ \Delta p &\propto u^{1,75} && \text{para escoamento turbulento} \end{aligned} \quad (4.3)$$

Isto é, a queda de pressão para escoamento laminar é do tipo linear enquanto que num escoamento turbulento é do tipo exponencial com expoente 1,75. Logo, representando

graficamente os valores de perda de pressão obtidos do Star-ccm+ e a velocidade média, temos o gráfico representado na seguinte figura:

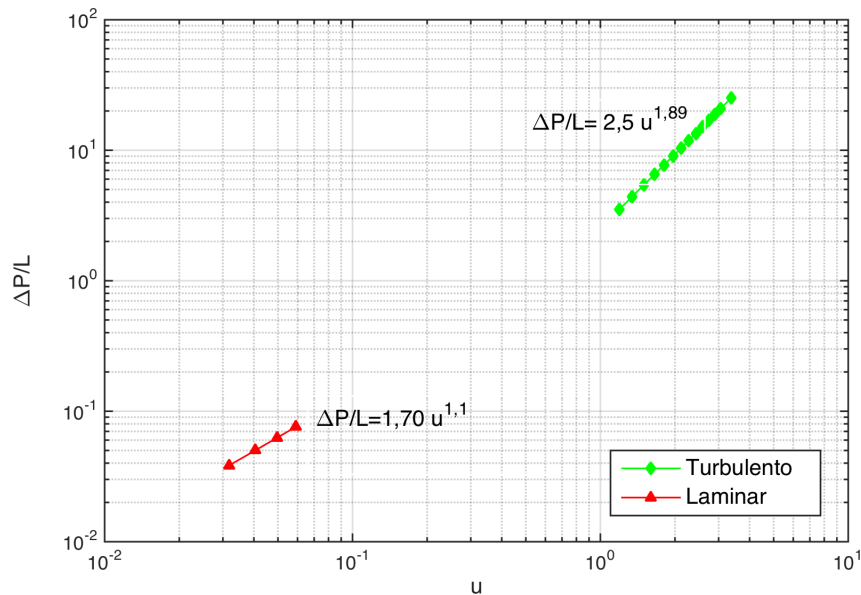
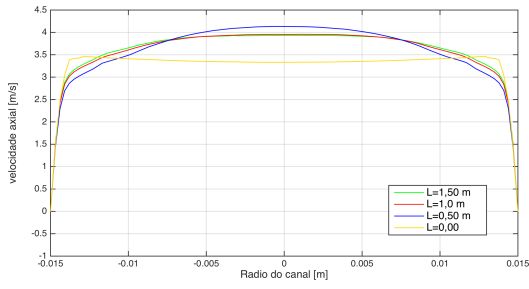


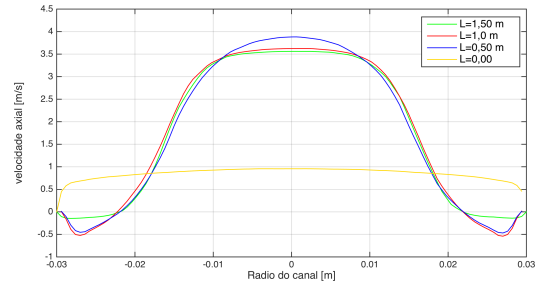
Figura 4.6 – Relação entre a perda de carga unitária e a velocidade média para $L = 1,50m$

Na figura é possível apreciar os dois grupos de fluxos simulados, um com comportamento do tipo laminar e o outro turbulento. No mesmo gráfico, estão as equações que resultam das regressões, concluindo que o grupo de fluxos laminares apresentaram uma pendente de 1,10, enquanto que as turbulentas o valor do expoente é de 1,89. Desta forma, é possível confirmar que a faixa de fluxo mássico $G = 0,20 - 0,55kg/m^2s$ pode ser considerada como escoamentos turbulentos.

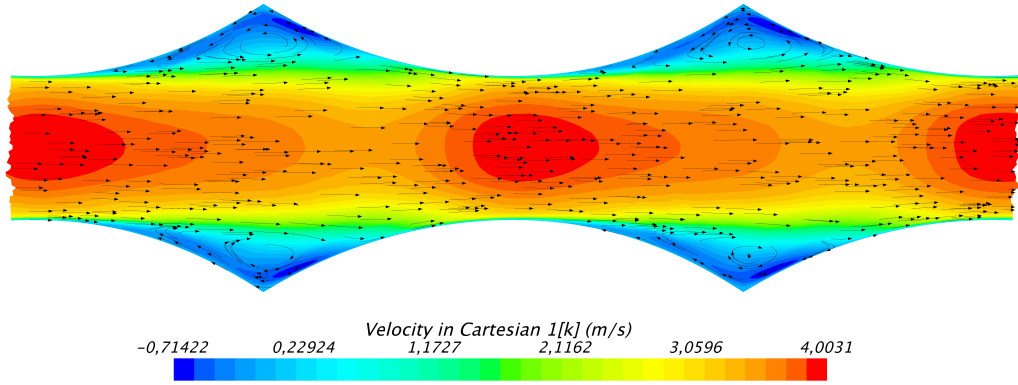
Mais em detalhe, nas figuras 4.7 e 4.8 temos o perfil de velocidades e as linhas de corrente para os fluxos $G = 0,225$ e $G = 0,55kg/m^2s$. Os perfis de velocidades correspondem a quatro locações distintas ao longo do canal, de igual diâmetro, desta forma os perfis representados na figura 4.7-a correspondem a diversas seções com o diâmetro $d = 30mm$, definido como o diâmetro menor, enquanto que a figura 4.7-b representa os perfis para o diâmetro maior $d = 60mm$.



(a) diâmetro $d = 0,03m$

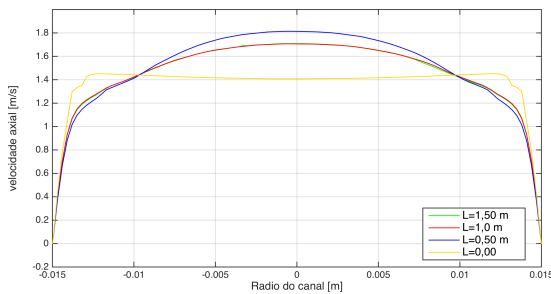


(b) diâmetro $d = 0,06m$

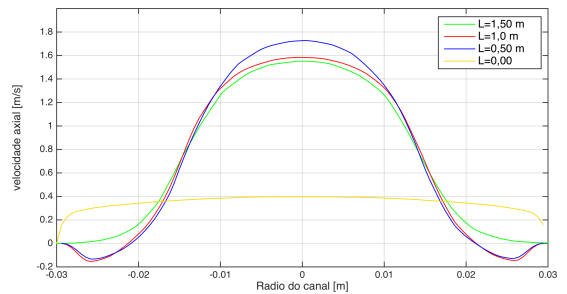


(c) linhas de corrente

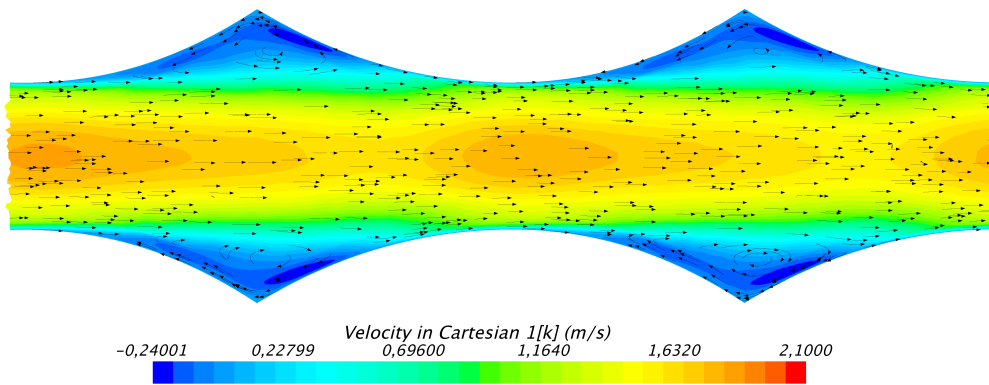
Figura 4.7 – Perfil de velocidades e linhas de corrente para $G = 0,550kg/m^2s$



(a) diâmetro $d = 0,03m$



(b) diâmetro $d = 0,06m$



(c) linhas de corrente

Figura 4.8 – Perfil de velocidades e linhas de corrente para $G = 0,225kg/m^2s$ ao longo do canal

Tanto para o fluxo de $0,225\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$ como o de $0,550\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$, os perfis de velocidades para o diâmetro $d = 30\text{mm}$ apresentam a forma típica de escoamento turbulento, nelas se pode apreciar nas zonas adjacentes às paredes, uma linha reta quase vertical, correspondente à subcamada laminar, e depois uma curva achatada, revelando a imposição das forças dinâmicas. Para o caso dos perfis de velocidades no diâmetro $d = 60\text{mm}$, a figura é um pouco mais complexa, já que o perfil parece não apresentar a forma achatada correspondente a um escoamento turbulento, apresentando nas zonas adjacentes às paredes velocidades negativas, o que no gráfico de linhas de corrente se aprecia como vórtices de recirculação. Este perfil de velocidade é coerente com os resultados obtidos por Mahmud, Islam e Feroz (2003) e Nishimura et al. (2003), onde este último adjudica esta forma de parábola aos vórtices formados na seção de diâmetro maior.

