

ANÁLISE DO COMPORTAMENTO TÉRMICO DE UM ARMAZENADOR DE ENERGIA EM UMA PLANTA DE ENERGIA HELIOTÉRMICA

Fernando Andrade Rodrigues, ferar@ita.br¹
Marcelo José Santos de Lemos, delemos@ita.br¹

¹Departamento de Energia, Instituto Tecnológico de Aeronáutica – ITA, 12228-900 São José dos Campos, SP, Brasil

Resumo: O propósito deste trabalho é investigar o comportamento térmico de um reservatório para armazenamento de energia em uma planta de energia heliotérmica contendo material sólido permeável. Para isso, foi utilizado um modelo numérico que descreve o escoamento turbulento em meio híbrido (livre e poroso), considerando a convecção natural e forçada em regime transiente. A variação de temperaturas do material sólido e da fase fluida foram calculadas através do tempo no ciclo de aquecimento de um armazenador térmico com razões de altura e diâmetro diferentes assim como com condições de contorno na parede do tanque adiabáticas e de convecção externa. Nos casos em que havia convecção nas paredes do tanque a energia armazenada foi significativamente reduzida. O modelo do armazenador térmico com maior razão entre altura e diâmetro assim como paredes isoladas resultou num maior valor de energia armazenada.

Palavras-chave: Transferência de Calor, Energia Heliotérmica, Solar Concentrada, Armazenamento de Energia Térmica, Thermocline

1. INTRODUÇÃO

De acordo com o relatório da Empresa de Pesquisa Energética (EPE, 2015), o consumo de energia no sistema interligado nacional deve crescer 42% nos próximos 10 anos. As novas plantas de geração de energia que serão construídas para suprir essa demanda podem ou não se utilizar de energias renováveis, porém é esperado, seguindo tendências internacionais, que haja uma pressão da população para direcionar estes novos esforços para sistemas eficientes de produção de energia renovável, no intuito de reduzir o impacto ambiental e o uso de combustíveis fósseis. Dentre as mais promissoras tecnologias desta área está a energia solar.

Existem dois tipos principais de produção de energia solar, solar fotovoltaica e solar térmica concentrada. Os sistemas de energia solar térmica se utilizam de torres solares, calhas parabólicas ou refletores Fresnel para concentrar a luz solar e aquecer um fluido de trabalho a altas temperaturas para, posteriormente, mandá-lo a uma planta de geração de energia térmica (Py, Azoumah, & Olives, 2013). A energia solar fotovoltaica converte diretamente a energia solar em eletricidade através das células solares (International Energy Agency, 2016). A principal vantagem dos sistemas de geração de energia térmica em relação aos sistemas fotovoltaicos se deve a possibilidade de geração de energia durante a noite, através da utilização de sistemas de armazenamento de energia térmica, no caso dos sistemas fotovoltaicos o armazenamento de energia de forma eficiente ainda é um desafio (Xu, Li, & Chan, 2015).

O armazenamento de energia térmica, em plantas de energia solar térmica, é fundamental para a viabilidade desta tecnologia, pois consegue coletar energia e deslocar a produção energética para horários diferentes, além de estender a produção através de períodos com cobertura de nuvens intermitente. Desta forma, a operação de uma planta de energia solar térmica pode continuar mesmo através de períodos sem incidência de radiação solar direta (Pilkington Solar International GmbH, 2000).

Este projeto visa o desenvolvimento e a aplicação de um modelo que simule o comportamento térmico de um reservatório para armazenamento de energia térmica contendo material sólido permeável.

A modelagem do reservatório irá considerar, no escoamento turbulento em meio híbrido, a convecção forçada na cavidade ventilada com entrada e saída de fluido e a convecção natural devido as forças de empuxo. O modelo de duas equações de energia será utilizado para avaliar a transferência de calor entre a fase sólida e a fase fluida. O comportamento dinâmico será avaliado através do cálculo da variação das temperaturas em regime transiente. O escoamento turbulento da fase fluida será modelado utilizando o modelo macroscópico de duas equações. (M. B. Saito & de Lemos, 2010).

Trabalhos utilizando estes modelos já foram realizados no laboratório em que este projeto será concretizado (Laboratório de Computação em Fenômenos de Transporte (LCFT) do Departamento de Energia do Instituto de Tecnologia da Aeronáutica (ITA)). Os modelos foram desenvolvidos para escoamento turbulento em meios porosos (Pedras & de Lemos, 2001a) e híbridos (Santos & de Lemos, 2006), com troca de calor por convecção forçada (Rocamora & de Lemos, 2000) e natural (Braga & De Lemos, 2004), com uma documentação extensa descrita em (Marcelo J. S. de

Lemos, 2012). As contribuições do atual projeto em relação as pesquisas realizadas no laboratório consistem em unir a convecção forçada com a natural no modelo (convecção mista), adicionar a variação temporal ao comportamento térmico do modelo (regime transitório), fazer a investigação deste modelo composto para o caso específico de um tanque de armazenamento térmico e analisar parâmetros deste sistema como a geometria e a eficiência térmica.

2. MODELO NUMÉRICO

2.1. Modelo Macroscópico de Escoamento Turbulento em Meios Porosos

O modelo que descreve o escoamento turbulento em meio poroso utiliza alguns conceitos básicos como: média intrínseca, volumétrica e temporal, flutuação espacial e temporal, o teorema da média volumétrica local (TMVL), definições de equações microscópicas (as equações que descrevem o escoamento interno aos poros (equações de conservação do fluido)), equações macroscópicas (as equações que descrevem o escoamento macroscópico no meio poroso (interpretação macroscópica do fenômeno microscópico)), o conceito de dupla decomposição (flutuação espacial e temporal) são apresentados nos trabalhos de (Pedras & de Lemos, 2000, 2001a).

2.1.1. Equações de Transporte

As equações de transporte para o escoamento e a energia de um fluido incompressível são:

Equação da continuidade:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (1)$$

Equação de momento:

$$\rho \left[\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}\mathbf{u}) \right] = -\nabla p + \mu \nabla^2 \mathbf{u} \quad (2)$$

Equação de energia – fase fluida:

$$(\rho c_p)_f \left[\frac{\partial T_f}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u} T_f) \right] = \nabla \cdot (k_f \nabla T_f) + S_f \quad (3)$$

Equação de energia – fase sólida:

$$(\rho c_p)_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = \nabla \cdot (k_s \nabla T_s) + S_s \quad (4)$$

onde os subscritos s e f se referem a fase sólida e a fluida, respectivamente, T é a temperatura, k é a condutividade térmica, c_p é o calor específico e S é o termo de geração de calor.

