

ANÁLISE TERMODINÂMICA DE MOTORES TERMOMAGNÉTICOS OPERANDO SEGUNDO O CICLO BRAYTON

Matheus Urquiza Lima Santos, matheusmul@ufmg.br
Lorenzo dos Santos Corrêa, lorenzocorrea6@gmail.com
Paulo V. Trevizoli, trevizoli@demec.ufmg.br

Departamento de Engenharia Mecânica – DEMEC. Universidade Federal de Minas Gerais. Av. Antônio Carlos, 6627 – Pampulha, Belo Horizonte, MG, Brasil

Resumo. Motores termomagnéticos vêm sendo propostos como uma alternativa interessante para a recuperação de rejeito térmico de baixa temperatura. Apesar de apresentarem rendimento de Carnot relativamente baixo, ao operar em faixas de temperatura entre 25°C e 200°C, o uso desse tipo de sistema, baseado no conceito de cogeração, possibilita elevar o rendimento global das plantas centrais de geração de potência. Para tanto, um dos modelos de ciclos termodinâmicos mais comuns no estudo desse tipo de motor é o de Brayton, composto idealmente por dois processos isocampo magnético e dois isentrópicos. O presente trabalho propõe o estudo do impacto de perdas pelo campo desmagnetizante interno sobre o trabalho específico produzido e sobre os rendimentos de Primeira e Segunda Lei da Termodinâmica de um motor termomagnético operando segundo o ciclo de Brayton. O material ferromagnético mole utilizado no modelo é o Gadolínio. As análises são realizadas baseando-se nos diagramas temperatura – entropia e calor específico – temperatura obtidos por meio da teoria WDS.

Palavras chave: Motores termomagnéticos. Recuperação de rejeitos térmicos de baixa temperatura. Magnetização. Gadolínio. Análise termodinâmica. Ciclo de Brayton.

Abstract. Thermomagnetic motors have been proposed as an interesting alternative to recover low-grade energy waste. Although they present low Carnot efficiency, especially operating in temperature ranges from 25°C up to 200°C, the use of such systems, based on the concept of cogeneration, allows the increase of major power plants' global efficiency. In order to achieve such goal, one of the most common thermodynamic cycles used is Brayton's, ideally composed of two isomagnetic fields, and two isentropic processes. The present work aims to study the impact of demagnetizing field losses on the specific work as well as on the First and Second Law of Thermodynamic efficiencies of a thermomagnetic motor operating in accordance to Brayton's Cycle. The soft magnetic material used is Gadolinium. The analysis are based on the temperature – entropy diagram and specific heat – temperature diagrams, both of which obtained from the WDS theory.

Keywords: Thermomagnetic motors. Low-grade thermal waste recovery. Magnetization. Gadolinium. Thermodynamic evaluation. Brayton Cycle.

1. INTRODUÇÃO

A redução do consumo de energia constitui um dos problemas de Engenharia mais relevantes dos últimos tempos. A ampliação do uso de sistemas mais eficientes de conversão energética é, como aponta o World Energy Council (2016), um meio de se atender à demanda crescente desse bem, indicada nas projeções da U.S. Energy Information Administration (2019), sem necessariamente elevar a sua produção. Um dos meios utilizados para se obter essa elevação de eficiência é a conversão de calor liberado em processos industriais em energia útil, como elétrica ou mecânica (Forman *et al.*, 2016).

Esse rejeito térmico pode ser dividido em três grandes níveis: baixo, para temperaturas inferiores a 230°C; médio, para as que se encontram entre 230°C e 650°C; e alto, para as acima de 650°C (Kishore e Pryia, 2017). Quanto mais alto o nível, maior a eficiência de Carnot do processo de conversão. Por esse motivo, rejeitos térmicos de baixo nível, embora abundantes, costumam ser desprezados na composição de sistemas de cogeração. Nas últimas décadas, porém, os motores e geradores termomagnéticos vêm se apresentando como uma interessante alternativa para o aproveitamento desse tipo de energia térmica.

A produção de trabalho mecânico por meio do magnetismo é uma ideia que data do fim do Séc. XIX, marcada pela patente de Tesla (1889). Até o início dos anos 2000, poucos estudos foram desenvolvidos no tema, observando-se que os motores termomagnéticos possuíam eficiências muito baixas devido às limitações tecnológicas à época em termos de ímãs permanentes de alta energia e materiais ferromagnéticos moles (Murakami e Nemoto, 1972). No entanto, após a

descoberta do chamado “Efeito Magnetocalórico Gigante” (Pecharsky e Gschneidner, 1997) e com o desenvolvimento expressivo dos sistemas de refrigeração magnética (Kitanoviski *et al.*, 2015; Trevizoli *et al.*, 2016) nos últimos 20 anos, a P&D de motores termomagnéticos voltou a ser realizada por diferentes grupos de pesquisas ao redor do mundo. Atualmente, pode-se pontuar que a disponibilidade de ímãs permanentes de alta energia de NdFeB, materiais magnetocalóricos com transição magneto-estrutural de primeira ordem (Gutfleisch *et al.*, 2016; Lyubina, 2017), e a possibilidade de fabricação de circuitos magnéticos à base de ímãs permanentes em diversas geometrias capazes de gerar campos magnéticos entre 1 e 2 T (Bjork *et al.*, 2010), são fatores que geram grandes expectativas no que concerne ao desenvolvimento pleno tanto de refrigeradores magnetocalóricos como de motores termomagnéticos.