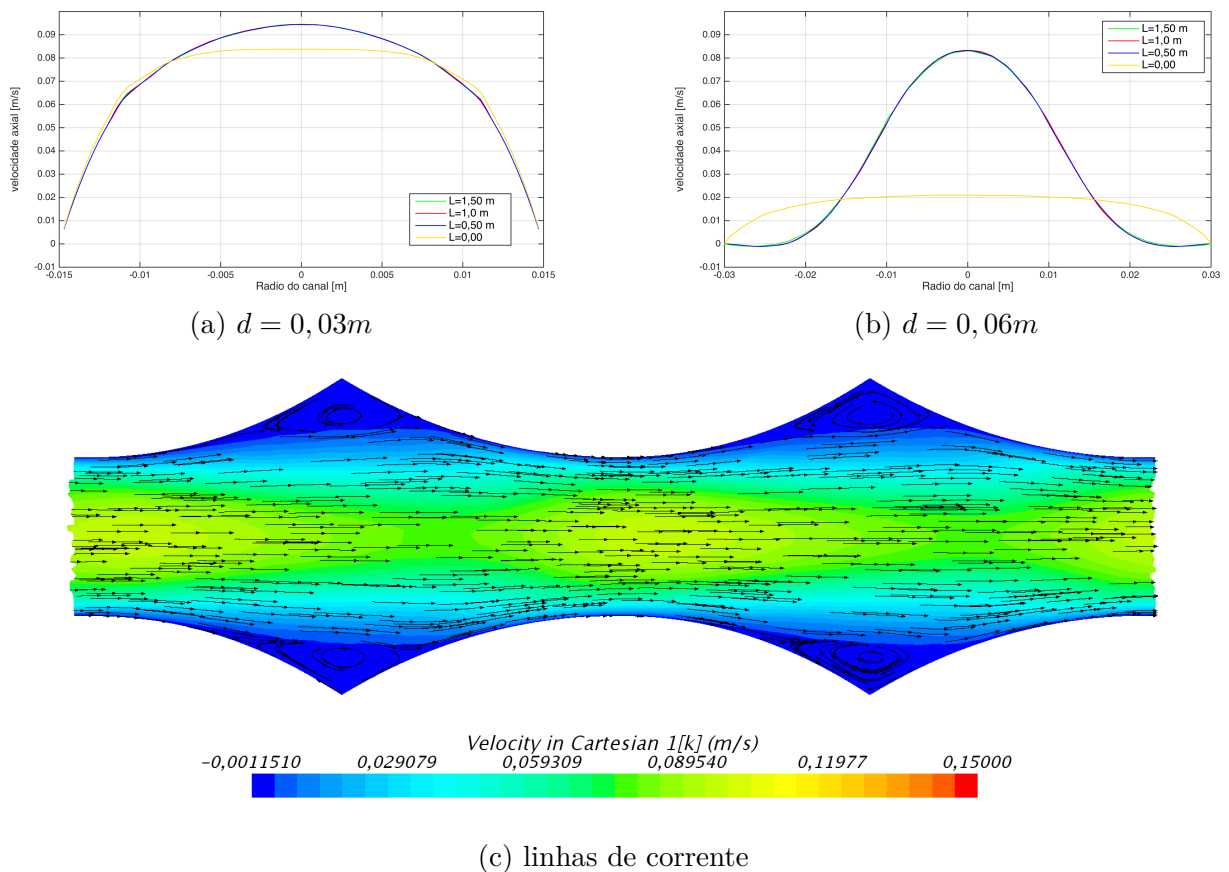


Figura 4.9 – Perfil de velocidades e linhas de corrente para $G = 0,0100\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$

Por outro lado, no escoamento laminar representado na figura 4.9 para o fluxo $G = 0,01\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$, a velocidade negativa nos extremos é praticamente zero e o vórtice é menor que no escoamento turbulento. A presença destes vórtices para um escoamento laminar também foi reportada por Nishimura et al. (2003) e por (RUSS; BEER, 1997b), este último no seu trabalho fez um análise em detalhe desta estrutura tanto para regime turbulento como laminar, relacionando-a com a transferência de calor convectiva. Finalmente, a figura 4.10 corresponde aos perfis de velocidade reportados por Nishimura et al. (2003) no

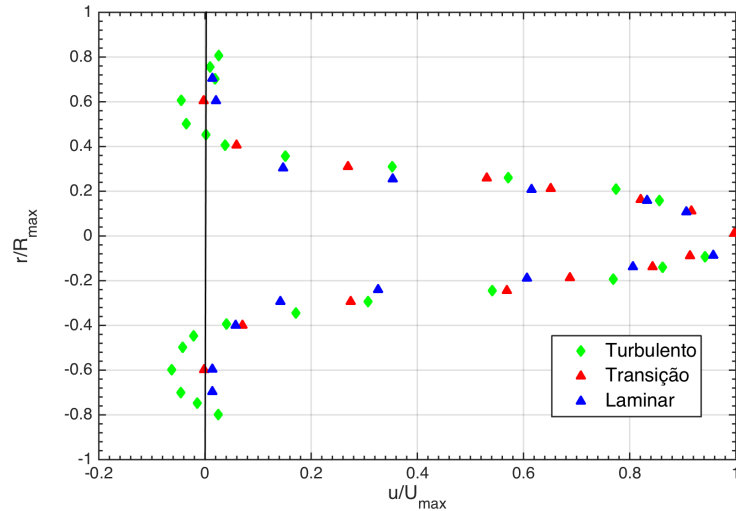


Figura 4.10 – Perfil de velocidades para distintos tipos de escoamento adaptado de Nishimura et al. (2003)

seu trabalho experimental; estes perfis foram realizados na seção de maior diâmetro da tubulação, as velocidades estão normalizadas e correspondem aos valores médios. Esta figura mostra que não houve diferença nos perfis obtidos em regime turbulento e laminar, distinguindo entre eles através de uma linha transversal situada na velocidade zero .

4.4 Fator de atrito

Uma das características importantes que caracterizam um escoamento é o fator de atrito; com ele é possível definir a energia necessária para que o fluido possa escoar através, neste caso, de um meio poroso. Estabelecendo uma relação entre o fator de atrito e o número de Reynolds, é possível poder calcular a perda de carga e, desta forma, quantificar a energia que o ventilador deve transferir ao fluido para que este possa escoar na vazão e pressão desejada. O fator de atrito de Darcy f está definido pela equação de Darcy-Weisbach, que em função da perda de pressão pode-se escrever como:

$$f = \frac{2 \cdot \Delta P \cdot d}{L \cdot \rho_f \cdot u^2} \quad (4.4)$$

Esta definição corresponde a um tubo cilíndrico de diâmetro d que escoar numa velocidade média u e que no comprimento L apresenta uma perda de pressão ΔP . Este fator de atrito tem sido empiricamente relacionado à rugosidade superficial da parede e ao número de Reynolds tanto para escoamento laminar como turbulento. As equações geralmente aceitas (WHITE, 2016) para os dois tipos de escoamento são:

Para escoamento laminar:

$$f = \frac{64}{Re} \quad \text{Eq. de Poiseuille} \quad (4.5)$$

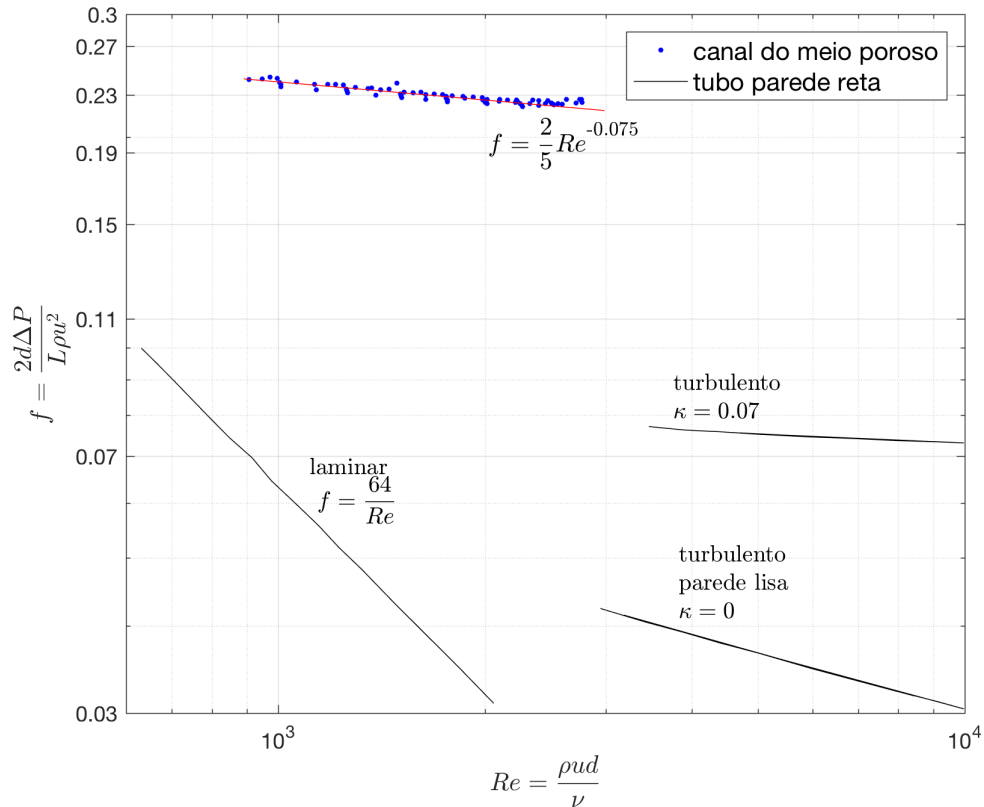


Figura 4.11 – Fator de atrito obtido comparado com tubos de parede reta

Para escoamento turbulento:

$$\frac{1}{f^{(1/2)}} = -2 \log \left(\frac{\kappa/d}{3,7} + \frac{2,51}{Re \cdot f^{(1/2)}} \right) \quad \text{Eq. de Colebrook} \quad (4.6)$$

Ambas equações estão combinadas no diagrama de Moody (WHITE, 2016), no qual possibilita calcular o fator de atrito de um tubo circular em função do número de Reynolds e a rugosidade κ . Logo, mediante a equação 4.4, a diferença de pressão para um comprimento específico L pode ser determinada.

Desta forma, tomando em conta as diversas simulações feitas, é possível realizar o cálculo inverso ao descrito, com as diferenças de pressão obtidas é possível estabelecer uma relação entre o fator de atrito e o número de Reynolds específico para a configuração em estudo, tomando em conta também que a parede usada no canal foi definida como parece lisa, o que implica que a rugosidade é zero.

Desta maneira, a figura 4.11, mostra o diagrama de dispersão para o fator de atrito em função do número de Reynolds. Os pontos representados correspondem a diferentes valores do fator de atrito calculados conforme a diferença de pressão obtida do Star-ccm+ e da equação 4.4. Também estão representadas, a modo comparativo, as equações 4.5 e 4.6 tanto para o escoamento laminar como o turbulento. Assim, na figura, é possível ver um padrão claro dos pontos formando uma reta que responde à lei de potência indicada no mesmo gráfico. Esta equação é similar ao proposto por Mahmud, Islam e Feroz (2003).

Conforme reportado, o fator de atrito também resultou maior que o correspondente para um tubo de parede reta. Também, da mesma forma que a figura 4.11, a pente do fator calculado parece ser mais representativa para um escoamento turbulento que para um de caráter laminar. Este incremento no fator de atrito também foi reportado por Wang e Chen (2002), quem adjudica o aumento na queda de pressão ao esforço de cisalhamento da parede nas seções onde o diâmetro diminui até o valor mínimo. Desta maneira, tal como representado na figura 4.11, considerando todos os dados obtidos dos escoamentos turbulentos, é possível propor a seguinte relação do fator de atrito para a configuração em estudo.

$$f = \frac{2}{5} Re^{-0,075} \quad (4.7)$$

4.5 Simulação CFD transiente e modelo simplificado

A simulação transiente foi realizada para apenas um ciclo de carga térmica com comprimento $L = 1,5m$, temperatura iniciais de ambas fases de $300K$ e um fluxo constante G de $0,225kg/m^2s$. O resto dos parâmetros operacionais se mantiveram constantes conforme a tabela 3.2. Como na simulação transiente, as equações RANS são resolvidas considerando uma variação dos valores médios no tempo, além da discretização espacial definida através da malha numérica, é necessário discretizar também a variável temporal t .