2.1.2. Dupla Decomposição de Variáveis

Nos trabalhos desenvolvidos em (Pedras & de Lemos, 2000, 2001b, 2003) a ideia da dupla decomposição foi introduzida e descrita com o intuito de obter equações macroscópicas para descrever o escoamento turbulento em meios porosos. Esta ideia consiste na aplicação simultânea de operadores de média temporal e volumétrica para uma propriedade genérica ϕ , os operadores são:

$$\bar{\phi} = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \phi dt, \quad \text{com} \quad \phi = \bar{\phi} + \phi' \quad (5)$$

$$\langle \phi \rangle^i = \frac{1}{\Delta V_f} \int_{\Delta V_f} \phi dV; \quad \langle \phi \rangle^v = \phi \langle \phi \rangle^i;$$

$$\phi = \frac{\Delta V_f}{\Delta V}, \quad \text{com} \quad \phi = \langle \phi \rangle^i + \phi^i \quad (6)$$

onde ΔV_f é o volume do fluido contido em um volume elementar representativo (VER) ΔV , $\langle \phi \rangle^i$ é a média intrínseca e $\langle \phi \rangle^v$ é a média volumétrica.

A dupla decomposição consiste em juntar as equações (5) e (6), utilizando as seguintes relações:

$$\overline{\langle \phi \rangle^i} = \overline{\langle \bar{\phi} \rangle^i}; \quad {}^i\bar{\phi} = \overline{{}^i\phi}; \quad \langle \phi' \rangle^i = \langle \phi \rangle^{i'} \quad (7)$$

$$\left. \begin{aligned} \phi' &= \langle \phi' \rangle^i + {}^i\phi' \\ {}^i\phi &= \overline{{}^i\phi} + {}^i\phi' \end{aligned} \right\} \text{ onde } {}^i\phi' = \phi' - \langle \phi' \rangle^{i'} = {}^i\phi - \overline{{}^i\phi} \quad (8)$$

Portanto, a propriedade genérica ϕ pode ser expressa tanto por (9) como por (10)

$$\phi = \overline{\langle \phi \rangle^i} + \langle \phi \rangle^{i'} + \overline{{}^i\phi} + {}^i\phi' \quad (9)$$

$$\phi = \overline{\langle \bar{\phi} \rangle^i} + {}^i\bar{\phi} + \langle \phi' \rangle^i + {}^i\phi' \quad (10)$$

Sendo que o termo ${}^i\phi'$ pode ser interpretado tanto como a flutuação temporal da variação espacial ou como a variação espacial da flutuação temporal da propriedade ϕ .

2.1.3. Equações Macroscópicas de Escoamento

Aplicando-se, simultaneamente, os operadores das equações (5) e (6), as equações (1) e (2) se tornam equações macroscópicas para o escoamento turbulento e, quando integrado através de um VER, obtêm-se

Equação da continuidade:

$$\nabla \cdot \bar{\mathbf{u}}_D = 0 \quad (11)$$

onde $\bar{\mathbf{u}}_D$ é a velocidade superficial média, também conhecida como velocidade de Darcy. Na equação (11) foi usada a relação Dupuit-Forchheimer, $\mathbf{u}_D = \phi \langle \mathbf{u} \rangle^i$, onde ϕ é a porosidade do meio permeável e $\langle \mathbf{u} \rangle^i$ representa a média intrínseca do vetor local de velocidade $\mathbf{u}$. (Gray & Lee, 1977)

Equação de momento:

$$\begin{aligned} \rho \left[\frac{\partial \bar{\mathbf{u}}_D}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\frac{\bar{\mathbf{u}}_D \bar{\mathbf{u}}_D}{\phi} \right) \right] &= -\nabla (\phi \langle \bar{p} \rangle^i) + \mu \nabla^2 \bar{\mathbf{u}}_D + \nabla \cdot (-\rho \phi \langle \overline{\mathbf{u}' \mathbf{u}'} \rangle^i) - \\ &- \rho \beta_\phi g \phi \langle \overline{T_f} \rangle^i - T_{REF} - \left[\frac{\mu \phi}{K} \bar{\mathbf{u}}_D + \frac{c_F \phi \rho |\bar{\mathbf{u}}_D| \bar{\mathbf{u}}_D}{\sqrt{K}} \right] \end{aligned} \quad (12)$$

onde o termo $-\rho \beta_\phi g \phi \langle \overline{T_f} \rangle^i - T_{REF}$ representa a convecção natural e utiliza a temperatura intrínseca do fluido e os dois últimos termos da equação (12) representam a força total de arrasto, modelada pelo termo de Darcy e Forchheimer. A letra K representa a permeabilidade do meio e c_F é o coeficiente de Forchheimer ou de inércia.

O termo referente as tensões de Reynolds macroscópico, $-\rho \phi \langle \overline{\mathbf{u}' \mathbf{u}'} \rangle^i$, que aparece na equação (12) é obtido por:

$$-\rho \phi \langle \overline{\mathbf{u}' \mathbf{u}'} \rangle^i = \mu_{t_\phi} 2 \langle \bar{\mathbf{D}} \rangle^v - \frac{2}{3} \phi \rho \langle k \rangle^i \mathbf{I}, \quad (13)$$

onde

$$\langle \bar{\mathbf{D}} \rangle^v = \frac{1}{2} [\nabla (\phi \langle \bar{\mathbf{u}} \rangle^i) + [\nabla (\phi \langle \bar{\mathbf{u}} \rangle^i)]^T] \quad (14)$$

Representa o tensor de deformação média volumétrica da média temporal, $\mathbf{I}$ é o tensor unitário e μ_{t_ϕ} é a viscosidade turbulenta que é modelada como

$$\mu_{t_\phi} = \rho c_\mu \frac{\langle k \rangle^{i^2}}{\langle \varepsilon \rangle^i} \quad (15)$$

onde c_μ é uma constante empírica adimensional. Assim, para a obtenção de μ_{t_ϕ} é necessário o conhecimento de $\langle k \rangle^i$ e $\langle \varepsilon \rangle^i$ obtidos via equações de transporte.

