

UNIVERSIDADE FEDERAL DE PERNAMBUCO
DEPARTAMENTO DE ENERGIA NUCLEAR
COMISSÃO NACIONAL DE ENERGIA NUCLEAR
CENTRO REGIONAL DE CIÊNCIAS NUCLEARES DO NORDESTE

Programa de Pós-Graduação em Tecnologias Energéticas e Nucleares

**ANÁLISE CFD DO NÚCLEO PRISMÁTICO DO VHTR COM
DISTINTOS MODELOS DE TURBULÊNCIA E ALTERAÇÃO
DE PARÂMETROS DA GEOMETRIA**

PEDRO PAULO DANTAS DE SOUZA PAIVA

**Orientador: Prof. Dr. Carlos Alberto Brayner
de Oliveira Lira**

Recife, PE
Maior, 2017

PEDRO PAULO DANTAS DE SOUZA PAIVA

**ANÁLISE CFD DO NÚCLEO PRISMÁTICO DO VHTR COM
DISTINTOS MODELOS DE TURBULÊNCIA E ALTERAÇÃO
DE PARÂMETROS DA GEOMETRIA**

Dissertação submetida ao Programa de Pós-Graduação em Tecnologias Energéticas e Nucleares para obtenção do título de Mestre em Ciências, Área de Concentração: Engenharia de Reatores.

**Orientador: Prof. Dr. Carlos Alberto Brayner
de Oliveira Lira**

**Recife, PE
Maio, 2017**

Catálogo na fonte
Bibliotecário Carlos Moura, CRB-4 / 1502

- P149a Paiva, Pedro Paulo Dantas de Souza.
Análise CFD do núcleo prismático do VHTR com distintos modelos de turbulência e alteração de parâmetros da geometria. / Pedro Paulo Dantas de Souza Paiva. - Recife: O Autor, 2017.
108 f. : il., tabs.
- Orientador: Prof. Dr. Carlos Alberto Brayner de Oliveira Lira.
- Dissertação (mestrado) – Universidade Federal de Pernambuco. CTG. Programa de Pós-Graduação em Tecnologias Energéticas e Nucleares, 2017.
Inclui referências bibliográficas.
1. Fluidodinâmica computacional. 2. VHTR. 3. Análise paramétrica. 4. Acoplamento 1D-3D. 5. Turbulência. I. Lira, Carlos Alberto Brayner de Oliveira, orientador. II. Título.

CDD 621.483 (21. ed.)

UFPE
BDEN/2017-13

Análise CFD do Núcleo Prismático do VHTR com Distintos Modelos de Turbulência e Alteração de Parâmetros da Geometria

Pedro Paulo Dantas de Souza Paiva

APROVADA EM: 26.05.2017

ORIENTADOR: Prof. Dr. Carlos Alberto Brayner de Oliveira Lira

COMISSÃO EXAMINADORA:

Prof. Dr. Fernando Roberto de Andrade Lima – CRCN-NE/CNEN

Prof. Dr. Leorlen Yunier Rojas Mazaira – DEN/UFPE

Prof. Dr. Jair de Lima Bezerra – DEN/UFPE

Visto e permitida a impressão

Coordenador(a) do PROTEN/DEN/UFPE

AGRADECIMENTOS

Agradeço o apoio que tive dos professores do Departamento de Energia Nuclear. Sou grato, em especial, aos professores Jair Bezerra, Mario Bezerra e a meu orientador, professor Carlos Brayner, pelos ensinamentos generosamente compartilhados. Há, no DEN, um ambiente harmônico, propício para a aquisição de conhecimento e para o debate produtivo.

Agradeço o suporte imprescindível dos colegas Abel e Leorlen, que me apresentaram a ferramenta CFD e muito contribuíram no início do meu aprendizado.

Aos amigos Simone e Naldenis sou grato pelo amparo nesse período em que tive que conciliar os compromissos do mestrado com as obrigações do trabalho.

E, por último, agradeço sobretudo a minha família. A meus pais, pelo exemplo e incentivo ao estudo; a meus irmãos, com quem tanto aprendi e continuo aprendendo; e a Clara e Cecília, por proverem um lar cheio de amor, carinho, compreensão e suporte emocional, o que foi fundamental para o desenvolvimento deste trabalho.

RESUMO

O VHTR é um reator nuclear térmico, moderado a grafite e refrigerado por hélio. Para seu desenvolvimento, há a necessidade de utilização de ferramentas computacionais eficientes para a análise de aspectos de modelagem, operação e segurança. A proposta deste trabalho é estudar o comportamento do VHTR por meio de análise paramétrica, alterando-se modelo de turbulência, perfil de geração de energia nos blocos combustíveis e a influência de modificações na própria geometria. Busca-se também avaliar a implementação de uma metodologia simplificada que reduza o esforço computacional e a duração de uma simulação. Procedeu-se à análise do escoamento do fluido refrigerante através dos canais refrigerantes e canais *by-pass* em uma seção de 1/12 de uma coluna de blocos combustíveis, utilizando-se diferentes modelos de turbulência. Os resultados obtidos com essas simulações foram comparados àqueles obtidos por meio de correlações do número de Nusselt descritos na literatura. Observou-se que a simulação na qual se utiliza o modelo $k-\varepsilon$ possibilita a obtenção de resultados que convergem bem com aqueles fornecidos pelas correlações, para ambos os tipos de canais. O modelo $k-\omega$ proporciona bons resultados para os canais refrigerantes e, o SSG, para o canal *by-pass*. Utilizou-se geometria contendo canais *by-pass* de diferentes dimensões, além de uma que possuía apenas os canais refrigerantes, sem canal *by-pass*. Verificou-se que a existência de um escoamento *by-pass* induz a um aumento no gradiente de temperatura no bloco combustível. Realizaram-se estudos comparativos entre os resultados obtidos em simulações realizadas com diferentes perfis de geração de energia térmica (uniforme e senoidal) nos canais combustíveis. Verificou-se que, quando há a mesma geração de energia térmica total no bloco combustível, a máxima temperatura constatada em cada um dos materiais é menor para o caso da geração de energia com perfil senoidal. Quando utilizado, no perfil senoidal, um fator radial de pico (1,25), há um aumento considerável na temperatura de todos os materiais, possibilitando a ocorrência de regiões em que a temperatura pode ultrapassar o limite usualmente aceito para o combustível do reator (1250°C) em operação normal. O canal refrigerante localizado no centro do bloco combustível tem diâmetro inferior aos demais canais existentes nesse bloco. Para verificar a hipótese de que a existência de um gradiente de temperatura no bloco combustível, com a temperatura mais elevada ao centro e a temperatura mais baixa estando na periferia desse bloco, deve-se fortemente à menor dimensão desse canal central, realizaram-se simulações computacionais utilizando-se uma geometria com canal central de diâmetro igual ao dos demais. A condição de entrada escolhida para essa nova estrutura foi, primeiramente, o mesmo

fluxo mássico total e, depois, a mesma diferença de pressão entre entrada e saída verificados na simulação da geometria padrão. Os resultados obtidos confirmam a hipótese aventada. Realizou-se simulação utilizando uma metodologia simplificada, que consiste em uma análise unidimensional do fluido em um canal refrigerante acoplada à análise tridimensional da condução do calor no grafite e nos canais combustíveis. Os resultados obtidos com a metodologia simplificada apresentaram excelente convergência com aqueles obtidos com a simulação completamente tridimensional, e em um tempo de simulação cerca de 45 vezes menor.