A discretização temporal depende das características dos escoamentos a serem estudados. Na simulação transiente as equações são resolvidas para cada passo temporal, uma vez que a convergência definida é obtida, é possível avançar para o seguinte passo de tempo. O fato que o número de iterações internas decresça na medida que se avança no passo temporal é um bom indício que o passo escolhido é suficientemente pequeno (ANDERSSON, 2012).

Da mesma forma que no modelo matemático, o número de Courant (Courant-Friedrichs-Lewy, CFL) é uma condição necessária para resolver a convergência das equações diferenciais. Em termos simples, a condição de Courant define, para uma malha dada, o espaçamento temporal requerido para obter a convergência. A regra geral é que o espaçamento temporal deve ser menor que o tempo que demora o fluido em passar por uma célula da malha (ANDERSSON, 2012). Para um caso unidimensional, a condição de Courant pode-se expressar como:

$$CFL = u \frac{\Delta t}{\Delta x} \quad (4.8)$$

onde $CFL \leq 1$ é um requerimento para sistemas explícitos e $CFL \leq 5$ ou maior para sistemas completamente implícitos. Como tanto a velocidade do escoamento como as dimensões da malha numérica variam localmente em função da geometria do domínio, é possível obter tantos números de Courant locais como células e, em todas elas se

deve respeitar esta condição. Desta forma, dada a malha já definida para as simulações estacionárias, o passo temporal foi definido como $dt = 10^{-4}s$, tendo em conta que nas zonas de diâmetro menor onde a velocidade se incrementa, a condição de Courant seja cumprida. A verificação deste observância está na figura 4.12, onde se aprecia a simples vista que a maioria dos valores estão abaixo de 0,4, sendo que o máximo reportado pelo Star-ccm+ é 0,675.

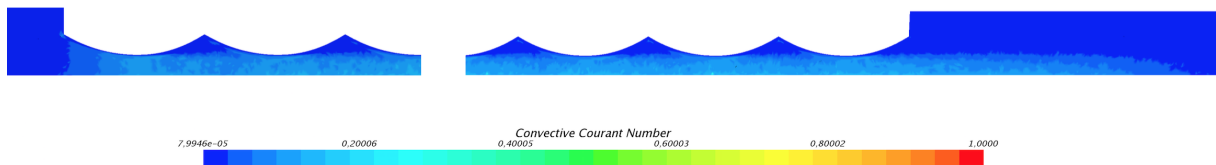


Figura 4.12 – Número de Courant local durante a simulação transiente

Cabe assinalar que conforme o fluxo e temperatura era constante, a variável de velocidade (magnitude) dentro do canal também convergiu localmente em torno a valores constantes já nos primeiros segundos físicos da simulação. Depois, estes valores apresentaram variações imperceptíveis na escala de tempo da simulação, desta forma a condição de Courant definida pelo espaço de tempo indicado não sofreu alterações, sendo a figura acima descrita válida para todo o transcurso da simulação.

Como critério de convergência de cada iteração interna, foi estabelecido que os resíduos mínimos de continuidade, energia e energia turbulenta cinética fossem igual ou menores que 10^{-6} em forma conjunta. Também ficou estabelecido um número máximo de 40 iterações internas. De esta forma, cumprindo estas condições, a simulação podia avançar no próximo passo de tempo.

A figura 4.13 apresenta a evolução da temperatura do fluido na saída do canal, em função do tempo de carga térmica; nela se aprecia que existe uma boa concordância nas temperaturas da simulação com as obtidas no modelo numérico apresentando estabilidade na relação entre temperaturas no recorrer do tempo. A temperatura de saída do fluido é uma das variáveis mais importantes no estudo de um sistema de armazenamento de energia, dado que com esse valor é possível definir o fluxo de vapor que a caldeira recuperadora pode gerar e, em consequência, a potência elétrica final.

A figura 4.14 corresponde ao perfil de temperatura tanto do fluido como do sólido no tempo $t = 4500s$ de carga. A diferença entre as curvas de temperatura do fluido do modelo e da simulação é similar à diferença das simulações estacionárias, onde também é possível observar a diferença na entrada no canal e a convergência de ambas na saída deste.

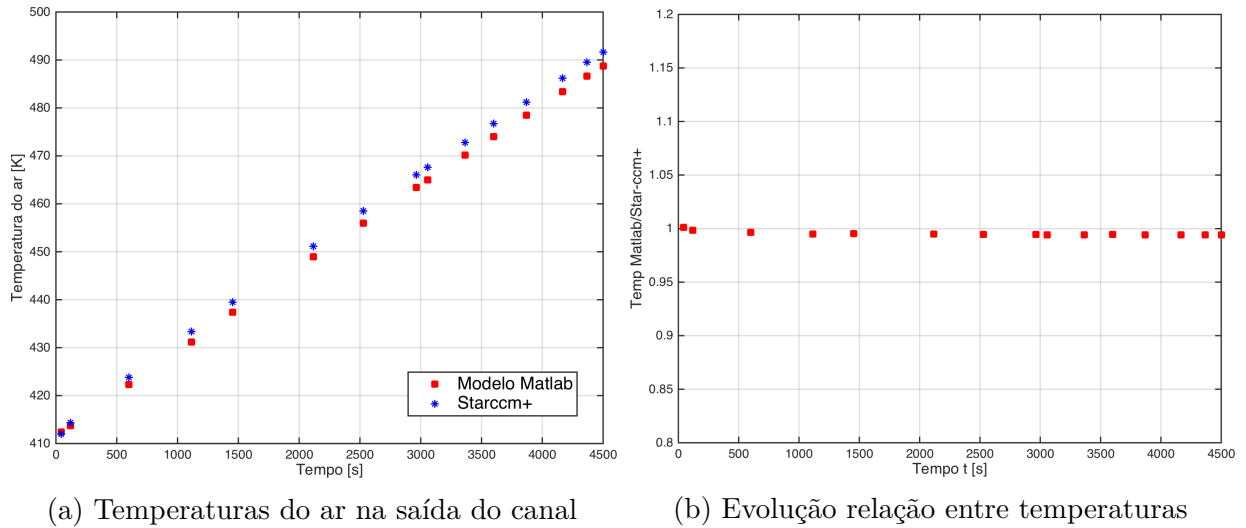


Figura 4.13 – Resultados das temperaturas do fluido do modelo numérico e Starccm+ em função do tempo de simulação.

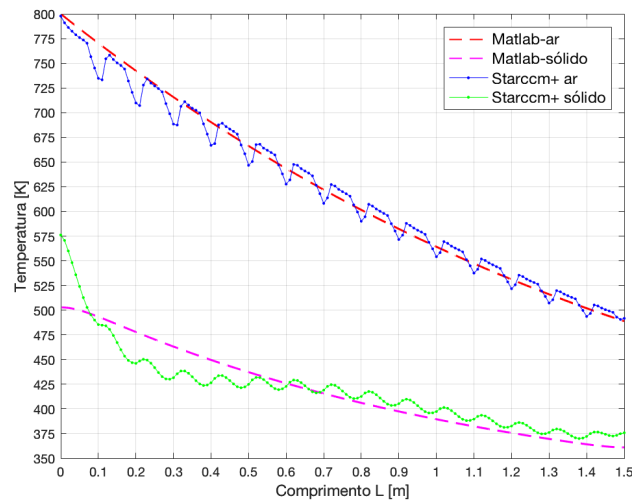


Figura 4.14 – Perfil de temperaturas depois de 4500 s de carga térmica

Já para o sólido, as diferenças são maiores, a curva obtida do Star-ccm+ apresenta uma trajetória sinusoidal, onde os pontos altos de temperatura correspondem à região ao jusante dos diâmetros maiores, precisamente onde o fluxo começa a ser direcionado para a seção de menor diâmetro, e se separa para que uma fracção forme o vórtice de recirculação. Desta forma, a geometria do canal tem uma importante influência na transferência de calor, especificamente no trecho inicial do canal onde as diferenças de temperaturas são maiores.

A figura 4.15, extraída do Star-ccm+, ilustra mais claramente o fenômeno anteriormente descrito na transferência de calor e distribuição de temperatura no sólido. Esta figura corresponde às temperaturas num plano diagonal às paredes do domínio da figura 3.9 que vai da esquina onde está o sólido até a esquina que representa o centro do canal.

Este plano corta a seção maior do sólido, onde tanto na entrada, como a saída do canal, a área livre é menor. Este perfil do sólido mais largo gera vorticidade na saída do fluido tal como se aprecia na figura 4.15c, o que explicaria o aumento da temperatura do sólido nessa região. Este efeito não é observado no plano paralelo das simulações estacionárias onde o perfil do sólido apresenta uma seção menor.

