

Simulação Computacional da Convecção Natural Turbulenta com Geração Interna de Calor em Cavidade Quadrada

Camila Braga Vieira, milabvieira@lasme.coppe.ufrj.br

Jian Su, sujian@lasme.coppe.ufrj.br

Universidade Federal do Rio de Janeiro, COPPE, Programa de Engenharia Nuclear

Resumo A convecção natural em cavidades contendo um fluido com geração interna de calor tem sido estudada para entender os mecanismos de transferência de calor de núcleo derretido durante acidentes severos de reatores nucleares resfriados a água. Este trabalho apresenta resultados de simulação computacional de convecção natural turbulenta de um fluido com geração interna de calor, em uma cavidade quadrada com todas as paredes isotérmicas. As equações Navier-Stokes de média de Reynolds (RANS) com modelo de duas equações de transporte de tensão cisalhante (SST) e a simulação de grandes escalas (LES) foram empregadas e resolvidas numericamente usando-se o pacote de CFD ANSYSYS CFX 12.0. As simulações numéricas foram realizadas para o número de Rayleigh (Ra) igual a 10^{11} e o número de Prandtl (Pr) igual a 0,25. O número de Nusselt (Nu) obtido pelas duas abordagens (RANS-SST e LES-WALE) foi analisado e comparado com resultados disponíveis na literatura que utilizou o modelo LES Smagorinsky. Os resultados obtidos por RANS e LES são bem próximos e estão com boa concordância com os resultados na literatura.

1. INTRODUÇÃO

A convecção natural em fluidos com fonte interna de calor está presente em muitos fenômenos naturais e apresenta diversas aplicações de engenharia. Na engenharia nuclear, por exemplo, o estudo da convecção natural em cavidades é motivado pelo cenário de acidente severo, o qual é decorrente da falha de refrigeração do núcleo de um reator nuclear culminando no derretimento total ou parcial do mesmo. Após um acidente dessa proporção, observa-se ainda a presença de produtos radioativos no material derretido que por sua vez liberam calor por meio de reações nucleares. Esse calor é transferido para o vaso de pressão (estrutura de contenção do reator nuclear) tanto por condução, radiação ou convecção natural. A fim de entender o comportamento do vaso de pressão e elaborar procedimentos de segurança em situações de acidente severo, é necessário entender o papel da convecção natural na transferência de calor.

Muitos trabalhos têm sido desenvolvidos para avaliar os fatores que podem influenciar no comportamento do regime do fluido em convecção natural, como a geometria e as condições de contorno. O fluido em convecção natural pode apresentar regime laminar estacionário, laminar transiente e turbulento, dependendo do calor fornecido ao sistema. A análise do comportamento do regime do fluido pode ser realizada em função de dois parâmetros adimensionais, o número de Prandtl Pr e o número de Rayleigh Ra (definido como Rayleigh interno por ser diretamente proporcional à fonte interna de calor), ou Pr e o número de Grashof Gr , definidos da seguinte forma,

$$Pr = \frac{\mu c_p}{k}, \quad Ra = \frac{g \beta H^5 q_v}{\alpha \nu k} \quad e \quad Gr = \frac{Ra}{Pr},$$

onde β é o coeficiente de compressibilidade térmica, H é a altura da cavidade, q_v é a fonte interna de calor, ν é a viscosidade cinemática e k é a condutividade térmica do fluido.

O estudo em cavidades contendo fluidos em convecção natural turbulenta foi tema de vários trabalhos, a maioria dos quais abordaram a utilização de modelos de turbulência baseados nas equações de Navier-Stokes de média de Reynolds e alguns investigaram a aplicação de modelos de grandes escalas na obtenção de resultados adequados.