Palavras-chave: Fluidodinâmica Computacional; VHTR; Análise Paramétrica; Acoplamento 1D-3D; Turbulência.

ABSTRACT

The VHTR is a thermal, graphite moderated and helium cooled reactor. For its development, there is a need to use efficient computational tools to analyze aspects of modeling, operation and safety. The purpose of this work is to study the behavior of the VHTR by means of parametric analysis, altering the turbulence model, the energy generation profile in the fuel blocks and the influence of modifications in the geometry itself. It also seeks to evaluate the implementation of a simplified methodology that reduces the computational effort and duration of a simulation. The coolant flow through the coolant channels and *by-pass* channels were analyzed in a 1/12 section of a fuel block column using different turbulence models. The results obtained with these simulations were compared to those obtained by means of Nusselt number correlations described in the literature. It was observed that the simulation using the $k-\varepsilon$ model makes it possible to obtain results that converge well with those provided by the correlations, for both types of channels. The $k-\omega$ model provides good results for the coolant channels and the SSG for the *by-pass* channel. Geometry was used with *by-pass* channels of different dimensions, besides one that had only the cooling channels, without *by-pass* channel. It has been found that the existence of a *by-pass* flow induces an increase in the temperature gradient in the fuel block. Comparative studies were performed between the results obtained in simulations carried out with different profiles of thermal energy generation (uniform and sinusoidal) in the fuel channels. It was verified that when there is the same total thermal energy generation in the fuel block, the maximum temperature observed in each of the materials is smaller for the generation of energy with sinusoidal profile. When a peak radial factor (1,25) is used in the sinusoidal profile, there is a considerable increase in the temperature of all materials, allowing the occurrence of regions where the temperature may exceed the limit usually accepted for reactor fuel (1250° C) in normal operation. The coolant channel located in the center of the fuel block has a smaller diameter than the other channels in this block. To verify the hypothesis that the existence of a temperature gradient in the fuel block, with the highest temperature at the center and the lowest temperature being at the periphery of this block, is due to the smaller dimension of this central channel, computer simulations were performed using a geometry with a central channel with the same diameter as the others. The input condition chosen for this new structure was, firstly, the same total mass flow and then the same pressure difference between input and output found in the simulation of the standard geometry. The results confirm the hypothesis. Simulation was performed using a simplified methodology, which consists of a

one-dimensional analysis of the coolant flow in a coolant channel coupled to the three-dimensional analysis of heat conduction within the graphite and fuel channels. The results obtained with the simplified methodology were in excellent agreement with those obtained with the fully three-dimensional simulation and the time required to complete the simulation with the simplified methodology was about 45 times less than the time that the fully three-dimensional simulation lasted.

Keywords: Computational Fluid Dynamics; VHTR; Parametric Analysis; 1D-3D Coupling; Turbulence.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1 - Corte esquemático da edificação do GT-MHR.....	23
Figura 2 - Seção transversal do GT-MHR.....	25
Figura 3 - Partículas TRISO, pastilhas e blocos combustíveis e núcleo do reator.....	27
Figura 4 - Fotografia de uma partícula TRISO.....	27
Figura 5 - Ilustração do corte transversal do bloco de combustível padrão.....	28
Figura 6 - Bloco combustível com canal para sistema reserva de desligamento do reator.....	29
Figura 7 - Modelos de blocos combustíveis.....	29
Figura 8 - Corte esquemático do reator GT-MHR.....	31
Figura 9 - Trajetória dos escoamentos no núcleo prismático do VHTR.....	32
Figura 10 - Seção transversal do bloco prismático e setor de 1/12 do bloco, com malha.....	34
Figura 11 - Setor de 1/12 do bloco combustível.....	35
Figura 12 - Tensão de cisalhamento - modelo de turbulência k- ϵ	36
Figura 13 - Tensão de cisalhamento - modelo de turbulência k- ω	37
Figura 14 - Tensão de cisalhamento obtida com o modelo de turbulência k- ϵ padrão.....	38
Figura 15 - Tensão de cisalhamento obtida com o modelo de turbulência k- ϵ realizável.....	38
Figura 16 - Tensão de cisalhamento obtida com o modelo de turbulência SST.....	39
Figura 17 - Número de Nusselt - modelo de turbulência k- ϵ padrão.....	40
Figura 18 - Número de Nusselt - modelo de turbulência k- ϵ realizável.....	40
Figura 19 - Seção transversal do bloco combustível padrão e do módulo ampliado.....	41
Figura 20 - Seção transversal do bloco prismático (repetição parcial da figura 10).....	44
Figura 21 - Visão do setor de 1/12 da seção transversal da coluna de blocos.....	45
Figura 22 - Seção transversal do bloco combustível padrão e do módulo ampliado.....	54
Figura 23 - Prisma de base hexagonal construído para a simulação descrita neste tópico.....	55
Figura 24 - $Nu/Pr^{0,4}$ em função do número de Reynolds - modelo de turbulência k- ϵ	61
Figura 25 - Desvio percentual - número de Nusselt - modelo de turbulência k- ϵ	62
Figura 26 - $Nu/Pr^{0,4}$ em função do número de Reynolds - modelo de turbulência k- ϵ	63
Figura 27 - Desvio percentual - número de Nusselt - modelo de turbulência k- ϵ	64
Figura 28 - $Nu/Pr^{0,4}$ em função do número de Reynolds - modelo de turbulência k- ω	66
Figura 29 - Desvio percentual - número de Nusselt - modelo de turbulência k- ω	66
Figura 30 - $Nu/Pr^{0,4}$ em função do número de Reynolds - modelo de turbulência k- ω	67
Figura 31 - Desvio percentual - número de Nusselt - modelo de turbulência k- ω	68