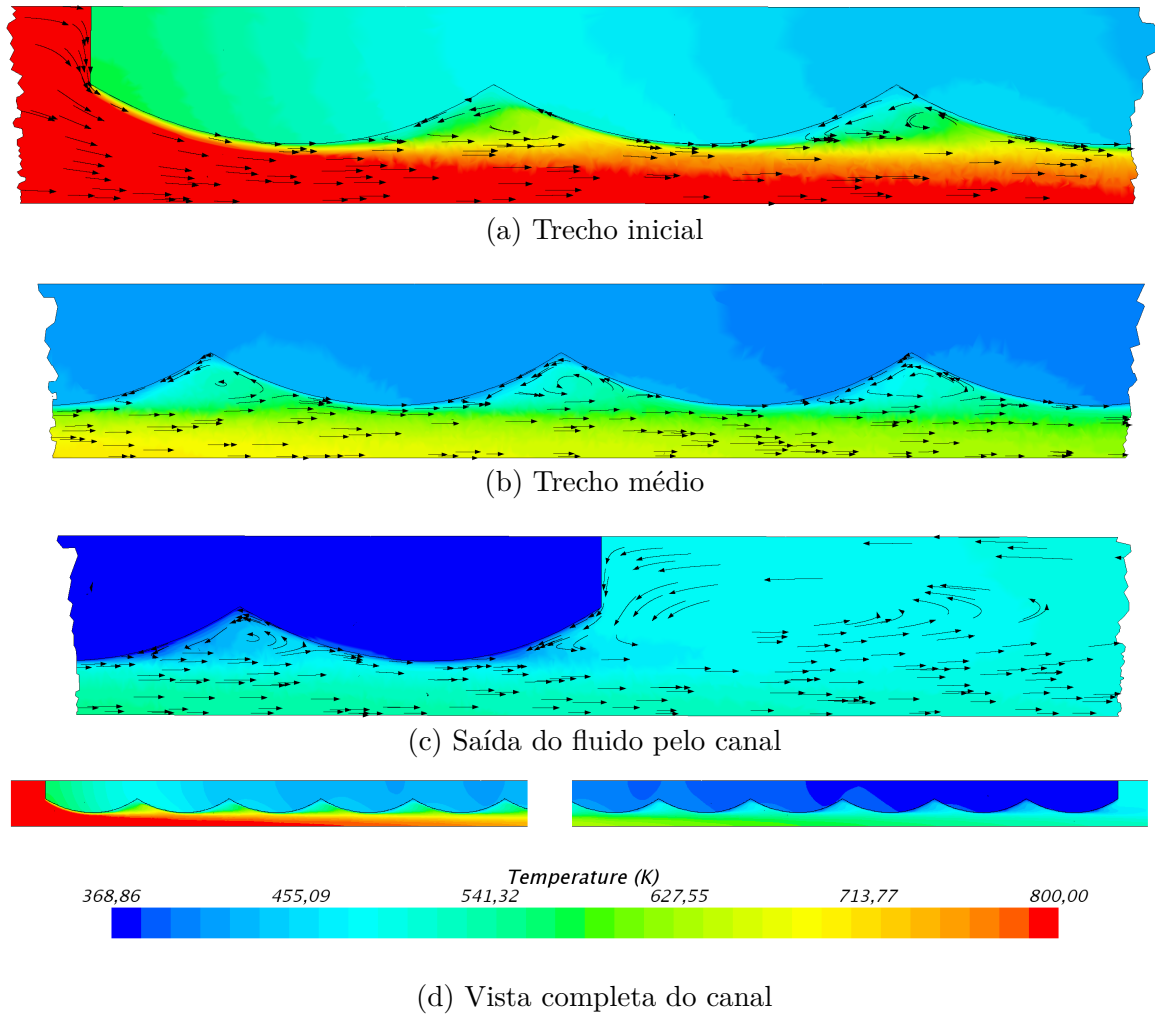


Figura 4.15 – Temperaturas e linhas de corrente

Em relação à energia armazenada pelo sólido, esta está definida pela diferença entre sua energia no início do ciclo ($t = 0$) com temperatura constante $T_{s,x}^{t=0} = 300K$ e a energia no fim do ciclo, onde apresenta a curva de temperatura representada na figura 4.14. A energia interna do sólido estará dada pela seguinte equação,

$$E = \int_0^L \rho_s C_s A(x) (T_{s,x}^{final} - T_{s,x}^{t=0}) dx \quad (4.9)$$

Onde $A(x)$ corresponde a área transversal do sólido e $T_{s,x}^{final}$ a temperatura no final do tempo do ciclo, ambas dependente da variável de comprimento x . Conforme definido anteriormente, a densidade ρ_s e o calor específico C_s foram definidas como constantes, de

esta forma a equação anterior fica definida como:

$$E = \rho_s C_s \int_0^L A(x) (T_{s,x}^{final} - T_{s,x}^{t=0}) dx \quad (4.10)$$

No modelo matemático esta integral foi discretizada da seguinte forma:

$$E = \rho_s C_s \sum_1^{nx} (T_{s,nx}^{final} - T_{s,nx}^{t=0}) \frac{V_s}{nx} \quad (4.11)$$

onde nx corresponde ao espaçamento dado na direção do comprimento x e V_s corresponde ao volume total da matriz multiplicado pela fracção não porosa $(1 - \varepsilon)$.

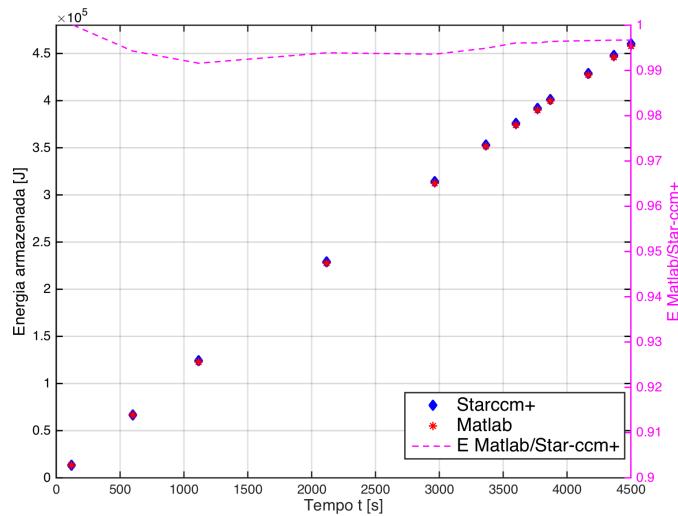


Figura 4.16 – Energia armazenada pelo sólido

A figura 4.16 representa uma comparação do cálculo de energia armazenada no sólido entre Star-ccm+ e o modelo em Matlab em função do tempo, nela a energia calculada pelo modelo matemático foi menor em apenas 1% à calculada pela simulação, a relação de proporção entre elas está representada pela linha magenta na figura.

Desta forma, temos que o modelo matemático é um bom modelo preditivo para a temperatura do fluido, especialmente na saída da matriz, e também para determinar a energia armazenada pelo sólido. As diferenças no perfil de temperatura do sólido devem ser analisadas com mais detalhe. Esta diferença pode levar a que no processo de descarga térmica, onde o fluxo é invertido, os valores de temperatura difiram mais do tolerável, comprometendo assim a eficácia do modelo na modelagem dos ciclos de carga e descarga.

4.6 Operações do ciclo térmico

A operação de carga térmica consiste em que um fluido a alta temperatura passa pela matriz porosa transferindo calor a ela. Como resultado, na saída, o fluido possui uma temperatura menor a que tinha na entrada. No processo de descarga térmica, o sentido do

fluxo é invertido e sua temperatura é menor a do sólido, assim no seu passo pela matriz sua temperatura se eleva recuperando o calor armazenado no processo anterior. Este ciclo de carga e descarga térmica leva consigo vários indicadores de eficiência do sistema. Mediante estes indicadores é possível avaliar diversos parâmetros de operação conforme os resultados de desempenho. Neste trabalho foi avaliada a eficiência do sistema em função de dois parâmetros, o comprimento e o fluxo mássico. Também foram distinguidas duas situações, o ciclo de carga e descarga na etapa inicial e o ciclo durante a operação contínua.

Para a avaliação do desempenho, devem ser determinadas a energia de entrada durante a carga, a energia armazenada no final do ciclo de carga e a energia recuperada pelo fluido no processo de descarga térmica.

A energia armazenada corresponde à equação 4.9 definida no ponto anterior, esta equação também pode ser escrita numa forma mais geral:

$$E_{armazenada} = \rho_s C_s \sum_{x=1}^{nx} (T_{s,x}^t - T_{s,x}^{ref}) A_s dx \quad (4.12)$$

Sendo dx o espaçamento ao longo do comprimento L , A_s a área transversal do sólido e $nx = L/dx$ o número de espaçamento definidos no comprimento L . A temperatura $T_{s,x}^{ref}$ corresponde a temperatura do sólido num tempo $t = ref$ de referencia, isto é ao iniciar o processo de carga. Especificamente para o ciclo inicial, a temperatura de referência será $T_{s,x}^{ref} = T_s^{t=0}$ constante, mas para os ciclos de carga e descarga contínua, $T_{s,x}^{ref}$ será a temperatura do sólido ao final do ciclo de descarga prévia. Desta forma estamos avaliando a mudança de energia interna do sólido no processo de carga.

A energia de entrada durante a carga está definida pela energia contida no fluxo de entrada no processo de carga considerando sempre a temperatura de referencia T_f^{ref} , que seria a temperatura do fluido antes de entrar na matriz. De esta forma temos:

$$E_{entrada} = AG \int_0^{t_{carga}} C_{am} (T_{f,x=0}^t - T_f^{ref}) dt \quad (4.13)$$

onde A é a área transversal da matriz e G o fluxo mássico, ambos constantes. O calor específico do ar $C_{a,m}$ corresponde ao valor médio entre a temperatura de entrada em $x=0$ $T_{f,x=0}$, a de referência $T_f^{ref} = 300K$ (ÇENGEL, 2003). Como a temperatura de entrada é constante durante todo o tempo de carga t_{carga} , a energia de entrada pode ser expressada como:

$$E_{entrada} = AG C_{am} (T_{f,x=0} - T_f^{ref}) t_{carga} \quad (4.14)$$

No caso da energia recuperada, é a energia contida no fluido que sai da matriz porosa no processo de descarga, onde o sentido do escoamento é invertido e a temperatura de saída de fluido é dependente do tempo, pelo que a equação estará dada como:

$$E_{recuperada} = AG \int_0^{t_{descarga}} C_{am} (T_{f,x=0} - T_f^{ref}) dt \quad (4.15)$$

em que o calor específico $C_{a,m}$ será a média entre a temperatura de saída $T_{f,x=0}$ e a de referência T_f^{ref} . Discretizando a integral para sua implementação no modelo, obtemos,

$$E_{recuperada} = AG \sum_{t=1}^{nt} C_{am}(t)(T_{f,x=0}^t - T_f^{ref})dt \quad (4.16)$$

onde dt representa o espaçamento temporal e $nt = t_{descarga}/dt$ corresponde ao número de passos no tempo, definido pelo tempo total de descarga $t_{descarga}$ dividido pelo espaçamento.

Finalmente, outra energia a ser considerada é a energia usada pelos ventiladores para manter o fluxo constante através da matriz porosa. Esta energia está definida como,

$$E_{vent} = \int_0^{t_{total}} \frac{AG}{\rho_f(T_f)} \Delta P dt \quad (4.17)$$

A densidade ρ_f depende da temperatura de entrada do fluido na matriz, esta temperatura é constante, mas também é distinta em cada processo, na carga está definida como $T_{f,x=0}$, enquanto que na descarga onde o sentido de fluxo é invertido é $T_{f,x=L}$, desta forma teremos:

$$E_{v,carga} = \frac{A \cdot G}{\rho_f(T_{f,0})} \cdot \Delta P \cdot t_{total} \quad (4.18)$$

$$E_{v,descarga} = \frac{A \cdot G}{\rho_f(T_{f,L})} \cdot \Delta P \cdot t_{total} \quad (4.19)$$

A diferença de pressão ΔP se pode determinar conforme indicado no ponto 4.4 anterior referente ao fator de atrito.

Com as energias já quantificadas, é possível definir as eficiências que definem o desempenho térmico da matriz. A eficiência de carga está definida pela relação entre a energia armazenada na matriz e as energias de entrada e do ventilador, representando a fração de energia que efetivamente foi traspassada ao sólido.

$$\eta_{carga} = \frac{E_{armazenada}}{E_{entrada} + E_{v,carga}} \quad (4.20)$$

Da mesma forma, a eficiência da descarga estará dada pela relação de energia recuperada e as energias armazenadas e a usada pelo ventilador.

$$\eta_{descarga} = \frac{E_{recuperada}}{E_{armazenada} + E_{v,descarga}} \quad (4.21)$$

Finalmente, a eficiência global estará dada pela fração determinada pela energia recuperada e a energia total usada no ciclo completo, isto é, a energia de entrada mais a dos ventiladores usados na carga e descarga térmica.

$$\eta_{global} = \frac{E_{recuperada}}{E_{entrada} + E_{v,carga} + E_{v,descarga}} \quad (4.22)$$

Outro indicador usado para a avaliação do desempenho é a relação de capacidade, definida pela relação entre a energia armazenada e a máxima energia que pode ser armazenada na matriz, o que acontece quando todo o volume do sólido encontra-se a uma temperatura igual à da entrada do fluido na matriz.

$$\sigma = \frac{E_{armazenada}}{E_{máxima}} \quad (4.23)$$

Para o caso do ciclo de carga e descarga inicial, foi definido um tempo total $t_{carga} = t_{descarga} = 6h$; a temperatura de entrada na carga foi definida como $T_{f,x=0} = 800K$ constante, enquanto que na descarga térmica, onde o fluxo escoo no sentido contrario, a temperatura de entrada $x = L$ fica definida como $T_{f,x=L} = 300K$, também constante. Como condição inicial do ciclo ambas fases encontram-se à temperatura uniforme de referência $T_f^{ref} = T_s^{ref} = 300K$.