Os motores termomagnéticos são baseados no fenômeno da transição de fases magnéticas, característica intrínseca a todos os materiais magnéticos (MM) e que ocorre em uma dada temperatura de transição, também conhecida como Temperatura de Curie (T_{Curie}). A Fig. 1 apresenta um diagrama esquemático de um motor termomagnético do tipo linear acoplado a um sistema de retorno por mola. O campo magnético, que diz respeito à região pontilhada com o gradiente de cores, é gerado por ímãs permanentes, ilustrados pelos blocos vermelhos. As setas brancas indicam a orientação da remanência desses ímãs. Vale ressaltar que, dependendo da construção do motor, porém, seria possível substituir a mola e utilizar a força de campo gravitacional, ou mesmo substituir o movimento linear por um sistema rotativo, conforme proposto por Takahashi *et al.* (2006). Os processos são listados a seguir:

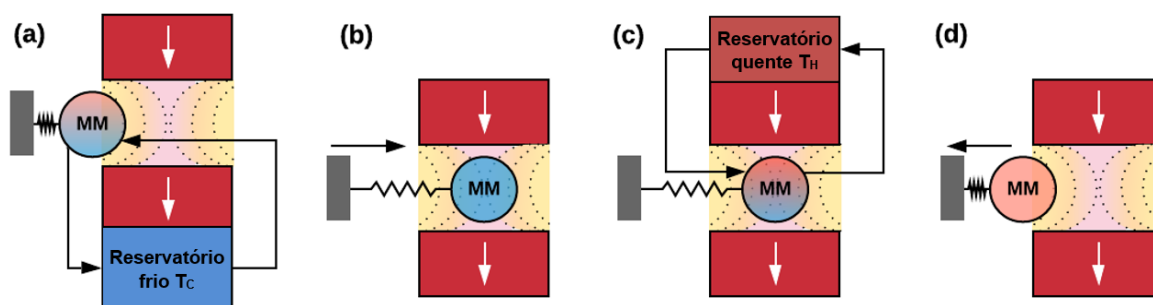


Figura 1. Diagrama esquemático do princípio de funcionamento de um motor termomagnético linear com sistema de retorno por mola (adaptado de Kaneko *et al.*, 2019)

- O MM, posicionado em uma região de campo baixo (ainda superior a 0T), é resfriado por um fluxo de fluido frio fornecido por um reservatório frio a T_C ;
- Após atingir temperatura inferior à T_{Curie} , observa-se o estabelecimento da fase ferromagnética no MM, elevando bruscamente sua magnetização e permitindo que supere a força elástica da mola, deslocando-se para a região de campo alto;
- Uma vez dentro da região de campo alto, o MM é aquecido até uma temperatura acima de T_{Curie} por meio de um fluxo de fluido à temperatura T_H fornecido a partir de um reservatório quente, a qual pode ser rejeito térmico de baixo nível;
- Ultrapassada a T_{Curie} o MM torna-se não-magnético (por exemplo, paramagnético), reduzindo sua magnetização pela interação com o campo aplicado, até que a força elástica supera a magnética. Dessa maneira, o MM retorna à posição inicial, reiniciando o ciclo.

Observa-se que, ao longo do ciclo, o material é submetido a diferentes intensidades de campos magnéticos aplicados. A intensidade do campo magnético efetivamente verificada pelo MM, porém, é diferente daquela aplicada externamente, devido à presença de um campo desmagnetizante interno. Esse campo está relacionado ao fenômeno da magnetização, que surge em resposta à aplicação do campo externo. A intensidade dessa resposta, conforme explicam Faria e Lima (2005), depende da direção e do sentido de alinhamento, além da quantidade de domínios magnéticos afetados. Logo, as perdas pelo campo desmagnetizante interno (Bahl e Nielsen, 2012; Egolf *et al.*, 2015), também chamadas desmagnetização, podem influenciar decisivamente o desempenho termodinâmico do motor termomagnético.

Alguns trabalhos recentes avaliaram o desempenho termodinâmico de motores. Kishore e Priya (2017) compararam o desempenho do motor utilizando diferentes MM operando segundo o ciclo de Ericsson, porém as perdas por desmagnetização não foram consideradas. Bessa *et al.* (2018) estudaram o motor operando com Gadolínio segundo o ciclo de Brayton. Os autores realizaram uma análise qualitativa das perdas por desmagnetização, mas nenhum resultado foi apresentado. Lima *et al.* (2020) compararam os ciclos de Ericsson e Brayton para um motor operando com Gadolínio. Porém, os resultados apresentados não consideraram as perdas por campo desmagnetizante interno.

Neste contexto, o presente trabalho tem como objetivo avançar em relação os trabalhos de Bessa *et al.* (2018) e Lima *et al.* (2020) ao avaliar o desempenho termodinâmico do ciclo de Brayton considerando as perdas por desmagnetização. Um modelo teórico é proposto e o Gadolínio é empregado como MM. As análises comparativas serão realizadas em termos do trabalho específico e rendimentos de primeira e segunda Leis da Termodinâmica, para três valores de fator de desmagnetização: 0; 0,1e 0,9. Ao longo do trabalho, serão apresentados termos em negrito, utilizados para distinguir vetores de escalares.