Figura 32 - $Nu/Pr^{0,4}$ em função do número de Reynolds – modelo de turbulência SSG.	70
Figura 33 – Desvio percentual – número de Nusselt – modelo de turbulência SSG.....	70
Figura 34 - $Nu/Pr^{0,4}$ em função do número de Reynolds – modelo de turbulência SSG.	71
Figura 35 - Desvio percentual – número de Nusselt – modelo de turbulência SSG.	72
Figura 36 - $Nu/Pr^{0,4}$ em função do número de Reynolds – modelo k- ϵ : by-pass.....	73
Figura 37 - Desvio percentual - número de Nusselt – modelo k- ϵ : by-pass.....	74
Figura 38 - $Nu/Pr^{0,4}$ em função do número de Reynolds – modelo k- ϵ : by-pass.....	75
Figura 39 - $Nu/Pr^{0,4}$ em função do número de Reynolds – modelo SSG: by-pass.....	79
Figura 40 - $Nu/Pr^{0,4}$ em função do número de Reynolds – modelo SSG: by-pass.....	79
Figura 41 - Desvio percentual - número de Nusselt – modelo SSG: by-pass.	80
Figura 42 - Distribuição de temperatura na geometria sem canal <i>by-pass</i>	82
Figura 43 - Distribuição de temperatura na geometria com canal <i>by-pass</i> de 3 mm.	83
Figura 44 - Distribuição de temperatura na geometria com canal <i>by-pass</i> de 5 mm.	83
Figura 45 - Indicação da localização dos canais no setor 1/12 do bloco prismático.....	85
Figura 46 - Temperatura da parede e média do fluido, para os perfis uniforme e variável de geração de energia térmica.	86
Figura 47 - Diferença entre temperatura na parede e temperatura média para perfis uniforme e variável.	87
Figura 48 - Coeficientes de transferência de calor ao longo do canal, para perfis uniforme e variável.	87
Figura 49 - Distribuição de temperatura [K] no plano mais quente, com perfil uniforme de geração de energia.	88
Figura 50 - Distribuição de temperatura [K] no plano mais quente, com perfil variável de geração de energia (fator radial unitário).	88
Figura 51 - Distribuição de temperatura [K] no plano mais quente, com perfil variável de geração de energia (fator radial unitário).	89
Figura 52 - Distribuição de temperatura [K] no plano mais quente, com perfil variável de geração de energia (fator radial de pico).	89
Figura 53 - Perfil de temperatura para a geometria sem alteração do canal central.....	92
Figura 54 - Perfil de temperatura para a geometria com a alteração do canal central, com fluxo mássico como condição de entrada.	92
Figura 55 - Perfil de temperatura para a geometria com a alteração do canal central, com diferença de pressão como condição de entrada.....	92

Figura 56 - Temperatura nos canais combustíveis, geometria inalterada.....	93
Figura 57 - Temperatura nos canais combustíveis, geometria alterada (fluxo mássico na entrada).	94
Figura 58 - Temperatura nos canais combustíveis, geometria alterada (pressão na entrada). .	94
Figura 59 - Número de Nusselt ao longo do canal para o caso normal e para o caso em que as faces superior e inferior do núcleo ativo são adiabáticas.	96
Figura 60 - Gráfico do número de Nusselt ao longo da entrada do canal, no qual se observa a influência do fluxo de calor para o refletor superior.	97
Figura 61 - Gráfico do número de Nusselt ao longo da saída do canal, no qual se observa a influência do fluxo de calor para o refletor inferior.	97
Figura 62 - Distribuição de temperatura no grafite, no modelo completo, para $z = 2m$	100
Figura 63 - Distribuição de temperatura no grafite, no modelo simplificado, para $z = 2m$. ..	100
Figura 64 - Distribuição de temperatura no grafite, no modelo completo, para $z = 6m$	100
Figura 65 - Distribuição de temperatura no grafite, no modelo simplificado, para $z = 6m$. ..	100
Figura 66 - Distribuição de temperatura no canal combustível, no modelo completo, para $z = 2m$	101
Figura 67 - Distribuição de temperatura no canal combustível, no modelo simplificado, para $z = 2m$	101
Figura 68 - Distribuição de temperatura no canal combustível, no modelo completo, para $z = 6m$	101
Figura 69 - Distribuição de temperatura no canal combustível, no modelo simplificado, para $z = 6m$	101

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 - Especificações do GT-MHR.	56
Tabela 2 - Coeficientes dos polinômios que descrevem as propriedades do gás hélio.	58
Tabela 3 - Coeficientes dos polinômios que descrevem as propriedades do grafite.	58
Tabela 4 - Coeficientes dos polinômios que descrevem as propriedades das pastilhas de combustível.....	59
Tabela 5 - Temperaturas máxima e mínima no plano mais quente do núcleo ativo, para cada uma das geometrias e em cada um dos domínios.....	83
Tabela 6 - Temperatura média (<i>bulk</i>) na saída dos canais e vazão mássica por cada um deles.	84
Tabela 7 - Máxima temperatura em cada um dos materiais, de acordo com perfil de geração de energia térmica.	90
Tabela 8 - Temperaturas médias do fluido nas seções transversais do canal, nas posições indicadas.	102

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

A_p	Fator axial, adimensional
A_r	Fator radial, adimensional
C_p	Calor específico [$J/(kg \cdot K)$]
D	Diâmetro do canal [m]
f	Fator de fricção, adimensional
h	Coefficiente de transferência de calor [$W/(m^2 \cdot K)$]
k	Condutividade térmica [$W/(m \cdot K)$]
L	Comprimento total do canal [m]
Nu	Número de Nusselt, $h \cdot D_h/k$
Pr	Número de Prandtl, $C_p \cdot \mu/k$
Re	Número de Reynolds, $D_h \cdot V \cdot \rho/\mu$
RSS	<i>Reserve shutdown system</i>
SSG	Speziale-Sarkar-Gatski
SST	<i>Shear Stress Transport</i>
q'''	Taxa volumétrica de geração de calor [MW/m^3]
q_{con}	Constante de calibração [MW/m^3]
T	Temperatura [K]
V	Velocidade média local do escoamento [m/s]
VHTR	<i>Very High Temperature Reactor</i>
z	Distância axial a partir da entrada do canal aquecido [m]

Letras gregas

ε	Taxa de dissipação de energia cinética turbulenta por unidade de massa
μ	Viscosidade [$kg/(m \cdot s)$]
ρ	Densidade [kg/m^3]
ω	Razão entre ε e k: ε/k [s^{-1}]

Subscrito

b	Parâmetro calculado com base na temperatura média da mistura (mixed mean; bulk)
---	---

- f Parâmetro calculado com base na temperatura do filme, $T_f = (T_w + T_b)/2$
- FD Completamente desenvolvido (fully developed)
- h Hidráulico (refere-se ao diâmetro hidráulico)
- w Parâmetro calculado com base na temperatura da parede