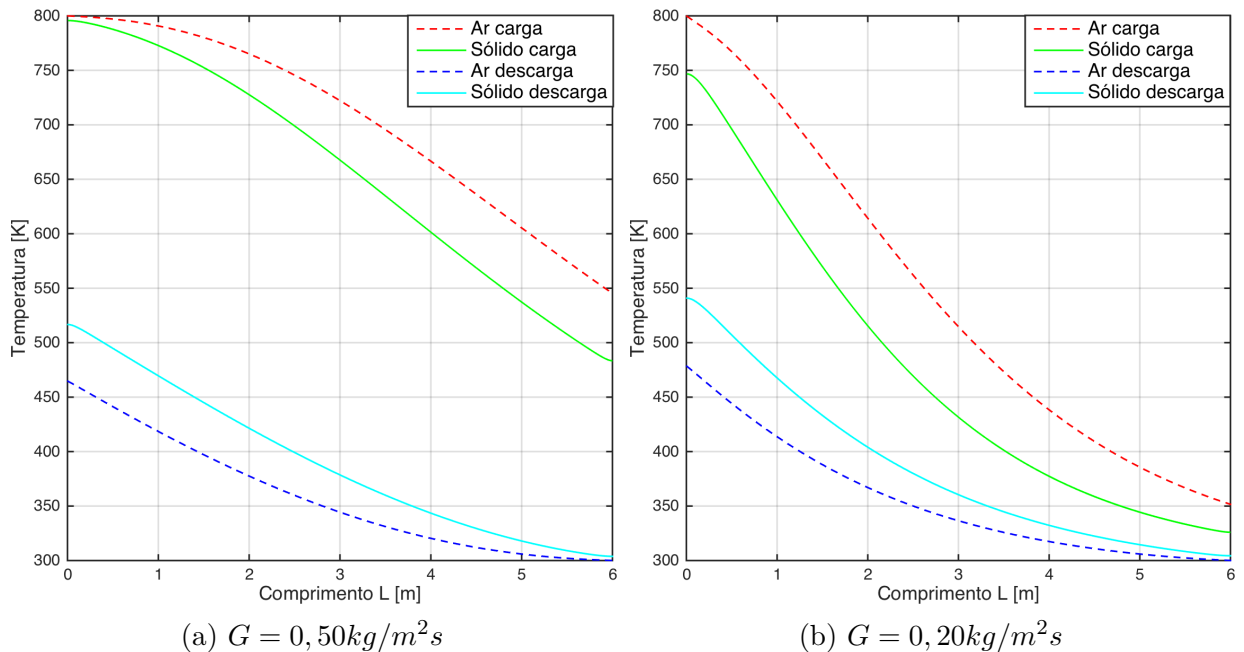


Figura 4.17 – Curvas de temperaturas para ciclo inicial de carga e descarga.

A figura 4.17 mostra as curvas de temperatura ao longo da matriz no fim dos ciclos de carga e descarga para um comprimento $L = 6,0m$ e $G = 0,5kg/m^2s$ da figura 4.17a e $G = 0,2kg/m^2s$ da figura 4.17b. A curva do fluido no fim do processo de carga mostra uma temperatura de saída do fluido sobre os 600 K para $G = 0,5kg/m^2s$, esta temperatura é

consideravelmente maior que a temperatura inicial de referência de 300K e também por sobre a temperatura do sólido nesse ponto. Esta diferença indica que uma parte da energia não está sendo transferida ao sólido, o que evidencia algum grau de ineficiência. Para $G = 0,2\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$, como o fluxo é menor e conseqüentemente o escoamento tem velocidade menor, vemos que, no final das 6 horas de carga, a temperatura de saída do ar apenas sobrepassa os 50K de diferença com a temperatura de referência, o que significa uma boa eficiência no processo de carga devido ao maior tempo de permanência do fluido na matriz.

Se repararmos nas formas das curvas vemos que a 4.17b apresenta uma maior pendente entre a entrada e saída da matriz. Cascetta et al. (2015) assinala que os sistemas mais eficientes se caracterizam por uma forte gradiente de temperatura entre a parte mais quente e a mais fria, com uma temperatura de saída do fluido quase a temperatura inicial do sólido. A mesma característica é esperável nas curvas de descarga, onde perfis de temperatura para ambas fases cujas pendentes sejam o mais verticais possíveis garantem uma boa eficiência e uma temperatura de saída do fluido constante, que é um elemento importante para seu uso em caldeiras recuperadoras de calor.

Para o caso da descarga, as curvas para ambos fluxos apresentam temperaturas nos extremos similares, sendo que a da figura 4.17a apresenta uma forma reta com uma menor diferença de temperatura com o sólido mas, mesmo assim, esta diferença é de quase 100K

As diferenças de temperatura entre as fases em cada processo evidenciam que a transferência de calor não é completa. Por exemplo na carga, o calor contido no escoamento central do canal representado nas figuras de temperatura e linha de correntes 4.15 passa através da matriz sem conseguir trocar o calor com as paredes. Uma melhor transferência de calor entre as fases permitiria que o fluido perdesse mais rapidamente seu calor, igualando assim a sua temperatura com a do sólido, provocando desta maneira o gradiente forte mencionado anteriormente. Zunft et al. (2014)), nos testes realizados na usina em Jülich, especifica uma variação de apenas 60 K para o fluido na descarga.

A figura 4.18 representa o perfil de temperatura para o fluido para a carga e descarga térmica em cada hora do processo para um mesmo fluxo $G = 0,50\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$. Para a figura a) vemos como a partir da quarta hora a temperatura de saída do fluido está perto dos 450K chegando aproximadamente aos 550K no final do processo. Como anteriormente dito, estas temperaturas altas refletem certa ineficiência na carga, pois a maior parte da energia estaria saindo da matriz sem ser transferida ao sólido. Da mesma forma, na descarga em 4 horas, a temperatura do fluido cai 200 K para finalizar perto dos 475 K, o que teria efeitos negativos na qualidade do vapor gerado.

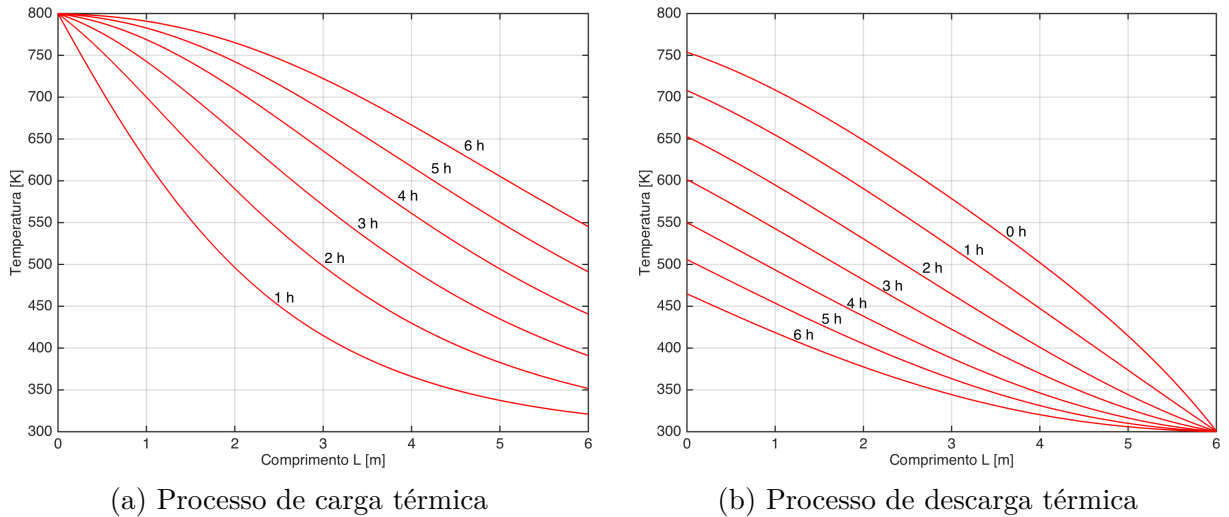


Figura 4.18 – Evolução horária da temperatura do ar na matriz para um fluxo $G = 0,50kg/m^2s$ na carga e descarga.

Estes dois casos representam exemplos pontuais de avaliação. Uma análise mais completa foi realizada onde as eficiências antes definidas foram avaliadas conforme os parâmetros operacionais escolhidos.

Desta forma, a figura 4.19-a mostra as diferentes eficiências obtidas para distintos fluxos mássicos numa matriz de comprimento $L = 3,0m$. Para o processo de carga vemos que a eficiência diminui na medida que aumenta o fluxo mássico. Como explicado anteriormente, nos fluxos maiores a fração de energia que não é transferida ao sólido é proporcionalmente maior, representando uma curva decrescente na medida que aumenta o fluxo. Esta ineficiência é a descrita na figura 4.18 anterior, que ilustra a evolução da temperatura do fluido durante o processo de carga.

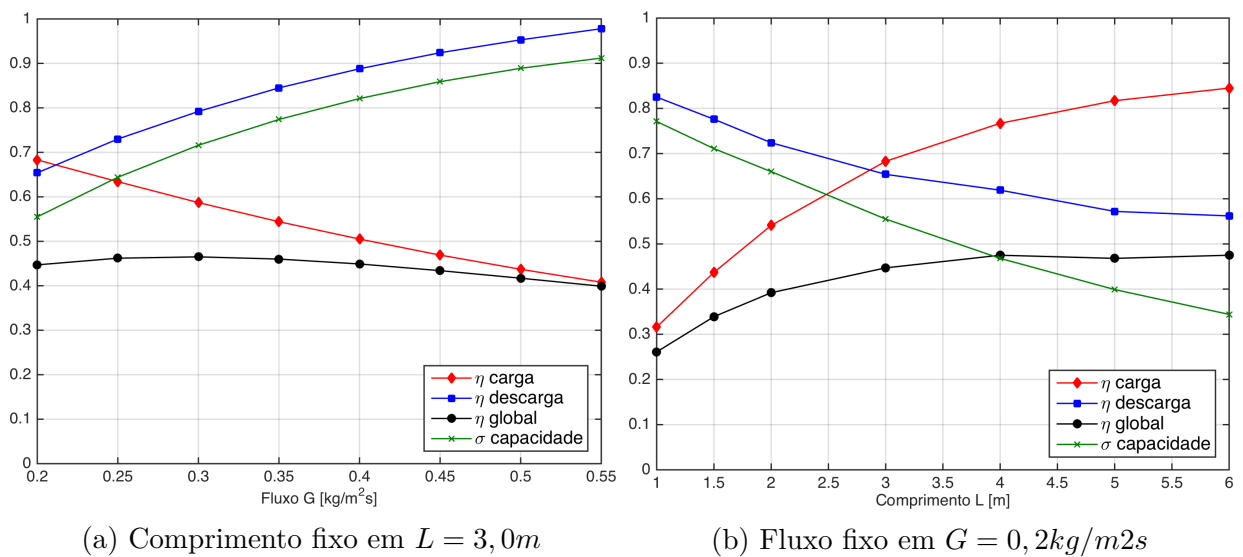


Figura 4.19 – Eficiências para ciclos iniciais de carga e descarga.