A equação da energia cinética turbulenta macroscópica é

$$\rho \left[\frac{\partial}{\partial t} (\phi \langle k \rangle^i) + \nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}}_D \langle k \rangle^i) \right] = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_{t_\phi}}{\sigma_k} \right) \nabla (\phi \langle k \rangle^i) \right] - \rho \langle \bar{\mathbf{u}}' \mathbf{u}' \rangle^i \nabla \bar{\mathbf{u}}_D + C_k \rho \frac{\phi k_\phi |\bar{\mathbf{u}}_D|}{\sqrt{K}} + G_\beta^i - \rho \phi \langle \varepsilon \rangle^i \quad (16)$$

onde $\rho \langle \bar{\mathbf{u}}' \mathbf{u}' \rangle^i$ é definido pela equação (13) e σ_k é uma constante empírica adimensional. O termo $G_\beta^i = \phi \frac{\mu_{t_\phi}}{\sigma_t} \beta_\phi^k \mathbf{g} \cdot \nabla \langle \bar{T} \rangle^i$ representa a geração de $\langle k \rangle^i$ devido a convecção natural, onde $\beta_\phi = \frac{\langle \rho \beta (T - T_{ref}) \rangle^v}{\rho \phi \langle \langle T \rangle^i - T_{ref} \rangle}$ é o coeficiente macroscópico de expansão térmica e $\beta_\phi^k = \frac{\langle \beta \bar{\mathbf{u}}' \mathbf{T}' \rangle^v}{\phi \langle \bar{\mathbf{u}}' \mathbf{T}' \rangle}$ é o coeficiente macroscópico térmico.

A equação da dissipação da energia cinética turbulenta macroscópica é:

$$\rho \left[\frac{\partial}{\partial t} (\phi \langle \varepsilon \rangle^i) + \nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}}_D \langle \varepsilon \rangle^i) \right] = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_{t_\phi}}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla (\phi \langle \varepsilon \rangle^i) \right] + c_1 (-\rho \langle \bar{\mathbf{u}}' \mathbf{u}' \rangle^i \nabla \bar{\mathbf{u}}_D) \frac{\langle \varepsilon \rangle^i}{\langle k \rangle^i} + c_2 C_k \rho \frac{\phi \varepsilon_\phi |\bar{\mathbf{u}}_D|}{\sqrt{K}} + c_1 c_3 G_\beta^i \frac{\langle \varepsilon \rangle^i}{\langle k \rangle^i} - c_2 \rho \phi \frac{\langle \varepsilon \rangle^{i2}}{\langle k \rangle^i} \quad (17)$$

onde σ_ε , C_1 , C_2 e C_3 são constantes empíricas adimensionais.

2.1.4. Equações Macroscópicas de Energia

As equações macroscópicas de energia são obtidas, para a fase fluida e para a fase sólida, utilizando os operadores de média temporal e volumétrica descritos anteriormente, nas equações (5) e (6), e a integral volumétrica através de um VER é calculada. Este procedimento resulta na seguinte equação para a fase fluida:

$$(\rho c_p)_f \left[\frac{\partial \phi \langle \bar{T}_f \rangle^i}{\partial t} + \nabla \cdot \left\{ \phi \left(\langle \bar{\mathbf{u}} \rangle^i \langle \bar{T}_f \rangle^i + \langle \bar{\mathbf{u}}' \bar{T}_f \rangle^i + \overline{\langle \mathbf{u}' \rangle^i \langle T'_f \rangle^i} + \langle \bar{\mathbf{u}}' \mathbf{T}'_f \rangle^i \right) \right\} \right] = \nabla \cdot \left[k_f \nabla (\phi \langle \bar{T}_f \rangle^i) + \frac{1}{\Delta V} \int_{A_i} \mathbf{n}_i k_f \bar{T}_f dA \right] + \frac{1}{\Delta V} \int_{A_i} \mathbf{n}_i k_f \bar{T}_f dA \quad (18)$$

e para a fase sólida ou matriz porosa:

$$(\rho c_p)_s \left[\frac{\partial (1 - \phi) \langle \bar{T}_s \rangle^i}{\partial t} \right] = \nabla \cdot \left\{ k_s \nabla [(1 - \phi) \langle \bar{T}_s \rangle^i] - \frac{1}{\Delta V} \int_{A_i} \mathbf{n}_i k_s \bar{T}_s dA \right\} - \frac{1}{\Delta V} \int_{A_i} \mathbf{n}_i k_s \bar{T}_s dA \quad (19)$$

onde A_i é a área interfacial dentro do VER e $\mathbf{n}_i$ é o vetor unitário normal a interface fluida-sólida, indo da fase fluida para a sólida. Para que seja possível utilizar as equações (18) e (19), é necessário um modelo para avaliar $\langle \bar{T}_s \rangle^i$ e $\langle \bar{T}_f \rangle^i$, que representam a temperatura média intrínseca das fases sólida e fluida, respectivamente.

No caso da equação (18), o termo $\langle \bar{\mathbf{u}}' \bar{T}_f \rangle^i$ representa a dispersão térmica, $\overline{\langle \mathbf{u}' \rangle^i \langle T'_f \rangle^i}$ representa o escoamento turbulento de calor e $\langle \bar{\mathbf{u}}' \mathbf{T}'_f \rangle^i$ a dispersão térmica turbulenta. Estes termos podem ser modelados de acordo com as seguintes equações:

Dispersão térmica:

$$-(\rho c_p)_f \left(\phi \langle \bar{\mathbf{u}}' \bar{T}_f \rangle^i \right) = \mathbf{K}_{disp} \cdot \nabla \langle \bar{T}_f \rangle^i \quad (20)$$

Escoamento turbulento de calor:

$$-(\rho c_p)_f \left(\phi \langle \mathbf{u}'^i T_f' \rangle^i \right) = \mathbf{K}_t \cdot \nabla \langle \bar{T}_f \rangle^i \quad (21)$$

Dispersão térmica turbulenta:

$$-(\rho c_p)_f \left(\phi \langle \mathbf{u}'^i T_f' \rangle^i \right) = \mathbf{K}_{disp,t} \cdot \nabla \langle \bar{T}_f \rangle^i \quad (22)$$

onde $\mathbf{K}_{disp}$, $\mathbf{K}_t$ e $\mathbf{K}_{dispt}$ são, respectivamente, os tensores de dispersão térmica, escoamento turbulento de calor e dispersão térmica turbulenta.