Sumário

1. INTRODUÇÃO	17
2. REVISÃO DE LITERATURA	20
2.1 Experiência histórica do uso de reatores a gás	20
2.2 Fórum Internacional da 4ª Geração	21
2.3 Aspectos constitutivos do núcleo do VHTR	24
2.4 Análise fluidodinâmica do núcleo do reator	30
2.5 Análise numérica do setor de 1/12 da seção transversal do bloco combustível	33
2.5.1 Metodologia simplificada - introdução.....	40
3. MATERIAIS E MÉTODOS.....	43
3.1 Procedimentos da análise fluidodinâmica	43
3.1.1 Setor de 1/12 da seção transversal do bloco combustível	43
3.1.2 Análise numérica e construção das malhas	46
3.1.2.1 Estudo de refinamento da malha	48
3.1.3 Correlações do número de Nusselt	49
3.1.3.1 A correlação de McEligot et al (1965)	49
3.1.3.2 A correlação de Taylor (1969)	51
3.1.3.3 A correlação de Battista e Perkins (1970)	51
3.1.3.4 A correlação de Jo et al (2014).....	52
3.1.3.5 A correlação de Dittus-Boelter.....	52
3.1.3.6 A correlação de Sieder-Tate	53
3.1.4 Perfil de geração de energia térmica nos canais combustíveis.....	53
3.1.5 Prisma de base hexagonal para estudo da metodologia simplificada.....	54
3.1.6 Condições gerais.....	56
3.2 Descrição dos materiais.....	57
4. DISCUSSÃO DOS RESULTADOS	60
4.1 Análise dos canais refrigerantes sob diferentes modelos de turbulência	60
4.1.1 Modelo $k - \epsilon$	60
4.1.1.1 A correlação de McEligot et al (1965)	60
4.1.1.2 A correlação de Taylor (1969)	62
4.1.1.3 A correlação de Battista e Perkins (1970)	63
4.1.1.4 A correlação de Jo et al (2014).....	64

4.1.1.5 A correlação de Dittus-Boelter.....	65
4.1.1.6 A correlação de Sieder-Tate.....	65
4.1.2 Modelo $k - \omega$	65
4.1.3 Modelo SST.....	68
4.1.4 Modelo SSG	69
4.2 Análise do escoamento intersticial – canal by-pass sob diferentes modelos de turbulência	72
4.2.1 Modelo de turbulência $k - \epsilon$	73
4.2.1.1 A correlação de McEligot et al (1965).....	73
4.2.1.2 A correlação de Taylor (1969)	74
4.2.1.3 A correlação de Battista e Perkins (1970).....	75
4.2.1.4 A correlação proposta por Jo et al (2014)	76
4.2.1.5 A correlação de Sieder-Tate	77
4.2.1.6 A correlação de Dittus-Boelter.....	77
4.2.2 Modelos $k - \omega$ e SST	77
4.2.3 Modelo SSG	78
4.3 Distribuição de temperatura no setor 1/12 – alteração do espaço by-pass.....	81
4.4 Variação no perfil de geração de energia	84
4.5 Influência do diâmetro do canal central no gradiente de temperatura.....	90
4.6 Influência do fluxo de calor para os refletores no coeficiente de transferência de calor no bloco combustível.....	94
4.7 Implementação da metodologia simplificada.....	96
5. CONCLUSÃO	103
REFERÊNCIAS	106

1. INTRODUÇÃO

Nas próximas décadas, o mundo necessitará de uma modernização da infraestrutura energética para atender às demandas cada vez maiores por energia elétrica e combustíveis para transporte. O Fórum Internacional da 4ª Geração identificou, em seu Roteiro Tecnológico, conceitos de sistemas nucleares para produção de energia que se sobressaíram ao alcançar os objetivos de economia, segurança, sustentabilidade e resistência à proliferação (GENERATION IV INTERNATIONAL FORUM, 2014).

Um desses conceitos de sistemas nucleares, o reator nuclear de temperatura muito alta refrigerado a gás (*Very High Temperature Reactor* – VHTR), é excepcionalmente adequado para, além de gerar eletricidade, produzir hidrogênio sem o consumo de combustível fóssil ou emissão de gases de efeito estufa (MACDONALD et al, 2003).

O VHTR é um reator térmico, refrigerado por gás hélio e moderado a grafite. A tecnologia envolvida no desenvolvimento desse tipo de reator é baseada na experiência dos reatores nucleares de alta temperatura (HTGR).

Um dos pontos mais desafiadores no desenvolvimento do VHTR é manter a temperatura do combustível em um nível seguro. Com a temperatura de saída do refrigerante em 1000°C, a máxima diferença de temperatura entre o combustível e o hélio deve ser menor do que 250°C, para que o limite de temperatura do combustível usualmente aceito para o reator em operação normal, aproximadamente 1250°C (1523 K), não seja atingido. Considerando que o hélio possui a característica de baixa transferência de calor, e que a distribuição de potência no núcleo do reator não é uniforme, o limite de temperatura do combustível é um aspecto crítico na modelagem do VHTR (TAK et al, 2008).

Para o desenvolvimento do VHTR, de modo a permitir sua futura instalação, há a necessidade de utilização de ferramentas computacionais eficientes para a análise de aspectos de modelagem, operação e segurança.

Seria desejável realizar a análise fluidodinâmica do núcleo completo do VHTR para investigar o desempenho desse reator e para aperfeiçoar os modelos propostos. Contudo, devido à complexidade e ao tamanho do núcleo desses reatores, tal análise requer amplo esforço computacional e levaria semanas ou meses para ser concluída. Esse fato deve-se principalmente à análise tridimensional, com ferramentas de dinâmica dos fluidos computacional (CFD), do gás refrigerante, hélio, em cada um dos canais refrigerantes dos blocos combustíveis e também

em cada um dos espaços intersticiais entre os blocos combustíveis e entre esses blocos e os elementos refletores adjacentes (TRAVIS; EL-GENK, 2013b).

Escoamento, ou fluxo, *by-pass* é o escoamento do gás hélio nos espaços intersticiais entre os blocos combustíveis, e entre esses blocos e os elementos refletores adjacentes. Esse escoamento torna ainda mais complicada a distribuição do fluxo do hélio no núcleo do reator e a análise fluidodinâmica do mesmo. Esses espaços intersticiais estão inicialmente presentes devido à tolerância na fabricação dos blocos combustíveis e refletores, e também na inexatidão da instalação desses blocos. A largura desses espaços se altera com o tempo de operação do reator, devido à expansão térmica e ao encolhimento do grafite em razão da irradiação de nêutrons (SATO et al, 2010; TRAVIS; EL-GENK, 2013b).

Além disso, a fluência de nêutrons e a distribuição de temperatura não são uniformes no núcleo do reator, de modo a causar deformações não uniformes nos blocos de grafite, criando complexos percursos para o fluxo *by-pass*.

O fluxo *by-pass* no reator levanta preocupações em relação à distribuição do fluxo do hélio no núcleo e ao potencial de se desenvolver pontos de elevada temperatura (*hotspots*) nos blocos combustíveis. O fluxo de hélio pelo canal *by-pass* diminui o escoamento desse fluido nos canais refrigerantes, acarretando um aumento nos gradientes de temperatura no interior dos blocos combustíveis. Tendo em vista que o escoamento nos espaços intersticiais entre os blocos prismáticos do núcleo do VHTR é inevitável, o mesmo deve ser considerado nas análises termoidráulicas realizadas.