Na descarga, o efeito é inverso, a eficiência aumenta na medida que se incrementa o fluxo mássico, isto tem a ver com a energia armazenada e a temperatura final do sólido. No caso do fluxo menor, boa parte da energia é transferida ao sólido com uma alta eficiência, mas este calor não é o suficiente para aumentar a temperatura de este em forma considerável como se aprecia na figura 4.17b. Logo, na descarga, a pequena diferença de temperatura entre o sólido e o fluido faz com que o calor transferido seja também pequeno conforme a equação de Newton ($q = hA(\Delta T)$) e, em consequência, a eficiência na recuperação de energia seja menor. No outro extremo da curva de eficiência de descarga, como vemos na figura 4.17a, a temperatura do sólido é alta, isto implica que para a descarga, a diferença de temperaturas entre o fluido e o sólido é maior, aumentando assim a transferência de calor do sólido ao fluido e em consequência, a eficiência deste processo.

Na figura 4.19b, esta vez o fluxo $G = 0,2kg/m^2s$ foi mantido constante e as eficiências foram avaliadas em função do comprimento. Da mesma forma que na figura 4.19a, a eficiência no processo de carga aumenta em forma conjunta à relação L/G , e a eficiência na descarga resulta inversamente proporcional à relação L/G . Como consequência disto, a eficiência global apresenta uma curva relativamente plana, algo esperável dado que corresponde a uma ponderação das eficiências de carga e descarga. Neste caso específico, como a sensibilidade da eficiência de carga é maior para a relação L/G que a de descarga, a eficiência global do ciclo fica influenciada por esta e, embora seja relativamente plana, sobe devido ao efeito da eficiência de carga.

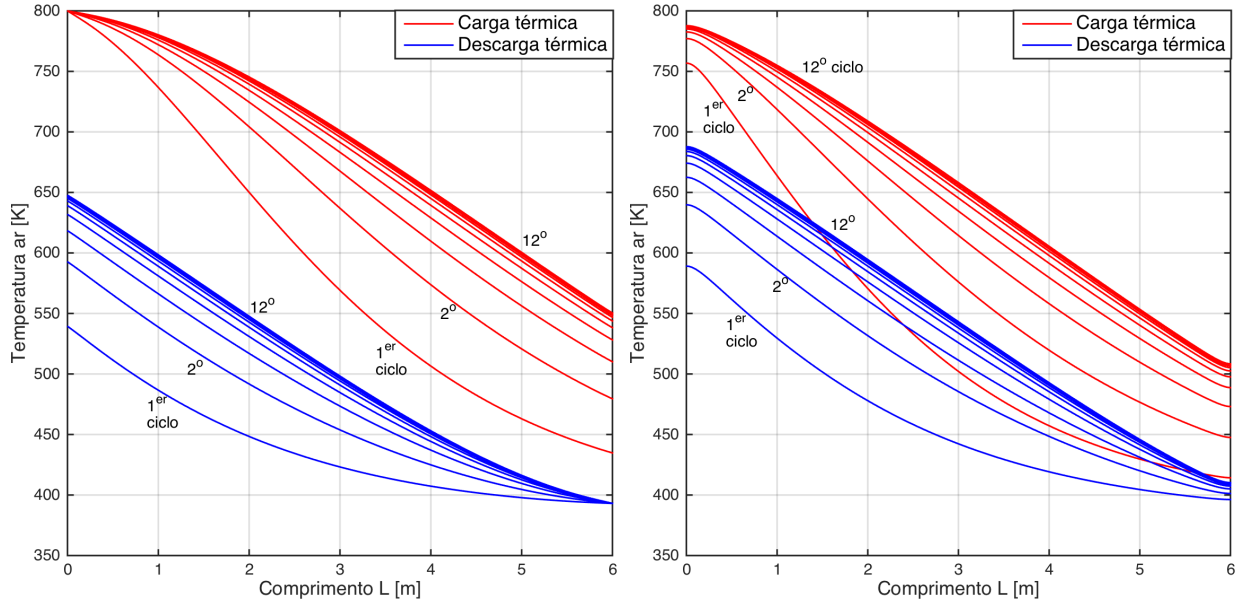
Finalmente, a taxa de capacidade térmica é um indicador que mostra a forma que está sendo usado o sólido no armazenamento; valores baixos evidenciam que boa parte do material não está sendo utilizado, valores altos indicam que sua utilização é próxima do máximo, porém este indicador deve ser avaliado em conjunto com a eficiência de carga do sistema para saber se está subdimensionado.

Cabe assinalar que a energia utilizada pelos ventiladores na descarga não é considerável, sendo menor que 0,01% o que confirma o dito inicialmente em relação a menor perda de carga de este tipo configuração em comparação aos leitos de rochas (*packed beds*).

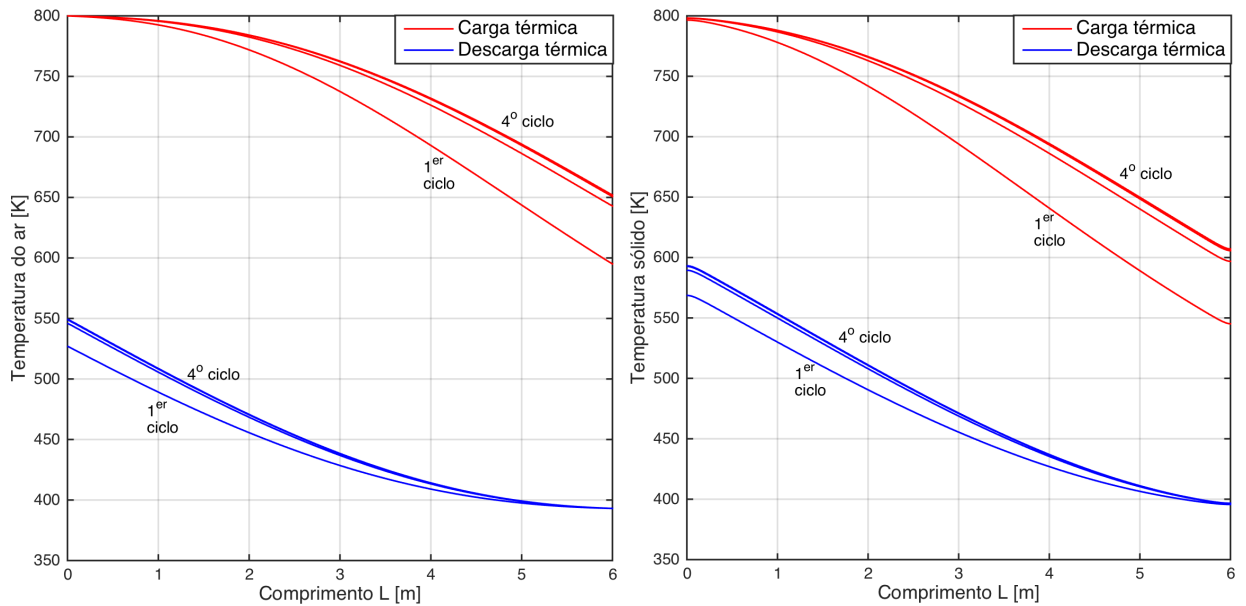
Na operação contínua, foi considerado que o fluido de entrada, no processo de descarga térmica, corresponde ao fluido que abandona o economizador da caldeira com uma temperatura de 393 K. Também foi considerado que o sólido se encontra inicialmente aos mesmos 393 K de temperatura, sendo assim a nova temperatura de referência.

A figura 4.20 representa os ciclos contínuos para o comprimento $L = 6,0m$ e fluxos de 0,2 e 0,5 kg/m^2s . Nela é possível apreciar a evolução dos perfis de temperatura no final de cada período, tanto na carga como na descarga, atingindo finalmente um ciclo estável. Como se observa, o processo de convergência está dado pelo incremento da temperatura do sólido, e devido a ineficiência na descarga, a temperatura do sólido se incrementa a

cada ciclo, determinando assim a eficiência no processo de carga até que ambos chegam no equilíbrio. Como se pode apreciar, para fluxos menores este processo requer de mais ciclos para poder atingir o equilíbrio.



(a) Temperatura final do ar para cada período carga-descarga com $G = 0,20\text{kg/m}^2\text{s}$ (b) Temperatura final do sólido para cada período carga-descarga com $G = 0,20\text{kg/m}^2\text{s}$



(c) Temperatura final do ar para cada período carga-descarga com $G = 0,50\text{kg/m}^2\text{s}$ (d) Temperatura final do sólido para cada período carga-descarga com $G = 0,50\text{kg/m}^2\text{s}$

Figura 4.20 – Curvas de temperaturas para ciclos contínuos de carga e descarga.

As eficiências na operação contínua, foram avaliadas uma vez que cada modelação atinge sua estabilidade térmica cíclica. Da mesma forma que na figura 4.19, a figura a seguir representa os casos das eficiências em função do fluxo e depois do comprimento.

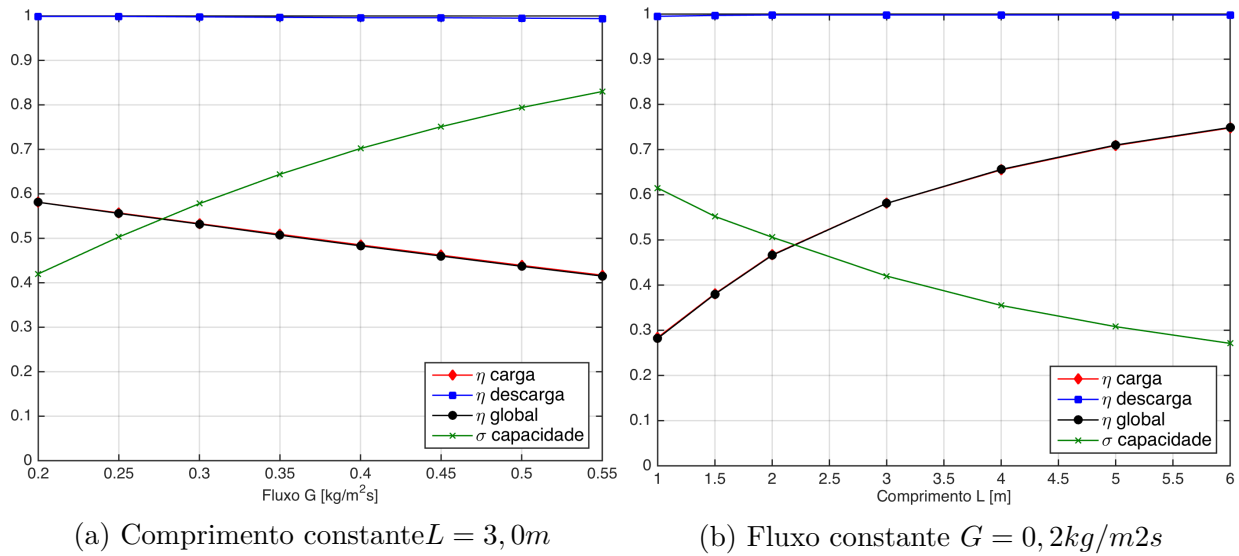


Figura 4.21 – Eficiências para ciclos em operação contínua de carga e descarga.

