



UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS  
ESCOLA DE ENGENHARIA  
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA

AVALIAÇÃO NUMÉRICA DE UM MOTOR  
TERMOMAGNÉTICO LINEAR PURAMENTE MAGNÉTICO

Clara Estillac Leal Silva

Belo Horizonte

2022

Clara Estillac Leal Silva

**AVALIAÇÃO NUMÉRICA DE UM MOTOR  
TERMOMAGNÉTICO LINEAR PURAMENTE MAGNÉTICO**

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado ao curso de Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Minas Gerais, como requisito parcial à obtenção do grau de bacharel em Engenharia Mecânica.

Orientador: Prof. Dr. Paulo Vinícius Trevizoli

Belo Horizonte

2022

Clara Estillac Leal Silva

## Avaliação Numérica de um Motor Termomagnético Linear Puramente Magnético

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado  
no curso de Engenharia Mecânica da Univer-  
sidade Federal de Minas Gerais, como requi-  
sito parcial à obtenção do grau de bacharel  
em Engenharia Mecânica.

Banca examinadora:

<u>Paulo Vinicius Trevizoli</u>	<u>100</u>
Paulo Vinicius Trevizoli (Orientador)	Nota
<u>Alan Tihiro Dias Nakashima</u>	<u>100</u>
Alan Tihiro Dias Nakashima (Membro Titular da Banca)	Nota
<u>Rafael Augusto Magalhães Ferreira</u>	<u>100</u>
Rafael Augusto Magalhães Ferreira (Membro Titular da Banca)	Nota
	Média: <u>100</u>
<u>Horacio V. Duarte</u>	<u>100,00</u>
Horacio V Duarte (Professor da Disciplina)	Nota Final

Belo Horizonte, 16:00, 30 de Novembro 2022

## **AUTORIZAÇÃO DE PUBLICAÇÃO**

Autorizo o Colegiado do Curso de Graduação em Engenharia Mecânica da UFMG publicar, por via eletrônica, a íntegra de minha monografia do **AVALIAÇÃO NUMÉRICA DE UM MOTOR TERMOMAGNÉTICO LINEAR PURAMENTE MAGNÉTICO**. Declaro ainda que esta monografia não contém qualquer forma de plágio.

---

20 de dezembro 2022, CLARA ESTILLAC LEAL SILVA

## **APROVAÇÃO FINAL**

Esta versão da monografia de autoria de CLARA ESTILLAC LEAL SILVA, intitulada AVALIAÇÃO NUMÉRICA DE UM MOTOR TERMOMAGNÉTICO LINEAR PURAMENTE MAGNÉTICO, está revisada e atende às recomendações da Banca Examinadora, está em conformidade com a formatação requerida, sendo considerada versão final.

---

20 de dezembro 2022, PAULO VINÍCIUS TREVIZOLI

*À minha avó, que sempre celebrou todas as nossas conquistas.*

## AGRADECIMENTOS

Eu acredito que uma das melhores partes de uma conquista é poder agradecer às pessoas que dividiram o caminho comigo e, de alguma forma, me ajudaram a chegar até aqui.

Gostaria de agradecer, primeiramente, aos meus pais, que me deram todo o apoio que eu precisei e me proporcionaram uma vida muito feliz. Obrigada, por sempre colocarem minha educação em primeiro lugar, por valorizarem meu esforço e por sempre demonstrarem amor. Obrigada também por apoiarem minhas decisões e invenções de moda. A melhor parte de mim, eu puxei de vocês.

Agradeço também ao meu namorado, Rafael, pela companhia. Estamos há mais de nove anos juntos e você me faz muito feliz. Você esteve comigo ao longo de toda a minha graduação. Ainda bem. A sua companhia foi essencial para que eu conseguisse vencer os desafios que apareceram ao longo desta jornada, e foram muitos. Obrigada por sempre acreditar em mim e tornar meus dias mais alegres.

Ao meu irmão, Caio, que é tão diferente de mim. Obrigada por me tirar da zona do conforto e por me fazer ver as coisas por outros ângulos. Você vive no seu ritmo, mas eu sei que se eu precisar eu posso contar com você; e obrigada por isso também.

Agradeço a toda minha família, minha maior torcida, meu porto seguro. Em especial gostaria de agradecer:

Ao meu padrinho e futuro colega de profissão, Eduardo. Obrigada por ser exemplo e por abrir meus olhos para este curso que eu passei a amar. Obrigada também por sempre se mostrar interessado nas minhas disciplinas e pesquisas, você é um padrinho nota mil.

À minha madrinha, Elisa. Dindinda, obrigada por ser como uma segunda mãe para mim, por se preocupar comigo, por ser sempre tão presente na minha vida. Com você, me sinto acolhida.

Ao meu primo Bernardo, por ser exemplo. Te admiro desde quando eramos bem pequenos e sinto que isso nunca vai mudar. Queria te agradecer por ter corrido atrás dos seus sonhos e se tornado um jornalista incrível. O orgulho que eu sinto de você, do seu esforço e do que você construiu, e ainda está construindo, me faz querer ir atrás dos meus sonhos também.

Ao meu primo Lucas, pela amizade. Você foi a vida toda um grande amigo, recentemente, tem sido ainda mais. Obrigada por ser tão presente, por ter tornado os dias ao longo deste caminho mais leves, por me distrair, me fazer rir, mas também por me escutar.

À minha prima Sarah, pra sempre minha irmãzinha. Obrigada por me permitir acompanhar a sua vida tão de pertinho, todas as fases dela. Eu morro de orgulho da mulher que você está se tornando. Saiba que eu sempre vou estar aqui por você.

À minha tia Ju. Eu acredito que minha agitação e alegria, eu puxei de você. Obrigada por sempre me fazer sentir em casa, por me proporcionar tantos momentos de diversão e por ser um ombro amigo quando eu preciso.

Às minhas primas Amanda e Manu, por trazerem mais brilho pra minha vida. Obrigada por nos fazerem maioria nesta família. Vocês são muito importantes para mim.

Agradeço também a Ana Maria, por todo o carinho. Com você, eu me conheci melhor e sou hoje muito mais forte justamente por conhecer minhas fraquezas.

Desde o primeiro dia de UFMG, eu tive colegas incríveis, sem os quais eu jamais teria chegado até aqui. Ana, Guilherme, Yuri e Evandro, obrigada. Obrigada por terem dividido comigo todas as emoções desta montanha russa que é a graduação em Engenharia Mecânica. Tudo que enfrentamos juntos nos uniu e hoje eu posso agradecer não a colegas, mas a grandes amigos.

Aos amigos que fiz ao longo do caminho, Gi, Kelvin e Vitor, obrigada por terem feito parte da minha formação. Aprendi muito com vocês e me diverti muito também. Eu admiro muito a trajetória de cada um de vocês e estarei sempre na torcida pelo sucesso.

Ao Professor Rafael, por toda a atenção. Obrigada por ter exercido tão bem o papel de professor, mas também por ter exercido o papel de amigo. Obrigada por ter se colocado a disposição de forma rápida e certa quando eu mais precisei da sua ajuda. Levarei para toda a vida o que aprendi com você.

Tive a oportunidade de passar os últimos três períodos da minha graduação no StreamLab, e tenho muito orgulho disso. Gostaria de agradecer aos meus colegas de laboratório, que viveram comigo todo o processo de desenvolvimento e escrita deste trabalho. Obrigada por tornarem tudo mais leve, por me ajudarem a achar respostas para os problemas que sempre aparecem, por sofrerem junto comigo quando as coisas não davam certo de jeito nenhum e por celebrarem a cada obstáculo vencido. É uma honra trabalhar com pessoas tão inteligentes e tão competentes quanto vocês. Vocês já são, e sempre serão, grandes amigos.

Gostaria de agradecer ao meu orientador. Paulo, se em setembro de 2021 alguém me dissesse que hoje eu teria aprendido e desenvolvido tudo que eu desenvolvi até aqui no laboratório, eu não acreditaria. Mas você acreditou em mim. Muito obrigada por todo conhecimento transmitido, pela paciência com meu aprendizado, pelo reconhecimento que você sempre nos dá, pela confiança no meu trabalho e pela segurança passada. Você é um exemplo pra mim, pela sua dedicação e pelo seu carinho com os seus alunos e com o laboratório. Quando eu crescer, quero ser igualzinha a você.

Por fim, gostaria de agradecer à UFMG, ao Departamento de Engenharia Mecânica e à FAPEMIG pela bolsa de iniciação científica ao longo do último ano.



*“... os perigos de uma travessia também estão em dias de sol e boas companhias, quando a vontade de ficar vai consumindo a vontade de seguir viagem.”*  
*(Tamara Klink)*

## RESUMO

Motores termomagnéticos são dispositivos capazes de converter energia térmica em energia mecânica por meio da alternância de fases magnéticas de um material magnético, que ocorre ao redor da temperatura de transição de fases magnéticas, ou Temperatura de Curie ( $T_{Curie}$ ). Abaixo de  $T_{Curie}$  se caracteriza a fase ferromagnética e acima a paramagnética. Desta maneira, ao resfriar, e posteriormente aquecer, o material magnético produz-se, por meio da interação com um campo magnético externo, movimento alternativo ou rotativo devido à sua atração magnética. O presente trabalho propõe um modelo matemático 1D para simular a movimentação de um motor termomagnético linear puramente magnético projetado e construído por pesquisadores na Universidade Estadual de Maringá (UEM). O motor consiste em dois trocadores de calor preenchidos com esferas de material magnetocalórico Gadolínio (Gd), empacotadas como um meio poroso. As trocas de calor ocorrem devido aos escoamentos quente (temperatura superior à  $T_{Curie}$ ) e frio (temperatura inferior à  $T_{Curie}$ ) através do meio poroso, em diferentes etapas do ciclo. Assim, o Gd sofre alteração periódica de sua fase magnética, estabelecendo um não-equilíbrio entre as forças magnéticas atuando em cada trocador de calor magnético (TCM), o que resulta na movimentação do conjunto. Para estudar este dispositivo, desenvolveu-se um modelo matemático acoplado a transferência de calor no meio poroso aos fenômenos termomagnéticos do Gd. A implementação numérica utilizou o método de volumes finitos para discretização das equações de transferência de calor e do método linha a linha TDMA para sua solução. A comparação dos resultados numéricos com os resultados experimentais apresentou algumas diferenças, entretanto, eles são da mesma ordem de magnitude. Assim, conclui-se que o modelo matemático, apesar de não ser validado experimentalmente, apresenta resultados consistentes. Por fim, o modelo foi utilizado para investigar a operação do motor linear submetido a diferentes perfis de campo magnético aplicado. Neste sentido, concluiu-se que ele pode ser empregado para o projeto de novos motores termomagnéticos.

**Palavras-chave:** Reaproveitamento de energia. Motores termomagnéticos. Conversão de energia. Transferência de calor em meio poroso. Análise numérica.

## ABSTRACT

Thermomagnetic motors are devices employed to convert thermal energy into mechanical energy as a result of the magnetic phases changing in a magnetic material, as well as the magnetic attraction, that occurs around the magnetic phase transition temperature, or Curie Temperature ( $T_{Curie}$ ). Below  $T_{Curie}$  the material is ferromagnetic and above paramagnetic. Thus, by first cooling down, and after heating up the magnetic material, which results in a changing of magnetic phase and attraction with respect to an external field, it is possible to produce alternative or rotating motion. The present work proposes a 1D mathematical model to simulate the movement of a linear and purely magnetic thermomagnetic motor, designed and built by researchers at the Universidade Estadual de Maringá (UEM). The motor consists of two heat exchangers filled with the spherical particles of the magnetocaloric material Gadolinium (Gd) in a packed-bed porous media. To supply or remove heat from the magnetic material, two flows are provided: the hot one (temperature higher than  $T_{Curie}$ ) and the cold one (temperature lower than  $T_{Curie}$ ), which flows through the porous media along different periods of the cycle. This way, the Gd experiences a periodic change of its magnetic phase, establishing a non-balance between the magnetic forces acting at each magnetic heat exchangers (MHE), resulting in the linear motion. The model solves the heat transfer in porous media coupled to the thermomagnetic phenomena. The numerical implementation used the finite volume method to discretize the energy conservation equations and a line-by-line method to obtain the solution. A comparison of the numerical results with the experimental ones presented some differences, however, they are the same order of magnitude. Therefore, despite the lack of experimental validation, the mathematical model presents consistent results. Lastly, the model was used to investigate the operation of a linear motor subjected to different applied magnetic field profiles. In this context, it can be potentially used to design novel thermomagnetic motors.

**Keywords:** Energy reuse. Thermomagnetic motors. Numerical analysis. Heat transfer in porous media. Magnetic fields.

## LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 2.1	–Curva de histerese característica de um material ferromagnético duro (ímã permanente). . . . .	24
Figura 2.2	–Curvas de magnetização em função da temperatura e do campo magnético: (a) comparação entre materiais com transição de primeira (linha cheia azul) e segunda (linha pontilhada preta) ordem ordem; (b) demonstração da histerese térmica em materiais com transição de primeira ordem, sendo a linha vermelha para o processo de aquecimento e a linha azul para o resfriamento. . . . .	26
Figura 2.3	–Alinhamento dos ímãs atômicos do material ferromagnético e geração do campo desmagnetizante interno . . . . .	27
Figura 2.4	–Diagrama entropia-temperatura de um material magnético e manifestações do EMC . . . . .	28
Figura 3.1	–Roda de Curie . . . . .	30
Figura 3.2	–Motor de Tesla . . . . .	31
Figura 3.3	–Diagramas entropia-temperatura de ciclos Brayton de materiais magnéticos operando defasados em um motor termomagnético. . . . .	32
Figura 3.4	–Esquema construtivo de um TCM puramente magnético e seus componentes. . . . .	33
Figura 3.5	–Esquema de operação de um motor termomagnético do tipo Tesla puramente magnético . . . . .	34
Figura 4.1	–Motor termomagnético construído por Kaneko (2019) . . . . .	37
Figura 4.2	–Circuito magnético construído por Kaneko (2019) . . . . .	38
Figura 4.3	–(a) Perfil da densidade de fluxo magnético ao longo do eixo x; (b) Gradiente da densidade de fluxo magnético ao longo do eixo x . . . . .	38
Figura 4.4	–Diagrama esquemático do MTM linear puramente magnético . . . . .	39
Figura 4.5	–Desenho esquemático do domínio do problema e do domínio da solução numérica. . . . .	41
Figura 4.6	–Domínio de solução discretizado em volumes finitos de uma malha espacial estruturada uniforme de comprimento $\Delta x$ . . . . .	46
Figura 4.7	–Domínio de solução discretizado em volumes finitos para aplicação do TDMA . . . . .	49
Figura 4.8	–Diagrama da Estrutura do Algoritmo . . . . .	55
Figura 5.1	–Deslocamento do TCM simulado para as condições experimentais de Kaneko et al. (2021). . . . .	58

Figura 5.2	–Transiente de temperatura em diferentes posições do TCM. . . . .	60
Figura 5.3	–Perfil de temperatura: (a) na fase fluido para vazão de 10 kg/h; (b) na fase sólido para vazão de 10 kg/h; (c) na fase fluido para vazão de 100 kg/h; (d) na fase sólido para vazão de 100 kg/h. . . . .	61
Figura 5.4	–Comparação dos resultados obtidos para diferentes vazões: (a) potência total produzida pelo motor e a potência de bombeamento em função da vazão dos fluidos de transferência de calor; (b) variação da potência líquida do sistema em função de seu BWR. . . . .	63
Figura 5.5	–Campos magnéticos propostos: (a) perfis da densidade de fluxo magnético ao longo de um polo; (b) gradiente de campo magnético em relação a posição do TCM. . . . .	64
Figura 5.6	–Deslocamento do TCM em função do tempo de ciclo para vazões de 60 kg/h em ambos os escoamentos: (a) combinação C1-C1; (b) resultado a partir de Kaneko et al. (2021). . . . .	66
Figura 5.7	–Transiente de temperatura para diferentes volumes finitos para um TCM submetido ao perfil de densidade de fluxo C1-C1: (a) temperatura do fluido; (b) temperatura do sólido . . . . .	66
Figura A.1	–Propriedades térmicas e magnéticas do Gd obtidas a partir da Teoria de Weiss-Debye-Sommerfeld (MORRISH, 2001): (a) calor específico; (b) entropia; (c) magnetização; (d) variação adiabática da temperatura	73

## LISTA DE TABELAS

Tabela 4.1 –Dimensões dos componentes do Motor Termomagnético . . . . .	39
Tabela 5.1 –Resultados para o estudo da independência do tamanho de malha. . . . .	56
Tabela 5.2 –Comparação entre os resultados experimentais e os resultados da simulação. . . . .	57
Tabela 5.3 –Resultados para os parâmetros de desempenho de um MTM em função da vazão dos escoamentos. . . . .	62
Tabela 5.4 –Resultados obtidos para diferentes combinações de campos magnéticos.	65

## LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

### **Siglas**

BWR	Razão de Trabalho Reverso
CM	Circuito Magnético
EMC	Efeito Magnetocalórico
EMCG	Efeito Magnetocalórico Gigante
MDC	Método das Diferenças Centrais
MM	Material Magnético
MTM	Motor Termomagnético
TCM	Trocador de Calor Magnético
TDMA	<i>TriDiagonal Matrix Algorithm</i>
WUDS	<i>Weighted Upstream Differencing Scheme</i>

## LISTA DE SÍMBOLOS

$A_c$	Área da seção transversal [m <sup>2</sup> ]
B	Densidade de fluxo magnético [T]
$B_r$	Remanência [T]
$C_p$	Calor específico [J/kg.K]
$d_H$	Diâmetro hidráulico [m]
F	Força [N]
h	Coefficiente convectivo [W/m <sup>2</sup> .K]
H	Campo magnético [A/m]
$H_c$	Coercividade [A/m]
k	Condutividade térmica [W/m.K]
L	Comprimento do trocador de calor [m]
$\dot{m}$	Vazão mássica [kg/s]
M	Magnetização [A.m <sup>2</sup> /kg]
N	Número de volumes
$N_d$	Fator de desmagnetização
Nu	Número de Nusselt
P	Pressão [Pa]
Pe	Número de Peclet
Pr	Número de Prandtl
Re	Número de Reynolds
s	Entropia [J/K]
t	Tempo [s]
T	Temperatura [K]
$T_{Curie}$	Temperatura de Curie [K]



$u_D$	Velocidade de Darcy [m/s]
V	Volume [m <sup>3</sup> ]
W	Potência [W]
$w_m$	Porcentagem em massa de etilenoglicol
X	Deslocamento [m]

### **Gregos**

$\beta$	Densidade de área superficial específica [1/m]
$\varepsilon$	Porosidade
$\mu$	Viscosidade dinâmica
$\mu_r$	Permeabilidade relativa
$\chi$	Susceptibilidade magnética
$\rho$	Massa específica [kg/m <sup>3</sup> ]

### **Subscritos**

ad.	Adiabática
apl.	Aplicado
bomb.	Bombeamento
dem.	Desmagnetizante
$d_p$	Do diâmetro de partícula
e	Leste
f	Fluído
int.,res.	Interno resultante
liq.	Líquida
mag.	Magnética
p	Produzida
res.	Resultante
s	Sólido

w            Oeste

### **Sobrescrito**

0            Instante de tempo inicial

k            Instante de tempo atual

### **Constantes**

$\mu_0$             Permeabilidade magnética no vácuo  $4\pi \times 10^{-7} \text{ T.m/A}$

## Sumário

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b>	<b>20</b>
<b>2</b>	<b>FUNDAMENTOS</b>	<b>23</b>
2.1	MATERIAIS MAGNÉTICOS	23
2.1.1	PROPRIEDADES MAGNÉTICAS DOS MATERIAIS	23
2.1.2	TIPOS DE TRANSIÇÃO DE FASE	25
2.1.3	CAMPO DESMAGNETIZANTE INTERNO	26
2.2	O EFEITO MAGNETOCALÓRICO	28
<b>3</b>	<b>REVISÃO BIBLIOGRÁFICA</b>	<b>30</b>
3.1	TIPOS DE MOTORES TERMOMAGNÉTICOS	30
3.2	CICLO TERMODINÂMICO DOS MOTORES TERMOMAGNÉTICOS DO TIPO TESLA	31
3.3	COMPONENTES E PRINCÍPIO DE OPERAÇÃO DE MOTORES TERMOMAGNÉTICOS DO TIPO TESLA PURAMENTE MAGNÉTICOS	33
3.4	MODELOS MATEMÁTICOS PARA SIMULAR MOTORES TERMOMAGNÉTICOS	35
<b>4</b>	<b>METODOLOGIA</b>	<b>37</b>
4.1	ESTRUTURA EXPERIMENTAL DO MOTOR SIMULADO	37
4.1.1	O CIRCUITO MAGNÉTICO	37
4.1.2	TROCADOR DE CALOR MAGNÉTICO	38
4.2	MODELAGEM MATEMÁTICA	39
4.2.1	O PROBLEMA FÍSICO	39
4.2.2	MODELAGEM PARA A TRANSFERÊNCIA DE CALOR EM MEIO POROSO	41
4.2.3	IMPLEMENTAÇÃO DO EFEITO MAGNETOCALÓRICO	45
4.3	IMPLEMENTAÇÃO NUMÉRICA	46
4.3.1	DISCRETIZAÇÃO DAS EQUAÇÕES DE ENERGIA	46
4.3.2	IMPLEMENTAÇÃO DAS CONDIÇÕES DE CONTORNO	48
4.3.3	O MÉTODO DE SOLUÇÃO: TDMA	49
4.3.4	CRITÉRIOS DE CONVERGÊNCIA PARA O ACOPLAMENTO DAS EQUAÇÕES DA ENERGIA	50
4.4	MOVIMENTAÇÃO DOS TCM	50
4.5	ALGORITMO	51
4.5.1	DADOS DE ENTRADA	52

4.5.2	ESTRUTURA DO ALGORITMO . . . . .	52
4.5.3	DEFINIÇÃO DAS POSIÇÕES DE FIM DE CURSO . . . . .	53
4.5.4	CÁLCULO DO TEMPO DE CICLO . . . . .	53
4.5.5	DADOS DE SAÍDA . . . . .	54
<b>5</b>	<b>ANÁLISE E RESULTADOS . . . . .</b>	<b>56</b>
5.1	ANÁLISE DA INDEPENDÊNCIA DO TAMANHO DE MALHA . . . . .	56
5.2	COMPARAÇÃO COM OS RESULTADOS EXPERIMENTAIS . . . . .	57
5.3	ANÁLISE DA VARIAÇÃO DE TEMPERATURA . . . . .	59
5.3.1	TRANSIENTES DE TEMPERATURA . . . . .	59
5.3.2	PERFIL DE TEMPERATURA AO LONGO DO TCM . . . . .	60
5.4	RESULTADOS PARA DIFERENTES VAZÕES . . . . .	62
5.5	RESULTADOS PARA DIFERENTES PERFIS DE CAMPOS MAGNÉTICOS . . . . .	64
<b>6</b>	<b>CONCLUSÃO . . . . .</b>	<b>68</b>
6.1	CONSIDERAÇÕES FINAIS . . . . .	68
6.2	PROPOSTAS PARA TRABALHOS FUTUROS . . . . .	69
	<b>REFERÊNCIAS . . . . .</b>	<b>70</b>
<b>A</b>	<b>ANEXO . . . . .</b>	<b>73</b>

# 1 INTRODUÇÃO

A atual demanda por energia, associada às previsões de aumento do consumo deste insumo reportadas por WORLD ENERGY COUNCIL (2019), INTERNATIONAL ENERGY AGENCY (2021) para as próximas décadas, coloca em pauta a relação entre demanda e produção de energia no mundo. Embora o uso de combustíveis fósseis como fonte de energia seja uma alternativa de baixo custo bem consolidada, a emissão de poluentes advinda de seu uso faz com que fontes alternativas e de menor impacto ambiental sejam propostas. Mais que isso, aumentar a eficiência energética dos sistemas de conversão convencionais também é uma possível solução para contornar o aumento do consumo de energia em diversas aplicações, desde residencial até industrial.