Resultados obtidos recentemente demonstraram a praticidade de substituir uma análise tridimensional em CFD do escoamento do gás hélio nos canais de refrigeração do núcleo de um VHTR por uma metodologia simplificada que acopla termicamente esse fluxo, analisado sob o prisma unidimensional, a uma análise tridimensional da condução do calor no grafite e nas pastilhas de combustível dos blocos combustíveis. Essa metodologia diminuiu o tempo total da simulação para cerca de 2,5% do tempo que levou a simulação tridimensional completa, ou seja, 40 vezes mais rápido, sem comprometer a precisão dos resultados - diferença inferior a 2% (TRAVIS; EL-GENK, 2013a; TRAVIS; EL-GENK, 2013b).

O intuito do presente trabalho é analisar o comportamento do reator frente à alteração de alguns parâmetros para, entre outros motivos, avaliar a segurança dos elementos combustíveis em seu núcleo.

Como objetivos gerais, foi estabelecida a avaliação das características do escoamento e da distribuição da temperatura em um setor de 1/12 de uma coluna de blocos combustíveis quando diferentes perfis de geração de energia térmica são adotados nos canais combustíveis;

quando a largura do espaço intersticial entre os blocos combustíveis, no qual ocorre o escoamento *by-pass*, é modificado; e quando altera-se a geometria do bloco combustível, utilizando um canal central de maior diâmetro.

Como objetivos específicos, avaliou-se o escoamento do fluido refrigerante pelos canais refrigerantes e pelo canal *by-pass* utilizando diferentes modelos de turbulência na análise fluidodinâmica computacional, com o intuito de investigar a convergência entre os resultados obtidos nas simulações e algumas correlações do número de Nusselt baseadas em dados experimentais e indicadas na literatura técnica especializada; outrossim, examina-se a implementação de uma metodologia simplificada para análise do escoamento do fluido refrigerante (gás hélio) em um canal refrigerante, baseada em sua modelagem unidimensional, que forneça resultados compatíveis com aqueles obtidos por meio de uma análise completamente tridimensional.

2. REVISÃO DE LITERATURA

2.1 Experiência histórica do uso de reatores a gás

Os reatores nucleares refrigerados a gás foram originalmente utilizados devido a sua simplicidade e para a obtenção de alta eficiência de conversão de energia.

A primeira usina nuclear comercial utilizou um reator Magnox, refrigerado a CO₂, e foi instalada em Calder Hall, Reino Unido, tornando-se operacional em 1956. Foram construídos 26 reatores Magnox no total, tendo o último encerrado suas atividades em 2015.

Posteriormente, 14 reatores avançados refrigerados a gás (*Advanced Gas-Cooled Reactor* – AGR) foram construídos em 7 locais do Reino Unido (há 2 reatores em cada edificação), e todos esses AGR ainda estão em operação.

Dessas experiências iniciais, amejorou-se uma considerável base técnica em reatores refrigerados a gás, o que serviu como alicerce para o desenvolvimento de reatores de temperatura muito alta refrigerados a gás.

O primeiro reator de temperatura muito alta refrigerado a hélio foi proposto nos EUA em 1945, mas nunca foi construído.

Em 1964, o reator experimental refrigerado a gás (*Experimental Gas-Cooled Reactor* – EGCR) foi construído no Laboratório Nacional de Oak Ridge (*Oak Ridge National Laboratory* – ORNL), mas não foi completado. Ele era basicamente um reator do tipo AGR, refrigerado a hélio, que utilizava um conjunto de bastões de combustível de aço inoxidável.

Desenvolvimentos subsequentes levaram a alterações conceituais nos reatores refrigerados a gás existentes, envolvendo, em particular, o uso de hélio em vez de CO₂ - evitando problemas de dissociação do CO₂ e de carburização do material – e a substituição dos revestimentos metálicos do combustível por combustível completamente cerâmico, ambas as alterações com vistas a promover o aumento da temperatura de saída do reator e a melhoria do desempenho nas questões de segurança.

Na década de 1960 dois diferentes tipos de reatores foram projetados e construídos visando à produção de energia elétrica, principalmente. Reatores de alta temperatura experimentais com núcleo de blocos prismáticos foram desenvolvidos no Reino Unido (reator DRAGON, que operou de 1964 a 1975) e nos EUA (Peach Bottom, que operou de 1966 a 1974).

Seguiu-se a esses o reator de Fort St. Vrain, que operou de 1976 a 1989. Esse reator estabeleceu a viabilidade técnica dos reatores de temperatura muito alta, embora ele tenha experimentado problemas de flutuação de potência e de obstrução de barras de controle.

O reator modular de hélio com turbina a gás (*Gas Turbine - Modular Helium Reactor – GT-MHR*) é um projeto de 600 MW_{th} desenvolvido por um grupo de empresas russas e americanas, além da Framatome (França) e Fuji Electric (Japão). Esse sistema utiliza o ciclo de Brayton direto para a geração de energia elétrica com uma eficiência de até 48% baseada na temperatura de saída do reator de 850°C. Análises têm mostrado que esses reatores, de forma mais geral os reatores de temperatura muito alta, são particularmente adequados para a incineração de excesso de plutônio (que se tornou uma importante questão após a assinatura do tratado de desarmamento entre EUA e Rússia em 1991). Produção de hidrogênio pelo processo S-I também foi imaginado (FÜTTERER et al, 2014; LABAR et al, 2010).

O projeto preliminar da central nuclear GT-MHR foi concluído em 2001 e seu processo regulatório iniciou-se em 2002, mas não foi concluído. Mais recentemente, a concepção do GT-MHR foi apresentada pela General Atomics como uma das opções para o projeto americano NGNP (*Next Generation Nuclear Plant*); entretanto em 2012 o grupo gestor do NGNP expressou sua preferência pelo reator ANTARES, desenvolvido pela AREVA, que é baseado no GT-MHR, mas com um ciclo de vapor indireto (LOMMERS et al, 2012). O GT-MHR também serviu de base para o HTR300, desenvolvido pela JAEA - *Japan Atomic Energy Agency* (FÜTTERER et al, 2014).

2.2 Fórum Internacional da 4ª Geração

O Fórum Internacional da 4ª Geração (GIF – *Generation IV International Forum*) foi criado em janeiro de 2000 por 9 países - entre os quais, o Brasil - e, até 2014, possuía 13 membros.

Os membros desse Fórum consideraram que a energia proveniente de centrais nucleares era imprescindível para suprir a futura demanda por energia. Considerava-se que a colaboração internacional seria necessária para aprimorar a tecnologia nuclear e assim alcançar sistemas nucleares de avançada tecnologia – esses seriam os reatores de quarta geração.

Esse Fórum definiu, em seu Roteiro Tecnológico (*Technology Roadmap*), algumas características que deveriam estar presentes nos reatores nucleares de quarta geração: sustentabilidade; segurança e confiabilidade; competitividade econômica; resistência à

proliferação (não ser atrativo para o roubo de materiais que poderiam ser utilizados em armas, por exemplo); e proteção física (contra atos de terrorismo).