Farouk (1988) estudou a aplicação do modelo $\kappa - \varepsilon$ na análise do comportamento do regime de um fluido com Pr igual a 6,5, em uma cavidade retangular com geração volumétrica de calor, cujo objetivo foi determinar o perfil de temperatura e velocidade do fluido em condições de altos números de Rayleigh interno (10^6 a 10^{10}). Em sua análise, Farouk (1988) obteve os fluxos de calor nos contornos, a temperatura média turbulenta e o campo de velocidade, além da distribuição da energia cinética e viscosidade turbulentas. Nesse trabalho, Farouk (1988) conseguiu obter resultados próximos aos resultados experimentais encontrados por Emara e Kulacki (1980), mostrando que o modelo $\kappa - \varepsilon$, embora tenha algumas limitações, pode ser viável na análise da convecção natural em regime turbulento. A principal constatação de Farouk (1988) foi que a temperatura média permaneceu essencialmente constante em todo o interior da cavidade exceto na subcamada próxima à parede superior, e que a produção da energia cinética turbulenta foi alta próxima à superfície superior, mesmo na presença de multicélulas de escoamento simétricas (no caso de Ra baixos em relação à faixa estudada, 10^6 a 10^{10}). Nourgaliev et al. (1997) também utilizaram a formulação RANS para estudar o regime turbulento com diferentes números de Prandtl e número de Rayleigh interno maior que 10^{11} , e verificou a transferência de calor nas paredes de diferentes cavidades (quadrada, semicircular e semiesférica).

Horvat et al. (2001) utilizaram a metodologia de turbulência LES (*Large-Eddy Simulation*) em simulações numéricas

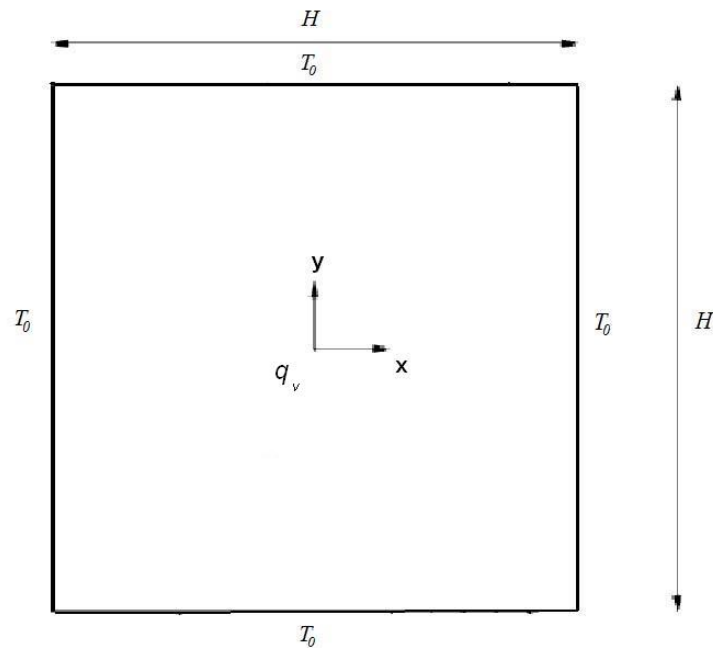


Figure 1. Esquema de cavidade com geração de calor volumétrica, todas as paredes isotérmicas.

bidimensionais da convecção natural laminar e turbulenta de um fluido com geração interna de calor em uma cavidade quadrada com todas as paredes isotérmicas. As simulações realizadas por Horvat et al. (2001) foram executadas com números de Rayleigh interno na faixa de 10^6 a 10^{11} e Pr de 0,25 a 0,6. Horvat et al. (2001) observaram que em baixos números de Pr a transferência de calor é maior nas regiões próximas ao fundo da cavidade, enquanto que altos números de Pr elevam a transferência de calor através das regiões superiores do domínio das simulações.

A metodologia LES também foi aplicada nas simulações numéricas realizadas por Liu et al. (2006). O trabalho desenvolvido por tais autores combinaram as vantagens da aritmética e implementação de um modelo denominado de LGBK com as vantagens do LES para análise da convecção natural de um fluido com número de Prandtl igual a 0,25 e 0,60 e uma faixa de Ra de 10^6 a 10^{13} , em uma cavidade quadrada com paredes isotérmicas, semelhante ao problema físico utilizado por Horvat et al. (2001). A simulação de grandes escalas demonstrou ser aplicável no estudo da convecção natural, uma vez que forneceu bons resultados, concordantes com resultados apresentados na literatura.

Chen e Krafczyk (2009) estudaram a geração de entropia em convecção natural turbulenta presente em cavidade quadrada com todas as paredes isotérmicas. A análise numérica foi realizada com o número de Rayleigh interno na faixa de 10^6 a 10^{12} e variação do número de Prandtl no intervalo de 0,6 a 6,0. Chen e Krafczyk (2009) aprimoraram o modelo de lattice-Boltzmann baseado na metodologia de grandes escalas para analisar o caso de regime turbulento. No caso de Pr igual a 0,6, Chen e Krafczyk (2009) observaram que, para Ra_i igual a 10^6 , houve simetria e o regime foi laminar estacionário, para Ra_i igual a 10^9 , iniciou-se o regime transiente com assimetria e, para Ra_i igual a 10^{12} houve completa turbulência (também observada no caso de Pr igual a 6). Chen e Krafczyk (2009) concluíram também que as taxas de geração média e máxima de entropia diminuiriam rapidamente com o aumento do número de Prandtl.