2. MODELO MATEMÁTICO

2.1 Teoria WDS

As propriedades de interesse do Gadolínio são determinadas por meio da Teoria WDS (Morrish, 1965; Petersen, 2007). Esta teoria consiste na decomposição do calor específico e da entropia de um sólido magnético em três parcelas distintas: magnética (s_{mag} e c_{mag}), *lattice*, ou de rede, (s_{lat} e c_{lat}) e eletrônica (s_{ele} e c_{ele}), calculadas conforme os modelos de Weiss, Debye e Sommerfeld, respectivamente, e combinadas conforme a Eq. (1) e a Eq.(2), respectivamente.

$$s(H, T) = s_{mag}(H, T) + s_{lat}(T) + s_{ele}(T) \quad (1)$$

$$c(H, T) = c_{mag}(H, T) + c_{lat}(T) + c_{ele}(T) \quad (2)$$

Para a determinação dessas propriedades, fez-se necessária a distinção entre campo aplicado (H_{apl}) e campo resultante (H_{res}) conforme Smith *et al.* (2010) e Nielsen *et al.* (2014). O ordenamento dos spins dos átomos que compõem o MM faz surgir um campo desmagnetizante interno (H_{dem}) que reduz a intensidade do campo magnético efetivamente experienciado pelo material em análise. A interação entre os campos pode ser generalizada pela Eq. (3).

$$H_{res} = H_{apl} - H_{dem} \quad (3)$$

H_{dem} , por sua vez, pode ser definido em termos da magnetização, $\mathbf{M}(H, T)$ e do tensor de segunda ordem chamado fator de desmagnetização (\bar{N}), dependente da geometria do MM. A relação é dada pela Eq. (4). Substituindo-a na Eq. (3) e assumindo que os eixos coordenados do sistema coincidam com os principais do corpo do MM, obtém-se a Eq. (5), na qual todas as variáveis, inclusive o fator de desmagnetização, são escritas na forma escalar, simplificando a análise.

$$H_{dem} = \bar{N}\mathbf{M}(H_{res}, T) \quad (4)$$

$$H_{res} = H_{apl} + NM(H_{res}, T) \quad (5)$$

Ainda como consequência das simplificações descritas acima, é possível determinar a magnetização por unidade de massa conforme a Eq. (6), em função do número de spins magnéticos por unidade de massa, $N_s = 3,83 \cdot 10^{24} \text{ kg}^{-1}$; do fator g de Landé, 2; do momento angular total, $J = 3,5 \text{ h}$; do magnéton de Bohr, $\mu_B = 9,274 \cdot 10^{-24} \text{ J} \cdot \text{T}^{-1}$; e da função de Brillouin, B_J , definida mais à frente, na Eq. (11). Para o Gadolínio, utilizou-se $T_{Curie} = 293 \text{ K}$.

$$M(H, T) = N_s g J \mu_B B_J(\chi) \quad (6)$$

De volta à teoria WDS, calcula-se a parcela magnética conforme a teoria de Weiss, também conhecida como Teoria do Campo Médio (MFT, sigla de Mean Field Theory, em inglês). Nela, o resultado é determinado em função do campo magnético resultante e da temperatura de análise, conforme as Eqs. (7) e (8).

$$s_{mag}(H_{res}, T) = \frac{N_A}{M_M} k_B \left[\ln \left(\frac{\sinh \left(\frac{2J+1}{2J} \chi \right)}{\sinh \left(\frac{1}{2J} \chi \right)} \right) - \chi B_J(\chi) \right] \quad (7)$$

$$c_{mag}(H_{res}, T) = -\mu_0 H \frac{\partial \sigma}{\partial T} - \frac{1}{2} N_{int} \left(\frac{\partial \sigma}{\partial T} \right)^2 \quad (8)$$

em que $N_A = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ é o número de Avogadro; $M_M = 0,157 \text{ kg} \cdot \text{mol}^{-1}$, massa molar do Gadolínio; k_B , constante de Boltzmann ($1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1}$); e $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ N} \cdot \text{A}^{-2}$, a constante de permeabilidade no vácuo. N_{int} , chamada constante de campo médio, é determinada segundo Eq. (9), enquanto a magnetização específica, σ , pode ser determinada conforme a Eq. (10).

$$N_{int} = \frac{3k_B T_{Curie}}{N_s g^2 \mu_B^2 J(J+1)} \quad (9)$$

$$\sigma = N_s g J \mu_B B_J(\chi) \quad (10)$$

A função de Brillouin, é definida conforme a Eq. (11):

$$B_J(\chi) = \frac{2J+1}{2J} \coth\left(\frac{2J+1}{2J}\chi\right) - \frac{1}{2J} \coth\left(\frac{1}{2J}\chi\right) \quad (11)$$

definindo-se χ conforme a Eq. (12).

$$\chi = \frac{gJ\mu_B\mu_0H}{k_B T} + \frac{3T_{Curie}J}{T(J+1)} B_J(\chi) \quad (12)$$

Para a contribuição *lattice*, utiliza-se uma nova constante: a Temperatura de Debye ($\theta_D = 169\text{K}$). Definem-se, assim, a entropia e calor específico conforme a Eq. (13) e a Eq. (14), respectivamente:

$$s_{lat}(T) = k_B \frac{N_A}{M} \left[-3 \ln\left(1 - e^{-\frac{\theta_D}{T}}\right) + 12 \left(\frac{T}{\theta_D}\right)^3 \int_0^{\frac{\theta_D}{T}} \frac{x^3}{e^x - 1} dx \right] \quad (13)$$

$$c_{lat}(T) = 9k_B \frac{N_A}{M} \left(\frac{T}{T_{Curie}}\right)^3 \int_0^{\frac{T_{Curie}}{T}} \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} dx \quad (14)$$