Sabe-se que os sistemas de conversão de energia convencionais produzem, em abundância, rejeitos térmicos com temperaturas inferiores a  $100^{\circ}\text{C}$ , conhecidos como rejeitos térmicos do tipo *low-grade* (FORMAN et al., 2016; KAPIL et al., 2012). Para recuperar a energia térmica a partir deste tipo de rejeito são propostos o uso dos chamados *energy harvesters* que, ao serem associados aos sistemas de conversão convencionais em cogeração, podem torná-los mais eficientes (KISHORE; PRIYA, 2018). Dentre os diferentes conceitos de *energy harvesters* destacam-se os motores termomagnéticos (MTM).

Os MTM são dispositivos capazes de converter energia térmica em energia mecânica através da alternância de fases magnéticas de um material magnético (MM). Porém, os MM conhecidos atualmente estabelecem que o rendimento energético dos MTM são baixos, mesmo em condições de operação idealizadas (ausência de perdas e irreversibilidades) (BESSA et al., 2018; KISHORE et al., 2020). Conseqüentemente, os MTM não são uma alternativa viável para operarem a partir do consumo de fontes de energia primária, limitando seu funcionamento a partir do fornecimento de calor por rejeitos térmicos (*energy harvesters*) (KISHORE; PRIYA, 2018).

Dois modelos de MTM que se destacam são a Roda de Curie e o Motor de Tesla (KISHORE; PRIYA, 2018). O funcionamento do Motor de Tesla se baseia na aproximação do MM de uma região de campo magnético elevado ao encontrar-se na fase ferromagnética e seu afastamento desta região ao encontrar-se na fase paramagnética. A transição entre as fases magnéticas ocorre a uma temperatura conhecida como Temperatura de Curie ( $T_{Curie}$ ), sendo estabelecida (para os materiais estudados neste trabalho) a fase ferromagnética a temperaturas inferiores e a fase paramagnética a temperaturas superiores à  $T_{Curie}$ .

O físico Pierre Curie foi quem reportou a variação da susceptibilidade magnética dos MM através da variação de suas temperaturas. Já as primeiras patentes de motores/geradores termomagnéticos datam do final do século XIX. Estas foram propostas pelos inventores

Thomas Edison e Nikola Tesla. Entretanto, a limitação tecnológica relacionada aos ímãs permanentes e MM fez com que a pesquisa e o desenvolvimento de MTM não avançassem muito no século XX. Já no século XXI o desenvolvimento de ímãs permanentes de alto desempenho, circuitos magnéticos (CM) de campos intensos (BJØRK et al., 2010; TREVIZOLI et al., 2015) e MM com transição de fase magnética de primeira ordem (GUTFLEISCH et al., 2016; SMITH et al., 2012), impulsionou a retomada dos estudos de motores, sistemas de refrigeração e bombas de calor termomagnéticas (ARNOLD et al., 2014; KITANOVSKI; EGOLF, 2010; TREVIZOLI et al., 2016).

O atual estado da arte na área de motores, refrigeradores e bombas de calor termomagnéticos abrangem CM com campos mais intensos, novos MM com transição de fase magnética de primeira ordem e o Efeito Magnetocalórico (EMC) gigante (PECHARSKY; GSCHNEIDNER JR., 1997). Mais especificamente na área de MTM tem-se estudos numéricos com simulações para avaliar e compreender a dinâmica térmica de operação do motor e para otimização de seus parâmetros de operação (KARLE, 2001; ALVES et al., 2014; CORREA et al., 2023).

Contudo, os diferentes conceitos de MTM do estado-da-arte apresentam limitações devido à descontinuidade do movimento produzido pela alternância de fases magnéticas e às baixas frequências de operação desenvolvidas. Ambas resultam da intensidade da troca de calor intersticial associada à inércia térmica do sistema material magnético-fluido de trabalho. No que diz respeito à transferência de calor intersticial entre o MM e fluido de trabalho, o uso de geometrias de trocador de calor e velocidades de escoamento que resultam em baixos coeficientes de convecção, associados à pequenas áreas de troca, culminam em longos períodos de ciclo. Um exemplo é o trabalho desenvolvido por Evaristo et al. (2022), que propôs uma geometria de canais circulares e obteve ciclos com períodos maiores do que 20 s, e potências menores que 0,3 W. O uso de meios porosos, em contrapartida torna-se interessante, pois são capazes de promover elevadas taxas de transferência de calor e grandes áreas de troca, mas são limitados quanto às altas perdas de carga e potências de bombeamento despendida (KITANOVSKI; EGOLF, 2010).

Recentemente, pesquisadores da Universidade Estadual de Maringá (UEM) propuseram um novo conceito de MTM conforme apresentado por Kaneko (2019). Este é composto por um CM capaz de produzir dois volumes de campo magnético elevado (ao redor de 0,8 T), combinados com dois trocadores de calor magnéticos (TCM) estabelecidos por meios porosos com esferas de Gd com diâmetro médio de 0,8 mm. Enquanto um TCM é ferromagnético (motriz) o oposto é paramagnético (movido), estabelecendo um desequilíbrio entre as suas forças magnéticas, de modo que ambos vão, ao longo do ciclo térmico, alternando as fases magnéticas e produzindo movimento linear. Devido a esta característica operacional, este conceito foi nomeado como motor tipo Tesla linear puramente magnético.

Neste contexto, o objetivo geral deste trabalho consiste em simular a transferência de calor e a movimentação do MTM linear puramente magnético proposto por Kaneko (2019). Para isso foi desenvolvido um modelo matemático 1D e transiente, que acopla os fenômenos termomagnéticos às equações de conservação da energia que regem transferência de calor em um meio poroso. As equações de conservação da energia são implementadas numericamente e de forma acoplada utilizando o Método dos Volumes Finitos (MALISKA, 2004), na plataforma Python 3 – PyCharm. Conhecidos os dados para distribuição de campo magnético, características geométricas e operacionais do MTM, foi possível obter numericamente o deslocamento linear total, o tempo de ciclo e a potência do motor em função da vazão de escoamento, o que permite a comparação entre os resultados experimentais e numéricos. Na sequência são inseridos ao código diferentes gradientes de campo magnético, obedecendo a intensidade de campos máximo e mínimo, o que possibilita avaliar a influência do gradiente de campo magnético sobre a potência mecânica produzida pelo motor. Este último estudo traz informações importantes para o projeto de CM para aplicações em MTM.

## 2 FUNDAMENTOS

### 2.1 MATERIAIS MAGNÉTICOS

A classificação dos MM está associada ao alinhamento de seus momentos magnéticos eletrônicos quando submetidos a um campo magnético externo. As duas classificações de interesse para este trabalho são as de materiais ferromagnéticos e materiais paramagnéticos.

Os materiais paramagnéticos são aqueles que quando submetidos a um campo magnético externo têm o alinhamento de seus momentos magnéticos eletrônicos reduzido por sua agitação térmica. Assim, materiais paramagnéticos apresentam permeabilidade relativa ligeiramente superior à unidade e baixa atração a um campo magnético aplicado. Já os materiais ferromagnéticos apresentam magnetização espontânea, ou seja, um alinhamento de seus momentos magnéticos eletrônicos mesmo na ausência de um campo magnético externo. Portanto, possuem permeabilidade relativa consideravelmente superior à unidade e elevada atração a um campo magnético aplicado. (FARIA, 2005)

A Temperatura de Curie ( $T_{Curie}$ ) é a temperatura acima da qual o alinhamento dos momentos magnéticos eletrônicos dos materiais ferromagnéticos desaparece e o material passa a apresentar comportamento paramagnético, ou seja, reduz-se a atração do material a um campo magnético aplicado. Ímãs permanentes são materiais ferromagnéticos que apresentam magnetização espontânea permanente para temperaturas suficientemente baixas (FARIA, 2005).

O MM utilizado no presente trabalho é o Gadolínio (Gd). O Gd pertence à família dos lantanídeos, apresenta temperatura de transição de fase ao redor de 20°C e uma variação de temperatura adiabática da ordem de 5,2K para uma variação de campo magnético de 2T (DAN'KOV et al., 1998). A opção pelo uso do gadolínio no motor em questão deve-se à disponibilidade de dados (teóricos e experimentais) para as suas propriedades (densidade, condutividade térmica e, mais importante, o calor específico e o efeito magnetocalórico e sua dependência com a temperatura e campo magnético); à existência de estudos que o empregam em modelos matemáticos validados que combinam transferência de calor e fenômenos termomagnéticos e; principalmente, à sua disponibilidade na forma de esferas para uso em protótipos (KANEKO, 2019).

#### 2.1.1 PROPRIEDADES MAGNÉTICAS DOS MATERIAIS

A permeabilidade relativa ( $\mu_r$ ) de um material magnético é a razão entre a densidade de fluxo magnético ( $B$ ) e o campo magnético ( $H$ ) aplicados ao material:



$$\mu_r = \frac{B}{\mu_0 H} \quad (2.1)$$

sendo  $\mu_0$  a permeabilidade magnética no vácuo. Esta propriedade informa a permeabilidade do material a um campo magnético externo. Em materiais ferromagnéticos, quanto maior for a permeabilidade relativa do material, maior será a intensidade do campo magnético resultante do alinhamento de seus momentos magnéticos.

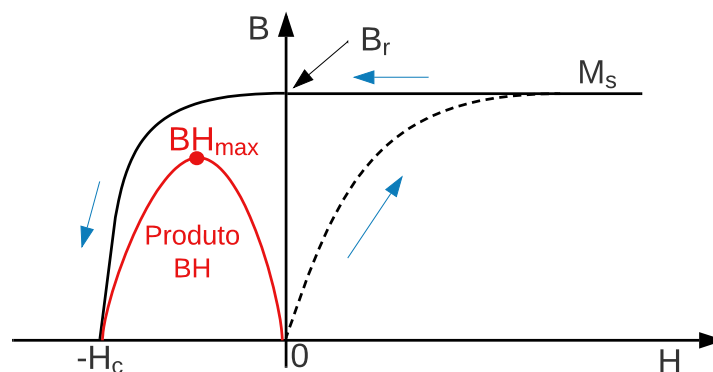
A susceptibilidade magnética ( $\chi$ ) é a razão entre a magnetização do material e o campo magnético aplicado, e informa a susceptibilidade do material a um campo magnético externo. A relação entre a permeabilidade relativa e a susceptibilidade magnética pode ser expressa pela equação:

$$\chi = \mu_r - 1 \quad (2.2)$$

A magnetização de um material ( $M$ ) é a grandeza associada ao alinhamento de seus momentos magnéticos quando submetido a um campo magnético externo. A intensidade de magnetização é o momento magnético do material por unidade de volume, e a magnetização específica é a magnetização por unidade de massa.

Em relação a ímãs permanentes, faz-se importante apresentar a curva de histerese destes materiais para introduzir duas propriedades relevantes: a remanência e a coercividade. Ímãs permanentes são ideais para produzir campos magnéticos elevados, por vezes maiores do que o seu próprio campo remanente, quando arrançados na forma de circuitos (COEY, 2002). As propriedades de interesse ao selecionar um ímã permanente para compor o projeto de um CM estão atreladas à intensidade do campo magnético a ser gerado, à sua resistência à desmagnetização de modo a suportar campos reversos, e à estabilidade magnética e química dos ímãs na sua aplicação.

Figura 2.1 – Curva de histerese característica de um material ferromagnético duro (ímã permanente).



Fonte: (FURLANI, 2001)

A curva de histerese, representa o comportamento típico de MM duros como ímãs permanentes. Conforme mostra a Fig. 2.1, partindo do estado inicial 0, o material é exposto a um campo magnético externo (aumentando  $H$ ), até que a sua magnetização de saturação ( $M_s$ ) seja atingida. Porém, ao reduzir a intensidade do campo magnético externo ( $H$  tende a zero), a magnetização permanece, o que caracteriza um ímã permanente - material magnético duro. Em seguida, ao inverter-se a direção do campo magnético externo aplicado, pode-se atingir o valor de  $H = -H_c$ , onde o ímã se desmagnetiza, perdendo assim as suas propriedades características de material magnético duro, só retomadas a partir de uma nova re-magnetização. Deste modo, como principais figuras de mérito que podem descrever o desempenho do ímã, têm-se a remanência ( $B_r$ ), a coercividade ( $H_c$ ) e o produto  $BH_{max}$  (FURLANI, 2001).

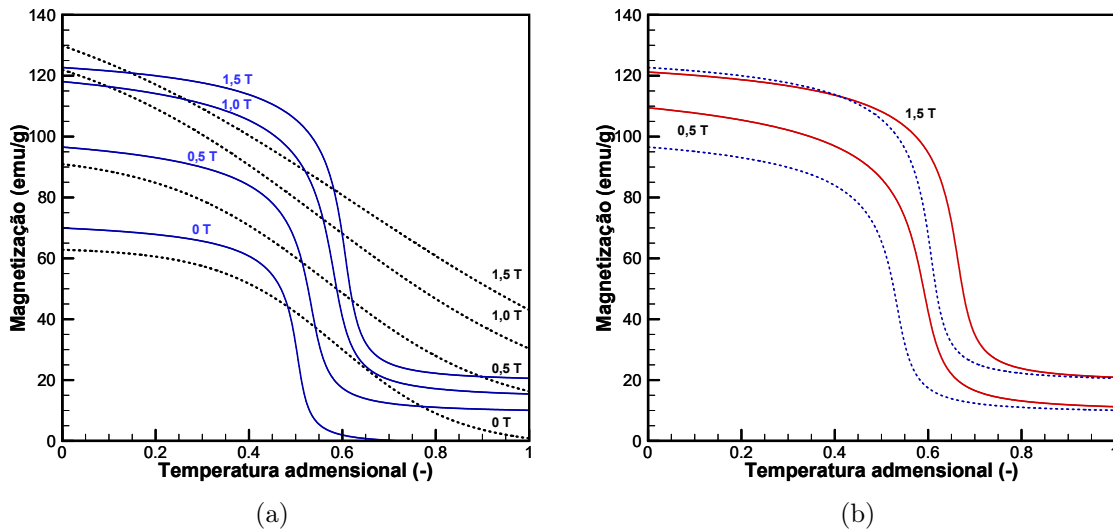
Portanto, a remanência é a densidade de fluxo magnético que permanece em um material ferromagnético quando, após atingida a saturação magnética sob o efeito de um campo magnético externo, este campo é removido. A remanência é o maior valor de densidade de fluxo que um material ferromagnético é capaz de gerar. A coercividade é o campo magnético que é necessário aplicar ao MM no sentido oposto à sua remanência para reduzi-la a zero. Materiais de baixa coercividade são chamados materiais magneticamente moles e os de alta coercividade são chamados materiais magneticamente duros. Os materiais magneticamente duros originam os ímãs permanentes (FARIA, 2005). Os pontos (B,H) da curva de desmagnetização localizados no segundo quadrante da Fig. 2.1, definem o produto de energia  $BH$ , que possui um valor máximo ( $BH_{max}$ ) em algum ponto do intervalo entre  $H = 0$  e  $H = -H_c$  (FURLANI, 2001). Atualmente, os ímãs de Nd-Fe-B se destacam em termos a energia  $BH_{max}$ , além de apresentarem maiores valores de remanência e coercividade.

### 2.1.2 TIPOS DE TRANSIÇÃO DE FASE

As transições de fase dos MM podem ser divididas em transição de primeira ordem e transição de segunda ordem. A transição de fase de primeira ordem é uma combinação de uma mudança de fase magnética com uma mudança na microestrutura do material (PECHARSKY; GSCHNEIDNER JR., 1997).

A Fig. 2.2a compara os dois tipos de transição por meio da curva de magnetização em função da temperatura e do campo magnético. A linha cheia azul representa a transição de primeira, enquanto a linha pontilhada preta a transição de segunda ordem. Conforme ilustrado, ambos os tipos de transição apresentam, aproximadamente, a mesma variação de magnetização. Porém, a transição de fase de segunda ordem é mais suave, ou seja, requer uma maior faixa de temperatura para que tal variação ocorra. Assim, para a aplicação em dispositivos termomagnéticos, MM com transições de fase de segunda ordem implicam em maiores diferenças de temperatura entre a fonte e o sumidouro de calor do sistema.

Figura 2.2 – Curvas de magnetização em função da temperatura e do campo magnético: (a) comparação entre materiais com transição de primeira (linha cheia azul) e segunda (linha pontilhada preta) ordem ordem; (b) demonstração da histerese térmica em materiais com transição de primeira ordem, sendo a linha vermelha para o processo de aquecimento e a linha azul para o resfriamento.



Fonte: Prof. Paulo Trevizoli, comunicação pessoal.

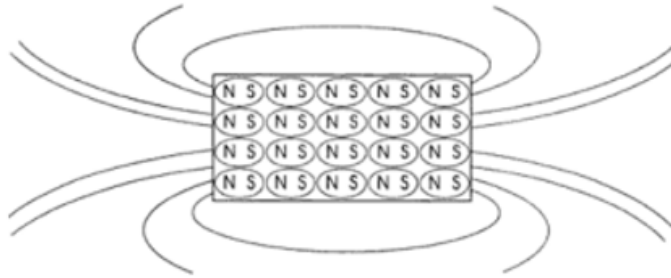
Já as transições de primeira ordem são caracterizadas por uma variação de magnetização em uma estreita faixa de temperatura, são transições abruptas. Além disso, os materiais com este tipo de transição apresentam, teoricamente, maior Efeito Magnetocalórico (EMC), ou seja, para uma mesma variação de campo magnético apresentam maior variação de entropia.

Em relação à aplicação em MTM, a transição abrupta da magnetização em transições de fase de primeira ordem reduz a diferença de temperatura necessária entre os reservatórios quente e frio do sistema. Porém, a transição de primeira ordem está atrelada a histereses magnéticas e térmicas (GUTFLEISCH et al., 2016), os quais representam irreversibilidades e diminuem o desempenho térmico de sistemas de conversão termomagnética (CHRISTIAANSE; BRÜCK, 2014; GOVINDAPPA et al., 2018). A Fig. 2.2b exemplifica a ocorrência da histerese térmica, que se caracteriza pela transição de fase em temperaturas distintas no aquecimento (linha vermelha) e no resfriamento (linha azul), o que aumenta a faixa de temperatura necessária para ocorrer a mudança de fases, e conseqüentemente, para operar o motor.

### 2.1.3 CAMPO DESMAGNETIZANTE INTERNO

Materiais ferromagnéticos são constituídos de ímãs atômicos. Quando o material é submetido a ação de um campo magnético externo, os ímãs atômicos se alinham na direção do campo magnético aplicado ( $H_{apl}$ ). Internamente os polos magnéticos dos ímãs atômicos se neutralizam, entretanto nas extremidades restam polos livres, ou seja, polos não neutralizados, conforme mostrado na Fig. 2.3.

Figura 2.3 – Alinhamento dos ímãs atômicos do material ferromagnético e geração do campo desmagnetizante interno



Fonte: (FARIA, 2005)

Os polos livres de um material ferromagnético geram um campo magnético interno de sentido oposto ao campo magnético aplicado (externo) ao material, chamado campo desmagnetizante interno ( $H_{dem}$ ). A magnitude do campo desmagnetizante interno é proporcional à magnetização do material ( $M$ ) e ao fator de desmagnetização ( $N_d$ ):

$$\vec{H}_{dem} = \overline{N_d} \cdot \vec{M} \quad (2.3)$$

O fator de desmagnetização é uma grandeza que varia de zero a um e depende da geometria do material e da direção de sua magnetização, sendo a dimensão característica a dimensão do material paralela ao campo magnético aplicado. O campo desmagnetizante interno reduz, portanto, a intensidade do campo magnético aplicado, gerando o campo magnético interno resultante ( $H_{int,res}$ ):

$$\vec{H}_{int,res} = \vec{H}_{apl} - \vec{H}_{dem} \quad (2.4)$$

A magnetização do material é função da temperatura e do próprio campo magnético interno resultante. Assim, a determinação de  $H_{int,res}$  deve ser realizada por meio de um processo iterativo. Em casos em que a temperatura do material magnético é uniforme, sua magnetização é homogênea e o fator de desmagnetização é uma constante, as grandezas vetoriais passam a ser escalares e as equações descritas anteriormente são simplificadas para:

$$H_{dem} = N_d \cdot M(T, H_{int,res}) \quad (2.5)$$

$$H_{int,res} = H_{apl} - H_{dem} \quad (2.6)$$

Em sistemas que operam com gradientes de temperaturas e valores de  $N_d$  não constantes, considerar as equações simplificadas é atrativo devido à facilidade de implementação

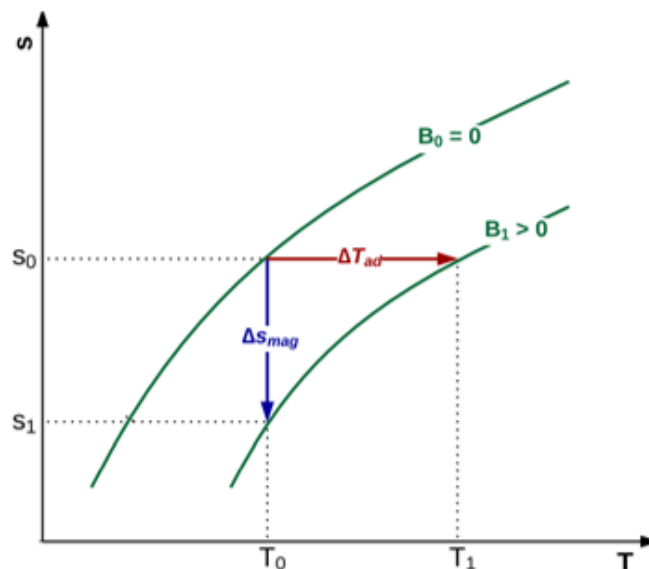
computacional, associada à rápida convergência do processo iterativo, e a erros médios menores que 5% (TREVIZOLI et al., 2012).