Na curva de eficiência de carga, se pode apreciar um leve descenso global da curva em relação ao ciclo inicial para ambas situações, onde os valores máximos de aproximadamente 0,68 e 0,85 desceram para 0,58 e 0,75 aproximadamente. Esta diminuição da eficiência na carga acontece em forma equilibrada para toda a faixa de fluxos e comprimentos. Onde houve uma diferença notável foi na eficiência na descarga, com valores muito próximos de um.

Como a eficiência de descarga está baseada na energia armazenada, em cada ciclo prévio à estabilidade, com eficiência menor que um, a energia que não era recuperada do sólido se expressava num aumento da temperatura deste o que tinha como consequência direta uma diminuição da eficiência no processo de carga. Atingir o equilíbrio implica que o sólido aumentou sua temperatura de tal forma que a energia que o processo de carga traspasa para o sólido é igual a energia que é recuperada no processo de descarga. Isto é, toda a energia armazenada no ciclo anterior é recuperada na descarga, assim a eficiência eventualmente pode chegar até um, enquanto que a eficiência de carga diminui em cada ciclo até seu mínimo no equilíbrio térmico.

Curvas de eficiências similares foram reportadas por Hänchen, Brückner e Steinfeld (2011) e Zavattoni et al. (2014). Em ambos casos a eficiência na descarga atingiu valores aproximados de 0,95, com reportes de uso de energia para os ventiladores sobre o 2% da energia total.

Como consequência do anterior, a eficiência global fica definida unicamente pela eficiência de carga. Para o caso específico em estudo, a maior eficiência global de 0,75 é atingida para o comprimento da matriz $L = 6,0m$ com um fluxo $G = 0,2kg/m^2s$ que correspondem ao comprimento máximo e o fluxo mínimo do estudo.

A curva da figura 4.21b insinua que a eficiência ainda pode melhorar de duas

formas, aumentando o comprimento da matriz ou equivalentemente diminuindo o fluxo para os mesmos 6 metros. Contudo, a eficiência obtida pode ser considerada ainda baixa, já que eficiências maiores aos 0,90 foram reportados por Hänchen, Brückner e Steinfeld (2011) e Zanganeh et al. (2015) para os leitos de rochas (*packed beds*).

Independente da eficiência térmica da matriz proposta, o modelo matemático se apresenta como uma ferramenta útil para a avaliação deste tipo de sistema, onde um sólido com múltiplos canais paralelos tipo favo de mel, pode ser modelado como um sólido poroso, mostrando que é possível definir com bastante exatidão a temperatura do fluido e a energia armazenada e, permitindo determinar o desempenho do sistema simulando uma operação cíclica integrado a uma usina CSP.

5 Conclusão

Este trabalho teve como objetivo a elaboração de um modelo matemático que pudesse caracterizar o comportamento térmico de um meio poroso. O modelo consistiu em duas equações diferenciais que representam o balanço de energia térmica correspondente às fases sólida e gasosa que compõem o meio poroso. Estas equações estão ligadas pelo coeficiente convectivo de transferência de calor.

O tipo de meio poroso escolhido foi uma matriz sólida atravessada por vários canais paralelos em forma longitudinal semelhante a um favo de mel. Para obter o coeficiente convectivo, foram realizadas diversas simulações no software Star-ccm+ com o objetivo de obter uma correlação empírica entre o Nusselt e o número de Reynolds e Prandtl.

O enfoque dado nas simulações foi reduzir o domínio em estudo em apenas um canal da matriz, desta forma foram aplicados os princípios de um escoamento interno. Primeiro, foram realizadas simulações do tipo estacionárias com temperatura de parede constante, mediante a obtenção da temperatura de saída do fluido foi possível estabelecer a correlação empírica antes mencionada. Depois, a simulação transiente teve por objetivo a validação da correlação obtida e também do modelo matemático proposto.

As características do escoamento obtido nas simulações foram coerentes com o reportado em outros estudos de geometrias similares, isto deu validade às simulações e consequentemente aos dados extraídos.

Os resultados do modelo matemático mostraram uma boa concordância com as simulações. Na temperatura do fluido, o grau de aproximação nas modelagens estacionárias e transientes foram similares, validando assim a metodologia de análise para somente um canal da matriz porosa. Os diversos comprimentos da matriz simulados foram úteis para estabelecer uma correlação geral aplicável para comprimentos a partir de 3 metros.

Em relação à temperatura do sólido, as diferenças locais entre o modelo e a simulação são maiores que do fluido. Esta diferença era esperável devido à aproximação geométrica usada no modelo, onde o canal foi definido com um diâmetro constante. Porém, os valores de energia armazenada pelo sólido foram muito próximos um do outro.

Nas operações de ciclos térmicos, foram modeladas diversas situações, primeiro foi considerado apenas um ciclo de carga e descarga térmica, onde a temperatura da matriz estava próxima à ambiente. Depois foram modelados ciclos consecutivos até atingir o equilíbrio térmico, onde as temperaturas das fases no fim de cada processo se mantêm constantes. Com o ciclo inicial foi possível visualizar a dinâmica de transferência de calor entre o fluido e o sólido, além disso foi estabelecido o comportamento das eficiências

envolvidas em função da relação entre o comprimento L da matriz e o fluxo mássico G .

Logo, no ciclo de carga e descarga contínuo, uma vez atingida a estabilidade térmica, a eficiência global do sistema aumentou em forma importante, confirmando as variações das eficiências em função da relação entre o fluxo e o comprimento estabelecida no ciclo inicial.

Conforme esta análise e as eficiências obtidas, o modelo apresentou-se como uma ferramenta útil, outorgando a possibilidade de modelar em forma rápida, confiável e flexível este tipo de sistemas, permitindo realizar uma análise completa e eventualmente avaliar seu desempenho considerando as características operacionais de uma usina solar CSP.

Um aspecto importante a considerar para um trabalho futuro é a avaliação das diferenças de temperatura no sólido e seus efeitos na temperatura de saída do fluido durante a descarga. Embora a descarga teria condições muito similares que o caso de carga térmica, uma validação através de uma simulação do processo de descarga parece ser um passo a considerar.

Por outro lado, o modelo também desconsidera uma série de fatores que poderiam melhorar sua capacidade preditiva e que pode também ser objeto de trabalhos futuros. As perdas de calor na parede da matriz com o ambiente e os efeitos da radiação térmica são questões que têm sido estudadas por outros autores, mostrando diferenças notórias quando comparadas com modelos experimentais. O coeficiente de condutividade térmica efetiva da matriz e um estudo dos efeitos da variação da porosidade também assomam como aspectos interessantes a serem estudados.

Referências

- AGALIT, H. et al. Numerical investigations of high temperature packed bed tes systems used in hybrid solar tower power plants. *Solar Energy*, v. 122, p. 603–616, 2015. Citado 4 vezes nas páginas 1, 6, 18 e 37.
- ANDERSSON, B. *Computational fluid dynamics for engineers*. [S.l.]: Cambridge University Press, 2012. Citado 7 vezes nas páginas 5, 24, 25, 26, 29, 39 e 62.
- ANDREOZZI, A. et al. Thermal energy storages analysis for high temperature in air solar systems. *Volume 71: Applied Thermal Engineering*, Jun 2014. Citado 6 vezes nas páginas 7, 8, 18, 33, 34 e 43.
- BEAUJARDIERE, J.-F. P. D. L. et al. Impact of hrsg characteristics on open volumetric receiver csp plant performance. *Solar Energy*, v. 127, p. 159–174, 2016. Citado 2 vezes nas páginas 5 e 11.
- CASCETTA, M. et al. A study of a packed-bed thermal energy storage device: Test rig, experimental and numerical results. *Energy Procedia*, v. 81, p. 987–994, 2015. Citado 5 vezes nas páginas 6, 18, 38, 43 e 70.
- CASCETTA, M. et al. A comparison between cfd simulation and experimental investigation of a packed-bed thermal energy storage system. *Applied Thermal Engineering*, v. 98, p. 1263–1272, 2016. Citado na página 6.
- COUTIER, J.; FARBER, E. Two applications of a numerical approach of heat transfer process within rock beds. *Solar Energy*, v. 29, n. 6, p. 451–462, 1982. Citado na página 5.
- GIL, A. et al. State of the art on high temperature thermal energy storage for power generation. part 1—concepts, materials and modellization. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, v. 14, n. 1, p. 31–55, 2010. Citado 4 vezes nas páginas 5, 1, 2 e 3.
- HOLMAN, J. P. *Heat transfer/ J. P. Holman*. [S.l.]: McGraw Hill, 2010. Citado 2 vezes nas páginas 22 e 50.
- HÄNCHEN, M.; BRÜCKNER, S.; STEINFELD, A. High-temperature thermal storage using a packed bed of rocks – heat transfer analysis and experimental validation. *Applied Thermal Engineering*, v. 31, n. 10, p. 1798–1806, 2011. Citado 5 vezes nas páginas 6, 7, 18, 74 e 75.
- INCROPERA, F. P. *Fundamentals of heat and mass transfer*. [S.l.]: Wiley, 2013. Citado 4 vezes nas páginas 5, 19, 21 e 22.
- KRÜGER, M.; HAHN, J.; ZUNFT, S. Thermodynamic and fluidic investigation of direct contact solid heat storage for solar tower power plants. *Proceedings of the ISES Solar World Congress 2011*, 2011. Citado 2 vezes nas páginas 8 e 43.
- KURAVI, S. et al. Thermal energy storage technologies and systems for concentrating solar power plants. *Progress in Energy and Combustion Science*, v. 39, n. 4, p. 285–319, 2013. Citado 5 vezes nas páginas 7, 1, 3, 4 e 5.