Finalmente, para a contribuição eletrônica, define-se a constante de Sommerfeld, $\gamma_e = 6,93 \cdot 10^{-2} \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-2}$, necessária para a determinação de entropia e calor específico conforme Eq. (15) e Eq. (16).

$$s_{ele} = \int \frac{c_{ele}}{T} dT \quad (15)$$

$$c_{ele} = \gamma_e T \quad (16)$$

2.2. Análise Termodinâmica do Ciclo de Brayton

A principal ferramenta utilizada na avaliação do ciclo termodinâmico de Brayton é o diagrama T-s, ilustrado na Fig. 2, sem (Fig. 2(a)) e com (Fig. 2(b)) a contabilização do efeito da desmagnetização. Kishore e Pryia (2017) explicam como as contribuições magnética, *lattice* e eletrônica se combinam ao longo do ciclo, viabilizando a utilização de simplificações como assumir processos adiabáticos. Na Fig. 2(c) são identificadas regiões sob as curvas do diagrama T-s, utilizadas para uma análise gráfica das grandezas envolvidas no ciclo ideal. Os processos que o compõem são descritos a seguir.

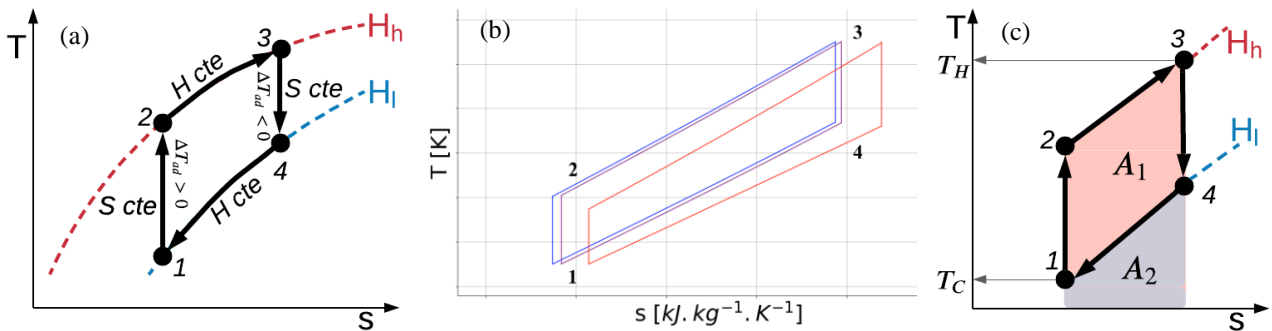


Figura 2. Diagramas T-s esquemáticos do ciclo de Brayton (a) com comportamentos de interesse da entropia e campo; (b) ilustrativo do efeito da desmagnetização para $N=0$, $N=0,1$ e $N=0,9$; e (c) áreas de interesse no diagrama T-s (adaptado de Lima *et al.*, 2020)

- 1-2: magnetização adiabática: correspondente à Fig. 1(a): MM movido para a região de campo alto;
- 2-3: aquecimento isocampo: correspondente à Fig. 1(b): MM aquecido até $T > T_{Curie}$;
- 3-4: desmagnetização adiabática: correspondente à Fig. 1(c): MM movido de volta para a região de campo baixo;
- 4-1: resfriamento isocampo: correspondente à Fig. 1(d): MM resfriado até $T < T_{Curie}$.

Analisando a operação do motor e o diagrama T-s, apresentados nas Fig. 1 e 2, respectivamente, é possível visualizar as expressões energéticas nos processos que compõem o ciclo: trabalho específico (w_{liq}), quantidade de calor fornecido pela fonte quente (q_{in}) e rejeitado para o reservatório frio (q_{out}) por unidade de massa. A Primeira Lei da Termodinâmica (PLT) (Moran *et al.*, 2018) relaciona as grandezas segundo a Eq. (17). Por meio desta, verifica-se na Fig. 2(c) que a soma das áreas A_1 e A_2 corresponde a q_{in} , enquanto A_2 representa q_{out} . A partir da Eq. (16), portanto, w_{liq} corresponde a A_1 .

$$w_{liq} = q_{in} - q_{out} \quad (17)$$

Matematicamente, w_{liq} e q_{in} são determinadas pelas Eqs. (18) e (19), respectivamente. A título de verificação, q_{in} foi também calculada em termos do calor específico, conforme Bessa (2018), por meio da segunda igualdade da Eq. (18).

$$w_{liq} = \int_{s_2}^{s_3} T(s) ds \Big|_{H_h} - \int_{s_1}^{s_4} T(s) ds \Big|_{H_l} \quad (18)$$

$$q_{in} = \int_{s_2}^{s_3} T(s) ds \Big|_{H_h} = \int_{T_2}^{T_3} c(T, H) dT \Big|_{H_h} \quad (19)$$

Por fim, obtém-se os rendimentos. A Eq. (20) é utilizada na determinação do de Primeira Lei da Termodinâmica (η_{1st}); a Eq. (21), no de Carnot (η_{Carnot}); e a Eq. (22), no de Segunda Lei da Termodinâmica (η_{2nd}) (Moran *et al.*, 2018).

$$\eta_{1st} = \frac{w_{liq}}{q_{in}} \quad (20)$$

$$\eta_{Carnot} = 1 - \frac{T_C}{T_H} = 1 - \frac{T_1}{T_3} \quad (21)$$

$$\eta_{2nd} = \frac{\eta_{1st}}{\eta_{Carnot}} \quad (22)$$

3. IMPLEMENTAÇÃO COMPUTACIONAL E PARÂMETROS DE ENTRADA

O modelo matemático foi implementado em linguagem de programação Python, sendo o Ambiente de Desenvolvimento Integrado utilizado o Spyder. Inicialmente, foram importados os vetores de campo magnético (H) e temperatura (T), além das matrizes de entropia (s), calor específico (c) e magnetização (M), as quais foram obtidas da Teoria WDS. Em seguida, em função dos parâmetros de T e H utilizados na análise, foram selecionadas as faixas de interesse dentro desses dados importados.