## 2.2 O EFEITO MAGNETOCALÓRICO

O Efeito Magnetocalórico (EMC) é a resposta térmica do quando submetido a uma variação da intensidade do campo magnético externo. As duas formas de manifestação do EMC podem ser explicadas a partir da relação entre as parcelas da entropia total de um sólido magnético: entropia eletrônica ( $s_{ele}$ ), entropia de rede ( $s_{rede}$ ) e a entropia magnética ( $s_{mag}$ ). A entropia eletrônica e a entropia de rede dependem apenas da temperatura, enquanto a entropia magnética é função da temperatura e da densidade de fluxo magnético aplicado sobre o material (PECHARSKY et al., 2001).

Conforme ilustra a Fig. 2.4, em condições isotérmicas o EMC se manifesta através da variação da entropia específica do MM. Neste caso, a entropia eletrônica e a entropia de rede permanecem constantes e, portanto, há uma variação da entropia total proporcional à variação da entropia magnética ( $\Delta s_{mag}$ ). Em condições adiabáticas, o EMC se manifesta através da variação adiabática da temperatura ( $\Delta T_{ad}$ ) do material magnético. Nesta situação, a variação da entropia magnética é compensada pelas entropias eletrônica e de rede, mantendo a entropia total constante, o que acarreta o aumento da temperatura do sólido magnético.

Figura 2.4 – Diagrama entropia-temperatura de um material magnético e manifestações do EMC



Fonte: (TREVIZOLI, 2015)

O EMC é reversível (NIELSEN et al., 2015), ou seja, ao final de um ciclo o sistema irá retornar ao seu estado original, não havendo geração de entropia. Assim, o  $+\Delta T_{ad}$  do MM ao se aplicar sobre ele um campo magnético deverá ser igual, em módulo, ao

$-\Delta T_{ad}$ , decorrente da remoção deste mesmo campo magnético. Como consequência da reversibilidade do EMC, as curvas avaliadas nos processos de aplicação (ou magnetização) e de remoção (ou desmagnetização) do campo magnético devem ser distintas. A variação adiabática da temperatura ocorrida na temperatura  $T_1$  durante a magnetização deverá ocorrer em  $T_1 + \Delta T_{ad}$  no processo de desmagnetização (TREVIZOLI et al., 2012). A reversibilidade pode ser representada pela equação:

$$\Delta T_{ad,mag}(T_1, H_1, H_2) = -\Delta T_{ad,dem}(T_1 + \Delta T_{ad,mag}, H_1, H_2) \quad (2.7)$$

O Efeito Magnetocalórico Gigante (EMCG) foi descoberto em 1997 por Pecharsky e Gschneidner Jr. (1997) e está presente em MM com transição de fase de primeira ordem. Materiais com EMCG apresentam maior variação de entropia para uma mesma variação isotérmica de campo magnético aplicado que materiais com EMC.

### 3 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

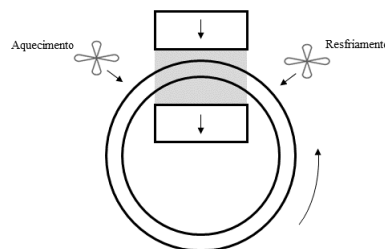
#### 3.1 TIPOS DE MOTORES TERMOMAGNÉTICOS

Os MTM podem ser classificados em relação ao tipo de trajetória percorrida pelo MM em movimento. Assim, é possível dividir estes motores em rotativos e lineares.

Os MTM que deram origem a cada um destes conceitos foram a Roda de Curie, rotativo, e o Motor de Tesla, linear. A Roda de Curie, como pode ser observado na Fig. 3.1, é composta por um anel de MM e um CM de ímãs permanentes. O anel é posicionado de forma que uma sessão encontre-se no polo magnético gerado pelos ímãs, em uma região onde exista gradiente de campo magnético. Em lados opostos dos ímãs são posicionados trocadores de calor, que estabelecem uma diferença de temperatura ao longo do MM, na mesma região onde encontra-se o gradiente de campo magnético. A diferença de temperatura associada ao gradiente de campo são os repensáveis por induzir o movimento do MM.

O Motor de Tesla, apresentado na Fig. 3.2, é composto por um MM, um CM de ímãs permanentes, uma fonte e um sumidouro de calor. Para completar o movimento do sistema ao longo de um ciclo, necessita-se de um dispositivo para remover o MM da região de campo magnético quando a fase paramagnética é estabelecida. Este dispositivo pode ser um sistema de mola (TESLA, 1889), como mostra a Fig. 3.2. Assim, a operação de um MTM linear consiste na alternância da temperatura ao redor de  $T_{Curie}$  e, conseqüentemente, na alternância da fase magnética do MM. Ao encontrar-se na fase ferromagnética, o MM é atraído pelo ímã permanente, deslocando-se linearmente ao longo do gradiente de campo magnético. Ao ser aquecido e passar para a fase paramagnética, a força de atração magnética torna-se inferior à força exercida pela mola, que retorna o MM para sua posição inicial.

Figura 3.1 – Roda de Curie



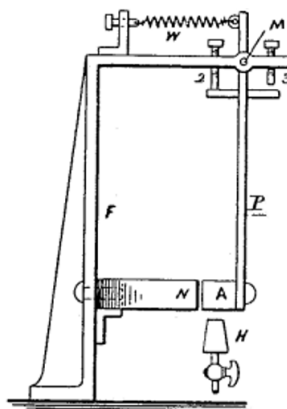
Fonte: a autora.

Os MTM do tipo Tesla do estado da arte podem utilizar outros dispositivos para promover o retorno do sistema para sua posição inicial, como a força gravitacional (EVARISTO et al., 2022) ou molas (CORREA et al., 2023) em configurações diferentes da proposta por

Tesla (1889). Há também MTM alternativos puramente magnéticos, compostos por mais de um TCM, nos quais o movimento se dá de acordo com o balanço das forças magnéticas atuantes sobre cada um dos trocadores (KANEKO, 2019).

Devido à natureza do movimento do MM, atrelada ao tempo dispendido para realizar as trocas térmicas e a alternância de fases, os motores alternativos operam de forma descontínua, o que limita a sua eficiência e aplicabilidade. Além disso, caso exista a necessidade de converter o movimento linear em movimento rotativo por meio de um terceiro mecanismo, isto implicará em perdas mecânicas para o sistema.

Figura 3.2 – Motor de Tesla



Fonte: (TESLA, 1889)

### 3.2 CICLO TERMODINÂMICO DOS MOTORES TERMOMAGNÉTICOS DO TIPO TESLA

Os MTM do tipo Tesla podem operar nos ciclos termodinâmicos de Brayton ou de Ericsson (BESSA et al., 2018; KANEKO, 2019). Ambos os ciclos podem ser descritos por quatro processos. Considerando que no estado 1 o MM encontra-se com temperatura inferior à  $T_{Curie}$ , portanto, na fase ferromagnética, e submetido ao campo magnético baixo, tem-se:

- 1-2: o MM é atraído para a região de campo alto do CM, deslocando-se ao longo do gradiente de campo, e observa-se o EMC devido à variação de campo magnético atuando sob o material.
- 2-3: o MM troca calor com o reservatório quente a campo magnético constante, ou seja, sem movimentação, e tem sua temperatura elevada acima de  $T_{Curie}$ , tornando-se paramagnético.
- 3-4: o MM é removido da região de campo alto para a região de campo baixo do CM graças a ação de um dispositivo externo como uma mola, do campo gravitacional ou de um sistema puramente magnético, ao passo que observa-se o EMC devido à variação de campo magnético atuando sob o material.



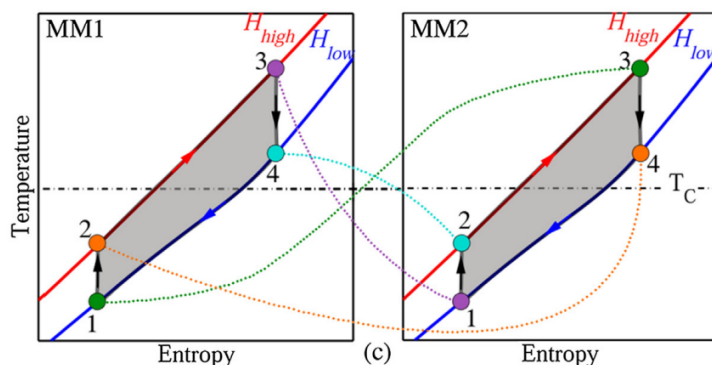
- 4-1: o MM troca calor com o reservatório frio a campo magnético constante, ou seja, sem movimentação, e tem sua temperatura reduzida abaixo de  $T_{Curie}$ , tornando-se ferromagnético novamente.

A diferença entre os ciclos de Brayton e de Ericsson está no tipo de processo de aplicação e remoção do campo magnético e, conseqüentemente, na manifestação do EMC, presente nas etapas em que há movimentação do MM (1-2 e 3-4). No ciclo de Brayton, os processos de magnetização e desmagnetização são adiabáticos, logo, o EMC apresenta-se como uma variação adiabática da temperatura do MM. Já no ciclo de Ericsson, estes mesmos processos são isotérmicos e o EMC apresenta-se como uma variação isotérmica da entropia total.

Os processos dos ciclos termodinâmicos apresentados que envolvem trabalho produzido pelo ou sobre o sistema são aqueles nos quais há movimentação do MM (1-2 e 3-4). Quando o MM se move da região de baixo campo para a região de alto campo magnético do CM (1-2), trabalho é produzido pelo sistema. Quando o MM se move da região de alto campo para a região de baixo campo magnético do CM (3-4), trabalho é realizado sobre o sistema.

Em MTM compostos por dois TCM (tipo puramente magnético), os trocadores operam em etapas opostas de seu ciclo termodinâmico. A Fig. 3.3 apresenta os ciclos de Brayton de dois materiais magnéticos (MM1 e MM2) que operam defasados. A correlação entre as etapas em que cada MM se encontra foi feita através das linhas pontilhadas. Os processos dos ciclos termodinâmicos apresentados têm numeração correspondente ao explicado anteriormente.

Figura 3.3 – Diagramas entropia-temperatura de ciclos Brayton de materiais magnéticos operando defasados em um motor termomagnético.

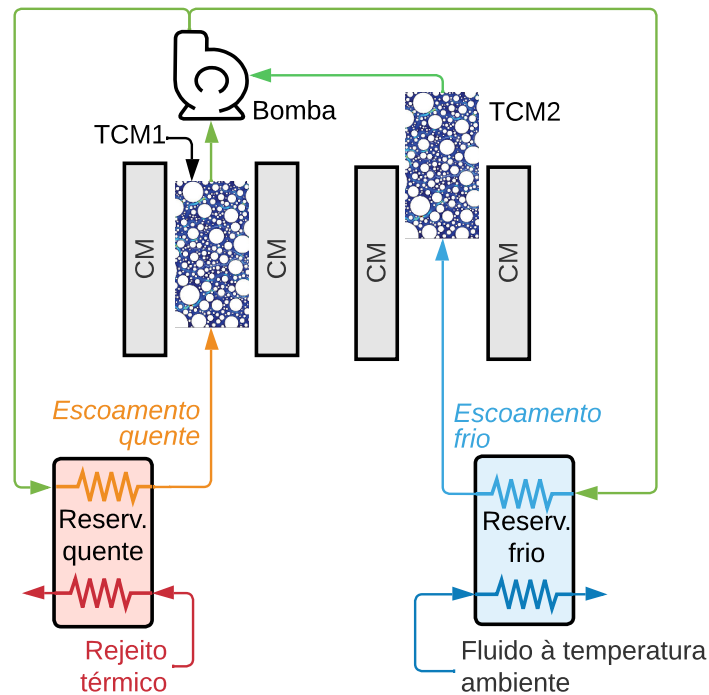


Fonte: (BESSA et al., 2018)

### 3.3 COMPONENTES E PRINCÍPIO DE OPERAÇÃO DE MOTORES TERMOMAGNÉTICOS DO TIPO TESLA PURAMENTE MAGNÉTICOS

Os principais componentes de um MTM do tipo Tesla puramente magnético são explicados a seguir. A Fig. 3.4 ilustra estes componentes e a operação deste MTM.

Figura 3.4 – Esquema construtivo de um TCM puramente magnético e seus componentes.



Fonte: a autora.

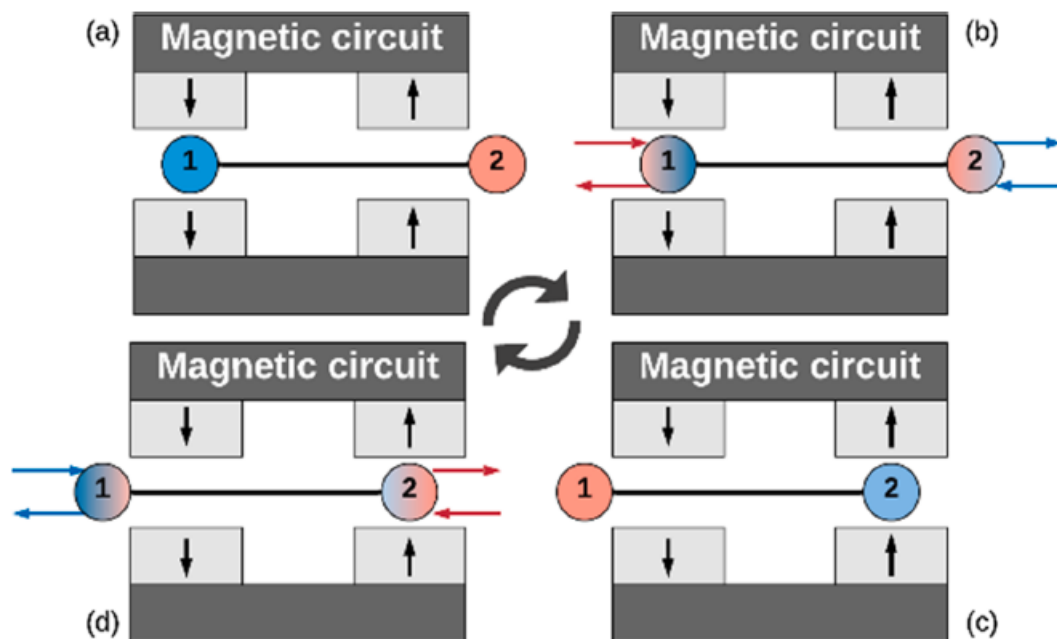
- Circuito magnético: o CM, constituído de ímãs permanentes, gera o gradiente de campo magnético responsável por promover o movimento dos TCM. A intensidade máxima do campo magnético gerado pelo circuito se dá no centro do entreferro e reduz em direção às bordas, podendo extrapolar o intervalo entre ímãs na direção do movimento linear. Os CM podem apresentar dois polos magnéticos, como o apresentado na Fig. 3.4, ou apenas um. Visando maximizar a intensidade de campo magnético e minimizar a massa de ímãs permanentes, os CM podem apresentar diversas geometrias (BJØRK et al., 2010).
- Trocador de Calor Magnético (TCM): os TCM, representados na Fig. 3.4 por TCM1 e TCM2, são preenchidos pelo MM e promovem a troca térmica entre o MM e os fluidos provenientes dos reservatórios térmicos de acordo com cada etapa do ciclo. O TCM deve possuir, idealmente, uma geometria que associe altas taxas de transferência de calor atrelada a pequenas perdas de carga. A aplicação de meios porosos possibilita altas taxas de transferência de calor devido a sua grande densidade de área superficial. Entretanto, possuem maiores perdas viscosas, o que também eleva a

potência requerida para o bombeamento dos fluidos. Em um MTM do tipo Tesla puramente magnético são necessários no mínimo dois TCM, que devem ser conectados por um elemento rígido.

- Reservatórios térmicos: os reservatórios térmicos são a fonte e o sumidouro de calor do sistema. Assim, são responsáveis por armazenar os fluidos quente e frio que escoarão pelo TCM e trocarão calor com o MM. Para o correto funcionamento do motor é necessário que a  $T_{Curie}$  do MM seja um valor intermediário entre as temperaturas dos dois reservatórios. Além disso, é importante que a temperatura do reservatório quente respeite o limite de operação dos ímãs permanentes, conforme o catálogo do fabricante.
- Sistema de bombeamento: composto por bombas/ventiladores, mangueiras, conexões e válvulas, é responsável pelo escoamento dos fluidos provenientes dos reservatórios térmicos através de todo o sistema. Para aplicações em recuperação de energia a partir de rejeitos térmicos de baixa temperatura (*energy harvester*), a potência de bombeamento seria o único dispêndio de energia para operar um MTM.

O movimento dos TCM em um MTM do tipo Tesla puramente magnético decorre do balanço de forças atuantes sobre os TCM, que se encontram em suas respectivas etapas do ciclo (e fases magnéticas). Assim, a operação deste motor pode ser dividida em quatro etapas, conforme ilustra a Fig. 3.5:

Figura 3.5 – Esquema de operação de um motor termomagnético do tipo Tesla puramente magnético



Fonte: (KANEKO et al., 2021)

- Iniciando a operação na etapa representada na Fig. 3.5(a), o TCM1 encontra-se ferromagnético na região de campo magnético alto e o TCM2 encontra-se paramagnético na região de campo baixo. Assim, a força magnética atuando sobre o TCM1 é superior à que atua sobre o TCM2 e o conjunto permanece nesta posição.
- Para que o TCM1 torne-se paramagnético e o TCM2 ferromagnético, promove-se o escoamento de fluido quente pelo TCM1 e de fluido frio pelo TCM2, como representado na Fig. 3.5(b), até que a temperatura do TCM1 seja superior à  $T_{Curie}$  e a do TCM2 inferior à  $T_{Curie}$ .
- Com o TCM1 na fase paramagnética e o TCM2 na fase ferromagnética, a força que atua sobre o TCM2 supera a exercida sobre o TCM1, e o conjunto move-se para esquerda, de forma que o TCM1 fique na região de campo baixo e o TCM2 na região de campo alto, como apresentado na Fig. 3.5(c).
- Para que os TCM retornem à posição inicial é necessário que a força atuante sobre o TCM1 supere novamente à exercida sobre o TCM2. Para isso, promove-se o escoamento do fluido frio pelo TCM1, aumentando sua magnetização e, consequentemente, a força magnética e o escoamento do fluido quente pelo TCM, reduzindo sua magnetização e força magnética. Quando a temperatura do TCM1 torna-se inferior à  $T_{Curie}$  e a do TCM2 torna-se superior à  $T_{Curie}$ , as fases magnéticas dos trocadores são invertidas. Esta etapa está representada na Fig. 3.5(d).
- Com o TCM1 na fase ferromagnética e o TCM2 na fase paramagnética, a força que atua sobre o TCM1 supera a exercida sobre o TCM2 e o conjunto move-se para direita, retornando à posição inicial.

#### 3.4 MODELOS MATEMÁTICOS PARA SIMULAR MOTORES TERMOMAGNÉTICOS

Com o desenvolvimento de CM com campos magnéticos mais intensos e de novos MM com transição de fase magnética de primeira ordem nas últimas décadas, os trabalhos sobre MTM ganharam mais notoriedade na literatura. Esta seção irá enfatizar o estado da arte dos modelos matemáticos propostos para simular a operação dos MTM.

Gabrielyan et al. (2013) simulou, utilizando um modelo tridimensional implementado em ANSYS, a transferência de calor entre a água e o MM de um MTM em disco, composto por dois anéis preenchidos por placas finas de Gd. O perfil de temperatura, desenvolvido graças à condução de calor permite que as placas de MM, que se encontram nas regiões de gradiente de campo magnético, induzam o movimento do MTM.

Alves et al. (2013) modelou um MTM do tipo Roda de Curie que utiliza de energia solar. Os processos de troca de calor da conversão da energia solar e da convecção natural

foram implementados através do método de diferenças finitas. A operação deste motor foi simulada para três diferentes MM: Gd, liga de FeNi e MnAs, sendo este último um MM que apresenta transição de fase magnética de primeira ordem.

Kishore et al. (2020) implementaram numericamente um modelo tridimensional de um MTM linear e simularam diferentes condições de operação para obter os valores ótimos para as temperaturas dos reservatórios térmicos do sistema. O MM utilizado no trabalho foi o Gd. Também foi fabricado um MTM em escala reduzida para avaliar o desempenho do motor. O resultado obtido foi um trabalho específico de 0,6J/kg por ciclo.

Evaristo et al. (2022) implementou a operação de um MTM linear com retorno por gravidade. O modelo desenvolvido acopla o processo de transferência de calor nos TCM aos fenômenos termomagnéticos do MM (Gd). A geometria proposta consistia em canais circulares para o escoamento interno dos fluidos responsáveis pela troca de calor. O autor avalia ainda a influência da desmagnetização, do EMC e dos parâmetros geométricos do TCM no desempenho do MTM. A potência máxima atingida pelo sistema foi de 0,3 W para um período de ciclo superior a 20 s.