Esse Roteiro Tecnológico também definiu as abordagens necessárias em pesquisa e desenvolvimento para que esses objetivos fossem alcançados.

Em 2002, o GIF selecionou, dentre mais de 100 diferentes conceitos, 6 modelos de sistemas nucleares. São eles: reator rápido refrigerado a gás (*gas-cooled fast reactor* - GFR); reator rápido refrigerado a chumbo (*lead-cooled fast reactor* - LFR); reator de sal fundido (*molten salt reactor* – MSR); reator rápido refrigerado a sódio (*sodium-cooled fast reactor* – SFR); reator refrigerado a água supercrítica (*supercritical-water-cooled reactor* – SCWR); e o reator de temperatura muito alta (*very-high temperature reactor* – VHTR).

A tecnologia básica do VHTR foi estabelecida pelos reatores de alta temperatura refrigerados por gás (*high-temperature gas-cooled reactor* – HTGR), que já possuíam décadas de utilização. É um reator nuclear moderado a grafite, refrigerado por hélio e cuja fissão do seu combustível nuclear ocorre primordialmente pela absorção de nêutrons térmicos. A temperatura do refrigerante ao sair do núcleo do reator estará na faixa de 700°C a 950°C, podendo chegar a mais de 1000°C no futuro. O núcleo de um VHTR pode ser de dois tipos: bloco prismático (como o japonês HTTR) ou leito de bolas (tal como o HTR-10 chinês).

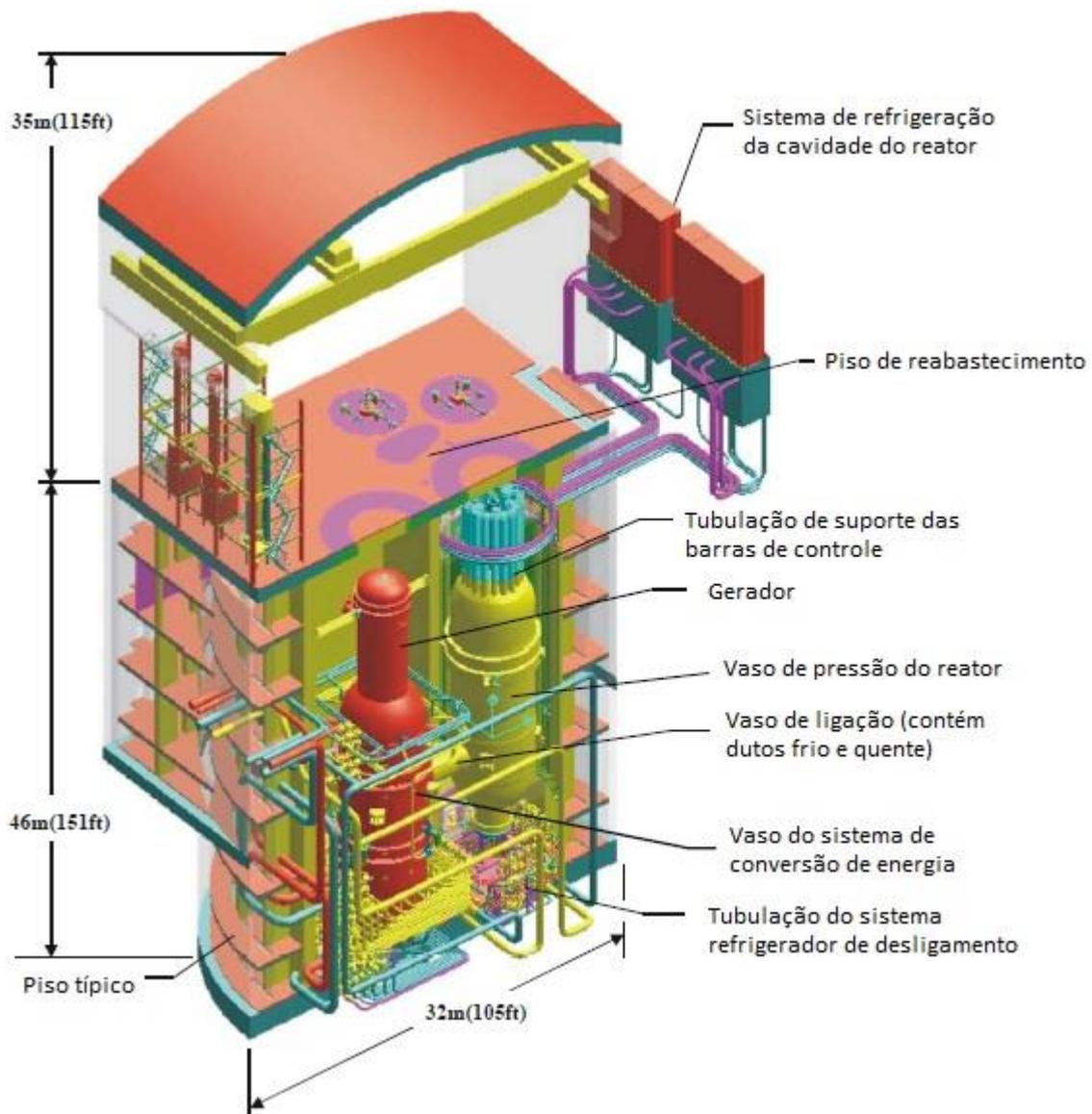
Com o VHTR pode-se gerar eletricidade com uma alta eficiência: cerca de 50%, com a temperatura de saída do refrigerante em torno de 950°C. Cogeração de calor e eletricidade fazem o VHTR uma fonte atrativa para grandes complexos industriais. Pode-se fornecer calor de processo (*process heat*) para aplicações industriais, tais como refinarias, metalurgia ou para a produção de hidrogênio.

Demonstrou-se, ao longo dos anos, o alto grau de segurança do modelo HTGR/VHTR por meio de reatores tais como *Arbeitsgemeinschaft Versuchs-Reaktor* (AVR), *Thorium Hoch Temperatur Reaktor* (THTR), *Peach Botton* e *Fort Saint Vrain*, e esse fato serve de motivação para associar esse modelo aos processos industriais. Demonstrações adicionais do comportamento seguro desses reatores, tanto o do modelo de blocos prismáticos quanto o de leito de bolas, podem ser proporcionadas pelo HTTR e o HTR-10. Esses reatores possuem um coeficiente de reatividade de temperatura fortemente negativo, alta capacidade térmica do núcleo de grafite, uma alta margem de aumento de temperatura e a robustez das partículas de combustível TRISO.