Para as análises apresentadas neste trabalho, foram considerados campos baixo e alto fixos em $H_l = 0,5$ T e $H_h = 1,5$ T, respectivamente. Quanto à temperatura, analisaram-se faixas de T_C e T_H entre 230°C e 330°C , sempre assumindo, ao término dos processos de aquecimento e resfriamento, que o sistema atinge o equilíbrio térmico com a fonte quente (a $T = T_H$) e o reservatório frio (a $T = T_C$), isto é, $T_1 = T_C$ e $T_3 = T_H$. Como não foram consideradas irreversibilidades nos processos $1 \rightarrow 2$ e $3 \rightarrow 4$ (Fig. 2), a única não idealidade considerada foi, portanto, o efeito da desmagnetização, contabilizado por meio do fator de desmagnetização N . No presente trabalho são considerados três valores para N : 0 (zero, sem perdas); 0,1 e 0,9. Quanto mais próximo da unidade, maior o impacto da desmagnetização sobre os resultados.

Em seguida, por meio de um processo iterativo, as propriedades de interesse (s, c e M) foram avaliadas para incluir o efeito do campo desmagnetizante interno. A função iterativa baseada no método do ponto fixo foi necessária uma vez que o H_{dem} é função de $M(H_{res}, T)$, conforme mostra a Eq. 4. Logo, definiram-se os novos estados termodinâmicos 1, 2, 3 e 4, em uma estrutura computacional de 4 posições (referentes aos estados termodinâmicos de interesse) por 50 linhas (referentes à quantidade de temperaturas de fonte quente analisadas, 50 valores igualmente espaçados entre 230 K e 330 K), por 50 colunas, representativas dos 50 valores de temperatura do reservatório frio igualmente espaçados entre 230 K e 330 K. Desse modo, são obtidos os quatro estados termodinâmicos de um total de 2500 combinações de fonte quente e reservatório frio, das quais 1275 foram desprezadas porque eram tais que $T_C > T_H$.

Uma vez determinados os estados termodinâmicos coerentes com as perdas por desmagnetização, foram realizadas integrações numéricas da $T(s)$ para a determinação de w_{liq} , e de $c(T)$ para a verificação de q_{in} , segundo as Eqs. (17) e (18), respectivamente. Por fim, foram calculados η_{1st} , η_{2nd} e η_{Carnot} segundo as Eqs. (19), (20) e (21).

4. RESULTADOS

Nas figuras a seguir, são apresentados contornos de w_{liq} , q_{in} , η_{1st} e η_{2nd} em função do ΔT ($\Delta T = T_H - T_C$) no eixo das ordenadas e T_H no das abscissas. Como consequência dessa opção de modelo para apresentação dos resultados, as curvas existirão apenas em uma das metades da figura: mais especificamente, na inferior direita. Esse fato se dá porque as faixas de valores de T_C e T_H considerados são iguais, mas as condições com $T_C > T_H$ foram desconsideradas.

Com o intuito de estabelecer um resultado de controle, fez-se um primeiro teste com o fator de desmagnetização igual a 0, analisando-se, então, o caso ideal (sem perdas por desmagnetização). Na Fig. 4 são apresentados w_{liq} (a), energia fornecida pela fonte quente na forma de calor, q_{in} (b), η_{1st} (c) e η_{2nd} (d). Por meio das curvas, foi possível notar que:

- O valor máximo de trabalho fica por volta de $120 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}$ a $140 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}$ e é obtido apenas a $T_H > 300 \text{ K}$ e $\Delta T > 60 \text{ K}$;

- Nessas mesmas fixas de temperaturas, o calor fornecido também é máximo, ultrapassando $15000 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}$;
- Em virtude dessa combinação de q_{in} com w_{liq} , os η_{1st} não são máximos nessa faixa. Seu pico é de cerca de 0,84% e ocorre para combinações específicas com $290 < T_H < 310 \text{ K}$ e $\Delta T < 30 \text{ K}$;
- η_{2nd} atinge valor máximo de 80% por volta de $T_H = 300 \text{ K}$ com $\Delta T \approx 2 \text{ K}$.