Correa et al. (2023) simulou o funcionamento de um MTM linear com retorno por mola. O modelo de transferência de calor e o ciclo termodinâmico foram implementados através do método de volumes finitos. O trabalho propôs uma metodologia inédita para obter valores otimizados para os seguintes parâmetros: comprimento do TCM, rigidez da mola, vazão do fluido de trabalho e temperatura do reservatório térmico quente. Para otimização utilizou-se como função objetivo a minimização da entropia gerada total e a minimização da razão de trabalho reverso ( $BWR$ ). Operando com os parâmetros otimizados o MTM apresentou uma potência líquida de, aproximadamente, 5 W e um  $BWR$  de 12%.

Hey et al. (2022a) desenvolveu um modelo que acopla a transferência de calor, os fenômenos termomagnéticos e a dinâmica do rotor de um MTM rotativo. Foi realizado também um processo de otimização que utilizou como função objetivo a maior potência produzida. Como resultado o motor apresentou uma potência máxima de 88 W. Já em Hey et al. (2022b) foram simulados dois MTM, um rotativo e um linear. Concluiu-se que, para as mesmas condições de operação, os motores lineares apresentam maiores eficiências, entretanto, os motores rotativos operam com menores diferenças entre as temperaturas dos reservatórios térmicos. Assim, cada MTM deve operar sob as condições que lhes favorecem.

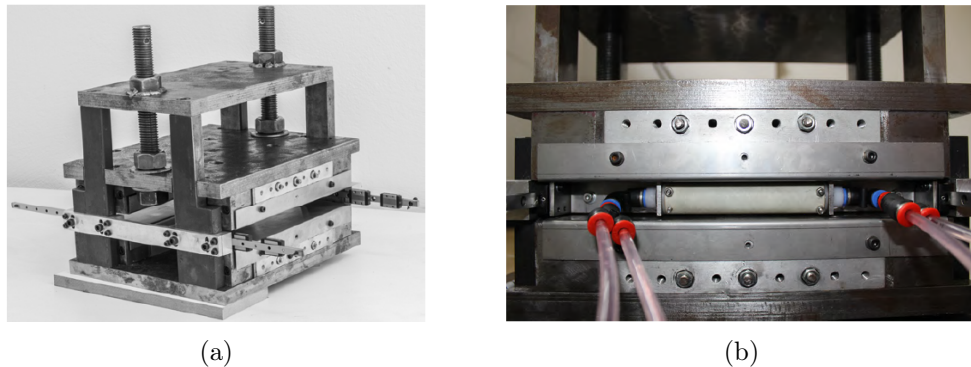
É importante ressaltar que dados experimentais são necessários para validar os resultados obtidos a partir das implementações numéricas e avaliar as perdas mecânicas associadas à operação. Além disso, é possível concluir que os projetos dos TCM dos MTM devem sempre visar as maiores taxas de transferência de calor para obter menores períodos de ciclo, entretanto, deve-se atentar para a perda de carga associada ao escoamento proposto.

## 4 METODOLOGIA

### 4.1 ESTRUTURA EXPERIMENTAL DO MOTOR SIMULADO

O presente trabalho, como explicado anteriormente, tem como objetivo simular a operação de um MTM do tipo Tesla linear puramente magnético. Este motor foi construído e testado por Kaneko (2019) na Universidade Estadual do Maringá, e pode ser observado na Fig. 4.1. Os parâmetros construtivos e operacionais deste motor, bem como os resultados obtidos, serão apresentados nas seções subsequentes. Por fim, os resultados alcançados através da análise numérica serão comparados aos experimentais.

Figura 4.1 – Motor termomagnético construído por Kaneko (2019)



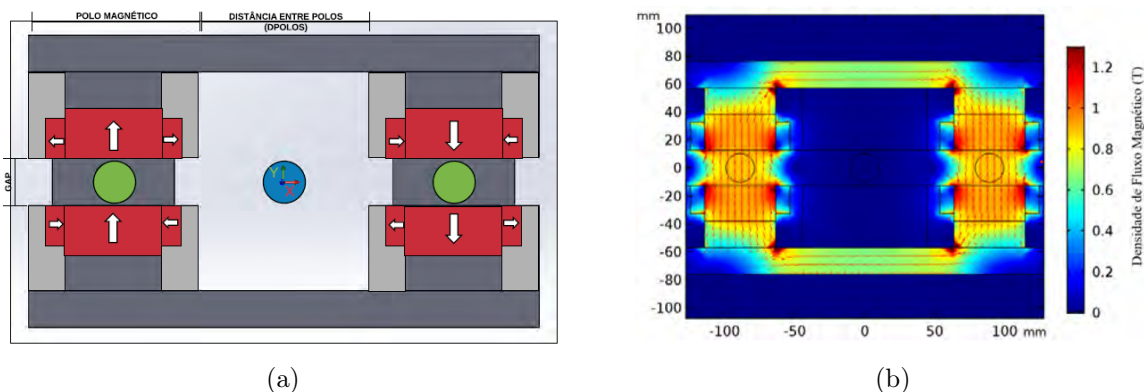
Fonte: (KANEKO, 2019)

#### 4.1.1 O CIRCUITO MAGNÉTICO

O CM projetado por Kaneko (2019) apresenta a configuração de duplo C, como pode ser observado na Figura 4.2a. O fluxo magnético do circuito é gerado por ímãs permanentes de NdFeB. Peças de material ferromagnético mole de elevada permeabilidade também compõem a estrutura com o objetivo de guiar as linhas de campo magnético pelo circuito e os concentrar na região de interesse, chamada de entreferro, onde o TCM opera ao longo do gradiente de campo magnético estabelecido (vide Fig. 4.1b). O material ferromagnético utilizado neste circuito foi o aço 1020.

Os blocos de ímã permanentes (regiões vermelhas na Fig. 4.2a) utilizados podem ser divididos em três categorias: principais, concentradores laterais e concentradores frontais. Os ímãs principais, indicados pela remanência (setas brancas) na direção  $y$  (vertical) na Fig. 4.2a, são os responsáveis por gerar os campos magnéticos, uma vez que possuem maior massa. Já os concentradores laterais (setas na direção horizontal) e frontais têm como objetivo concentrar as linhas de fluxo magnético na região do entreferro, como pode ser observado na Fig. 4.2b. Assim, o campo magnético resultante torna-se mais intenso e homogêneo.

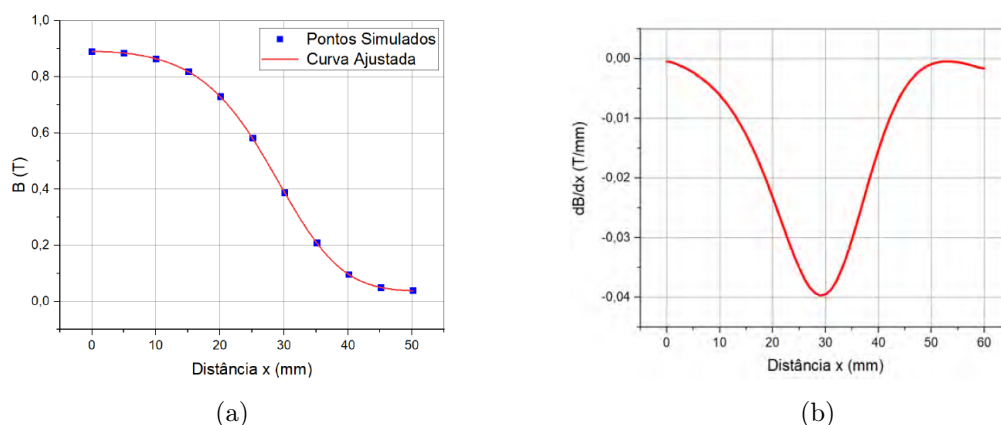
Figura 4.2 – Circuito magnético construído por Kaneko (2019)



Fonte: (KANEKO, 2019)

O perfil do campo magnético ao longo do eixo de deslocamento dos TCM (eixo  $x$ ), gerado pelo circuito apresentado, pode ser observado na Fig. 4.3a. A posição 0 indica o centro do polo magnético, ou seja, a região de campo magnético máximo. A variação do campo magnético ao longo do eixo longitudinal dos TCM foi desprezível, portanto, considerou-se constante o campo atuando em todo o seu comprimento. Esta distribuição de campo magnético resulta no gradiente de campo ao longo de  $x$ , conforme mostra a Fig. 4.3b, chegando a uma intensidade de  $-0,04 \text{ T/mm}$ . Algumas dimensões do CM construído são apresentadas na tabela 4.1.

Figura 4.3 – (a) Perfil da densidade de fluxo magnético ao longo do eixo  $x$ ; (b) Gradiente da densidade de fluxo magnético ao longo do eixo  $x$



Fonte: (KANEKO, 2019)

#### 4.1.2 TROCADOR DE CALOR MAGNÉTICO

Os TCM utilizados no motor projetado por Kaneko (2019) são formados por tubos de fibra de vidro G10 preenchido por esferas de Gd compactadas em um meio poroso, estabelecendo uma porosidade de, aproximadamente, 37%. Por este leito de esferas escoam os fluidos quente e frio, durante seus respectivos períodos do ciclo, e promovem a mu-

dança de fase magnética. O fluido utilizado por Kaneko (2019) foi uma mistura de água com etilenoglicol na proporção de 80/20 % em volume. Algumas dimensões do TCM são apresentadas na tabela 4.1.

Tabela 4.1 – Dimensões dos componentes do Motor Termomagnético

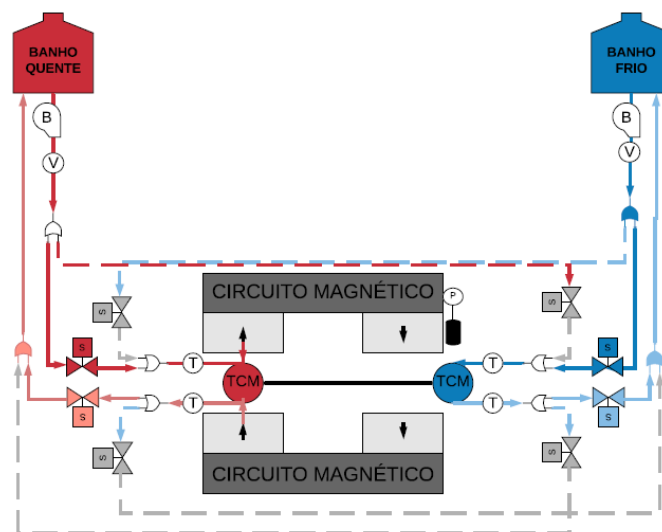
Componente	Dimensões	
Dimensões ímãs principais [N50]	50,8 x 50 x 25,4	mm
Dimensões concentradores laterais [N42]	40 x 20 x 10	mm
Dimensões concentradores frontais [N50]	50,8 x 25,4 x 12,7	mm
Altura do polo magnético	25,4	mm
Distância entre polos	88,9	mm
Comprimento do TCM	82	mm
Diâmetro interno do TCM	19,05	mm
Diâmetro das esferas de Gd	≈ 0,8	mm
Porosidade do TCM	0,37	-
Fator desmagnetizante do TCM	0,4043	-

## 4.2 MODELAGEM MATEMÁTICA

Para estudar o dispositivo descrito na seção anterior desenvolveu-se um modelo matemático que acopla a transferência de calor em meio poroso e os fenômenos termomagnéticos do Gd. Entretanto, algumas considerações foram feitas com o objetivo de simplificar o problema e concentrar a análise na região do TCM. As hipóteses assumidas serão explicitadas a seguir.

### 4.2.1 O PROBLEMA FÍSICO

Figura 4.4 – Diagrama esquemático do MTM linear puramente magnético



Fonte: (KANEKO, 2019)



O MTM em estudo pode ser representado pelo sistema da Fig. 4.4. A máquina completa é composta por dois reservatórios (banhos) térmicos, um quente e um frio, duas bombas, tubulações para o escoamento dos fluidos, válvulas solenoides para o controle dos escoamentos, instrumentos de medição de vazão e temperatura para avaliação dos parâmetros de operação, além dos dois TCM. Para restringir este sistema ao domínio de análise em que serão aplicadas as equações de transferência de calor, algumas hipóteses foram utilizadas:

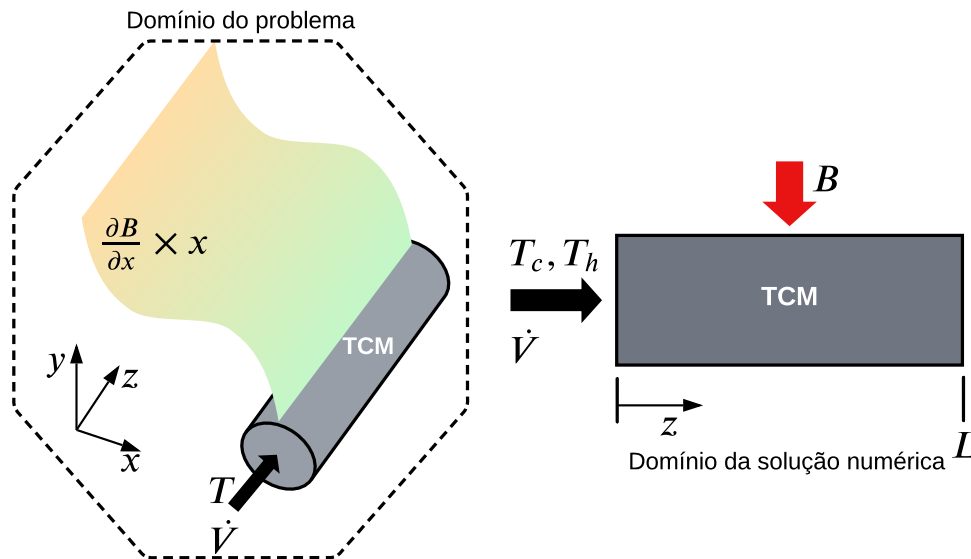
1. As temperaturas dos fluidos nos banhos térmicos são consideradas uniformes;
2. Não são consideradas as eficiências das bombas; não são consideradas as potências consumidas pelas válvulas solenoides;
3. Não é considerada a perda de carga ao longo das tubulações ou nas válvulas;
4. Perdas por atrito mecânico em mancais ou guias lineares são desconsideradas, bem como as ineficiências mecânicas existentes no mecanismo de conversão do movimento linear em rotacional, como implementado posteriormente em Kaneko et al. (2021);
5. Não foi considerada a perda ou ganho de calor ao longo das tubulações e componentes.

Ao tomar essas simplificações, pode-se delimitar o domínio do problema, o qual contabiliza o escoamento, a transferência de calor longitudinal (eixo  $z$ ) e a interação magnética entre TCM e campo magnético que resulta no movimento do TCM ao longo do eixo  $x$ . Porém, o domínio de solução numérica que corresponde a transferência de calor em um meio poroso acoplado aos fenômenos termomagnéticos do Gd, reduz o problema para apenas uma dimensão ( $0 \leq z \leq L$ ). A Fig. 4.5 ilustra esses domínios e, assim, considera-se que:

- As temperaturas ( $T$ ) dos escoamentos quente e frio na entrada do TCM são prescritas e iguais às temperaturas dos banhos térmicos;
- O escoamento é paralelo ao eixo longitudinal ( $z$ ) dos TCM e a vazão ( $\dot{V}$ ) é prescrita, constante e equivalente à vazão ajustada nas bombas utilizadas;
- Os escoamentos são instantâneos (onda quadrada), logo, as velocidades dos escoamentos são constantes ao longo do seu respectivo período do ciclo;
- O campo magnético ( $B$ ) é uniforme ao longo de todo o comprimento  $L$  do TCM;
- O TCM se desloca, unicamente, ao longo do eixo  $x$  de acordo com o gradiente de campo magnético ( $\frac{\partial B}{\partial x}$ ) estabelecido pelo CM;

- A potência de cada TCM é devida à sua força magnética, desenvolvida ao longo de todo seu deslocamento, em seu respectivo período do ciclo;
- A potência total é a soma das potências desenvolvidas por cada TCM ao longo do ciclo.

Figura 4.5 – Desenho esquemático do domínio do problema e do domínio da solução numérica.



Fonte: autora

#### 4.2.2 MODELAGEM PARA A TRANSFERÊNCIA DE CALOR EM MEIO POROSO

Após a restrição do domínio da solução numérica aos TCM é possível aplicar as equações de transferência de calor em meio poroso ao leito de esferas de Gd do MTM em estudo. Para simplificar as equações de conservação de energia, considerou-se as seguintes hipóteses simplificativas. Note que, como a vazão mássica foi prescrita, não há a necessidade de resolver o problema de escoamento por meio das equações de conservação da quantidade de movimento linear para um meio poroso.

- O escoamento é considerado unidimensional;
- O escoamento é considerado isocórico (incompressível);
- A condutividade térmica e a densidade do Gd são consideradas constantes;
- O calor específico do Gd é considerado função da temperatura e do campo magnético resultante ( $c(T, B)$ );
- O meio poroso é considerado um leito de esferas com tamanhos uniformes;
- A porosidade é considerada constante em todo o meio poroso;

O modelo de transferência de calor em meio poroso consiste em duas equações da energia, uma para a fase fluida, Eq. 4.1, e uma para fase sólida, Eq. 4.2. Estas duas equações estão acopladas pelo termo de transferência de calor intersticial e, como consequência, precisam ser resolvidas por meio de métodos iterativos (KAVIANY, 1995). Os subíndices  $f$  e  $s$  presentes referem-se a parâmetros ou propriedades do fluido ou do sólido, respectivamente.

$$\varepsilon \frac{\partial T_f}{\partial t} = -\frac{h\beta}{\rho_f C_{p_f}} (T_f - T_s) - u_D \frac{\partial T_f}{\partial x} + \varepsilon \left( \frac{k_f}{\rho_f C_{p_f}} + D_{II} \right) \frac{\partial^2 T_f}{\partial x^2} + \frac{1}{\rho_f C_{p_f}} \left| \frac{\partial P}{\partial x} u_D \right| \quad (4.1)$$

$$(1 - \varepsilon) \frac{\partial T_s}{\partial t} = -\frac{h\beta}{\rho_s C_{p_s}} (T_s - T_f) + (1 - \varepsilon) \frac{k_s}{\rho_s C_{p_s}} \frac{\partial^2 T_s}{\partial x^2} \quad (4.2)$$

Na equação do fluido, o termo  $\varepsilon \frac{\partial T_f}{\partial t}$  representa a parcela transiente da expressão, o termo  $u \frac{\partial T_f}{\partial x}$  representa a advecção e o termo  $\varepsilon \left( \frac{k_f}{\rho_f C_{p_f}} + D_{II} \right) \frac{\partial^2 T_f}{\partial x^2}$  a difusão. Já na equação da fase sólida, o termo  $(1 - \varepsilon) \frac{\partial T_s}{\partial t}$  representa a parcela transiente da equação e  $(1 - \varepsilon) \frac{k_s}{\rho_s C_{p_s}} \frac{\partial^2 T_s}{\partial x^2}$  a difusão. Já o termo  $\pm \frac{h\beta}{\rho_s C_{p_s}} (T_s - T_f)$  presente em nas duas equações, trata-se da transferência de calor intersticial, e as acopla.

Quanto as variáveis envolvidas:  $\varepsilon$  é a porosidade do leito de esferas,  $t$  o tempo,  $\rho$  a massa específica,  $C_p$  o calor específico,  $x$  a posição,  $k$  a condutividade térmica,  $\mu$  a viscosidade e  $\frac{\partial P}{\partial x}$  o gradiente de pressão longitudinal.