Para as duas equações (18) e (19), os dois termos do lado direito da igualdade representam condução e transferência de calor interfacial, nesta ordem. Os termos referentes a condução podem ser expressados pela seguinte relação:

$$\nabla \cdot \left[\frac{1}{\Delta V} \int_{A_i} \mathbf{n}_i k_f \bar{T}_f dA \right] = \mathbf{K}_{f,s} \cdot \nabla \langle \bar{T}_s \rangle^i - \nabla \cdot \left[\frac{1}{\Delta V} \int_{A_i} \mathbf{n}_i k_s \bar{T}_s dA \right] = \mathbf{K}_{s,f} \cdot \nabla \langle \bar{T}_f \rangle^i \quad (23)$$

onde $\mathbf{K}_{f,s}$ e $\mathbf{K}_{s,f}$ são os tensores de condução local entre o fluido e o sólido.

Os tensores $\mathbf{K}_{disp}$, $\mathbf{K}_t$, $\mathbf{K}_{dispt}$, $\mathbf{K}_{f,s}$ e $\mathbf{K}_{s,f}$ recebem a denominação de tensores de condutividade térmica e podem ser relacionados por meio de um tensor de condutividade térmica efetivo para o fluido $\mathbf{K}_{eff,f}$ e para o sólido $\mathbf{K}_{eff,s}$, da seguinte forma:

$$\mathbf{K}_{eff,f} = [\phi k_f] \mathbf{I} + \mathbf{K}_{f,s} + \mathbf{K}_{disp} + \mathbf{K}_{dispt} + \mathbf{K}_t \quad (24)$$

$$\mathbf{K}_{eff,s} = [(1-\phi)k_s] \mathbf{I} + \mathbf{K}_{s,f} \quad (25)$$

onde $\mathbf{I}$ é o tensor unitário.

O termo remanescente, o último ao lado direito da igualdade nas equações (18) e (19), representa a transferência de calor interfacial e pode ser modelado através de um coeficiente de filme h_i de forma que:

$$h_i a_i (\langle \bar{T}_s \rangle^i - \langle \bar{T}_f \rangle^i) = \frac{1}{\Delta V} \int_{A_i} \mathbf{n}_i \cdot k_f \nabla \bar{T}_f dA = \frac{1}{\Delta V} \int_{A_i} \mathbf{n}_i \cdot k_s \nabla \bar{T}_s dA \quad (26)$$

onde $a_i = A_i / \Delta V$ é a área superficial por unidade de volume.

Finalmente, substituindo os termos das equações macroscópicas de energia (fase fluida (18) e fase sólida (19)) pelas equações (20), (21), (22), (23), (24), (25) e (26), é possível obter as seguintes relações para o balanço energético de cada fase:

$$\{(\rho c_p)_f \phi\} \frac{\partial \langle \bar{T}_f \rangle^i}{\partial t} + (\rho c_p)_f \nabla \cdot (\mathbf{u}_D \langle \bar{T}_f \rangle^i) = \nabla \cdot \{ \mathbf{K}_{eff,f} \nabla \langle \bar{T}_f \rangle^i \} + h_i a_i (\langle \bar{T}_s \rangle^i - \langle \bar{T}_f \rangle^i) \quad (27)$$

$$\{(1-\phi)(\rho c_p)_s\} \frac{\partial \langle \bar{T}_s \rangle^i}{\partial t} = \nabla \cdot \{ \mathbf{K}_{eff,s} \nabla \langle \bar{T}_s \rangle^i \} - h_i a_i (\langle \bar{T}_s \rangle^i - \langle \bar{T}_f \rangle^i) \quad (28)$$

2.2. Método Numérico

O método numérico empregado para a discretização das equações será o *método dos volumes finitos* (Patankar, 1980) com arranjo co-localizado. O algoritmo *SIMPLE* será utilizado para correção do campo de pressão (para evitar problemas de campo de pressão oscilatório, as velocidades nas interfaces serão obtidas com interpolação individual, utilizando as equações de momento discretizadas nos pontos nodais, e as diferenças de pressão através das faces serão avaliadas como no caso do arranjo desencontrado). Um esquema de interpolação híbrido (*Upwind (UDS)* e *diferença central (CDS)*) será utilizado para os termos convectivos. Para avaliar o comportamento do sistema em regime transitório o método implícito será utilizado, de forma que as equações sejam resolvidas tanto para o estado atual t como para o estado posterior $t + \Delta t$.

2.3. Descrição do Problema e Condições de Contorno

Os detalhes do thermocline estão ilustrados na Fig. 1. O tanque tem um diâmetro d_t , entrada e saída de diâmetro d_e e é preenchido por um material cerâmico até uma altura h_p . A região de entrada não possui preenchimento e tem uma altura h_l . Ar quente entra pela abertura superior e escoa através do meio poroso, esquentando o material cerâmico. O tanque

possui simetria axial, portanto a malha computacional engloba a seção vertical do tanque desde o eixo de simetria até o valor de seu raio.

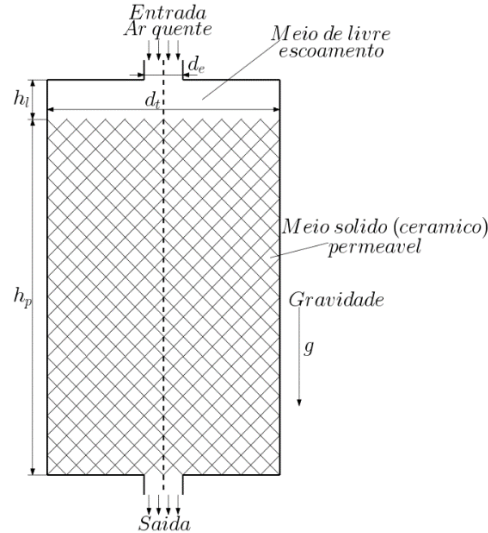


Figura 1. Esquema do armazenador térmico.

Foram simulados armazenadores térmicos com dois aspectos diferentes, um com $h_t/d_t = 2$ e outro com $h_t/d_t = 1$ e para cada caso foram simuladas condições de contorno, na parede do tanque, com convecção externa e adiabáticas.

As condições de contorno estão especificadas na entrada, para todos os casos, como: $U = 3\text{ m/s}$ $T_F = 573\text{ K}$

Na parede do tanque em dois casos a condição adiabática é utilizada e em dois a condição de convecção externa com $h = 10\text{ W/m}^2$. Para as propriedades do fluido de trabalho, são utilizados os valores para o ar a 573 K . Para o material cerâmico são utilizados valores de $\rho = 830\text{ kg/m}^3$, $k = 1,67\text{ W/mK}$, $cp = 2500\text{ J/kgK}$. A porosidade da matriz simulada é $\phi = 0,85$.