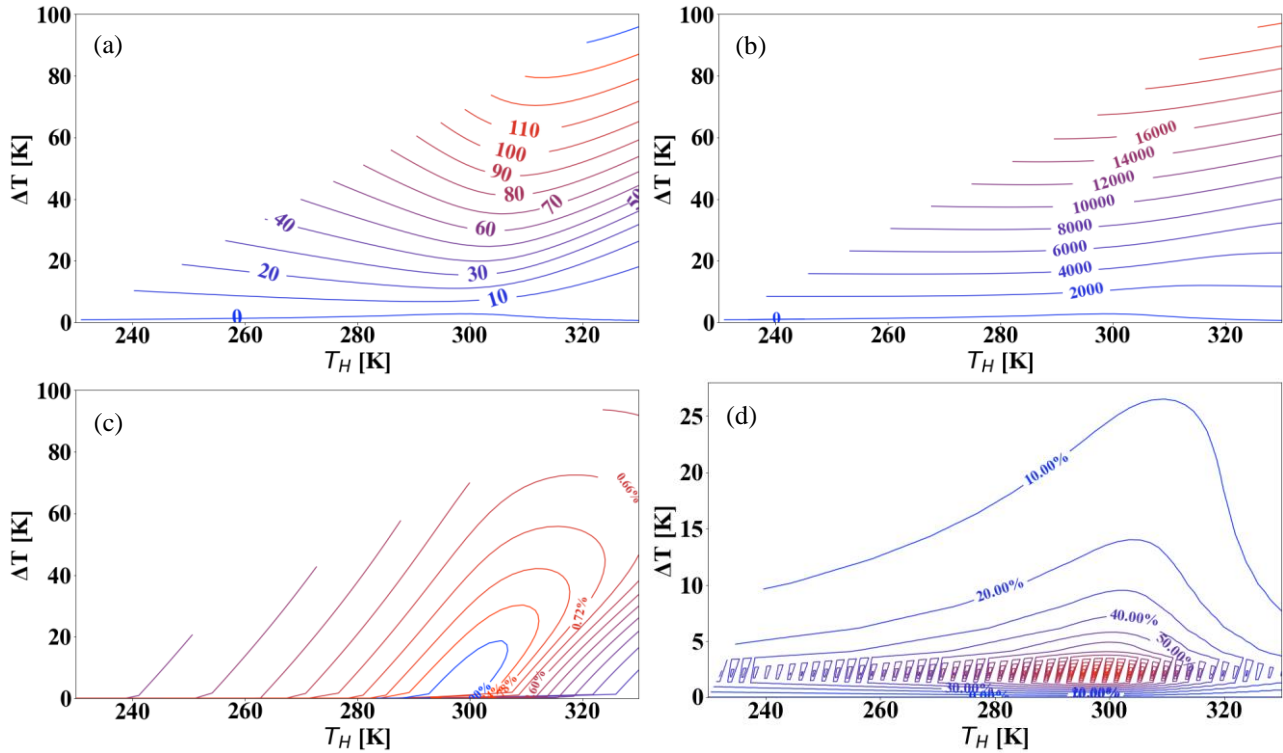
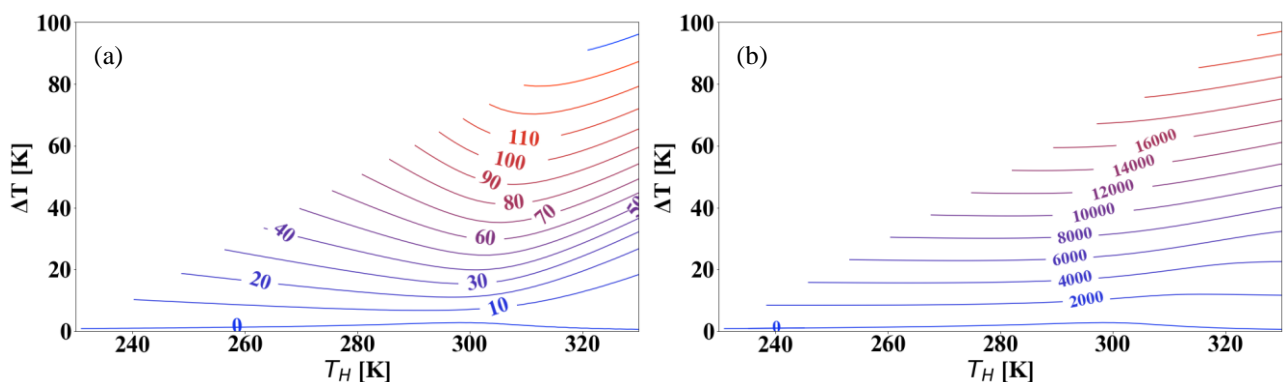


Figura 4. Resultados sem perdas por desmagnetização ($N = 0$) em função do ΔT e de T_H : (a) w_{liq} ; (b) q_{in} ; (c) η_{1st} ; (d) η_{2nd} .

Nos resultados seguintes, apresentados nas Figs. 5 e 6, são incluídas as perdas pelo campo desmagnetizante interno para os valores de fator de desmagnetização 0,1 e 0,9, respectivamente. Comparando os resultados obtidos para os diferentes fatores de desmagnetização, é possível verificar que:

- A desmagnetização causou uma redução de aproximadamente 31% no trabalho máximo realizado, mas a relação entre as grandezas não é linear. Assim, observa-se uma grande mudança na característica das curvas apresentadas;
- A redução era um efeito esperado, já que a desmagnetização é mais evidente em valores mais altos de campo e temperatura. Dessa maneira, o abaixamento da curva superior é maior do que o da inferior, reduzindo a área entre elas no diagrama T-s;
- Como era esperado, a redução na quantidade de energia fornecida pela fonte quente foi muito pequena, praticamente imperceptível nos contornos. Embora as curvas de campo alto e baixo sejam deslocadas, a área total sob a curva permanece aproximadamente a mesma;
- Os ΔT s para os quais se observava valores consideráveis de rendimento de Segunda Lei diminuíram.