A variável  $u_D$ , é a velocidade do escoamento em meios porosos, chamada de velocidade de Darcy, definida como um valor médio, visto que, para meios porosos em escala macroscópica, o escoamento pode ser aproximado por um escoamento invíscido. Portanto,  $u_D$  pode ser calculada pela Eq. 4.3, na qual  $\dot{m}$  representa a vazão mássica do fluido e  $A_c$  a área de seção transversal do escoamento.

$$u_D = \frac{\dot{m}}{\rho_f A_c} \quad (4.3)$$

Já a variável  $D_{II}$  representa a dispersão longitudinal. Este termo tem por objetivo corrigir a condução axial da fase fluida, visto que a mistura hidrodinâmica do fluido a nível de poro decorrente do escoamento forçado pode apresentar uma dispersão térmica relevante. Assim, essa dispersão deve ser considerada no termo de condução de calor das equações macroscópicas. O valor de  $D_{II}$  pode ser calculado a partir das Eq. 4.4 e 4.5 (KOCH; BRADY, 1985), sendo  $Pe_{dp}$  o número de Peclet baseado no diâmetro  $d_p$  da esfera e  $Pr$  o número de Prandt.

$$D_{II} = \frac{k_f}{\rho_f C_{p_f}} 0,75 \frac{Pe_{dp}}{2} \quad (4.4)$$

$$Pe_{dp} = \frac{u_D d_p \rho_f}{\mu_f} Pr \quad (4.5)$$

O coeficiente de convecção  $h$  pode ser calculado por meio da Eq. 4.6, sendo  $d_H$  o diâmetro hidráulico, calculado pela Eq. 4.7, e  $Nu$  o número de Nusselt, obtido pela Eq. 4.8 proposta por Pallares e Grau (2010).

$$h = \frac{2\varepsilon k_f}{3(1-\varepsilon)d_H} Nu \quad (4.6)$$

$$d_H = \frac{4\varepsilon}{\beta} \quad (4.7)$$

$$Nu = 2 + \frac{8(\varepsilon - 1)}{\varepsilon} + \sqrt{(1 - \varepsilon) Re_{dp}^{0,6} Pr^{\frac{1}{3}}} \quad (4.8)$$

A densidade de área superficial ( $\beta$ ), e o número de Prandtl ( $Pr$ ), presentes nas equações anteriores, podem ser calculados pelas Eq. 4.9 e 4.10, respectivamente. Já o número de Reynolds baseado no diâmetro de partícula, utilizado para o cálculo do número de Nusselt, é obtido pela Eq. 4.11.

$$\beta = (1 - \varepsilon) \frac{6}{d_p} \quad (4.9)$$

$$Pr = \frac{\mu_f C_{pf}}{k_f} \quad (4.10)$$

$$Re_{dp} = \frac{u_D d_p \rho_f}{\mu_f} \quad (4.11)$$

Por fim, o gradiente de pressão longitudinal  $\frac{\partial P}{\partial x}$  pode ser calculado a partir da correlação proposta por Ergun (1952) e corrigida por Macdonald et al. (1979) Eq. 4.12 (KAVIANY, 1995). Esta equação é utilizada para determinar a perda de carga em escoamentos isocóricos em meios porosos de esferas para valores de Reynolds até 10000. Além de calcular o termo  $\frac{\partial P}{\partial x}$ , a determinação da perda de carga ao longo do escoamento é utilizada na avaliação da potência de bombeamento demandada para promover os escoamentos quente e frio.

$$-\frac{\Delta P}{L} = 180\mu_f \frac{(1-\varepsilon)^2}{\varepsilon^3} \frac{u}{d_p} + 1,8\rho \frac{(1-\varepsilon)}{\varepsilon^3} \frac{u^2}{d_p} \quad (4.12)$$

As propriedades do fluido são funções da sua temperatura e do percentual de etilenoglicol em massa ( $w_m$ ), que é obtida a partir da proporção dada em volume ( $w_v$ ) pela Eq. 4.13. Em seguida, são apresentadas as equações para o cálculo das propriedades do fluido.

$$w_m = \frac{0,0633642 + 1,1077w_v - 0,00108914w_v^2}{100} \quad (4.13)$$

$$\rho_f = \frac{1,08904 - 0,0102267T + 0,0000312579T^2 - 0,000000032614T^3 - 0,02518839w - 0,00060141w^2}{1 - 0,009426T + 0,0000289266T^2 - 0,000000030449T^3 - 0,0182524w} \cdot (-517,378 + 14,3157T - 0,0440498T^2 + 0,0000438395T^3) \quad (4.14)$$

$$C_{p_f} = \left( 15,6044 - \frac{13270,6}{T} + \frac{4017470}{T^2} - \frac{405000000}{T^3} + 1,79151w_m - 0,432995w_m^2 \right) \cdot (245103 - 2503,25T + 8,67151T^2 - 0,0100147T) \quad (4.15)$$

$$k_f = \frac{0,769354 - 0,00648959T - 0,0000040541T^2 - 2,86147w_m + 0,060202w_m^2 + 0,010604w_mT}{1 - 0,00780393T - 0,00000199933T^2 + 0,109892w_m - 0,205301w_m^2 - 0,00296141w_mT} \cdot (-0,680944 + 0,00687609T - 0,00000871265T^2) \quad (4.16)$$

$$\mu_f = \frac{-0,480831 + 0,00316530T - 0,0000055754T^2 - 0,0438873w_m - 0,0831036w_m^2}{1 - 0,010521T + 0,0000362597T^2 + 0,000000042298T^3 + 0,0266248w_m} \cdot (0,79913 - 0,00976317T + 0,0000449597T^2 - 0,000000092347T^3 + 0,000000000713175T^4) \quad (4.17)$$

Já o calor específico do Gd, considerado função da temperatura e do campo magnético resultante, é obtido a partir de uma tabela pré-definida a partir da teoria de Weiss-Debye-Sommerfeld (MORRISH, 2001). Os valores de campo magnético desta tabela variam de 0 T a 2 T, com resolução de 0,001T, e os de temperatura variam de 200 K a 400 K, com resolução de 0,01 K.

Por fim, definem-se as condições de contorno. Para compreendê-las, retorne para a Fig. 4.5. Para o modelo da fase fluida, a condição de contorno para  $z = 0$  é de entrada de massa com vazão ( $\dot{V}$ ) conhecida, com a temperatura do fluido prescrita. Porém, a temperatura irá depender da etapa do ciclo, se corresponde ao escoamento quente ( $ws$ ) ou frio ( $cs$ ), ou seja:

$$\begin{aligned} &\text{em } z = 0 \\ &T = T_{ws} \text{ - se escoamento quente} \\ &T = T_{cs} \text{ - se escoamento frio} \end{aligned} \quad (4.18)$$

Já em  $z = L$ , trata-se de uma condição de contorno de saída de massa. Esta é uma condição parabólica que não requer um valor prescrito, sendo a temperatura da fronteira aproximada para o valor do último volume:

$$\begin{aligned} &\text{em } z = L \\ &\frac{\partial T}{\partial z} = 0 \end{aligned} \quad (4.19)$$

Para o modelo da fase sólida, as condições de contorno para  $z = 0$  e  $z = L$  são as mesmas, de fronteiras adiabáticas:

$$\begin{aligned} &\text{em } z = 0 \text{ e em } z = L \\ &-k_s \frac{\partial T}{\partial z} = 0 \end{aligned} \quad (4.20)$$

### 4.2.3 IMPLEMENTAÇÃO DO EFEITO MAGNETOCALÓRICO

A movimentação do TCM ao longo de seu respectivo polo magnético faz com que o MM seja submetido a uma variação de intensidade de campo magnético. Portanto, o Efeito Magnetocalórico (EMC) será observado caso o material termomagnético possua um elevado EMC na faixa da temperatura de operação do motor, como ocorre para o Gd.

O EMC pode ser implementado ao modelo matemático de forma integrada ou de forma discreta. Em ambas, o EMC deve ser avaliado no instante atual ( $t + \Delta t$ ) levando em conta o tempo anterior ( $t$ ) e a posição ( $z$ ) do TCM, uma vez que a temperatura e o campo magnético interno resultante ( $H_{int,res}$ ) variam de acordo com o tempo e a posição. A implementação integrada consiste na adição do seguinte termo referente ao EMC na equação de energia do sólido, Eq. 4.2.

$$\dot{q}_{MCE}(t + \Delta t, z) = -\rho_s(1 - \varepsilon)T_s(t, z) \frac{\partial s(\Delta\mu_0 H_{int,res}(t, z), T_s(t, z))}{\partial \mu_0 H_{int,res}(t, z)} \frac{\partial \mu_0 H_{int,res}(t, z)}{\partial t} \quad (4.21)$$

Já a implementação discreta compreende a correção da temperatura do sólido em  $\Delta T_{ad}$  sempre que o TCM for submetido à variação do campo magnético, conforme a Eq. 4.22. O presente trabalho adotou em seu modelo a implementação discreta, ou seja, considerou-se que o EMC ocorre de forma adiabática.

$$T_s(t + \Delta t, z) = T_s(t, z) + \Delta T_{ad}(\Delta\mu_0 H_{int,res}(t, z), T_s(t, z)) \quad (4.22)$$

Os valores de  $\Delta T_{ad}$  foram obtidos a partir de um diagrama temperatura-entropia pré-definido para o Gd, o qual possui valores de campo magnético variando de 0T a 2T, com resolução de 0,001T e valores de temperatura variando de 200K a 400K, com resolução de 0,01K. Conforme ilustra a Fig. 2.4, o estado inicial apresenta temperatura e campo

magnético conhecidos, permitindo a determinação da entropia deste estado. Sendo o processo adiabático e isentrópico, para o segundo estado tem-se a entropia e o novo campo magnético, possibilitando a determinação da variação de temperatura ocorrida.

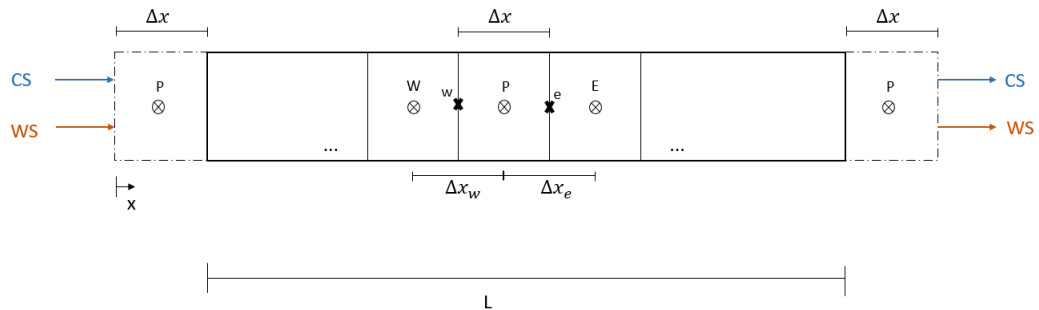
### 4.3 IMPLEMENTAÇÃO NUMÉRICA

A implementação numérica do modelo matemático apresentado foi realizada na plataforma Python3 - PyCharm. As etapas desta implementação serão descritas nas seções subsequentes.

#### 4.3.1 DISCRETIZAÇÃO DAS EQUAÇÕES DE ENERGIA

As equações de energia apresentadas, Eq. 4.1 e 4.2, não possuem solução analítica, sendo necessário o uso de métodos numéricos para solucioná-las. Neste trabalho será utilizado o Método de Volumes Finitos (MALISKA, 2004). Para a empregá-lo, primeiramente, é necessário dividir o domínio da solução numérica (Fig. 4.5) em  $N$  volumes finitos, como pode ser observado na Fig. 4.6.

Figura 4.6 – Domínio de solução discretizado em volumes finitos de uma malha espacial estruturada uniforme de comprimento  $\Delta x$



Fonte: autora

Em segundo lugar, admite-se que o termo transiente será interpolado seguindo a formulação totalmente implícita. Nesta formulação, as temperaturas de todos os volumes são obtidas no mesmo nível de tempo e, portanto, as temperaturas vizinhas a  $P$  são desconhecidas. Logo, o cálculo da temperatura no volume  $P$  é função da temperatura neste mesmo volume no instante anterior (super-índice 0) e das temperaturas dos volumes vizinho ( $E$  e  $W$ ) no mesmo instante de tempo. Isto resulta em um sistema linear de equações que deve ser revolvido a cada instante de tempo, para cada um dos volumes finitos (MALISKA, 2004). Assim, a forma geral para a equação discretizada é dada por:

$$A_P T_P = A_E T_E + A_W T_W + B_P \quad (4.23)$$

sendo  $A_P$ ,  $A_E$ ,  $A_W$  e  $B_P$  as matrizes de coeficientes. Para a determinação destes coeficientes é preciso integrar no espaço e no tempo as Eq. 4.1 e 4.2 e aplicar funções de interpolação adequadas aos termos advectivos e difusivos.

A equação de energia do fluido utiliza a função de interpolação WUDS (Weighted Upstream Differencing Scheme) para interpolar os seus termos difusivo e advectivo. Esta função utiliza os dois coeficientes,  $\alpha_m$  e  $\beta_m$ , como pesos entre a advecção e difusão na transferência de calor, respectivamente. Estes coeficientes podem ser calculados através das Eq. 4.24 e 4.25, que utilizam o número de Reynolds (Eq. 4.26) e o número de Peclet (Eq. 4.27), ambos baseados no comprimento de malha ( $\Delta x$ ). Já a equação de energia do sólido tem seu termo difusivo interpolado através da função de interpolação CDS (Método das Diferenças Centrais).

$$\alpha_m = \frac{Pe_m^2}{10 + 2Pe_m^2} \quad (4.24)$$

$$\beta_m = \frac{1 + 0,005Pe_m^2}{1 + 0,05Pe_m^2} \quad (4.25)$$

$$Re_m = \frac{\rho_f u_D \Delta x}{\mu_f} \quad (4.26)$$

$$Pe_m = Re_m Pr \quad (4.27)$$

Após discretizar as equações de energia e aplicar as funções de interpolação é possível obter a Eq. 4.28 para fase fluida e a Eq. 4.29 para a sólida. Note que, os termos entre colchetes são, respectivamente, os coeficientes  $A_P$ ,  $A_E$ ,  $A_W$  e  $B_P$ , conforme o sistema linear na Eq. 4.23.

$$\begin{aligned} & \left[ \frac{\varepsilon \Delta x}{\Delta t} + \frac{\varepsilon (\beta_e + \beta_w)}{\Delta x} \left( \frac{k_f}{\rho_f C_{p_f}} + D_{II} \right) + u_D (\alpha_e + \alpha_w) + \frac{h\beta \Delta x}{\rho_f C_{p_f}} \right] T_{fP} = \\ & = \left[ \frac{\varepsilon \beta_e}{\Delta x} \left( \frac{k_f}{\rho_f C_{p_f}} + D_{II} \right) - u_D \left( \frac{1}{2} - \alpha_e \right) \right] T_{fE} + \\ & + \left[ \frac{\varepsilon \beta_w}{\Delta x} \left( \frac{k_f}{\rho_f C_{p_f}} + D_{II} \right) + u_D \left( \frac{1}{2} + \alpha_w \right) \right] T_{fW} + \\ & + \frac{\varepsilon \Delta x}{\Delta t} T_{fP}^0 + \left( \frac{1}{\rho_f C_{p_f}} \left| \frac{\partial P}{\partial x} u_D \right| + \frac{h\beta}{\rho_f C_{p_f}} T_{sP} \right) \Delta x \end{aligned} \quad (4.28)$$

$$\begin{aligned} \left[ \frac{(1 - \varepsilon) \Delta x}{\Delta t} + \frac{2(1 - \varepsilon) k_s}{\rho_s C_{p_s} \Delta x} + \frac{h\beta}{\rho_s C_{p_s}} \right] T_{sP} = & \frac{(1 - \varepsilon) k_s}{\rho_s C_{p_s} \Delta x} T_{sE} + \frac{(1 - \varepsilon) k_s}{\rho_s C_{p_s} \Delta x} T_{sW} + \\ & + \frac{(1 - \varepsilon) \Delta x}{\Delta t} T_{sP}^0 + \frac{h\beta \Delta x}{\rho_s C_{p_s}} T_{fP} \end{aligned} \quad (4.29)$$



### 4.3.2 IMPLEMENTAÇÃO DAS CONDIÇÕES DE CONTORNO

Para a aplicação das condições de contorno foi utilizada a abordagem de volumes fictícios nas fronteiras do problema, como pode ser observado na Fig. 4.6. Os volumes fictícios são adicionados às extremidades da malha e apresentam equações distintas e simplificadas em relação àquelas para os volumes internos (MALISKA, 2004). Como trata-se de um modelo unidimensional, são necessárias apenas duas condições de contorno para cada fase, ou seja, dois volumes fictícios para a equação do fluido e dois para a do sólido.

Para o fluido, as fronteiras contam com entrada e saída de massa e, portanto, tem-se que o fluxo difusivo nestas fronteiras deve ser assumido nulo. Assim, na fronteira oeste ( $z = 0$ ) há entrada de massa considerando apenas o fluxo convectivo e, conseqüentemente, a temperatura deste volume equivale à temperatura da massa na entrada do sistema, conforme a Eq. 4.18. Já na fronteira leste ( $z = L$ ), a saída de massa utiliza a aproximação Upwind, ou seja, a temperatura do volume fictício é a mesma que a do volume imediatamente anterior a ele, como na Eq. 4.19. As condições de contorno para a fase sólida, tanto na fronteira oeste quanto na leste são de fluxo prescrito nulo, de acordo com a Eq. 4.20. As condições de contorno discretizadas para os volumes fictícios ficam da seguinte forma:

- Para o fluido:

$$\begin{aligned} &\text{em } z = 0 \\ &[1]T_{fP} = [0]T_{fE} + T_{prescrito} \end{aligned} \quad (4.30)$$

$$\begin{aligned} &\text{em } z = L \\ &[1]T_{fP} = [1]T_{fW} + [0] \end{aligned} \quad (4.31)$$

em que  $T_{prescrito}$  trata-se de  $T_{cs}$  ou  $T_{ws}$  de acordo com a etapa do ciclo.

- Para o sólido:

$$\begin{aligned} &\text{em } z = 0 \\ &[1]T_{sP} = [1]T_{fE} + [0] \end{aligned} \quad (4.32)$$

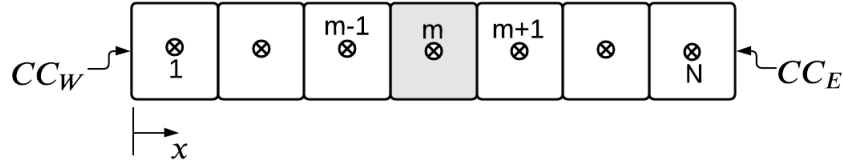
$$\begin{aligned} &\text{em } z = L \\ &[1]T_{sP} = [1]T_{fW} + [0] \end{aligned} \quad (4.33)$$

Novamente, os termos entre colchetes são os coeficientes  $A_P$ ,  $A_E$ ,  $A_W$  e  $B_P$ , conforme o sistema linear na Eq. 4.23.

## 4.3.3 O MÉTODO DE SOLUÇÃO: TDMA

O método de solução para resolver as equações de energia foi o TDMA (TriDiagonal Matrix Algorithm), também conhecido como Algoritmo de Thomas. Este método consiste em uma solução linha a linha, ou seja, resolve diretamente cada linha da malha. Assim, para problemas unidimensionais, a solução é obtida de maneira direta, sem a necessidade de iterações para resolver os sistemas lineares das equações do fluido e do sólido, que resultam da opção pela formulação totalmente implícita. Note, porém, que mesmo aplicando este método ao modelo desenvolvido, uma rotina iterativa será necessária para resolver o acoplamento existente entre as equações da energia, bem como para computar a dependência das propriedades do fluido e do sólido em relação a temperatura e campo magnético.

Figura 4.7 – Domínio de solução discretizado em volumes finitos para aplicação do TDMA



Fonte: (MALISKA, 2004)

Para implementar o TDMA utiliza-se uma nova discretização do domínio de solução, apresentada na Fig. 4.7. A Eq. 4.34 é a equação geral para este domínio. Os coeficientes  $P_m$  e  $Q_m$  podem ser calculados pelas Eq. 4.35 e 4.36, respectivamente.

$$T_m = P_m T_{m+1} + Q_m \quad (4.34)$$

$$P_m = \frac{-B_m}{A_m + C_m P_{m-1}} \quad (4.35)$$

$$Q_m = \frac{D_m - C_m Q_{m-1}}{A_m + C_m P_{m-1}} \quad (4.36)$$

Os coeficientes presentes em  $P_m$  e  $Q_m$  estão relacionados aos coeficientes das equações discretizadas (Eq. 4.1 e 4.2), obtidos por:

$$A_m = A_P \quad (4.37)$$

$$B_m = -A_E \quad (4.38)$$

$$C_m = -A_W \quad (4.39)$$

$$D_m = B_P \quad (4.40)$$

Observe que os coeficientes  $P_m$  e  $Q_m$  obtidos no nó  $m$  dependem dos seus valores em relação ao nó  $m - 1$ , ao passo que a temperatura  $T_m$  (no nó  $m$ ) depende do seu valor no nó  $m + 1$ . Logo, a execução do TDMA consiste em varrer a malha em um sentido para a determinação dos coeficientes  $P_m$  e  $Q_m$  e, em sequência, realizar a varredura no sentido contrário para o cálculo das temperaturas. Para tanto, são necessárias equações específicas para o cálculo de  $P_m$  e  $Q_m$  no primeiro volume ( $m = 1$ ) e da temperatura no último volume ( $m = N$ ):

$$P_1 = -\frac{B_1}{A_1} \quad (4.41)$$

$$Q_1 = \frac{D_1}{A_1} \quad (4.42)$$

$$T_N = Q_N \quad (4.43)$$

#### 4.3.4 CRITÉRIOS DE CONVERGÊNCIA PARA O ACOPLAMENTO DAS EQUAÇÕES DA ENERGIA

O acoplamento entre as equações de energia do fluido e do sólido tornou necessária a implementação de uma rotina iterativa para a solução do modelo desenvolvido. Para garantir que os resultados obtidos fossem estáveis e precisos, utilizou-se de critérios de convergência robustos para as temperaturas de ambas as fases.

Os critérios de convergência apresentados nas Eqs. 4.44 e 4.45 significam que, para cada iteração, o somatório das diferenças de temperaturas entre o instante de tempo atual ( $k$ ) e o anterior ( $k - 1$ ) para cada volume finito ( $i$ ) deve ser inferior ao critério estabelecido. No presente trabalho utilizou-se o critério de  $10^{-4}$ . Note que, ao mesmo tempo que o acoplamento é resolvido, já são inseridas as dependências das propriedades do fluido e do sólido em relação a temperatura e campo magnético.

$$\sqrt{\sum (T_{f_i}^k - T_{f_i}^{k-1})^2} < 0,0001 \quad (4.44)$$

$$\sqrt{\sum (T_{s_i}^k - T_{s_i}^{k-1})^2} < 0,0001 \quad (4.45)$$

#### 4.4 MOVIMENTAÇÃO DOS TCM

A força magnética que atua no TCM pode ser avaliada pela Eq. 4.46, sendo  $V$  o volume do TCM e  $\frac{dB}{dx}$  o gradiente da densidade de fluxo magnético ao longo do polo. Observe que, após aplicar as hipóteses simplificativas, esta equação é unidimensional, ao longo do

eixo  $x$ , que trata-se do domínio do problema (Fig. 4.5). Logo, a solução numérica obtida no domínio de solução  $z$  acopla-se ao domínio do problema.

$$F_{mag} = - (1 - \varepsilon) \rho_s V M (T, B) \frac{dB}{dx} \quad (4.46)$$

A partir da Eq. 4.46 é possível observar que existe uma relação direta entre a força magnética que atua sobre o TCM e a magnetização do MM: (i) quando o Gd encontra-se a temperatura inferior a  $T_{Curie}$ , ou seja, ferromagnético (alta magnetização específica) a força magnética atuante é elevada; (ii) já quando o MM encontra-se a temperatura superior a  $T_{Curie}$ , ou seja, paramagnético (baixa magnetização específica), a força magnética atuante é reduzida.

Como cada um dos volumes finitos do TCM estão a temperaturas e intensidades de campo interno resultante distintos, tem-se que os valores da magnetização diferem de um volume para outro. Desta forma, a força magnética deve ser calculada para cada volume – sendo considerado  $V$  o tamanho do volume finito – e a força magnética resultante que atua sobre o TCM será o somatório das forças de todos os volumes.

A movimentação linear dos TCM ao longo do gradiente de campo magnético (eixo  $x$ ) depende do balanço entre as forças magnéticas atuantes em cada um. A posição em um dado instante de tempo é definida de acordo com o equilíbrio entre as forças magnéticas atuantes nos TCM1 e TCM2. Como a força magnética é função da posição ao longo do eixo  $x$ , foi necessário um processo iterativo para implementação da movimentação do sistema.