3. RESULTADOS E DISCUSSÃO

3.1 Condição de contorno adiabática nas paredes do tanque

A Fig. 2 mostra a variação das temperaturas do fluido e do meio poroso através do tempo para o caso onde $h_t/d_t = 2$. A Fig. 3 mostra a variação das temperaturas do fluido e do meio poroso através do tempo para o caso onde $h_t/d_t = 1$. Como foi utilizado o modelo de duas equações de energia, uma para o sólido e outra para o fluido, é possível notar pelas figuras que as altas temperaturas na fase fluida se propagam à frente das altas temperaturas na fase sólida. É perceptível também que no caso da Fig. 3, devido a sua menor altura, as regiões da fase fluida com temperatura acima da inicial atingem o final do tanque mais rapidamente (em $t=6\text{ h}$) o que causa perda de fluido com calor disponível para a troca de calor com a matriz porosa. Mesmo assim, devido ao maior diâmetro, a região de troca de calor no caso da Fig. 3 é maior, causando um aquecimento mais rápido da fase sólida.

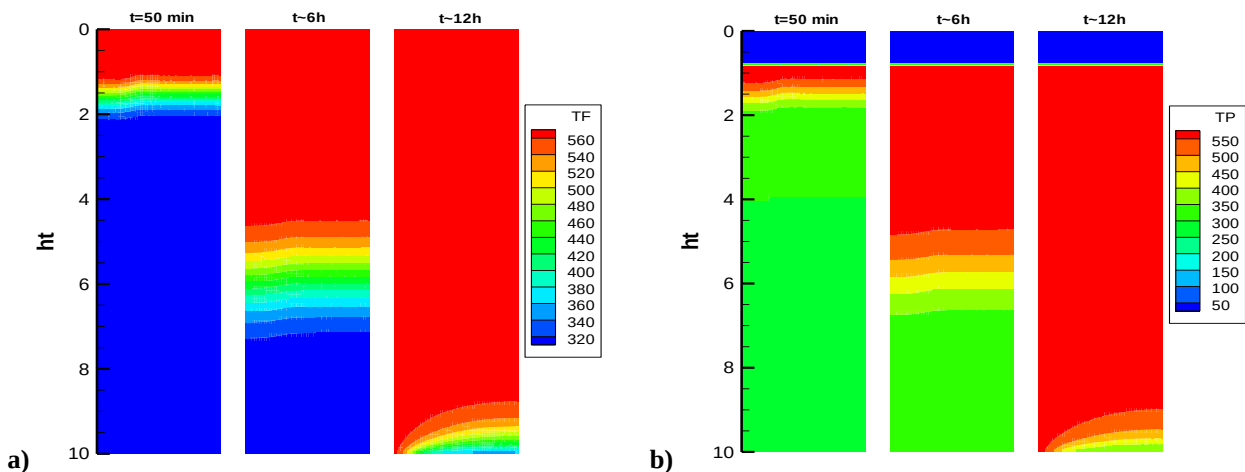


Figura 2. Variação através do tempo das temperaturas a) do fluido b) da matriz porosa para o caso onde $h_t/d_t=2$ e condição de contorno adiabática nas paredes do tanque.

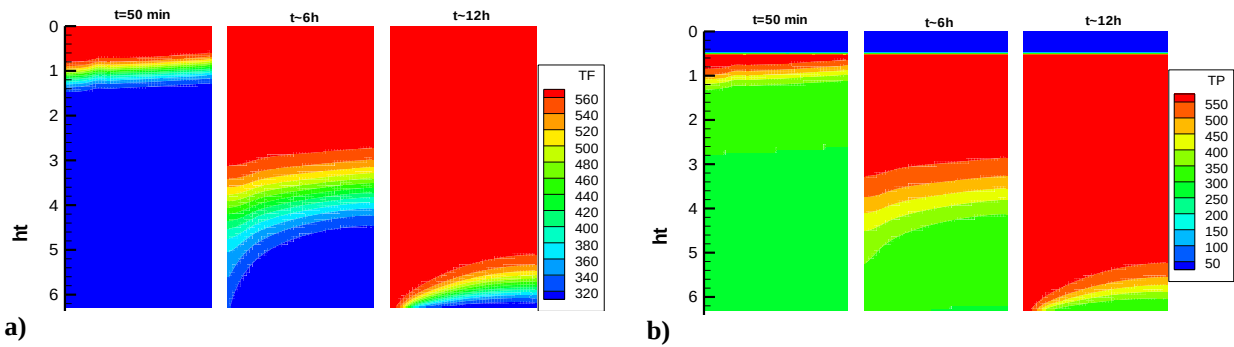


Figura 3. Variação através do tempo das temperaturas a) do fluido b) da matriz porosa para o caso onde $h_i/d_i=1$ e condição de contorno adiabática nas paredes do tanque.

A fig. 4 mostra a temperatura média do fluido e da matriz porosa através do tempo, mostrando que no caso com maior diâmetro o aquecimento do sólido ocorre mais rapidamente, porém devido a perda de fluido com calor disponível a temperatura média final (após 12h) é mais baixa. Por conseguinte, a energia armazenada no caso de $h_i/d_i=1$ é menor, como mostra a fig. 5.

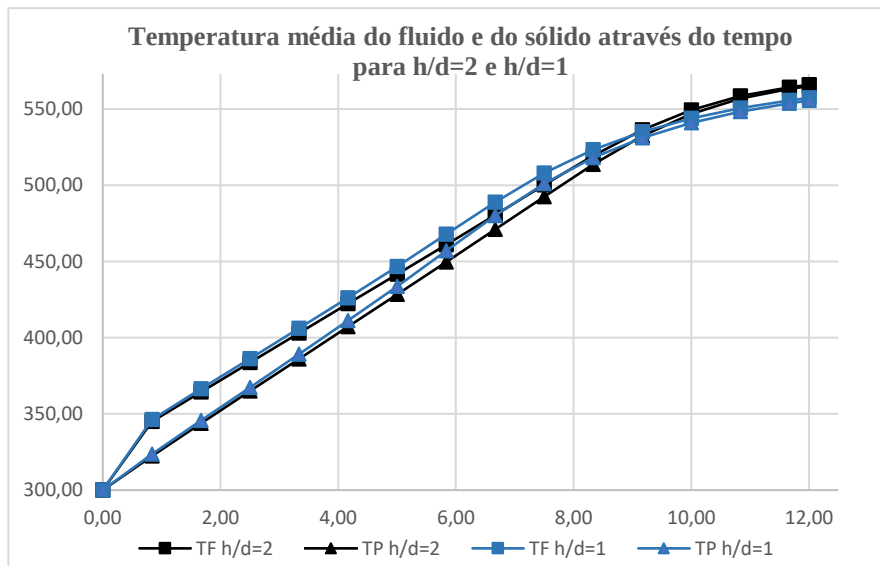


Figura 4. Variação no tempo da temperatura média do fluido e do sólido para os casos adiabáticos