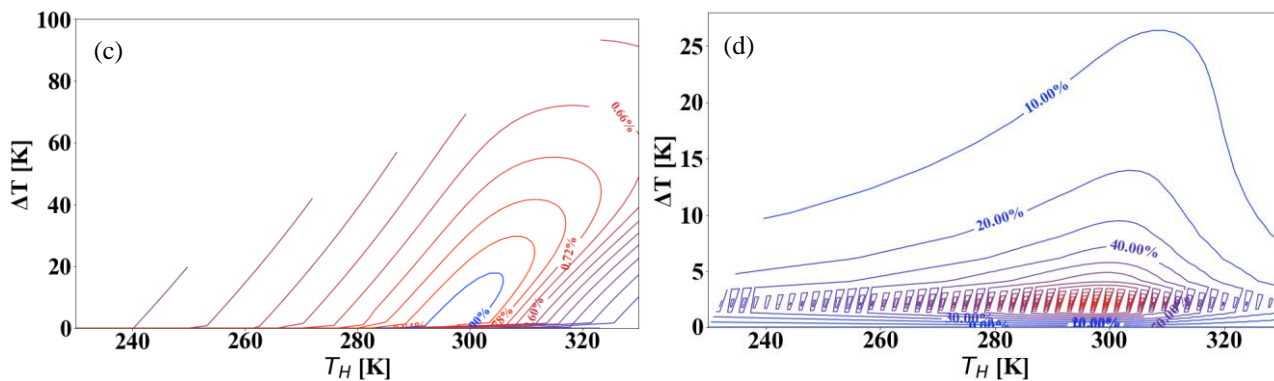


Figura 5. Resultados com fator de desmagnetização $N = 0,1$ em função do ΔT e de T_H : (a) w_{liq} ; (b) q_{in} ; (c) η_{1st} ; (d) η_{2nd}

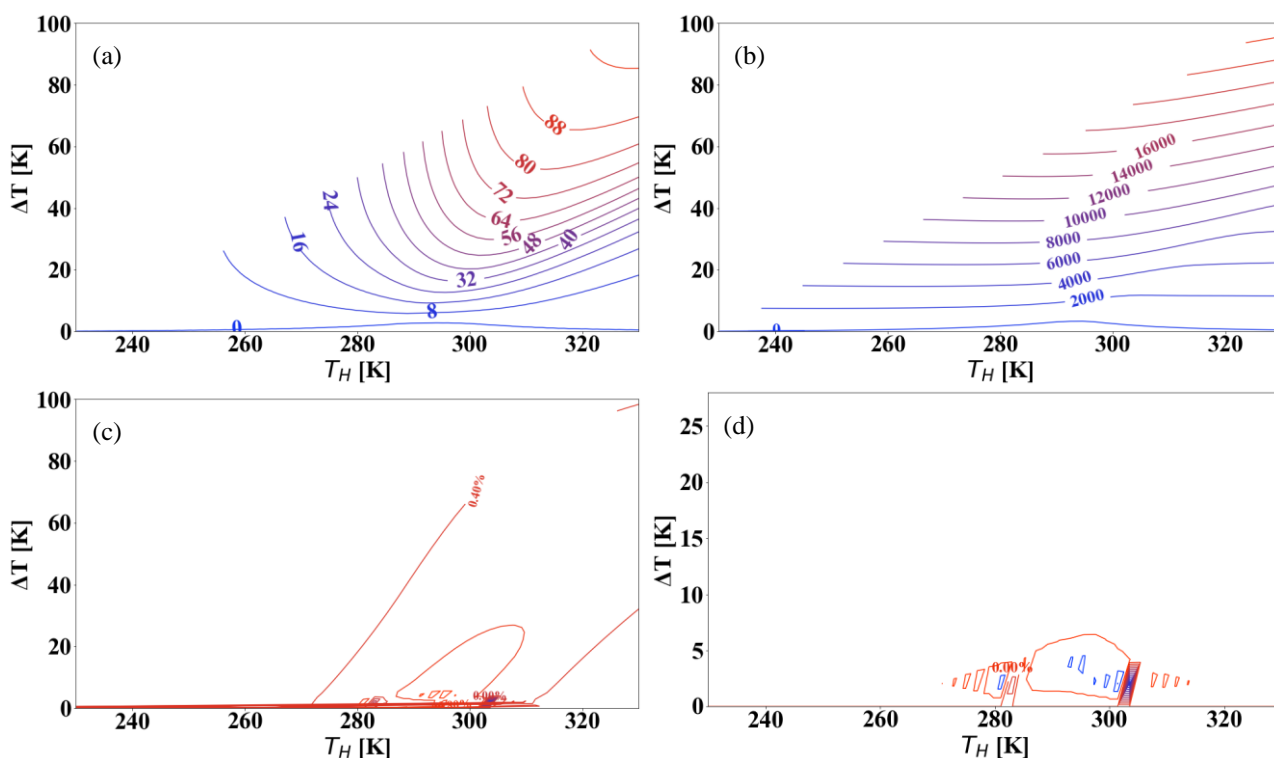


Figura 6. Resultados com fator de desmagnetização $N = 0,9$ em função do ΔT e de T_H : (a) w_{liq} ; (b) q_{in} ; (c) η_{1st} ; (d) η_{2nd}

5. CONCLUSÕES

O presente trabalho apresentou uma avaliação dos impactos das perdas pelo campo desmagnetizante interno sobre o desempenho termodinâmico de um motor termomagnético operando segundo o ciclo Brayton, sob condições específicas que viabilizaram uma série de simplificações no fator de desmagnetização. A metodologia envolveu a modelagem das propriedades magnéticas e termofísicas do Gadolínio por meio da Teoria WDS seguida da integração numérica de $T(s)$ e $c(T)$, conforme procedimentos estabelecidos em experimentos desenvolvidos por outros autores. Com o intuito de verificar a validade da metodologia, as condições de teste desenvolvidas por esses autores foram repetidas e os resultados foram satisfatórios. Assim, foi possível prosseguir com os testes de diferentes fatores de desmagnetização, observando-se que o efeito é prejudicial para a realização de trabalho, reduzindo ainda mais a eficiência do motor. Por meio das curvas de rendimento, verificou-se, também, que, embora as maiores diferenças de temperatura (ΔT) propiciem os maiores valores de trabalho, o consumo de energia também se eleva, deslocando as faixas ideais de rendimento para regiões de pequeno ΔT . Trabalhos futuros devem considerar outras fontes de irreversibilidades, tais como o não-equilíbrio térmico entre os estados termodinâmicos 1 e 3 com o reservatório frio e a fonte quente, respectivamente, e assumir que os processos $1 \rightarrow 2$ e $3 \rightarrow 4$ não sejam adiabáticos.