O processo iterativo inicia-se pelo cálculo das forças magnéticas nos dois TCM ( $F_{TCM1}$  e  $F_{TCM2}$ ) na posição em que estes se encontram naquele instante de tempo. Em seguida, o módulo das forças são comparados e, seguindo a nomenclatura presente na Fig. 3.5, tem-se que:

- Se  $F_{TCM1} > F_{TCM2}$ , então o sistema se desloca em  $-\Delta x$
- Se  $F_{TCM1} < F_{TCM2}$ , então o sistema se desloca em  $+\Delta x$

As forças são então recalculadas nas novas posições e o processo se repete até que o equilíbrio seja atingido. Quando o equilíbrio é atingido evolui-se para o instante de tempo seguinte ( $t + \Delta t$ ). No presente trabalho, o deslocamento  $\Delta x$  utilizado foi de 0,1 mm.

#### 4.5 ALGORITMO

O algoritmo desenvolvido para simular a operação do MTM linear puramente magnético recebe os parâmetros de entrada, executa as iterações para solucionar as equações

de energia do fluido e do sólido, executa as iterações do balanço de forças magnéticas para determinar as posições dos trocadores e calcula e implementa o EMC. Estas etapas serão apresentadas com mais detalhes nas seções seguintes. O diagrama representando a estrutura do algoritmo pode ser observado na Fig. 4.8.

Este algoritmo pode ser utilizado de duas formas distintas: (i) para o cálculo das posições de fim de curso dos TCM; (ii) para o cálculo do tempo de ciclo.

#### 4.5.1 DADOS DE ENTRADA

Os dados de entrada podem ser divididos entre propriedades do sólido que não dependem da temperatura ou do campo magnético e, portanto, são consideradas constantes, dimensões dos TCM e parâmetros que são constantes em uma simulação, mas que podem ser variados no início de cada simulação, caso desejado.

As dimensões dos TCM podem ser encontradas na Tabela 4.1. As propriedades do Gd utilizadas como parâmetro de entrada são: densidade de  $7900 \text{ kg/m}^3$  e condutividade térmica de  $10,5 \text{ W/m-K}$  (KAVIANY, 1995). Por fim, os parâmetros que devem ser definidos como dados de entrada em uma dada simulação são as temperaturas dos escoamentos, quente e frio, e a sua vazão mássica.

#### 4.5.2 ESTRUTURA DO ALGORITMO

Na etapa inicial do algoritmo são incluídos os dados de entrada e as tabelas de magnetização, calor específico e entropia do Gd em função da temperatura e do campo magnético. Ainda nesta etapa também são criadas as malhas espacial e temporal e as matrizes de coeficientes a serem utilizadas.

A segunda etapa consiste em rotinas iterativas para a solução das equações de energia do fluido e do sólido. Primeiramente, para um instante de tempo calcula-se as propriedades do fluido e o campo magnético aplicado. O campo aplicado é utilizado em uma nova rotina, composta por cinco iterações, que calcula o campo desmagnetizante interno, o campo interno resultante e a magnetização final. Com os valores das propriedades é possível calcular os coeficientes  $\alpha_m$  e  $\beta_m$  do WUDS utilizados na equação do fluido e a partir do valor do campo resultante interno é possível determinar o calor específico do sólido.

Em sequência, calculam-se os coeficientes da matriz tridiagonal (Eq. 4.23) e os coeficientes do TDMA (Eq. 4.34), obtendo o campo de temperaturas do fluido. Assim, calcula-se os coeficientes da matriz tridiagonal e os coeficientes do TDMA para a fase sólida, e obtém-se o campo de temperaturas do sólido. Por fim, checa-se os critérios de convergência apresentados nas Eq. 4.44 e 4.45. Caso o critério tenha sido atingido, evolui-se para a próxima etapa, senão repete-se o processo.

A quarta etapa envolve a movimentação dos TCM. Após a convergência das temperaturas

de ambas as fases, calcula-se as forças magnéticas atuantes sobre cada TCM e avalia-se o equilíbrio entre elas. Caso o equilíbrio tenha se desfeito há movimentação do sistema como descrito na seção 4.4 até que o equilíbrio seja reestabelecido.

Por fim, calcula-se o EMC a partir da variação total de campo magnético após a movimentação dos TCM, a temperatura do sólido é corrigida por  $\Delta T_{ad}$ , conforme a Eq. 4.22, e o processo se reinicia no instante seguinte.

### 4.5.3 DEFINIÇÃO DAS POSIÇÕES DE FIM DE CURSO

O algoritmo desenvolvido foi inicialmente utilizado para determinação das posições de fim de curso dos TCM, ou seja, da amplitude de deslocamento máxima do sistema.

Para este fim, a rotina apresentada é implementada com um tempo de ciclo pré-determinado, muito superior ao tempo de ciclo real do MTM. Desta forma os TCM se movimentam até atingirem o equilíbrio final entre as forças magnéticas atuantes em cada um. A posição em que este equilíbrio é atingido é considerada a posição de fim de curso do sistema.

Vale ressaltar que, para este propósito, mesmo que o equilíbrio já tenha sido atingido a inversão do escoamento só ocorre após completo meio tempo de ciclo pré-estabelecido. Para o motor em estudo utilizou-se um tempo de ciclo fixo de 6s.

### 4.5.4 CÁLCULO DO TEMPO DE CICLO

A implementação do algoritmo para obter o tempo de ciclo real de operação do MTM baseia-se no conhecimento prévio das posições de fim de curso, com a inversão do escoamento ao se atingirem tais posições.

Nesta aplicação, o fim da simulação se dá quando atinge-se o regime periodicamente desenvolvido. Para avaliar esta condição compara-se dois ciclos consecutivos e calcula-se os erros a partir das Eq. 4.47 e 4.48. Estas afirmam que o somatório do quadrado das diferenças das temperaturas de ambas as fases entre o ciclo atual ( $k$ ) e o anterior ( $k - 1$ ) – para todos os volumes ( $i$ ) e todos os instantes de tempo ( $j$ ) – dividida pelo tempo de ciclo ( $t_{ciclo}$ ) e o número de volumes da malha espacial ( $N$ ) deve ser inferior a  $10^{-8}$ .

$$\frac{\sqrt{\sum (T_{f_{ij}}^k - T_{f_{ij}}^{k-1})^2}}{t_{ciclo}N} < 10^{-8} \quad (4.47)$$

$$\frac{\sqrt{\sum (T_{s_{ij}}^k - T_{s_{ij}}^{k-1})^2}}{t_{ciclo}N} < 10^{-8} \quad (4.48)$$

Quando o critério de convergência é atendido assume-se regime periodicamente desenvolvido e tem-se o tempo de ciclo de operação do motor. Assim, procede-se para o pós-processamento e avaliação dos dados de saída.

#### 4.5.5 DADOS DE SAÍDA

Os dados de saída fornecidos pelo modelo desenvolvido são: tempo de ciclo de operação, amplitude do deslocamento, potência produzida pelo motor, potência líquida do sistema e razão de trabalho reversa (*BWR*). Estes resultados são obtidos após a simulação estar em regime periodicamente desenvolvido.

A potência produzida pelo motor pode ser calculada por meio da Eq. 4.49, sendo  $\bar{F}_{res}$  a força magnética resultante média que atua sobre um dos TCM,  $X$  o deslocamento total do sistema durante um ciclo e  $t_{ciclo}$  o período de operação do sistema.

$$\dot{W}_p = \frac{\bar{F}_{res}X}{t_{ciclo}} \quad (4.49)$$

Para avaliar a potência líquida do sistema e do *BWR* é preciso, primeiramente, calcular a potência necessária para bombear o fluido através do meio poroso. Este cálculo pode ser realizado pela Eq. 4.50, sendo a perda de carga dada pela Eq. 4.12. É importante ressaltar que os valores das propriedades do fluido utilizados para a determinação da potência de bombeamento foram calculados a partir de uma temperatura média envolvendo os valores dos escoamentos quente e frio.

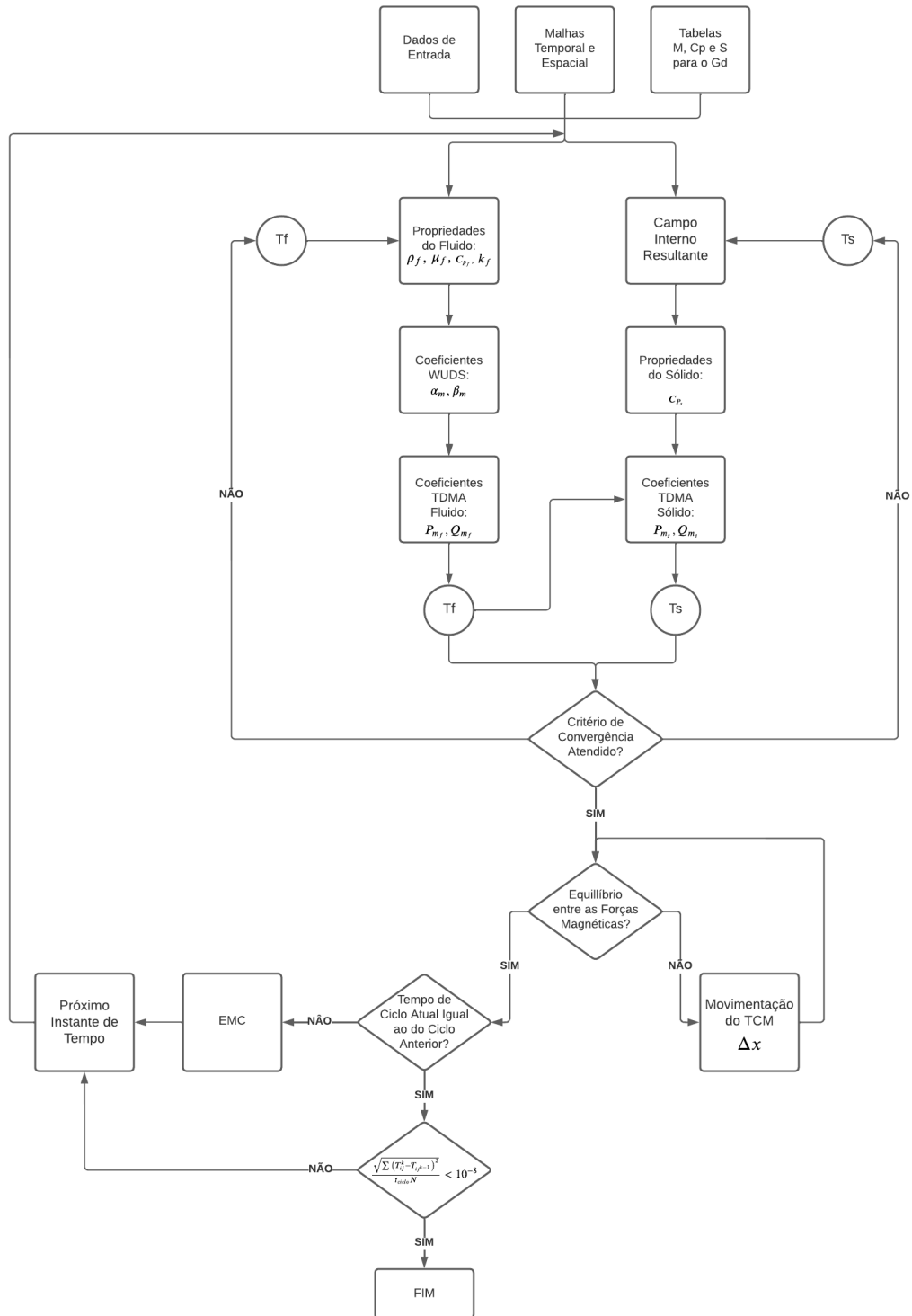
$$\dot{W}_{bomb.} = \frac{\dot{m}}{\rho_f} \Delta P \quad (4.50)$$

Por fim, obtém-se a potência líquida (Eq. 4.51) e o *BWR* (Eq. 4.52).

$$\dot{W}_{liq.} = \dot{W}_p - \dot{W}_{bomb.} \quad (4.51)$$

$$BWR = \frac{\dot{W}_{bomb.}}{\dot{W}_m} \quad (4.52)$$

Figura 4.8 – Diagrama da Estrutura do Algoritmo



Fonte: autora



## 5 ANÁLISE E RESULTADOS

### 5.1 ANÁLISE DA INDEPENDÊNCIA DO TAMANHO DE MALHA

Para garantir robustez e estabilidade aos resultados obtidos da implementação numérica do modelo desenvolvido é necessário realizar, primeiramente, o estudo da independência do tamanho de malha sobre o resultado. Neste trabalho, optou-se por realizar uma redução sistemática quanto aos tamanhos das malhas espaciais e temporais, avaliando uma variação percentual sobre a potência total produzida pelo motor (Eq. 4.49) associado ao custo computacional. Como parâmetros fixos, utilizou-se uma vazão mássica de 60 kg/h e as temperaturas dos escoamentos frio e quente de 273 K e 323 K, respectivamente. Os resultados da análise são apresentados na tabela 5.1.

Tabela 5.1 – Resultados para o estudo da independência do tamanho de malha.

$\Delta t$	Volumes	Potência (W)	Variação (%)	Tempo computacional
0,001	10	2,257349	-	46'
0,001	100	3,920092	73,65	5h11'
0,001	500	4,253715	8,51	26h58'
0,001	1000	4,281207	0,65	50h58'
0,001	2000	4,292974	0,27	112h19'
0,01	500	3,708977	-	6h34'
0,005	500	3,963784	6,9	12h19'
0,001	500	4,253715	7,3	26h58'
0,0005	500	4,292003	0,90	27h33'
0,0001	500	4,322657	0,71	149h26'

Os parâmetros refinados foram o passo de tempo temporal ( $\Delta t$ ) e o tamanho do volume finito ( $\Delta x$ ) da malha espacial, sendo que este último é garantido por meio do aumento do número de volumes empregados. Os valores para o passo temporal foram 0,01 s, 0,005 s, 0,001 s, 0,0005 s e 0,0001 s. Já os números de volumes analisados foram 10, 100, 500, 1000 e 2000.

Primeiramente avaliou-se a variação na potência em função do aumento do número de volumes da malha espacial, considerando um  $\Delta t$  fixo de 0,001 s. É possível observar que a alteração no resultado é relevante até uma malha de 500 volumes. A ampliação do número de volumes para 1000 implicaria em um aumento significativo do custo computacional sem alteração expressiva no valor da potência. Portanto, a malha espacial final selecionada para os estudos subsequentes foi a de 500 volumes.

Em seguida, mantendo fixo o número de volumes em 500, analisou-se a variação da potência produzida pelo motor em função do refino da malha temporal. Concluiu-se que

a alteração no resultado é relevante até o incremento de tempo de 0,001 s. Um maior refino deste incremento envolveria um aumento do custo computacional sem ganhos significativos na resolução dos resultados. Assim, a malha temporal final utilizada foi a de incremento de tempo igual a 0,001 s.

## 5.2 COMPARAÇÃO COM OS RESULTADOS EXPERIMENTAIS

A Tabela 5.2 apresenta os resultados para o tempo de ciclo, a amplitude de deslocamento dos TCM e a potência produzida pelo sistema, obtidos por meio da implementação numérica do modelo desenvolvido, bem como àqueles obtidos experimentalmente por Kaneko et al. (2021). Notadamente, os parâmetros de operação implementados na simulação são os mesmos reportados pelos autores do trabalho experimental: temperatura dos reservatórios térmicos de 0°C e 50°C e vazões de 39,4 L/h para o escoamento frio e 82,4 L/h para o escoamento quente. Kaneko et al. (2021) não justificam os valores de vazão utilizados.

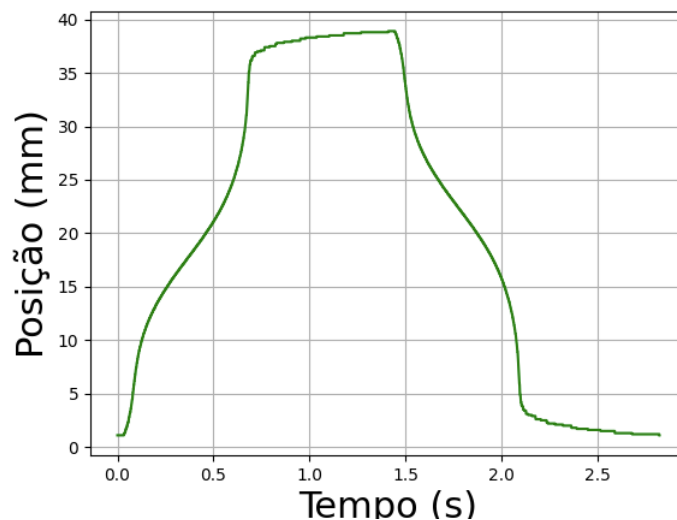
Tabela 5.2 – Comparação entre os resultados experimentais e os resultados da simulação.

Grandeza Avaliada	Resultado Obtido	Resultados Kaneko, 2019
Tempo de Ciclo (s)	2,822	2,000
Amplitude de Deslocamento (mm)	37,8	40,0
Potência produzida (W)	1,018	0,410

É importante ressaltar que a amplitude de deslocamento do TCM apresentada por Kaneko et al. (2021) é um valor teórico de deslocamento máximo do trocador e não foi medido experimentalmente. Desta forma, não é possível avaliar sua diferença para o resultado obtido numericamente. Além disso, no trabalho experimental, os autores reportam que o tempo de ciclo é imposto ao motor. Isto é realizado por meio de um controle eletrônico de abertura/fechamento das válvulas solenoides. Deste modo, segundo aqueles autores, o valor de potência de 0,41 W foi o máximo obtido dadas as vazões e temperaturas de reservatório utilizadas, associadas à imposição prévia de um tempo de ciclo de 2 s.

Isso difere da forma como o MTM foi simulado, uma vez que o tempo de ciclo é um resultado de saída. Logo, o valor de tempo de ciclo obtido pela simulação é, aproximadamente, 41% superior ao resultado experimental. A Fig. 5.1 apresenta o comportamento transiente da posição de um dos TCM ao longo de um ciclo nas condições de operação que coincidem com o experimento. Neste resultado observa-se que:

Figura 5.1 – Deslocamento do TCM simulado para as condições experimentais de Kaneko et al. (2021).



Fonte: autora

- partindo da posição inicial ( $\approx 2$  mm em  $t = 0$ ), o TCM, ao ser resfriado e atraído magneticamente pelo gradiente de campo, altera sua posição para cerca de 37 mm em cerca de 0,7 s;
- a partir de  $\approx 0,7$  s, a posição pouco evolui (entre  $\approx 37$  mm até  $\approx 39$  mm) até o tempo de  $\approx 1,4$  s. Ou seja, este longo período impacta diretamente na potência produzida pelo motor, uma vez que o pequeno deslocamento não contribui para o trabalho desenvolvido e o tempo de ciclo mais longo reduz a potência;
- as mesmas observações podem ser feitas para o restante do ciclo, quando o TCM é aquecido e removido da região de campo magnético elevado (entre  $\approx 1,4$  s e 2,82 s).

Portanto, a decisão tomada por Kaneko et al. (2021) de controlar o tempo do ciclo é consistente, uma vez que interrompe-se o escoamento frio e inicia-se o escoamento quente em um momento que o TCM não desenvolveria mais trabalho. Assim, ao inverter o escoamento um pouco antes perde-se pouco em amplitude de movimento e o tempo de ciclo é reduzido de forma mais significativa. Entretanto, não é possível simular com precisão essa condição de operação, pois não houve medição experimental do posicionamento dos TCM no momento da inversão dos escoamentos.

Por fim, a diferença entre os valores de potência apresentados também é significativa, sendo que o resultado experimental apresenta um valor menor do que o simulado, mesmo possuindo um tempo de ciclo menor. Esta divergência pode ser explicada:

- pelas incertezas quanto ao real descolamento dos TCM desenvolvido no experimento;
- pela forma como o valor experimental foi obtido. Uma vez que no aparato o eixo do TCM foi acoplado a um mecanismo rotativo para levantar uma carga de peso

conhecido (definição termodinâmica de trabalho) e, desta forma, calcular a potência produzida pelo motor a partir do deslocamento total desta carga. Notadamente, o mecanismo de conversão de movimento linear para rotativo adiciona perdas mecânicas ao sistema que não foram contabilizadas experimentalmente e, assim, não foram incluídas na simulação;

- pela forma como o trabalho magnético é calculado no modelo matemático. Uma vez que ainda não foram apresentados na literatura aberta um banco de resultados experimentais para MTM, operando sob diferentes condições, a forma implementada para o cálculo da potência ainda é um tema em aberto.
- pelo uso de propriedades térmicas e magnéticas do Gd obtidas a partir da Teoria de Weiss-Debye-Sommerfeld (MORRISH, 2001). O uso de propriedades teóricas no modelo do MTM torna-se atrativa, especialmente, em vista da qualidade da curva de magnetização em função da temperatura ( $M \times T$ ) para baixos valores de campos magnéticos. A curva experimental de  $M \times T$  para baixos campos tende a zero, o que não condiz com o comportamento esperado para a magnetização, e pode impactar diretamente na simulação do MTM. Porém, as demais propriedades teóricas, como o calor específico e o EMC, podem contribuir no desvio entre os resultados simulados e experimentais. O Anexo A apresenta as propriedades do Gd utilizadas.

Apesar das diferenças observadas, entende-se que os resultados numéricos e experimentais são da mesma ordem de magnitude e suas diferenças podem ser interpretadas e explicadas baseando-se em conhecimentos de engenharia. Assim, conclui-se que o modelo matemático, apesar de não ser validado experimentalmente, apresenta resultados consistentes, o que permite explorá-lo para obter novos resultados e traçar comparações, conforme é realizado nas próximas seções.