O presente trabalho abordou a convecção natural regida por fonte interna de calor em um fluido confinado em cavidade quadrada com todas as paredes isotérmicas (temperatura igual a 298 K). Dois modelos de turbulência foram aplicados, SST e LES WALE, para a análise da taxa de transferência de calor nas paredes da cavidade e, para comparação com os resultados apresentados em um dos casos investigados ($Pr = 0,25$ e $Ra = 10^{11}$) por Horvat et al. (2001). O objetivo desse trabalho foi avaliar a aplicação de diferentes modelos de turbulência na análise da convecção natural em condição de alto número de Rayleigh interno, assim como verificar os resultados fornecidos por um trabalho da literatura.

2. Formulações Matemáticas

Consideramos a convecção natural bidimensional em uma cavidade quadrada, de um fluido contendo geração interna de calor. As propriedades do fluido são consideradas constantes, com a aproximação de Boussinesq para o termo de empuxo. A taxa volumétrica de geração de calor no fluido é uniforme e constante. As quatro paredes são isotérmicas e com a mesma temperatura. O problema físico é ilustrado na Figura 1.

Dois abordagens foram adotadas na modelagem do problema. Pela primeira, as equações de Navier-Stokes de média de Reynolds (RANS) com o modelo de turbulência SST (*shear stress transport*) foram aplicadas e pela segunda, a simulação de grandes escalas (LES) com o modelo WALE para as tensões sub-malhas foi aplicada. A aproximação de

Boussinesq foi utilizada em ambas as abordagens, ao considerar que a massa específica foi constante em todos os termos das equações de transporte assim como as demais propriedades do fluido (o calor específico, a condutividade térmica e a viscosidade), exceto no termo do empuxo.

2.1 RANS-SST

As equações Navier-Stokes de média de Reynolds (RANS), com a aproximação de Boussinesq, para um fluido com propriedades constantes são escritas na seguinte forma:

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

$$\rho \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \rho \nabla \cdot (\mathbf{U} \otimes \mathbf{U}) = -\nabla p' + \nabla \cdot (\mu_{eff}(\nabla \mathbf{U} + \mathbf{U}^T)) + \rho \beta (T - T_{ref}) \mathbf{g} \quad (2)$$

onde T_{ref} é a temperatura de referência.

O termo p' é a pressão turbulenta modificada pela pressão hidrostática em uma dada massa específica de referência definida por

$$p' = p + \frac{2}{3} \rho k + \rho_{ref} \mathbf{g}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{ref}) \quad (3)$$

onde p é a pressão e k é a energia cinética turbulenta.

A viscosidade dinâmica efetiva é dada por

$$\mu_{eff} = \mu + \mu_t \quad (4)$$

onde μ_t é a viscosidade turbulenta e μ é a viscosidade molecular do fluido.

A equação de energia da média de Reynolds é descrita da seguinte forma,

$$\rho \frac{\partial h_{tot}}{\partial t} + \rho \nabla \cdot (\mathbf{U} h_{tot}) = \nabla \cdot (\lambda \nabla T - \rho \overline{\mathbf{u}h}) + \nabla \cdot (\mathbf{U} \cdot (\boldsymbol{\tau} - \rho \overline{\mathbf{u} \otimes \mathbf{u}})) + \mathbf{S}_E. \quad (5)$$

A entalpia total é dada por

$$h_{tot} = h + \frac{1}{2} U^2 + k, \quad (6)$$

sendo k a energia cinética turbulenta ($\frac{1}{2} \overline{\mathbf{u}^2}$).

O modelo SST (*Shear Stress Transport*, definido por Menter (2003) e Menter et al. (2003) foi um dos modelos utilizados nas simulações, e combina as vantagens do modelo $k - \varepsilon$, nas regiões longes das paredes e, $k - \omega$, nas proximidades das paredes. Tal modelo apresenta as equações da energia e da frequência turbulenta (ω) conforme mostram as seguintes equações.