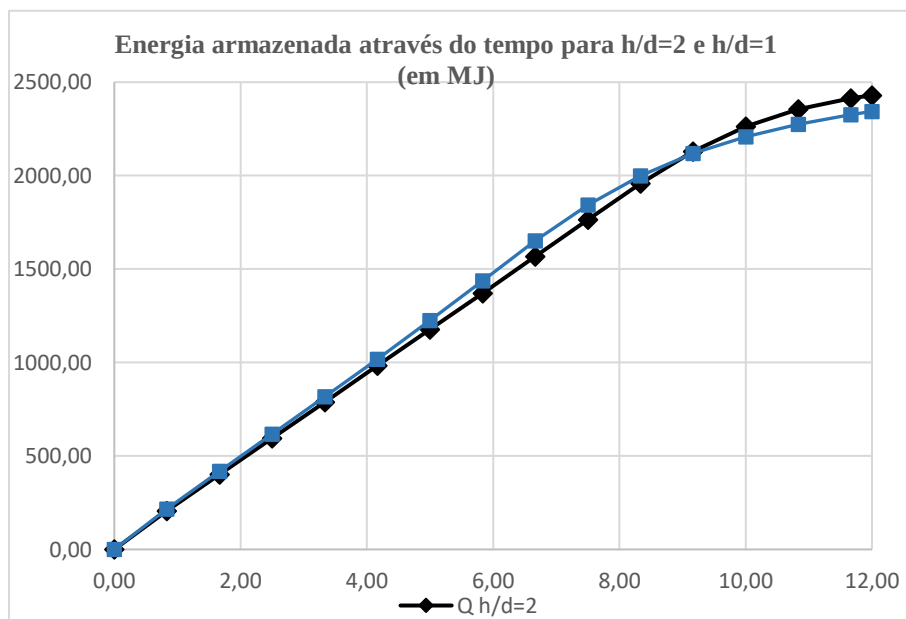


Figura 5. Variação no tempo da energia armazenada na matriz porosa para os casos de $h_i/d_i=2$ e $h_i/d_i=1$.

3.2 Condição de contorno de convecção externa nas paredes do tanque

A Fig. 6 mostra a variação das temperaturas do fluido e do meio poroso através do tempo para o caso onde $h_t/d_t = 2$. A Fig. 7 mostra a variação das temperaturas do fluido e do meio poroso através do tempo para o caso onde $h_t/d_t = 1$. É perceptível, nos dois casos, a influência da condição de contorno de convecção nas paredes do tanque, uma camada de fluido e de sólido com temperaturas mais baixas é formada próxima as paredes do tanque. Também é possível verificar que, no caso em que $h_t/d_t = 2$, há maior influência desta condição de contorno pois a área de contato com o ambiente é maior.

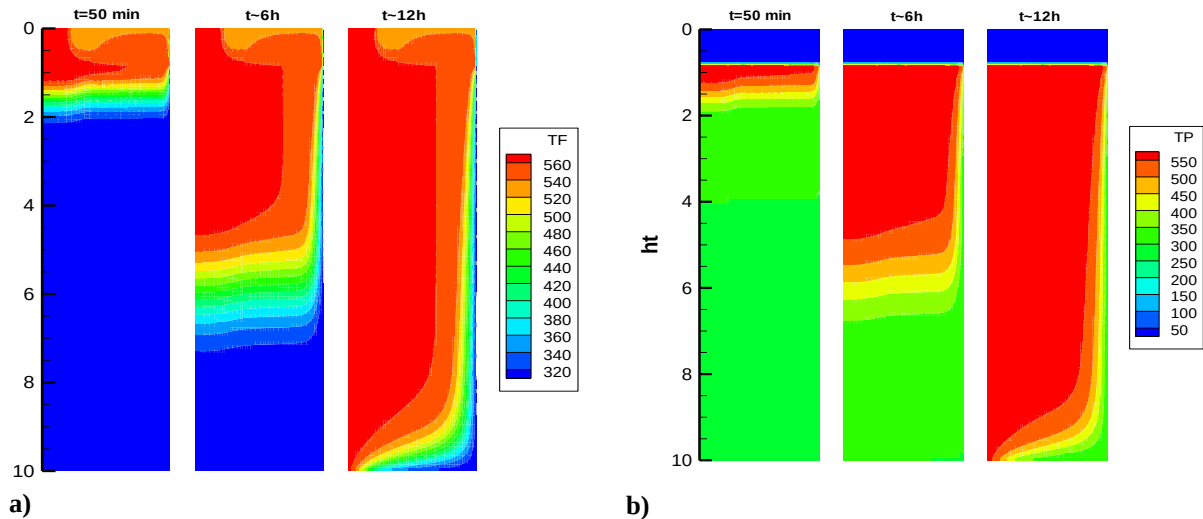


Figura 6. Variação através do tempo das temperaturas a) do fluido b) da matriz porosa para o caso onde $h_t/d_t=2$ e condição de contorno de convecção externa nas paredes do tanque.

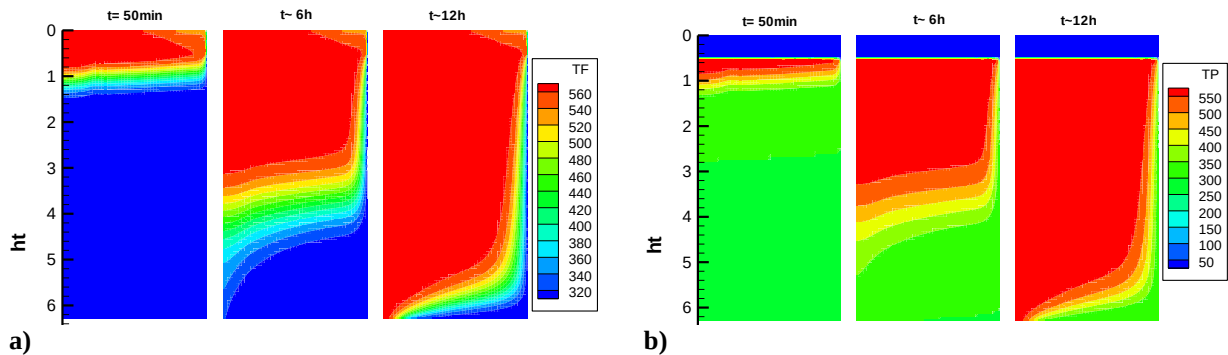


Figura 7. Variação através do tempo das temperaturas a) do fluido b) da matriz porosa para o caso onde $h_t/d_t=1$ e condição de contorno de convecção externa nas paredes do tanque.