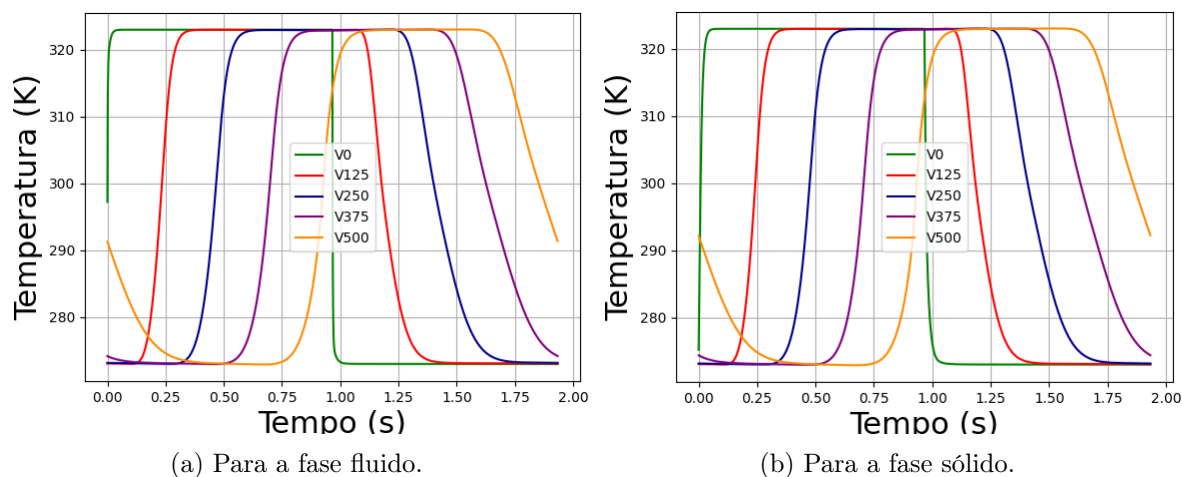
### 5.3 ANÁLISE DA VARIAÇÃO DE TEMPERATURA

Os resultados da simulação realizada permitiram avaliar os transientes de temperatura e o perfil longitudinal de temperatura ao longo dos TCM em diferentes instantes de tempo do ciclo. Esta análise será apresentada a seguir.

#### 5.3.1 TRANSIENTES DE TEMPERATURA

Os gráficos das Fig. 5.2a e 5.2b apresentam a variação das temperaturas do fluido e do sólido ao longo de um ciclo, respectivamente, para uma vazão de 60 kg/h. Os transientes são avaliados em diferentes posições do TCM, nos volumes: 0 (zero), 125 (1/4 do comprimento  $L$ ); 250 (1/2 de  $L$ ); 375 (3/4 de  $L$ ); 500 (comprimento total).

Figura 5.2 – Transiente de temperatura em diferentes posições do TCM.



Fonte: autora

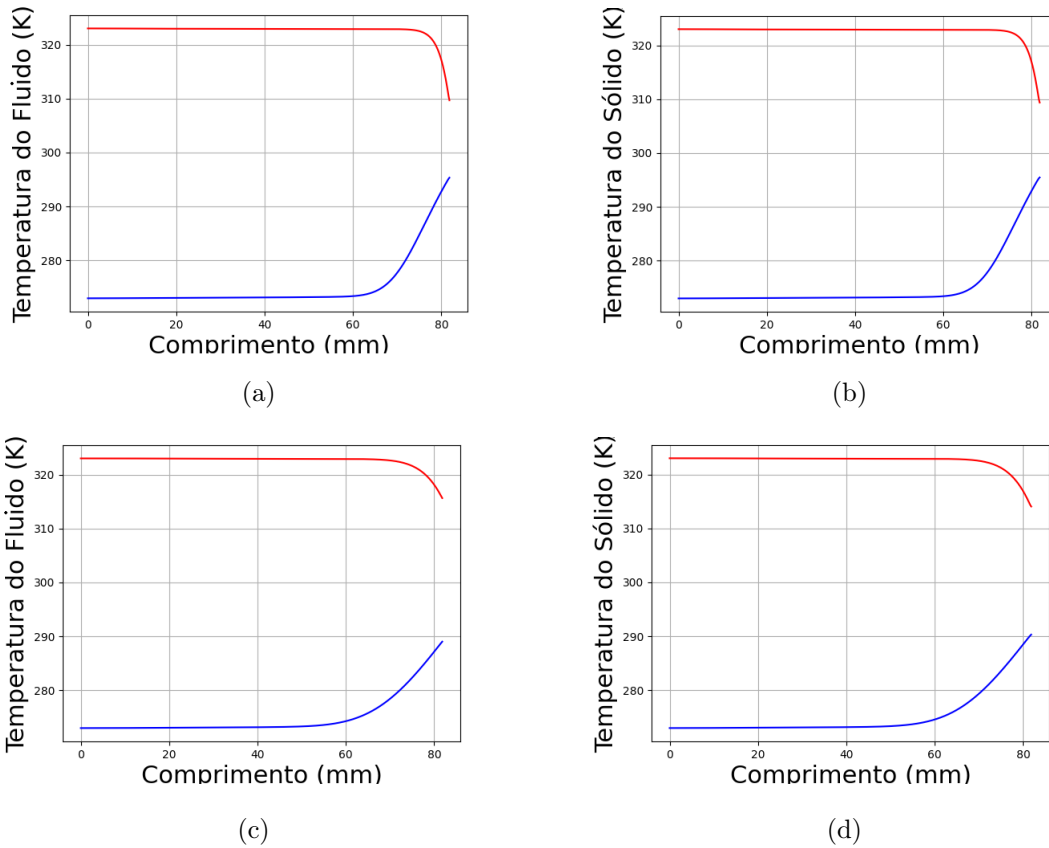
A partir destes resultados conclui-se que, para ambas as fases, o primeiro volume da malha ( $V0$ ) atinge equilíbrio térmico com as temperaturas dos reservatórios quase que instantaneamente, devido a proximidade com a fronteira de entrada de massa. Também é possível observar que o volume correspondente ao centro da malha espacial ( $V250$ ) tende a atingir o equilíbrio térmico com as temperaturas dos reservatórios dentro do intervalo de meio período. Entretanto, devido a inércia térmica, este volume demanda mais de 0,25 s após a inversão do escoamento para começar a ter sua temperatura variada, tanto para a do sólido quanto para a do fluido.

Por fim, avalia-se que os últimos volumes da malha, como o  $V500$ , atingem o equilíbrio após o escoamento ter sido invertido. Desta forma, no tempo  $\approx 1$  s o escoamento quente foi finalizado e, imediatamente, o escoamento frio é iniciado, porém, a temperatura do  $V500$  continua a aumentar até o equilíbrio térmico com o reservatório quente ser visualizado. Além disso, este volume demanda ao redor de 0,75 s para ter sua temperatura alterada. Neste ponto, visualiza-se duas oportunidades: (i) investigar se promover escoamentos alternados (oscilatório) ajudaria a reduzir o tempo de ciclo para este MTM; (ii) o estudo da otimização do comprimento dos TCM, visto que os últimos volumes da malha podem não estar contribuindo para a dinâmica termomagnética do ciclo, uma vez que a sua inércia térmica pode estabelecer a fase magnética oposta à necessária naquela etapa do ciclo.

### 5.3.2 PERFIL DE TEMPERATURA AO LONGO DO TCM

Os gráficos da Fig. 5.3 apresentam os perfis de temperaturas ao longo do comprimento do TCM para o último instante de tempo do escoamento quente, representado pelas linhas vermelhas, e para o último instante de tempo do escoamento frio, representado pelas linhas azuis. Os resultados apresentados nas Fig. 5.3a e 5.3b foram obtidos para vazão de 10 kg/h e os apresentados nas Fig. 5.3c e 5.3d para vazão de 100 kg/h.

Figura 5.3 – Perfil de temperatura: (a) na fase fluido para vazão de 10 kg/h; (b) na fase sólido para vazão de 10 kg/h; (c) na fase fluido para vazão de 100 kg/h; (d) na fase sólido para vazão de 100 kg/h.



Fonte: autora

É possível constatar que, em todos os gráficos da Fig. 5.3, a extremidade final do comprimento do TCM não atinge equilíbrio térmico com os reservatórios, seja ao final do escoamento quente ou do frio. Além disso, observa-se também que a diferença entre a temperatura da extremidade final do TCM e o reservatório térmico é maior para o escoamento frio do que para o escoamento quente. Esse resultado, possivelmente, deve-se ao comportamento do calor específico do Gd, que é mais alto para as menores temperaturas do que para as maiores, conforme ilustrado na Fig. A.1a no Anexo A.

Por fim, comparando os gráficos obtidos para diferentes vazões, observa-se:

- (i) que para a vazão de 10 kg/h a diferença entre a temperatura da extremidade final do TCM e o reservatório térmico é maior do que para a vazão de 100 kg/h, em ambas as fases;
- (ii) em ambos, aproximadamente 75% (após o escoamento frio) e 90% (após o escoamento quente) do comprimento do TCM deve estar em equilíbrio térmico com o respectivo reservatório para que o desequilíbrio de forças seja desfeito;
- (iii) como os tempos de escoamentos são os mesmos, notadamente, o escoamento frio é quem limita o tempo de ciclo.

Explicando o item (iii), devido a maior inércia térmica do Gd ser resultado de valores mais altos de calor específico para temperaturas menores, o equilíbrio de forças só será desfeito quando, aproximadamente, 75% do TCM estiver em uma temperatura baixa o suficiente para caracterizar a fase ferromagnética. Sendo igual o tempo de escoamento quente, como a inércia do Gd é menor a maiores temperaturas (valores de calor específico mais baixos), a temperatura do sólido tende a variar mais facilmente, fazendo com que quase todo o TCM esteja em equilíbrio térmico com o reservatório a 323 K ao término do escoamento quente. Neste contexto, outra oportunidade de pesquisa seria avaliar, numérica e experimentalmente, a operação deste MTM com diferentes vazões, porém, sendo a vazão do escoamento frio maior do que a do escoamento quente, com o intuito de reduzir o tempo de ciclo.

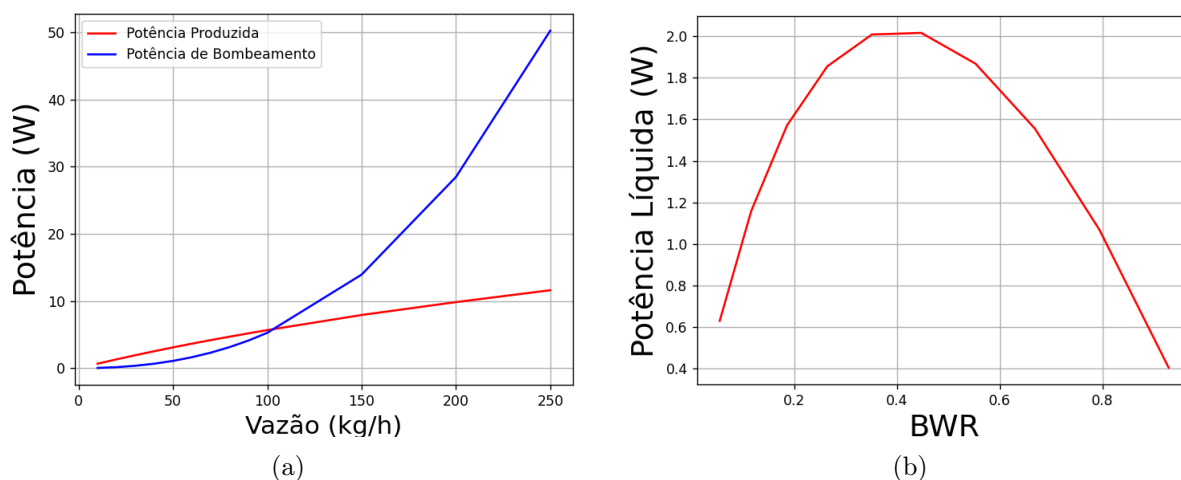
#### 5.4 RESULTADOS PARA DIFERENTES VAZÕES

Partindo agora para a avaliação dos parâmetros de desempenho de um MTM em função da vazão de escoamento. Note que, em todos os casos as vazões para os escoamentos frio e quente são iguais. Os parâmetros avaliados são: o tempo de ciclo, a potência total produzida, a perda de carga ocorrida ao longo do TCM, a potência de bombeamento consumida, a potência líquida produzida pelo sistema e o *BWR* (*Back Work Ratio*) do motor. A perda de carga ao longo do TCM foi calculada a partir da equação 4.12 utilizando os valores das propriedades do fluido calculados para uma temperatura média entre as temperaturas dos reservatórios térmicos. Os resultados obtidos podem ser observados na Tabela 5.3.

Tabela 5.3 – Resultados para os parâmetros de desempenho de um MTM em função da vazão dos escoamentos.

Vazão [kg/h]	Tempo de Ciclo [s]	Potência Produzida [W]	Potência de Bombeamento [W]	Potência Líquida [W]	BWR
10	11,212	0,664	0,036	0,628	0,054
20	5,636	1,310	0,152	1,158	0,116
30	3,784	1,929	0,358	1,571	0,185
40	2,860	2,521	0,665	1,856	0,264
50	2,304	3,095	1,086	2,009	0,351
60	1,934	3,647	1,629	2,017	0,447
70	1,670	4,177	2,309	1,868	0,553
80	1,472	4,689	3,134	1,555	0,668
90	1,318	5,184	4,116	1,068	0,794
100	1,194	5,669	5,266	0,403	0,929
150	0,820	7,915	13,925	-	1,759
200	0,634	9,833	28,447	-	2,893
250	0,520	11,599	50,217	-	4,329

Figura 5.4 – Comparação dos resultados obtidos para diferentes vazões: (a) potência total produzida pelo motor e a potência de bombeamento em função da vazão dos fluidos de transferência de calor; (b) variação da potência líquida do sistema em função de seu  $BWR$ .



Fonte: autora

Os gráficos das Fig. 5.4a e 5.4b apresentam, respectivamente, a variação da potência total produzida pelo motor e da potência de bombeamento em função da vazão e a variação da potência líquida do sistema em função do  $BWR$ .

A partir dos resultados apresentados é possível observar que a potência de bombeamento supera a potência produzida pelo motor para uma vazão de, aproximadamente, 100 kg/h. Logo, não faz sentido, do ponto de vista da geração de energia, operar este MTM para vazões maiores do que esta, em que a potência líquida torna-se negativa. A potência líquida apresenta os maiores valores operando-se o motor com vazões entre 50 e 60 kg/h, sendo o valor máximo ao redor de 2 W.

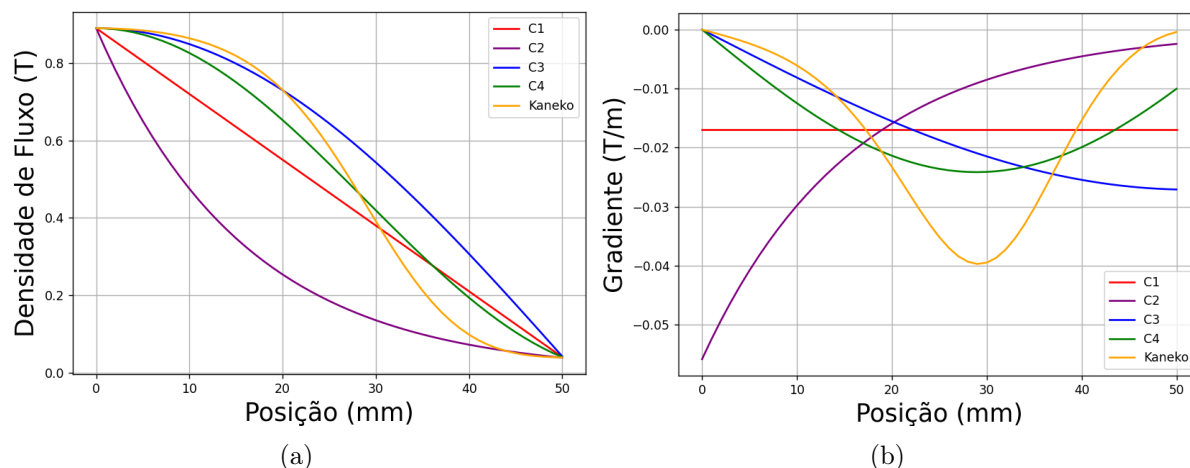
Além disso, a Eq. 4.52 permite concluir que quanto menor o valor do  $BWR$  mais vantajosa é a relação entre potência produzida e potência consumida pelo motor e, portanto, no limite de  $BWR$  tendendo a zero, este seria o melhor ponto de operação do MTM. Entretanto, não é correto afirmar que o ponto de operação ideal do motor em estudo é o de menor  $BWR$ , visto que a potência líquida correspondente a este valor seria ao redor de 0,6 W. Analisando a Fig. 5.4b, entende-se que melhor ponto de operação do sistema (porém, não otimizado) seria na vazão de 50 kg/h, combinando a maior potência líquida ( $\approx 2$  W) com o menor  $BWR$  ( $\approx 0,35$ ). Neste sentido, para otimizar um MTM o  $BWR$  pode ser proposto como função objetivo a ser minimizada, desde que o mesmo seja avaliado considerando uma potência líquida fixa, conforme proposto por Correa et al. (2023).



## 5.5 RESULTADOS PARA DIFERENTES PERFIS DE CAMPOS MAGNÉTICOS

O modelo desenvolvido também foi implementado para diferentes perfis de densidade de fluxo magnético com o objetivo de avaliar a sua influência no tempo de ciclo, na amplitude de deslocamento dos TCM e na potência produzida pelo motor.

Figura 5.5 – Campos magnéticos propostos: (a) perfis da densidade de fluxo magnético ao longo de um polo; (b) gradiente de campo magnético em relação a posição do TCM.



Fonte: autora

Para esta análise foram simulados quatro novos perfis apresentados juntamente com os seus gradientes nas Fig. 5.5a e 5.5b, respectivamente. Na concepção dos novos perfis tomou-se o cuidado de na posição  $x = 0$  o campo ser máximo e na posição  $x = 50$  mm o campo ser mínimo, e seus valores serem os mesmos do perfil de campo utilizado por Kaneko et al. (2021). Isso permite uma comparação mais coerente, sendo o principal impacto sobre o resultado decorrente do gradiente de campo gerado ( Fig. 5.5b).

Além disso, também foram realizadas combinações entre os diferentes perfis propostos de forma a estabelecer uma assimetria no perfil e no gradiente de campo. Ou seja, quando o TCM é atraído para a região de campo elevado (atração magnética), este sofre a influência de um determinado perfil (C1, por exemplo), ao passo que o outro TCM é removido da região de alto campo sofrendo a influência de um segundo perfil (C3, por exemplo), caracterizando a curva C1-C3 na Tabela 5.4. Logo, onde está descrito a mesma curva, por exemplo C1-C1, o campo e o gradiente são simétricos em relação a entrada e a saída do TCM. Nestas combinações também foi incluído o campo original de (KANEKO et al., 2021). Os resultados, todos obtidos para uma vazão de 60 kg/h para escoamentos quente e frio, podem ser observados na Tabela 5.4. É importante ressaltar que o perfis de densidade de fluxo apresentados são todos teóricos.

Primeiramente, destaca-se que a curva C2 não teve seus resultados apresentados na Tabela 5.4 porque o sistema não foi capaz de operar quando submetido ao perfil C2. A justifica para este comportamento é de que o gradiente da densidade de fluxo é muito elevado no

centro do polo magnético ( $x = 0$ ) e muito baixo no ponto de deslocamento máximo do TCM ( $x = 50$  mm), como pode ser observado na Fig. 5.5b. Desta forma, mesmo que o TCM que se encontra no centro do polo esteja paramagnético e o que está na posição de deslocamento máximo se encontre ferromagnético, a diferença entre as forças magnéticas não é suficiente para gerar movimento.

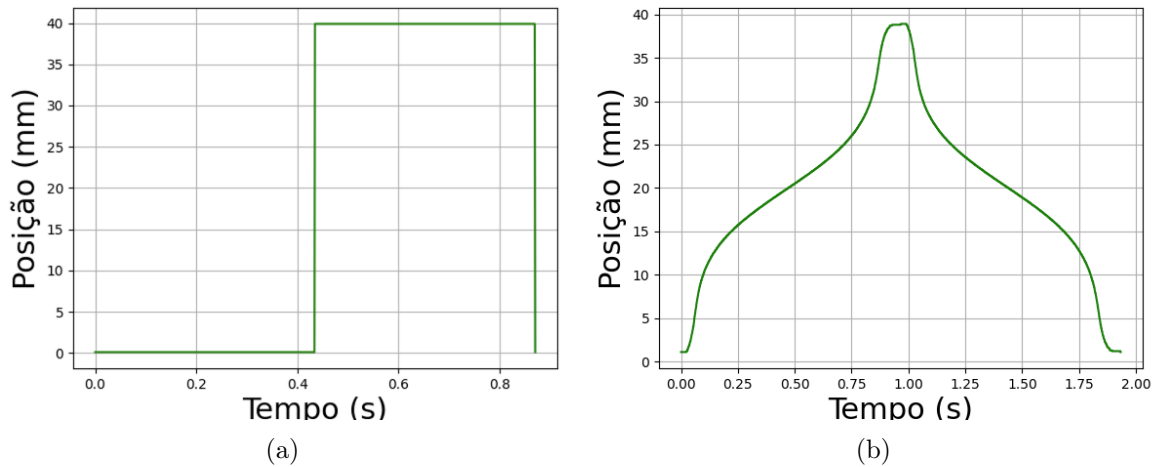
Tabela 5.4 – Resultados obtidos para diferentes combinações de campos magnéticos.

Campo Magnético	Tempo de Ciclo [s]	Potência Produzida [W]	Deslocamento [mm]
C1 - C1	0,872	8,298	40
C3 - C3	1,846	2,229	36,4
C4 - C4	1,582	3,243	38,8
Kaneko - Kaneko	1,934	3,647	37,8
C1 - Kaneko	1,468	2,739	38,1
C3 - Kaneko	1,829	2,576	35,9
C4 - Kaneko	1,678	3,357	37,6
C1 - C3	1,262	4,361	39,4
C1 - C4	1,316	4,091	39,4
C3 - C4	1,681	2,886	38,1

Ao analisar a Tabela 5.4 é possível observar que a combinação de curvas C1-C1 (perfil linear) apresenta uma potência produzida muito superior às demais combinações, dada a sua maior amplitude de deslocamento e seu menor tempo de ciclo. Estes resultados podem ser compreendidos a partir da análise do deslocamento do TCM ao longo do ciclo, apresentados na Fig. 5.6a. O TCM permanece em repouso durante a troca de calor entre o MM e o fluido até atingir temperatura suficiente para que o equilíbrio entre as forças magnéticas sejam desfeitas. Neste instante o sistema se desloca de forma quase instantânea até a posição de fim de curso, onde o TCM encontra-se novamente em repouso durante a troca de calor. Este comportamento é explicado devido à derivada constante do perfil C1, observado na Fig. 5.5b e difere do obtido no motor projetado por Kaneko et al. (2021), apresentado na Fig. 5.6b, em que o deslocamento ocorre concomitantemente à troca de calor. Este deslocamento é considerado o comportamento ideal de operação do motor em estudo.