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho \nabla \cdot (\mathbf{U} k) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{k2}} \right) \nabla k \right] + P_k + P_{kb} - \beta' \rho k \omega \quad (7)$$

$$\rho \frac{\partial \omega}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} \omega) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\omega 3}} \right) \nabla \omega \right] + (1 - F_1) 2\rho \frac{1}{\sigma_{\omega 2} \omega} \nabla k \cdot \nabla \omega + \alpha_3 \frac{\omega}{k} P_k + P_{\omega b} - \beta_3 \rho \omega^2 \quad (8)$$

onde a viscosidade é definida como viscosidade turbulenta, e segue a seguinte relação,

$$\mu_t = \nu_t \rho \quad (9)$$

O termo P_k representa a produção cisalhante da turbulência e seu limite é definido por

$$P_k = \mu_t \nabla \mathbf{U} \left(\nabla \mathbf{U} + \nabla \mathbf{U}^T \right) \rightarrow \tilde{P}_k = \min(P_k, 10\beta^* \rho k \omega) \quad (10)$$

Para o modelo de Boussinesq, o termo de produção de energia turbulenta cinética P_{kb} é modelado como

$$P_{kb} = \frac{\mu_t}{\rho \sigma_\rho} \rho \beta \mathbf{g} \cdot \nabla T \quad (11)$$

O termo de produção por empuxo na equação de ω é dado por

$$P_{\omega b} = \frac{\omega}{k} ((\alpha + 1) C_3 \max(P_{kb}, 0) - P_{kb}) \quad (12)$$

Todas as constantes do modelo foram obtidas pela combinação das correspondentes constantes dos modelos $k - \epsilon$ e $k - \omega$ utilizando uma função de ligação F_1 pela relação $\alpha = \alpha_1 F_1 + \alpha_2 (1 - F_1)$, onde α_1 e α_2 são constantes dos modelos $k - \omega$ e $k - \epsilon$, respectivamente.

As constantes para esse modelos são: $\beta^* = 0,09$, $\alpha_1 = 5/9$, $\beta_1 = 3/40$, $\sigma_{kl} = 0,85$, $\sigma_{\omega l} = 0,5$, $\alpha_2 = 0,44$, $\beta_2 = 0,0828$, $\sigma_{k2} = 1$ e $\sigma_{\omega 2} = 0,856$.

A primeira função de ligação F_1 é definida por

$$F_1 = \tanh \left\{ \left\{ \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right), \frac{4\rho\sigma_{\omega 2} k}{CD_{k\omega} y^2} \right] \right\}^4 \right\} \quad (13)$$

onde $CD_{k\omega}$ é

$$CD_{k\omega} = \max \left(2\rho\sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \nabla k \cdot \nabla \omega, 10^{-10} \right) \quad (14)$$

onde y é a distância da parede mais próxima.

F_1 é igual a zero longe da superfície (modelo $k - \epsilon$) e muda para um dentro da camada limite (modelo $k - \omega$). A viscosidade turbulenta, ν_t , é definida como,

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, S F_2)} \quad (15)$$

onde $a_1 = 0,31$ e S é uma medida invariante da taxa de deformação dada por $\sqrt{2\mathbf{D} : \mathbf{D}}$ e F_2 é a segunda função de ligação definida por

$$F_2 = \tanh \left[\left[\max \left(\frac{2\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right) \right]^2 \right] \quad (16)$$

O modelo de turbulência SST é uma modificação do modelo Baseline $\kappa - \omega$ na literatura. A concepção do modelo SST permite um adequado transporte das tensões cisalhantes resultando assim, em previsões acuradas da separação sob condições de gradiente de pressões adverso.

2.2 LES WALE

As equações da metodologia LES, diferentemente das equações RANS podem ser escritas na seguinte forma:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - (C_{ij} + R_{ij} + L_{ij}) \right) \right] \quad (17)$$

onde a tensão de Reynolds sub-malha, R_{ij} , e a tensão cruzada, C_{ij} , são definidas como:

$$R_{ij} = \overline{u'_i u'_j} \quad (18)$$

$$C_{ij} = \overline{\bar{u}_i u'_j} + \overline{u'_i \bar{u}_j} \quad (19)$$

O tensor de Leonard, L_{ij} , é

$$L_{ij} = \overline{\bar{u}_i \bar{u}_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j \quad (20)$$

Observa-se que três tensores de tensões estão presentes nas equações de LES: tensões de Leonard, tensões de termos cruzados e tensões de Reynolds sub-malha. Leonard (1974) mostrou que o termo das tensões de Leonard retira uma parcela significativa de energia das grandes escalas. Como mostrado por Shaanan et al. (1975), as tensões de Leonard são de mesma ordem dos erros de truncamento se um esquema de diferenças finitas de segunda ordem for usado na discretização das equações. Portanto, as tensões de Leonard não precisam ser modeladas explicitamente. Na prática, a soma dos três tensores é modelada diretamente.