A fig. 8 mostra a temperatura média do fluido e da matriz porosa através do tempo, nestes casos também foi observado que a temperatura média no reservatório cresce mais rápido no caso em que $h_t/d_t=1$, devido a maior região de troca de calor. As temperaturas médias finais nestes casos, porém, são muito similares sugerindo que o efeito que, nos casos adiabáticos, fez com que o tanque com $h_t/d_t=1$ perdesse mais calor em relação ao tanque com $h_t/d_t=2$, foi contrabalanceado pela maior perda por convecção proporcionada pela região com maior contato externo em $h_t/d_t=2$. A fig. 9 ilustra que ao final do ciclo de 12h a energia armazenada nos dois casos é igual.

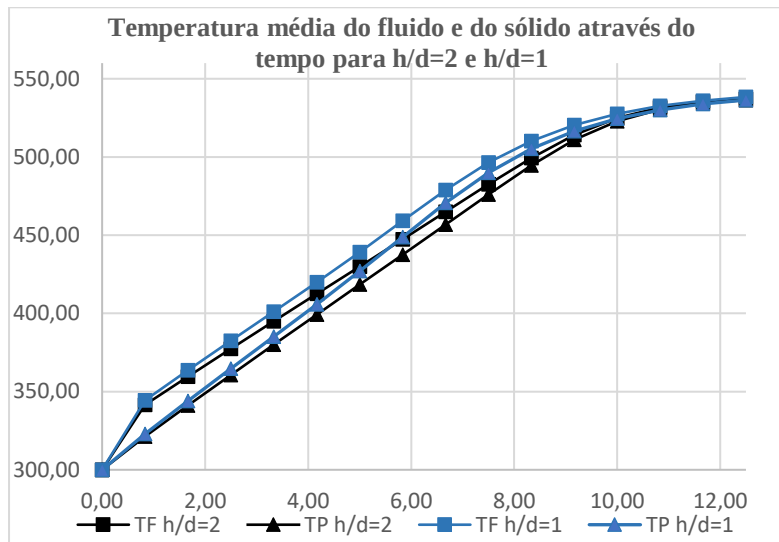


Figura 8. Variação no tempo da temperatura média do fluido e do material poroso para os casos onde há convecção externa.

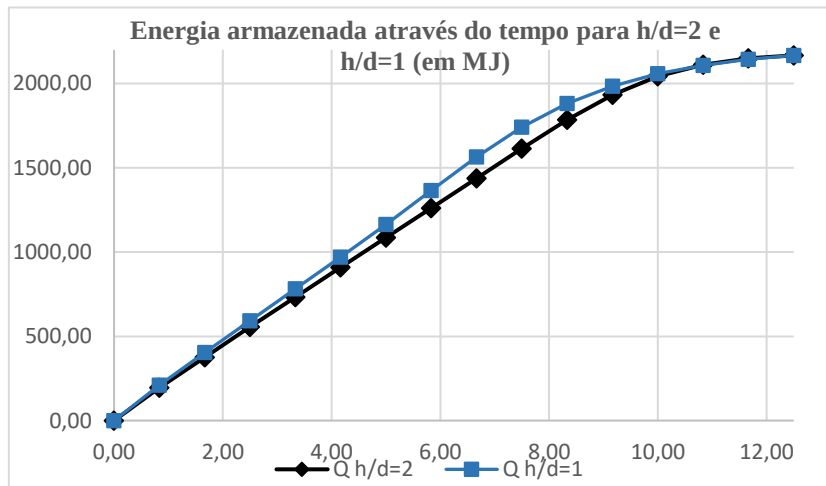


Figura 9. Variação no tempo da energia armazenada na matriz porosa para os casos de $h/d_i=2$ e $h/d_i=1$ com convecção externa.

3.3 Comparação entre os casos

A fig. 10 demonstra a variação para os quatro casos da temperatura média da matriz porosa ao longo do tempo. Como esperado, os casos em que há convecção externa não conseguem atingir temperaturas finais tão elevadas como nos casos em que a parede do tanque está isolada. O caso em que $h/d_i=2$ e que não há convecção foi o que estimou uma maior energia acumulada enquanto os casos com convecção estimaram temperaturas médias finais muito próximas entre si.

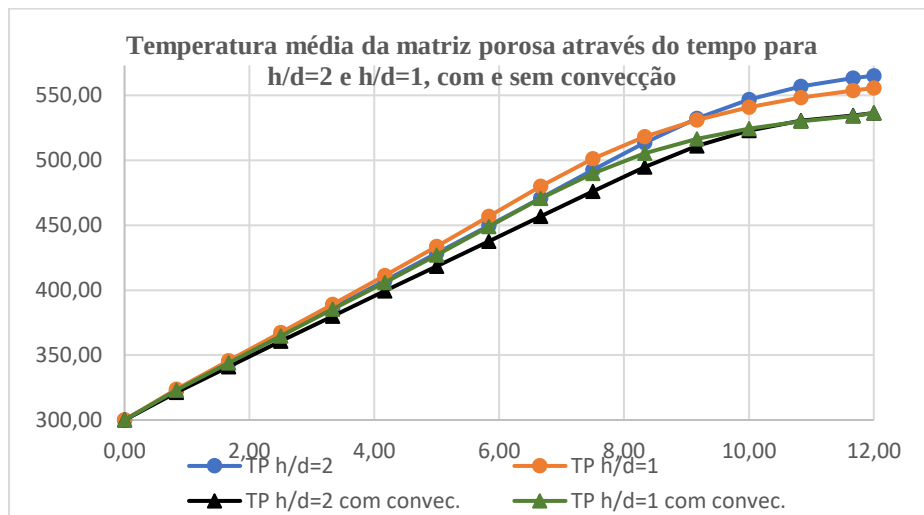


Figura 10. Variação no tempo da temperatura média do material poroso para os casos considerados.