- LIU, M. et al. Review on concentrating solar power plants and new developments in high temperature thermal energy storage technologies. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, v. 53, p. 1411–1432, 2016. Citado 3 vezes nas páginas 3, 4 e 13.
- MAHMUD, S.; ISLAM, A. K. M. S.; DAS, P. K. Numerical prediction of fluid flow and heat transfer in a wavy pipe. *Journal of Thermal Science*, v. 10, n. 2, p. 133–138, 2001. Citado na página 51.
- MAHMUD, S.; ISLAM, A. S.; FERROZ, C. Flow and heat transfer characteristics inside a wavy tube. *Heat and Mass Transfer*, v. 39, n. 5, p. 387–393, 2003. Citado 3 vezes nas páginas 55, 59 e 61.
- MARÍN, A. L. Ávila. Volumetric receivers in solar thermal power plants with central receiver system technology: A review. *Solar Energy*, v. 85, n. 5, p. 891–910, 2011. Citado 2 vezes nas páginas 10 e 11.
- MEDRANO, M. et al. State of the art on high-temperature thermal energy storage for power generation. part 2—case studies. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, v. 14, n. 1, p. 56–72, 2010. Citado 3 vezes nas páginas 5, 3 e 12.
- NIELD, D. A.; BEJAN, A. *Convection in porous media*. [S.l.]: Springer Science Business Media, Inc., 2006. Citado 6 vezes nas páginas 12, 13, 14, 15, 16 e 18.
- NISHIMURA, T. et al. Fluid flow and mass transfer characteristics in a sinusoidal wavy-walled tube at moderate reynolds numbers for steady flow. *Heat and Mass Transfer*, v. 39, n. 3, p. 239–248, 2003. Citado 5 vezes nas páginas 6, 31, 55, 59 e 60.
- ROLDÁN, M. et al. Thermal analysis and design of a volumetric solar absorber depending on the porosity. *Renewable Energy*, v. 62, p. 116–128, 2014. Citado na página 18.
- RUSH, T.; NEWELL, T.; JACOBI, A. An experimental study of flow and heat transfer in sinusoidal wavy passages. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 42, n. 9, p. 1541–1553, 1999. Citado 2 vezes nas páginas 31 e 51.
- RUSS, G.; BEER, H. Heat transfer and flow field in a pipe with sinusoidal wavy surface—i. numerical investigation. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 40, n. 5, p. 1061–1070, 1997. Citado 2 vezes nas páginas 31 e 55.
- RUSS, G.; BEER, H. Heat transfer and flow field in a pipe with sinusoidal wavy surface—ii. experimental investigation. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 40, n. 5, p. 1071–1081, 1997. Citado na página 59.
- SAEZ, A.; MCCOY, B. Dynamic response of a packed bed thermal storage system—a model for solar air heating. *Solar Energy*, v. 29, n. 3, p. 201–206, 1982. Citado na página 5.
- SCHILPF MARTIN STENGLEIN, G. S. D. *Thermal storage CSP technology*. [S.l.]: Projeto Energia Heliotérmica, 2014. Citado na página 10.
- SHARMA, P. et al. On the design and evaluation of open volumetric air receiver for process heat applications. *Energy Procedia*, v. 57, p. 2994–3003, 2014. Citado na página 18.

- SMIRNOVA THOMAS FEND, S. P. D. S. O. Thermal analysis and design of a volumetric solar absorber depending on the porosity. *Renewable Energy*, v. 62, p. 116–128, 2014. Citado na página 18.
- SOBIESKI, A. T. W. Darcy's and fochheimer's laws in practice. part 1. the experiment. *Technical Sciences*, v. 17, p. 321–335, 2014. Citado na página 15.
- TESCARI, S. et al. Numerical model to design a thermochemical storage system for solar power plant. *Energy Procedia*, v. 75, p. 2137–2143, 2015. Citado na página 8.
- TESCARI, S. et al. Experimental evaluation of a pilot-scale thermochemical storage system for a concentrated solar power plant. *Applied Energy*, v. 189, p. 66–75, 2017. Citado na página 4.
- WANG, C.-C.; CHEN, C.-K. Forced convection in a wavy-wall channel. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 45, n. 12, p. 2587–2595, 2002. Citado 3 vezes nas páginas 51, 55 e 62.
- WHITE, F. M. *Fluid mechanics*. [S.l.]: McGraw-Hill Education, 2016. Citado 6 vezes nas páginas 5, 28, 29, 56, 60 e 61.
- ZANGANEH, G. et al. Design of packed bed thermal energy storage systems for high-temperature industrial process heat. *Applied Energy*, v. 137, p. 812–822, 2015. Citado 2 vezes nas páginas 18 e 75.
- ZANGANEH, G. et al. Packed-bed thermal storage for concentrated solar power – pilot-scale demonstration and industrial-scale design. *Solar Energy*, v. 86, n. 10, p. 3084–3098, 2012. Citado 2 vezes nas páginas 6 e 7.
- ZAVATTONI, S. et al. High temperature rock-bed tes system suitable for industrial-scale csp plant – cfd analysis under charge/discharge cyclic conditions. *Energy Procedia*, v. 46, p. 124–133, 2014. Citado na página 74.
- ZUNFT, S. et al. A design study for regenerator-type heat storage in solar tower plants—results and conclusions of the hotspot project. *Energy Procedia*, v. 49, p. 1088–1096, 2014. Citado 3 vezes nas páginas 8, 13 e 70.
- ZUNFT, S. et al. Jülich solar power tower—experimental evaluation of the storage subsystem and performance calculation. *Journal of Solar Energy Engineering*, v. 133, n. 3, p. 031019, 2011. Citado 3 vezes nas páginas 7, 8 e 11.
- ÇENGEL, Y. A. *Heat transfer: a practical approach*. [S.l.]: McGraw-Hill, 2003. Citado 2 vezes nas páginas 52 e 67.

APÊNDICE A – Gráficos de dispersão

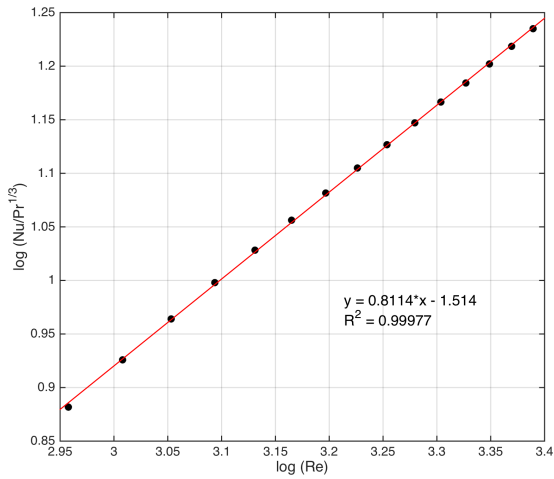
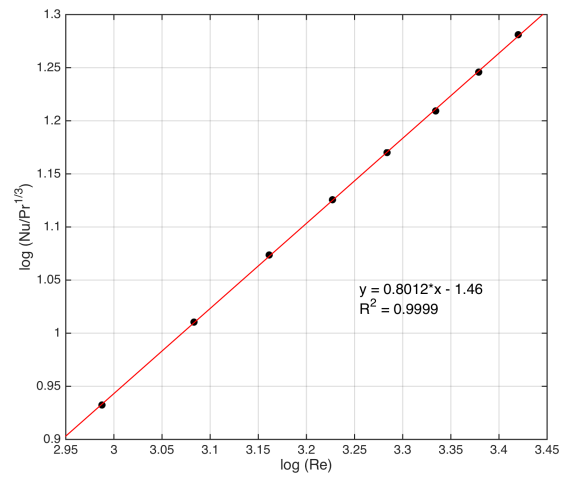
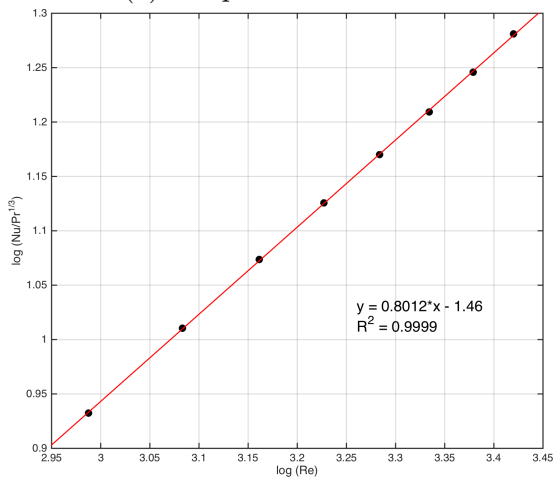
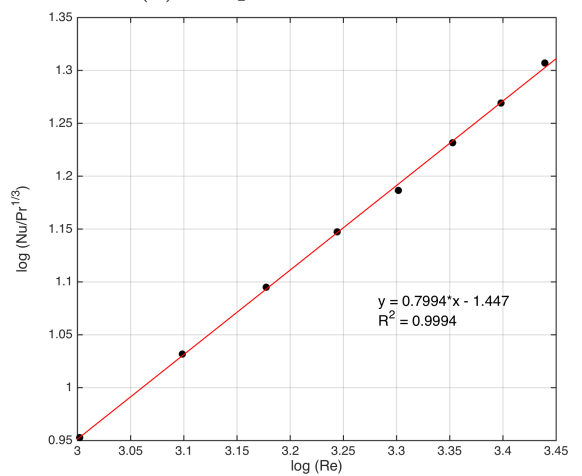
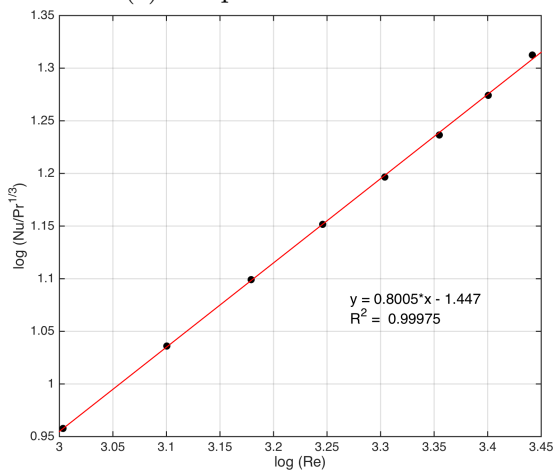
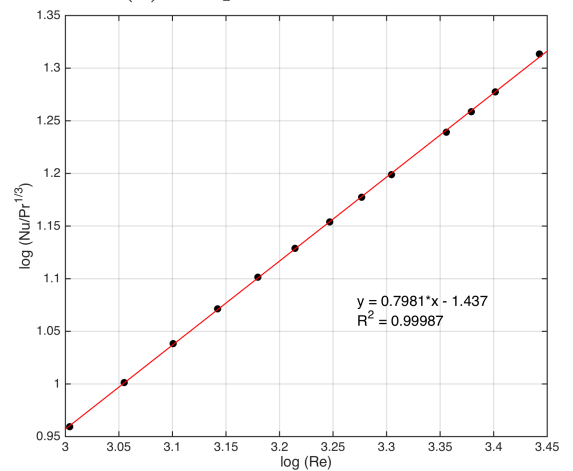
(a) comprimento $L=1$ m(b) comprimento $L=2$ m(c) comprimento $L=3$ m(d) comprimento $L=4$ m(e) comprimento $L=5$ m(f) comprimento $L=6$ m

Figura A.1 – Diagrama de dispersão da relação $Nu(Re, Pr)$ para os diversos comprimentos estudados