6. AGRADECIMENTOS

Ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico – CNPq, por meio do Programa Institucional de Bolsas Iniciação Científica – PIBIC.

7. REFERÊNCIAS

- Bahl, C.R.H. e Nielsen, K.K., 2012. “The effect of demagnetization on the magnetocaloric properties of gadolinium”. *Journal of Applied Physics*, Vol. 105.
- Bessa, C.V.X. *et al.*, 2018. “On the relevance of temperature, applied magnetic field and demagnetizing factor on the performance of thermomagnetic motors”. *Applied Thermal Engineering*, Vol. 145, p. 245-250.
- Bjork, R. *et al.*, 2010. “Review and comparison of magnet designs for magnetic refrigeration”. *International Journal of Refrigeration*, Vol. 33, p. 437-448.
- Egolf, P.W., Gama, S. e Vuarnoz, D., 2015. “Thermomagnetism with external and internal magnetic field quantities”. *Journal of Applied Physics*, Vol. 118.
- Faria, R.N. e Lima, L.F.C.P., 2005. *Introdução ao Magnetismo dos Materiais*. Livraria da Física, São Paulo, 1ª edição.
- Forman, C. *et al.*, 2016. “Estimating Global Waste Heat Potential”. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, Vol. 57, p 1568-1579.
- Gutfleisch, O. *et al.*, 2016. “Mastering Hysteresis in Magnetocaloric Materials”. *Philosophical Transactions of the Royal Society*, Vol. 374.
- Kaneko, G.H. *et al.*, 2019. “Design and Assembling of a Magnetic Circuit for a Thermomagnetic Motor Apparatus”. *Journal of the Brazillian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, Vol. 41, p. 394.
- Kishore, R.A. e Priya, S., 2017. “Low-grade waste heat recovery using the reverse magnetocaloric effect”. *Sustainable Energy & Fuels*, Vol. 1(9), p. 1899-1908.
- Kitanovski, A. *et al.*, 2015. “Present and future calorific refrigeration and heat-pump technologies”. *International Journal of Refrigeration*, Vol. 57, p. 288-298.
- Lima, L.F.A., *et al.*, 2020. “Thermodynamic analysis of thermomagnetic motors”. In *Papers of the 18th Brazilian Congress of Thermal Sciences and Engineering*. Online.
- Lyubina, J., 2017. “Magnetocaloric materials for energy efficient cooling”. *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 50.
- Moran, M.J. *et al.*, 2018. *Fundamentals of engineering thermodynamics*. John Wiley & Sons, Inc.
- Morrish, A., 1965. *The Physical Principles of Magnetism*. John Wiley & Sons, Inc.
- Murakami, K. e Nemoto, M., 1972. “Some Experiments and Considerations on the Behavior of Thermomagnetic Motors”. In *Papers of the 1972 INTERMAG Conference*. Quioto, Japão.
- Nielsen, K.K., Bahl, C.H.E. e Smith, A., 2014. “Demagnetizing fields in active magnetic regenerators”. In *Proceedings of the 6th IIF-IIR international Conference on Magnetic Refrigeration International Institute of Refrigeration*. Victoria, BC.
- Pecharsky, V.K. e Gschneidner Jr., K.A., 1997. “Giant magnetocaloric effect in $Gd_5Ge_2Si_2$ ”. *Physical Review Letters*, Vol. 78, p. 4494-4497.
- Petersen, T.F., 2007. *Numerical modelling and analysis of a room temperature magnetic refrigeration system*. Tese de doutorado, Fuel Cells and Solid State Chemistry Department, Technical University of Denmark, Roskilde, Dinamarca.
- Smith, A. *et al.*, 2010. “The demagnetizing field of a nonuniform rectangular prism”. *Journal of Applied Physics*, Vol. 107.
- Takahashi, Y., Yamamoto, K. e Nishikawa, M., 2006. “Fundamental Performance of Triple Magnetic Circuit Type Cylindrical Thermomagnetic Engine”. *Electrical Engineering in Japan*, Vol. 154 (4).
- Tesla, N., 1889. US Pat., 396121.
- Trevizoli, P.V. *et al.*, 2016. “Magnetic heat pumps: An overview of design principles and challenges”. *Science and Technology of the Built Environment*, Vol. 22, p. 507-519.
- U.S. Energy Information Administration, 2019. “EIA projects nearly 50% increase in world energy usage by 2050, led by growth in Asia”. 24 Set. 2019. <<https://www.eia.gov/todayinenergy/detail.php?id=41433>>.
- World Energy Council, 2016. *World Energy Scenarios (2016)*. Londres, Reino Unido.

8. RESPONSABILIDADE PELAS INFORMAÇÕES

Os autores são os únicos responsáveis pelas informações incluídas neste trabalho.