4. CONCLUSÕES

A variação de temperaturas do material sólido e da fase fluida foram calculadas através do tempo no ciclo de aquecimento de um armazenador térmico com razões entre altura e diâmetro de $h_t/d_t=2$ e de $h_t/d_t=1$. Para essas duas geometrias foram simulados casos em que o armazenador térmico está isolado ou que há convecção externa.

Nos casos onde a razão da geometria foi de $h_t/d_t=1$, o diâmetro mais elevado do tanque proporcionou uma troca de calor mais veloz, porém, devido ao menor comprimento do tanque, também houve maior saída do volume de controle de fluido com temperatura acima da inicial, resultando em uma temperatura média final menor do que a do tanque com $h_t/d_t=2$. Esse efeito foi contrabalanceado no caso com convecção, pois o maior comprimento do tanque com $h_t/d_t=2$ forneceu uma maior superfície de contato com a convecção externa.

Nos casos em que as condições de contorno envolviam a convecção externa a energia armazenada foi significativamente reduzida. O caso que obteve o maior valor de energia armazenada foi o que considerou uma geometria de $h_t/d_t=2$ com paredes do tanque isoladas.

5. AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem a Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) pelo inestimável suporte financeiro durante a execução desta pesquisa.

6. REFERÊNCIAS

- Braga, E. J., & De Lemos, M. J. S. (2004). Turbulent natural convection in a porous square cavity computed with a macroscopic κ - ϵ model. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47(26), 5639–5650. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2004.07.017>
- EPE. (2015). *Projeção da demanda de energia elétrica para os próximos 10 anos (2015-2024)*. Nota Técnica DEA 22/12. Rio de Janeiro. Retrieved from http://www.epe.gov.br/mercado/Documents/Série Estudos de Energia/20130117_1.pdf
- Gray, W. G., & Lee, P. C. Y. (1977). On the theorems for local volume averaging of multiphase systems. *International Journal of Multiphase Flow*, 3(4), 333–340. [https://doi.org/10.1016/0301-9322\(77\)90013-1](https://doi.org/10.1016/0301-9322(77)90013-1)
- International Energy Agency. (2016). Solar (PV and CSP). Retrieved December 14, 2016, from <http://www.iea.org/topics/renewables/subtopics/solar/>
- Patankar, S. (1980). Numerical heat transfer and fluid flow. *Series in Computational Methods in Mechanics and Thermal Sciences*. <https://doi.org/10.1016/j.watres.2009.11.010>
- Pedras, M. H. J., & de Lemos, M. J. S. (2000). On the definition of turbulent kinetic energy for flow in porous media. *International Communications in Heat and Mass Transfer*.
- Pedras, M. H. J., & de Lemos, M. J. S. (2001a). Macroscopic turbulence modeling for incompressible flow through undeformable porous media. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 44(6), 1081–1093. [https://doi.org/10.1016/S0017-9310\(00\)00202-7](https://doi.org/10.1016/S0017-9310(00)00202-7)
- Pedras, M. H. J., & de Lemos, M. J. S. (2001b). Simulation of Turbulent Flow in Porous Media Using a Spatially Periodic Array and a Low Re Two-Equation Closure. *Numerical Heat Transfer*, 39(1), 35–59.
- Pedras, M. H. J., & de Lemos, M. J. S. (2003). Computation of turbulent flow in porous media a low-Reynolds k- ϵ model and an infinite array of transversally displaced elliptic rods. *Numerical Heat Transfer, Part A*, 43(6), 585–602. <https://doi.org/10.1080/10407780390122970>
- de Lemos, M. J. S. (2012). *Turbulence in Porous Media: Modeling and Applications* (Second Edi). Elsevier Ltd. ISBN:9780080982410
- Pilkington Solar International GmbH. (2000). Survey of Thermal Storage for Parabolic Trough Power Plants Period of Performance : Survey of Thermal Storage for Parabolic Trough Power Plants Period of Performance. *NREL*, (September), 61. Retrieved from <http://www.nrel.gov/csp/troughnet/pdfs/27925.pdf>
- Py, X., Azoumah, Y., & Olives, R. (2013). Concentrated solar power: Current technologies, major innovative issues and applicability to West African countries. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 18, 306–315. <https://doi.org/10.1016/j.rser.2012.10.030>
- Rocamora, F. D., & de Lemos, M. J. S. (2000). Analysis of convective heat transfer for turbulent flow in saturated porous media. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 27(6), 825–834. [https://doi.org/10.1016/S0735-1933\(00\)00163-9](https://doi.org/10.1016/S0735-1933(00)00163-9)
- Saito, M. B., & de Lemos, M. J. S. (2010). A macroscopic two-energy equation model for turbulent flow and heat transfer in highly porous media. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 53(11–12), 2424–2433. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2010.01.041>
- Santos, N. B., & de Lemos, M. J. S. (2006). Flow and Heat Transfer in a Parallel-Plate Channel with Porous and Solid Baffles. *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications*, 49(5), 471–494. <https://doi.org/10.1080/10407780500325001>
- Xu, B., Li, P., & Chan, C. (2015). Application of phase change materials for thermal energy storage in concentrated solar thermal power plants : A review to recent developments, 160, 286–307. <https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2015.09.016>

7. RESPONSABILIDADE AUTORAL

Os autores são os únicos responsáveis pelo conteúdo deste trabalho.

THERMAL BEHAVIOR ANALYSIS OF A THERMOCLINE THERMAL STORAGE SYSTEM FOR A CONCENTRATED SOLAR POWER PLANT

Fernando Andrade Rodrigues, ferar@ita.br¹

Marcelo José dos Santos de Lemos, delemos@ita.br¹

¹Departamento de Energia, Instituto Tecnológico de Aeronáutica – ITA, 12228-900 São José dos Campos, SP, Brasil

Abstract. *The goal of this project is to investigate the thermal behavior of a thermal energy storage system for a concentrated solar power plant filled with a solid porous material. In order to accomplish this goal, a time sensitive model that describes turbulent flow in a hybrid medium (porous/clear) and takes into account both forced and natural convection was used. The fluid and solid phase temperatures variations through time were calculated for the heating cycle of a thermal energy storage system. Different aspect ratios for the thermocline were modeled as well as adiabatic and external convection boundary conditions. Cases in which external convection was modelled the stored energy was significantly reduced. The highest stored energy value was obtained for the model with a higher aspect ratio and with insulation in the thermocline walls.*

Keywords: *Heat Transfer, Concentrated Solar Power, Thermal Energy Storage, Thermocline*