Embora a abordagem inicial do programa “4ª Geração”, para o VHTR, ressaltasse a necessidade de se obter, na saída do reator, temperaturas muito altas do fluido refrigerante (em torno de 900°C ~ 1000°C) - com o intuito de viabilizar, também, a produção de hidrogênio -,

avaliações de mercado atuais indicaram que produção de energia e processos industriais que utilizam vapor de alta temperatura, obtido a partir do hélio a uma temperatura variando entre 700°C e 850°C, possuem um grande potencial de aplicação já na próxima década. Ao optar-se por trabalhar com essa faixa de temperatura, possibilita-se a redução dos riscos associados a temperaturas ainda mais altas na saída do núcleo do reator. Por isso, na última década, o foco dos estudos passou dos modelos que possuem temperaturas de saída mais altas, tal como o GT-MHR (Figura 1), para aqueles de temperatura mais baixa, como o HTR-PM chinês (GENERATION IV INTERNATIONAL FORUM, 2014).

Figura 1 - Corte esquemático da edificação do GT-MHR.



Fonte: adaptado de MacDonald et al (2003).

Na Figura 1, mostra-se o corte esquemático da edificação do GT-MHR, na qual há o arranjo do reator e do sistema de conversão de energia.

No presente estudo iremos adotar o GT-MHR como paradigma de nossas investigações, visto a importância desse modelo nas pesquisas da indústria nuclear e por ele servir de base para o desenvolvimento de outros reatores nucleares, como o PMR600 (TAK et al, 2008).

2.3 Aspectos constitutivos do núcleo do VHTR

Um dos pontos mais desafiadores no desenvolvimento do VHTR é manter a temperatura do combustível em um nível seguro. Com a temperatura de saída do refrigerante em 1000°C, a máxima diferença de temperatura entre o combustível e o hélio deve ser menor do que 250°C, para que o limite de temperatura do combustível usualmente aceito para o reator em operação normal, aproximadamente 1250°C (1523 K), não seja atingido. Considerando que o hélio possui a característica de baixa transferência de calor, e que a distribuição de potência no núcleo do reator não é uniforme, o limite de temperatura do combustível é um aspecto crítico na modelagem do VHTR (TAK et al, 2008).

Quando da ocorrência de acidentes, a temperatura nos canais combustíveis pode ser significativamente superior à temperatura máxima aceita para a operação normal do reator. Um parâmetro de segurança básico desse reator é o limite superior de temperatura do combustível, geralmente aceito como 1600°C (1873 K), visto que, a partir dessa temperatura, os revestimentos das partículas TRISO começam a sofrer danos que implicam na liberação significativa de produtos de fissão. O cenário típico considerado quando da avaliação da temperatura máxima alcançável no combustível por razões de segurança é o acidente conhecido como perda de resfriamento forçado (*depressurized loss of forced cooling - DLOFC*). Nessa circunstância, o reator perde o resfriamento forçado através de despressurização (CLIFFORD, 2013).

O desenvolvimento e a futura instalação dos VHTR necessitam de ferramentas computacionais eficientes para a análise de aspectos de modelagem, operação e segurança.

Ambos os modelos HTGR e VHTR são moderados a grafite e refrigerados por gás hélio, mas operam sob diferentes pressões e temperaturas do refrigerante. O HTGR opera com temperaturas mais baixas do que o VHTR (algumas centenas de graus Celsius abaixo).

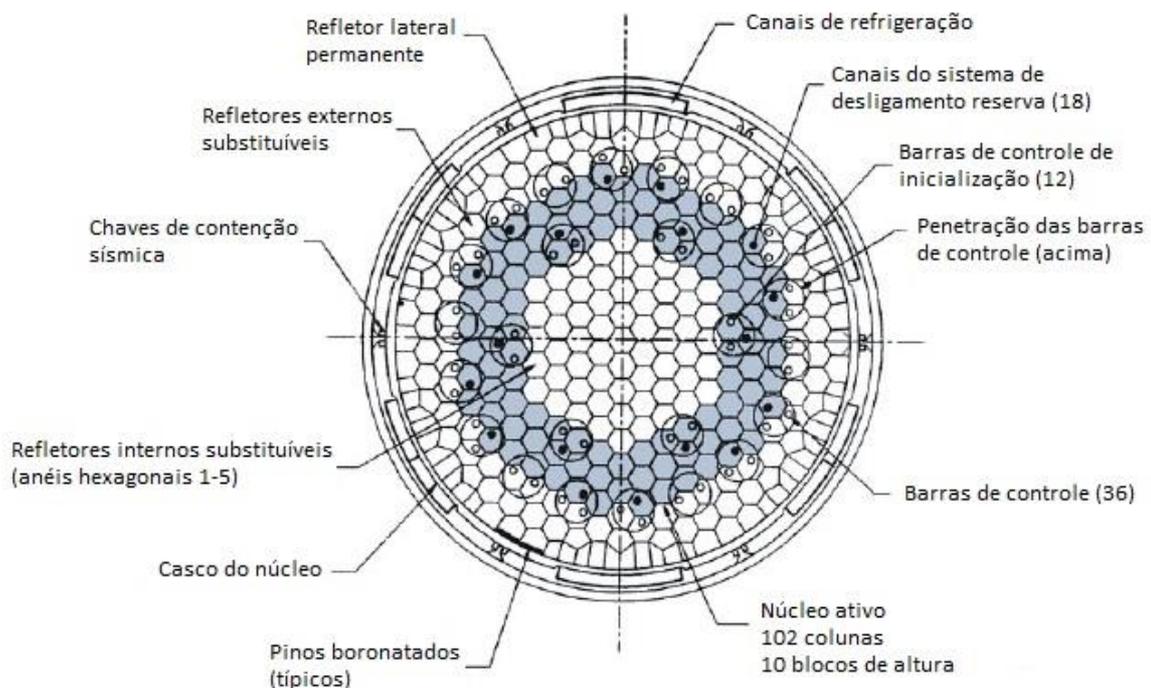
Um modelo de HTGR de bloco prismático amplamente conhecido é o reator modular de hélio com turbina a gás desenvolvido por um grupo de empresas, entre elas a General Atomics – GT-MHR (*Gas Turbine – Modular Helium Reactor*). Esse modelo gera uma potência

térmica de 600 MW_{th}, opera a uma pressão de 7,07 MPa e com as temperaturas do fluido refrigerante na entrada do núcleo e na saída do mesmo sendo de aproximadamente 490°C e 850°C, respectivamente.

Algumas modificações podem ser executadas no modelo básico do GT-MHR de modo a conformar suas características a um VHTR, garantindo sua segurança inerente e aumentando a temperatura do refrigerante na saída do núcleo para aproximadamente 1000°C. Entre essas modificações está a redução do fluxo *by-pass* (que no modelo HTGR corresponde a cerca de 20% do volume de refrigerante que passa pelo núcleo) e o melhor controle do fluxo de refrigerante em cada coluna de blocos prismáticos do núcleo do reator (SOUTHWORTH et al, 2004).

O núcleo prismático do GT-MHR (Figura 2) é composto de 10 anéis concêntricos de blocos prismáticos hexagonais de combustível e de refletores (grafite) – todos removíveis. O núcleo ativo é composto de 10 camadas de blocos/elementos combustíveis, havendo 102 desses blocos em cada camada, perfazendo uma altura aproximada de 7,93 m, e diâmetros interno e externo de 2,96 m e 4,83 m, respectivamente.