A Fig. 5.7 expõe os transientes de temperatura das fases fluida e do sólida para diferentes volumes finitos, operando com o campo C1 proposto. Comparando com os resultados apresentados para a curva de campo original, Fig. 5.2b, é possível visualizar que, devido ao menor tempo de ciclo, os últimos volumes (desde  $V375$  a  $V500$ ) sempre estão fora de fase em relação às temperaturas do escoamento e em nenhum momento tendem ao equilíbrio térmico com o reservatório. Assim, é imprescindível um estudo para reduzir e otimizar o comprimento do TCM, em vista de reduzir-se ainda mais o tempo de ciclo para o perfil C1.

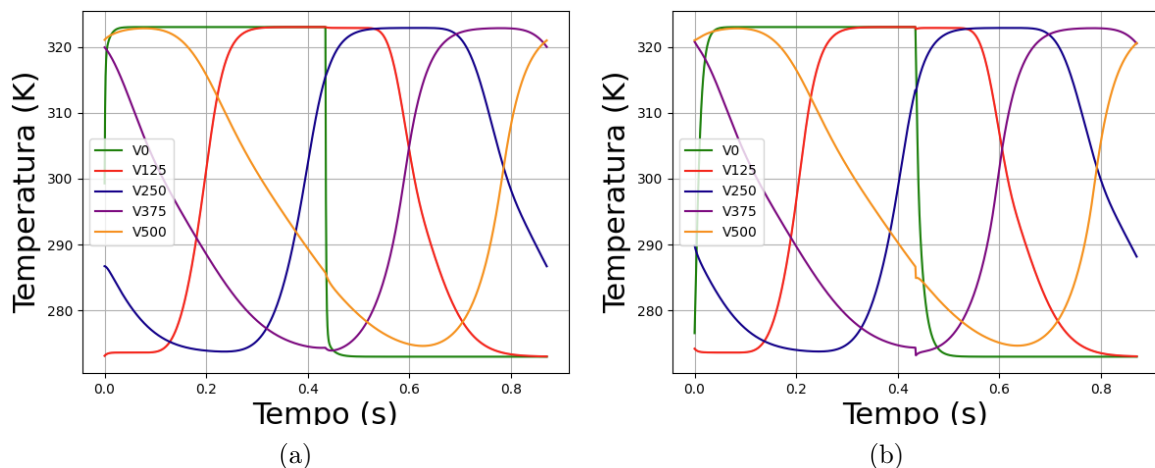
Figura 5.6 – Deslocamento do TCM em função do tempo de ciclo para vazões de 60 kg/h em ambos os escoamentos: (a) combinação C1-C1; (b) resultado a partir de Kaneko et al. (2021).



Fonte: autora

Quanto à combinação da curva C1 com as demais curvas - perfis assimétricos -, estas sempre resultaram em tempos de ciclo inferiores àqueles com perfis simétricos. Para as curvas C3 e C4, a combinação com a curva C1 resultou também em um aumento da potência produzida pelo motor, o que não foi observado na combinação de C1 com a curva original obtida do CM de Kaneko et al. (2021). Entretanto, nenhuma combinação exibiu tempo de ciclo inferior ou potência produzida superior à combinação C1-C1.

Figura 5.7 – Transiente de temperatura para diferentes volumes finitos para um TCM submetido ao perfil de densidade de fluxo C1-C1: (a) temperatura do fluido; (b) temperatura do sólido



Fonte: autora

Os perfis propostos C3 e C4 (simétricos), ou seja, nas combinações C3-C3 e C4-C4, apresentam resultados próximos aos de Kaneko et al. (2021). Porém, a curva Kaneko-Kaneko segue apresentando maior potência produzida, mesmo que seu tempo de ciclo seja superior às demais associações. Este resultado pode ser justificado pela maior intensidade do gradiente de densidade de fluxo associado ao perfil original na região de deslocamento máximo do TCM ( $\approx 38$  mm), como pode ser observado na Fig. 5.5b. Como apresentado

na Eq. 4.46 a força magnética tem relação direta com o gradiente da densidade de fluxo e, portanto, justifica-se o perfil Kaneko-Kaneko apresentar uma maior potência.

Por fim, o modelo proposto mostrou-se versátil, visto a simplicidade de incorporação de novos perfis de campo magnético no modelo matemático e a simulação do MTM. Logo, esta ferramenta pode auxiliar em tomadas de decisões ao longo do projeto de novos conceitos de MTM puramente magnético, sejam lineares ou rotativos.

## 6 CONCLUSÃO

### 6.1 CONSIDERAÇÕES FINAIS

O presente trabalho apresentou a análise numérica de um MTM linear puramente magnético previamente projetado e construído por Kaneko (2019). Para esta análise foram aplicadas algumas hipóteses simplificativas ao problema físico a ser estudado, reduzindo o domínio da solução numérica para o volume do TCM. O estudo contou com o desenvolvimento de um modelo matemático para a transferência de calor em meios porosos, considerando o não equilíbrio térmico entre as fases fluida e sólida, acoplado aos fenômenos termomagnéticos do Gd. A implementação do modelo foi realizada através do método de volumes finitos, com solução das equações a partir do método linha a linha TDMA.

O modelo desenvolvido foi utilizado para replicar as condições de operação do experimento de Kaneko et al. (2021), permitindo a comparação dos resultados numéricos e experimentais. O modelo não foi plenamente validado em vista de particularidades que distanciaram o modelo do aparato real, contudo, os resultados obtidos estão na mesma ordem de grandeza e são relativamente próximos. Assim, pode-se afirmar que após melhorias no modelo e/ou a realização de novos testes experimentais a validação poderá ser efetivada no futuro.

Mesmo sem ter o modelo validado, a qualidade dos resultados obtidos permitiu explorar as simulações em relação a outras condições de operação do MTM. Assim, primeiramente, aplicou-se diferentes vazões para os escoamentos, avaliando o seu impacto sobre o tempo de ciclo, a potência produzida pelo motor, a potência de bombeamento necessária para gerar o escoamento, a potência líquida e a razão de trabalho reverso ( $BWR$ ). A maior potência líquida obtida foi de 2,017 W para uma vazão de 60 kg/h, com um  $BWR$  correspondente de 0,447, ao passo que interpretou-se que o melhor ponto de operação do motor seria a 50 kg/h, com uma potência líquida de 2,009 W e  $BWR$  de 0,351, uma vez que apresenta menor consumo de potência de bombeamento. Em outras palavras, ao estender-se o domínio de análise para todas as tubulações que compõem o aparato experimental, uma menor vazão será fundamental para garantir as menores perdas de carga e um menor  $BWR$ .

Em um segundo momento, foram desenvolvidas quatro curvas teóricas para a densidade de fluxo magnético ao longo de um polo magnético do motor. Implementou-se combinações simétricas (exemplo, C1-C1), e assimétricas (exemplo, C1-C3, combinando diferentes curvas) destes quatro perfis e do perfil original de Kaneko et al. (2021) e, por meio de simulações, avaliou-se o tempo de ciclo, a amplitude de deslocamento do TCM e a potência produzida pelo motor. A partir dos resultados obtidos foi possível concluir que o esta-

belecimento de um perfil de campo magnético linear e, conseqüentemente, um gradiente de densidade de fluxo magnético constante, é a condição ideal para operação do motor em estudo. A potência produzida por este caso é muito superior a qualquer outro tipo de perfil de campo estudado, chegando a casa e 8 W.

Aqui destaca-se uma importante contribuição deste trabalho, que é a simplicidade de incorporação de novos perfis de campo magnético no modelo matemático e a simulação do MTM. Logo, o presente modelo pode auxiliar em tomadas de decisões ao longo do projeto de novos conceitos de MTM puramente magnético, sejam lineares ou rotativos. Notadamente, o modelo deve ser melhorado e validado definitivamente, porém, não existem até o momento novos resultados experimentais para a realização deste estudo.

Por fim, conclui-se que os resultados obtidos por meio da análise numérica permitiram avaliar o impacto da vazão e do gradiente da densidade de fluxo magnético sobre os parâmetros de operação do motor e a qualidade das hipóteses simplificativas aplicadas ao problema físico proposto. Logo, os objetivos do presente trabalho foram atingidos.

## 6.2 PROPOSTAS PARA TRABALHOS FUTUROS

Algumas propostas para continuidade do trabalho apresentado são:

- Validar definitivamente o modelo proposto, especialmente a forma de cálculo da potência produzida pelo MTM puramente linear;
- Realizar um estudo de otimização dos parâmetros geométricos do TCM: comprimento, diâmetro interno e diâmetro das esferas de Gd que compõem o meio poroso;
- Avaliar o impacto da implementação do EMC aos resultados e ao tempo computacional;
- Implementar diferentes MM de transição de primeira ordem para avaliar o impacto da histerese sobre o tempo de ciclo da operação e a potência produzida pelo motor;
- Realizar um estudo de otimização da temperatura dos reservatórios térmicos.

## REFERÊNCIAS

- ALVES, C.; COLMAN, F.; FOLEISS, G.; VIEIRA, G.; SZPAK, W. Numerical simulation and design of a thermomagnetic motor. *Applied Thermal Engineering*, v. 61, 2013.
- ALVES, C.; COLMAN, F.; FOLEISS, G.; SZPAK, W.; VIEIRA, G.; BENTO, A. Simulation of solar curie wheel using nife alloy and gd. *international journal of refrigeration*, Elsevier, v. 37, p. 215–222, 2014.
- ARNOLD, D.; TURA, A.; RUEBSAAT-TROTT, A.; ROWE, A. Design improvements of a permanent magnet active magnetic refrigerator. *International Journal of Refrigeration*, v. 37, p. 99–105, 2014.
- BESSA, C.; FERREIRA, L.; HORIKAWA, O.; GAMA, S. On the relevance of temperature, applied magnetic field and demagnetizing factor on the performance of thermomagnetic motors. *Applied Thermal Engineering*, v. 145, p. 245–250, 2018.
- BJØRK, R.; BAHL, C.; SMITH, A.; PRYDS, N. Review and comparison of magnet designs for magnetic refrigeration. *International Journal of Refrigeration*, v. 33, n. 3, p. 437–448, 2010.
- CHRISTIAANSE, T.; BRÜCK, E. Proof-of-concept static thermomagnetic generator experimental device. *Metallurgical and materials transactions. E, Materials for energy systems*, v. 1, 2014.
- COEY, J. Permanent magnet applications. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 248, 2002.
- CORREA, L. S.; ROEW, A.; TREVIZOLI, P. V. Thermodynamic optimization of a linear thermomagnetic motor. *Applied Thermal Engineering*, 2023.
- DAN'KOV, S. Y.; TISHIN, A.; PECHARSKY, V.; GSCHNEIDNER, K. et al. Magnetic phase transitions and the magnetothermal properties of gadolinium. *Physical Review B*, APS, v. 57, 1998.
- ERGUN, S. *Fluid Flow Through Packed Columns*. [S.l.: s.n.], 1952. (Contribution (Carnegie Institute of Technology, Coal Research Laboratory)).
- EVARISTO, E.; COLMAN, F.; ALVES, C.; TREVIZOLI, P. Mathematical modelling and simulation results of a linear thermomagnetic motor with gravity return. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 544, 2022.
- FARIA, L. F. C. P. L. R. N. *Introdução ao Magnetismo dos Materiais*. [S.l.]: Livraria da Física, 2005.
- FORMAN, C.; MURITALA, I. K.; PARDEMANN, R.; MEYER, B. Estimating the global waste heat potential. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, v. 57, p. 1568–1579, 2016.
- FURLANI, E. P. *Permanent Magnet and Electromechanical Devices: Materials, Analysis, and Applications*. [S.l.: s.n.], 2001. (Electromagnetism series).
- GABRIELIAN, D. A.; SEMENOV, V. V.; MARTIROSOV, D. S. Analysis of nonstationary heating and cooling of a thermomagnetic engine gadolinium working element. *Russian aeronautics*, 2013.

GOVINDAPPA, P.; TREVIZOLI, P. V.; NIKNIA, I.; CHRISTIAANSE, T. V.; TEYBER, R.; ROWE, A. Experimental characterization of multilayer active magnetic regenerators using first order materials: Multiple points of equilibrium. *Journal of applied physics*, v. 124, 2018.

GUTFLEISCH, O.; GOTTSCHALL, T.; FRIES, M.; BENKE, D.; RADULOV, I.; SKOKOV, K. P.; WENDE, H.; GRUNER, M.; ACET, M.; ENTEL, P. et al. Mastering hysteresis in magnetocaloric materials. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, The Royal Society Publishing, v. 374, n. 2074, p. 20150308, 2016.

HEY, J.; REPAKA, M.; LI, T.; TAN, J. L. Design optimization of a rotary thermomagnetic motor for more efficient heat energy harvesting. *Energies*, v. 15, 2022.

HEY, J.; TAN, J. L.; TAN, Z. H. An evaluation of thermomagnetic motors for heat energy harvesting. *IEEE/ASME International Conference on Advanced Intelligent Mechatronics (AIM)*, 2022.

INTERNATIONAL ENERGY AGENCY. *World Energy Outlook 2021*. 2021. Disponível em: <[www.iea.org/](http://www.iea.org/)>.

KANEKO, G.; CONCEIÇÃO, W.; COLMAN, F.; COCCI, A.; ALVES, C.; PUPIM, G.; KUBOTA, G.; OLIVEIRA, V.; TREVIZOLI, P. Design and experimental evaluation of a linear thermomagnetic motor using gadolinium: Preliminary results. *Applied Thermal Engineering*, Elsevier, v. 186, p. 116472, 2021.

KANEKO, G. H. *Projeto e Construção de um Motor Termomagnético do Tipo Tesla*. Dissertação (Mestrado) — Universidade Estadual de Maringá, 2019.

KAPIL, A.; BULATOV, I.; SMITH, R.; KIM, J.-K. Site-wide low-grade heat recovery with a new cogeneration targeting method. *Chemical Engineering Research and Design*, v. 90, n. 5, p. 677–689, 2012.

KARLE, A. The thermomagnetic curie-motor for the conversion of heat into mechanical energy. *International Journal of Thermal Sciences*, v. 40, n. 9, p. 834–842, 2001.

KAVIANY, M. *Principles of Heat Transfer in Porous Media*. [S.l.: s.n.], 1995.

KISHORE, R. A.; PRIYA, S. A review on low-grade thermal energy harvesting: Materials, methods and devices. *Materials*, v. 11, 2018.

KISHORE, R. A.; SINGH, D.; SRIRAMDAS, R.; GARCIA, A. J.; SANGHADASA, M.; PRIYA, S. Linear thermomagnetic energy harvester for low-grade thermal energy harvesting. *Journal of Applied Physics*, v. 127, n. 4, 2020.

KITANOVSKI, A.; EGOLF, P. W. Innovative ideas for future research on magnetocaloric technologies. *International Journal of Refrigeration*, v. 33, n. 3, p. 449–464, 2010.

KOCH, D. L.; BRADY, J. F. Dispersion in fixed beds. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 154, p. 399–427, 1985.

MACDONALD, I.; EL-SAYED, M.; MOW, K.; DULLIEN, F. Flow through porous media—the ergun equation revisited. *Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals*, v. 18, 1979.

MALISKA, C. *Transferência de calor e mecânica dos fluidos computacional*. [S.l.]: Livros Técnicos e Científicos, 2004.

MORRISH, A. H. *The physical principles of magnetism*. [S.l.: s.n.], 2001.

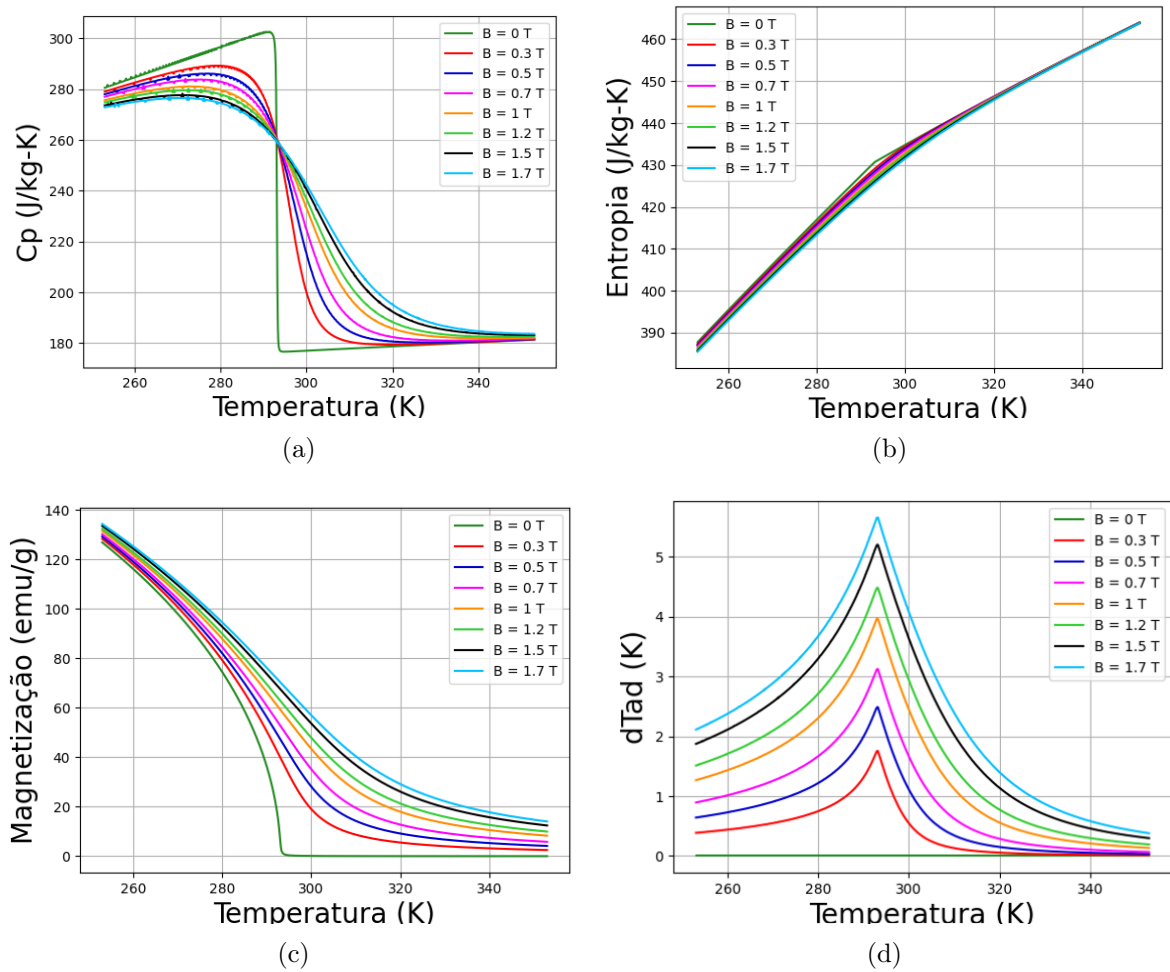


- NIELSEN, K. K.; BEZ, H. N.; MOOS, L. von; BJORK, R.; ERIKSEN, D.; BAHL, C. R. H. Direct measurements of the magnetic entropy change. *Amer Inst Physics*, v. 86, 2015.
- PALLARES, J.; GRAU, F. A modification of a nusselt number correlation for forced convection in porous media. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, v. 37, 2010.
- PECHARSKY, V.; GSCHNEIDNER, J.; PECHARSKY, A.; TISHIN, A. Thermodynamics of the magnetocaloric effect. *Phys. Rev. B*, v. 64, 2001.
- PECHARSKY, V. K.; GSCHNEIDNER JR., K. A. Giant magnetocaloric effect in  $\text{gd}_5(\text{si}_2\text{ge}_2)$ . *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 78, p. 4494–4497, 1997.
- SMITH, A.; BAHL, C. R.; BJØRK, R.; ENGELBRECHT, K.; NIELSEN, K. K.; PRYDS, N. Materials challenges for high performance magnetocaloric refrigeration devices. *Advanced Energy Materials*, Wiley Online Library, v. 2, n. 11, p. 1288–1318, 2012.
- TESLA, N. *Thermo-magnetic Motor*. 1889. US Patent 396121.
- TREVIZOLI, P. V. *Development of Thermal Regenerators for Magnetic Cooling Applications*. Tese (Doutorado) — Universidade Federal de Santa Catarina, 2015.
- TREVIZOLI, P. V.; CHRISTIAANSE, T. V.; GOVINDAPPA, P.; NIKNIA, I.; TEYBER, R.; JR, J. R. B.; ROWE, A. Magnetic heat pumps: an overview of design principles and challenges. *Science and Technology for the Built Environment*, Taylor & Francis, v. 22, n. 5, p. 507–519, 2016.
- TREVIZOLI, P. V.; JR, J. R. B.; OLIVEIRA, P. A.; CANESIN, F. C.; FERREIRA, R. T. Assessment of demagnetization phenomena in the performance of an active magnetic regenerator. *international journal of refrigeration*, Elsevier, v. 35, n. 4, p. 1043–1054, 2012.
- TREVIZOLI, P. V.; LOZANO, J. A.; PEIXER, G. F.; Barbosa Jr., J. R. Design of nested halbach cylinder arrays for magnetic refrigeration applications. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 395, p. 109–122, 2015.
- WORLD ENERGY COUNCIL. *World Energy Scenarios 2019*. 2019. Disponível em: <[www.worldenergy.org/](http://www.worldenergy.org/)>.

## A ANEXO

Os gráficos da Fig. A.1 apresentam as propriedades térmicas e magnéticas do Gd obtidas a partir da Teoria de Weiss-Debey-Sommerfeld (MORRISH, 2001).

Figura A.1 – Propriedades térmicas e magnéticas do Gd obtidas a partir da Teoria de Weiss-Debey-Sommerfeld (MORRISH, 2001): (a) calor específico; (b) entropia; (c) magnetização; (d) variação adiabática da temperatura



Fonte: autora