O modelo LES WALE utiliza o conceito de viscosidade turbulenta diferente da definição aplicada no modelo Smagorinsky, conforme mostra a equação seguinte.

$$\nu_{sgs} = (C_w \Delta)^2 \frac{(S_{ij}^d S_{ij}^d)^{3/2}}{(S_{ij}^d S_{ij}^d)^{5/2} + (S_{ij}^d S_{ij}^d)^{5/4}} \quad (21)$$

onde S_{ij}^d denota a parte simétrica do quadrado do tensor gradiente da velocidade.

$$S_{ij}^d = \frac{1}{2} (\overline{g_{ij}^2} + \overline{g_{ji}^2}) - \frac{1}{3} \delta_{ij} \overline{g_{kk}^2} \quad (22)$$

e onde $\overline{g_{ij}^2} = \nabla^2 \bar{u}_i \bar{u}_j$, $\overline{g_{ij}} = \nabla \bar{u}_i$ e δ_{ij} é o delta de Kronecker.

A principal vantagem do modelo LES WALE é a capacidade de reproduzir a transição de laminar para turbulento, sem a necessidade de uma variável secundária explícita de filtragem.

2.3 Condições de Contorno

As condições de contorno foram as seguintes:

$$u = v = 0, \quad T = T_0 \quad \text{em} \quad x = 0 \quad (23)$$

$$u = v = 0, \quad T = T_0 \quad \text{em} \quad x = H \quad (24)$$

$$u = v = 0, \quad T = T_0 \quad \text{em} \quad y = 0 \quad (25)$$

$$u = v = 0, \quad T = T_0 \quad \text{em} \quad y = H \quad (26)$$

Os modelos matemáticos foram resolvidos numericamente usando o pacote comercial CFD *ANSYS CFX-12.0*. Este programa usa o método numérico de volumes finitos como solução (*Element Based Finite Volume Method - EBFVM*), o qual permite solucionar os problemas até mesmo com malhas não estruturadas. Dessa forma foi possível obter as soluções numéricas das equações de balanço discretizadas do momentum e massa.

3. Resultados e Discussão

A transferência de calor nas paredes da cavidade quadrada foi realizada com base nos fluxos térmicos (Nu_1) definidos por

$$Nu_1(\mathbf{r}, t) = \frac{q_w(\mathbf{r}, t)}{q_v H} \quad (27)$$

onde $q_w(\mathbf{r}, t)$ é o fluxo térmico local e instantâneo na parede, q_v é a taxa volumétrica de geração de calor interna e H é a altura da cavidade em estudo.

A maioria dos trabalhos utiliza a definição do número de Nusselt (Nu), definido pela Eq. (29), que está relacionado com o coeficiente de transferência de calor h , cuja definição é representada pela seguinte equação:

$$h(\mathbf{r}, t) = \frac{q_w(\mathbf{r}, t)}{T_{ave}(t) - T_0} \quad (28)$$

onde $T_{ave}(t)$ é a temperatura média na cavidade.

$$Nu_2(\mathbf{r}, t) = \frac{h(\mathbf{r}, t)H}{k} \quad (29)$$

onde H é a altura da cavidade e k é a condutividade térmica do fluido.

Usando a definição da temperatura adimensional θ

$$\theta = \frac{T - T_0}{q_v H^2 / k}$$

Podemos estabelecer facilmente a relação entre o fluxo térmico adimensional e o número de Nusselt, Nu_1 e Nu_2 :

$$Nu_2 = \frac{Nu_1}{\theta_{ave}} \quad (30)$$

onde θ_{av} é a temperatura adimensional na cavidade.

Assim como Horvat et al. (2001), foi empregada a metodologia de turbulência LES, todavia utilizou-se o modelo LES WALE em vez do Smagorinsk aplicado no trabalho dos mesmos, a fim de comparação dos resultados obtidos. Também foi empregado o modelo SST-transiente, com o objetivo de comparar as aplicações dos dois modelos.

Os gráficos que relacionam o número de Nusselt ao longo do tempo de simulação apresentam os valores de Nu_2 da Eq. (29).

Os resultados encontrados por meio do modelo SST-transiente, mostrados na figura 2, expõem o mesmo comportamento da taxa de transferência nas paredes da cavidade obtido por Horvat et al. (2001), ou seja, maiores valores de Nusselt são encontrados na parede superior e os menores na parede inferior. Conforme mostram a figura 3 observa-se que os resultados encontrados utilizando-se o modelo LES WALE também foram próximos aos apresentados por Horvat et al. (2001).

Observou-se em todas as simulações realizadas que, os valores de Nu_2 no topo da cavidade foram superiores aos valores de Nu_2 na parede lateral que, por sua vez foram maiores que os valores de Nu_2 no fundo. Tal comportamento é explicado pela ascensão do fluido ao aquecer-se, uma vez que ocorre a geração de empuxo decorrente do gradiente de temperatura presente no sistema. Dessa forma o fluido perde calor na parede superior e, em direção descendente retorna à região inferior da cavidade, perdendo calor residual nas paredes laterais. Essa movimentação interna do fluido contribui para que a transferência de calor no topo e na lateral sejam mais intensas em relação à transferência de calor na parede inferior da cavidade.

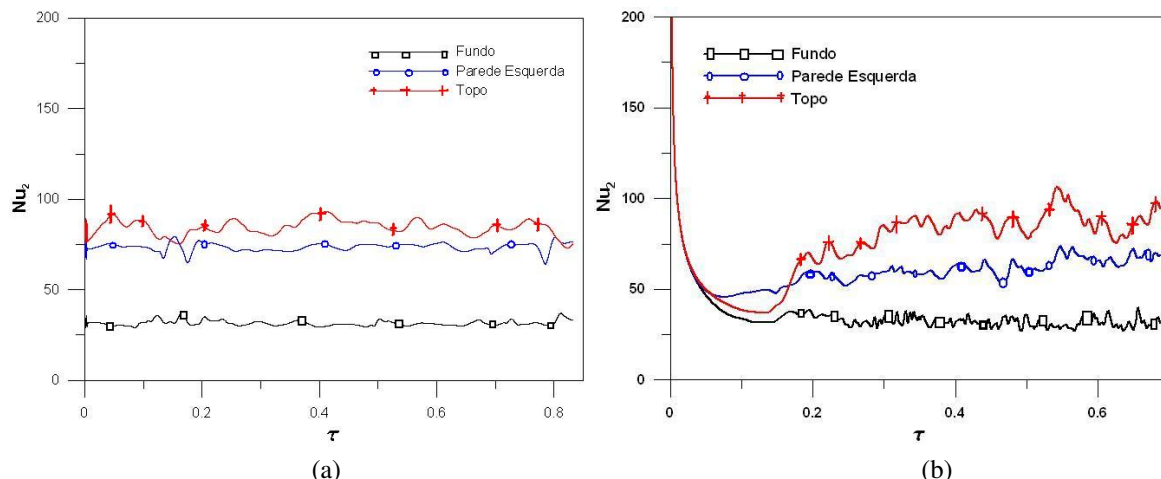


Figure 2. Números de Nu_2 para Pr igual a 0,25 e Ra igual a 10^{11} obtidos (a) pelo modelo SST-transiente e (b) e pelo modelo LES WALE.

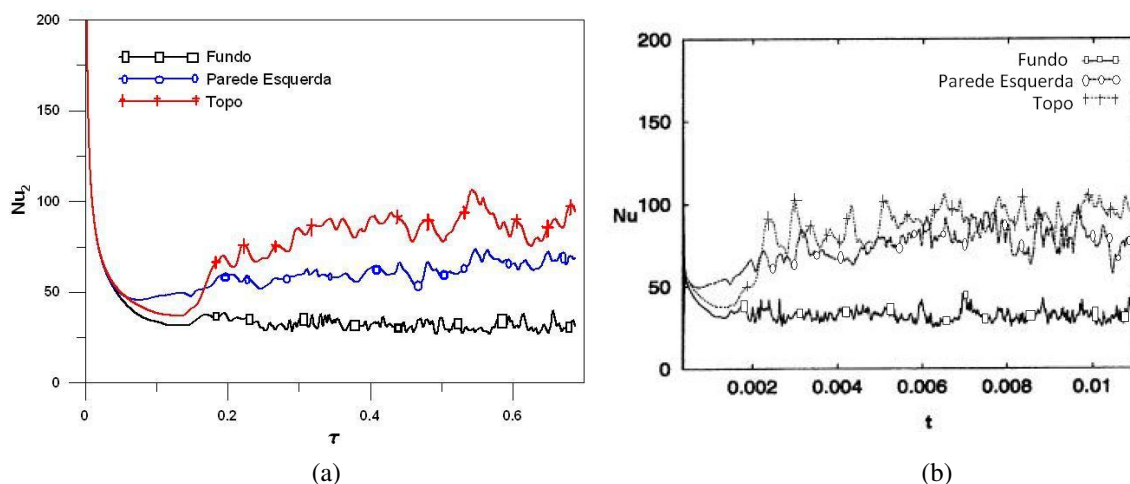


Figure 3. Números de Nu_2 para Pr igual a 0,25 e Ra igual a 10^{11} obtidos (a) pelo modelo LES WALE e (b) pelo modelo LES-Smagorinsk realizado por Horvat et al. (2001).

4. CONCLUSÃO

A análise da convecção natural de calor em uma condição de acidente severo em reatores nucleares tem sido bastante aplicada para a predição correta do comportamento de reatores nucleares em situações de acidente com fusão do núcleo. Este trabalho mostrou um caso de turbulência em uma cavidade quadrada com as paredes isotérmicas contendo um fluido com $Pr = 0,25$ e fonte interna de calor uniformemente distribuída. O número de Rayleigh interno aplicado foi de 10^{11} e dois modelos de turbulência foram utilizados, SST e LES WALE. Os resultados obtidos na simulação com o modelo de turbulência *LES WALE* foram qualitativamente similares aos obtidos por Horvat et al. (2001). O modelo *SST-transiente* também foi adequado nessa análise uma vez que forneceu resultados na mesma ordem de grandeza aos obtidos pela metodologia *LES*.

5. AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem o suporte financeiro fornecido pelo CNPQ durante a realização desse trabalho.

6. REFERÊNCIAS

Chen, S. e Krafczyk, M. (2009). Entropy generation in turbulent natural convection due to internal heat generation. *International Journal of Thermal Sciences*, 48(10):1978–1987.

Emara, A. e Kulacki, F. (1980). A numerical investigation of thermal convection in a heat-generating fluid layer. *Journal*

of Heat Transfer, 102:531–537.

- Farouk, B. (1988). Turbulent thermal convection in an enclosure with internal heat generation. *Journal of Heat Transfer*, 110:126–132.
- Horvat, A., Kljenak, I., e Marn, J. (2001). Two-dimensional large-eddy simulation of turbulent natural convection due heat generation. *Heat and Mass Transfer*, 44:3985–3995.
- Leonard, A. (1974). Energy cascade in large-eddy simulations of turbulent fluid flows. *Adv. Geophys*, 18:237.
- Liu, H. J., Zou, C., Shi, B. C., Tian, Z. W., Zhang, L. Q., e Zheng, C. G. (2006). Thermal lattice-bgk model based on large-eddy simulation of turbulent natural convection due to internal heat generation. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49(23-24):4672–4680.
- Menter, F. (2003). Turbulence modelling for turbomachinery. In *QNET-CFD Network Newsletter*, volume 2, páginas 10–13.
- Menter, F. R., Kuntz, M., e Langtry, R. (2003). Ten years of industrial experience with the sst turbulence model. in K. Hanjalic, Y. Nagano e M. Tummers (eds.), *Turbulence, Heat and Mass Transfer 4*, Begell House, Inc.
- Nourgaliev, R., Dinh, T., e Sehgal, B. (1997). Effect of fluid prandlt number on heat transfer characteristics in internally heated liquid pools with rayleigh numbers up to 10^{12} . *Nuclear Engineering and Design*, 169:165–184.
- Shaanan, S., Ferziger, J. H., e Reynolds, W. C. (1975). Numerical simulation of turbulence in the presence of shear. *Dep. Eng. Mech. Stanford*, TF-6.

7. Nota de responsabilidade

Os autores são os únicos responsáveis pelo material apresentado nesse trabalho.