Figura 2 - Seção transversal do GT-MHR.



Fonte: adaptado de MacDonald et al (2003).

Esses 102 blocos de combustível são instalados nos anéis 6, 7 e 8 do núcleo do reator, havendo blocos refletores, fabricados em grafite, em 5 anéis internos e em 2 externos. Há, ainda, um anel permanente de blocos refletores, também de grafite, ao redor do décimo anel concêntrico.

Os blocos de combustível e refletores radiais possuem 0,793 m de altura e 0,36 m de largura, medida entre as faces opostas do prisma hexagonal.

Há, ainda, blocos refletores instalados acima e abaixo do núcleo ativo, com alturas de 1,189 m e 1,585 m, respectivamente, perfazendo uma altura total do núcleo de 10,704 m.

Os blocos são empilhados e verticalmente conectados e alinhados uns aos outros por meio de pinos-guia - 4 por bloco (MACDONALD et al, 2003; GENERAL ATOMICS, 1996).

Durante transientes, os refletores de grafite atuam como dissipadores e acumuladores de energia térmica, que mantêm a temperatura nos elementos combustíveis abaixo de determinados limites, evitando, assim, danos ao combustível. O formato anular do núcleo assegura sua segurança inerente em regimes transientes (MACDONALD et al, 2003).

Os blocos combustíveis padrão possuem 210 canais de combustível, com diâmetro de 1,27 cm cada, nos quais é alocado o material combustível.

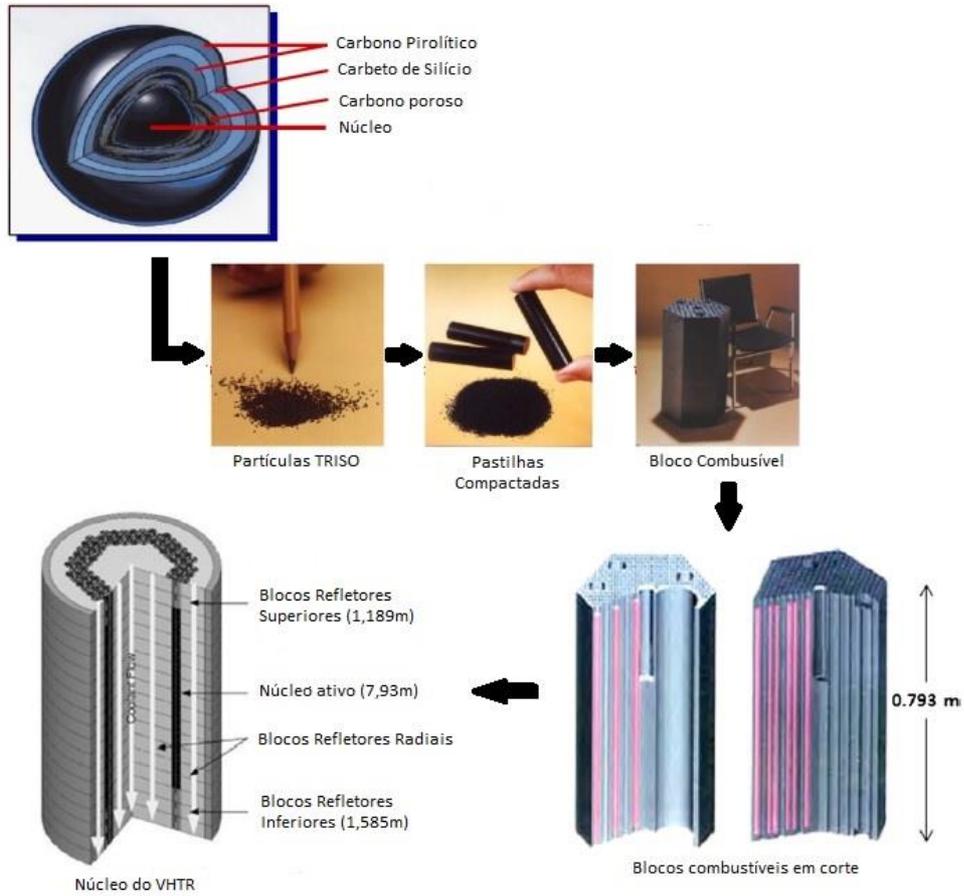
O material combustível é constituído de partículas TRISO (*TR*istructural *IS*Otropic) dispersas em uma matriz de grafite, formando pastilhas de combustível em formato cilíndrico com altura de 4,93 cm e diâmetro aproximado de 1,245 cm (Figura 3).

Em 186 dos canais de combustível do bloco combustível padrão são instaladas 15 pastilhas de combustível, empilhadas. Nos outros 24 canais de combustível, localizados na região onde há os quatro pinos-guias que alinham os blocos, são instalados 14 dessas pastilhas. Esses canais de combustível não perpassam todo o comprimento do bloco combustível, pois esses orifícios são selados, acima e abaixo, por plugues de grafite.

A partícula TRISO (Figuras 3 e 4) é um composto esférico multicamadas, que possui diâmetro aproximado de 1 mm. Consiste em um núcleo encapsulado de UO_2 ou $UC_{0,5}O_{1,5}$, recoberto por camadas de carbono poroso, carbono pirolítico (PyC) e carbetto de silício (SiC).

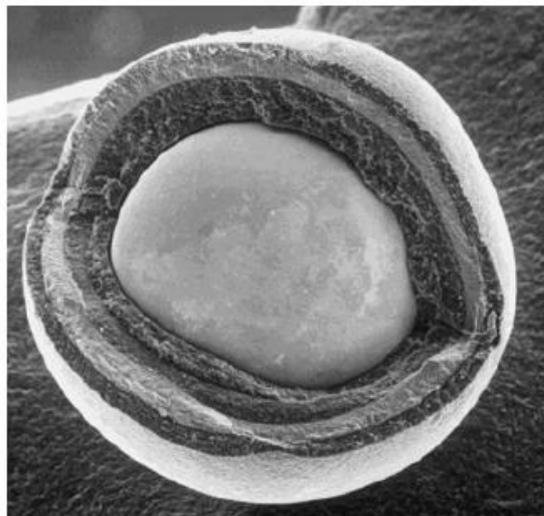
A Figura 3 mostra um corte esquemático da partícula TRISO e fotos dessa partícula, das pastilhas de combustível e de um bloco de combustível utilizados no HTGR - Fort Saint Vrain, que é o mesmo bloco combustível do GT-MHR. Há também ilustração que expõe o interior do bloco combustível e sua instalação no núcleo do reator. Na Figura 4 há a fotografia de uma partícula TRISO com parte de suas camadas removida, deixando visível o núcleo.

Figura 3 - Partículas TRISO, pastilhas e blocos combustíveis e núcleo do reator.



Fonte: adaptado de MacDonald et al (2003) e Travis e El-Genk (2013b).

Figura 4 - Fotografia de uma partícula TRISO.

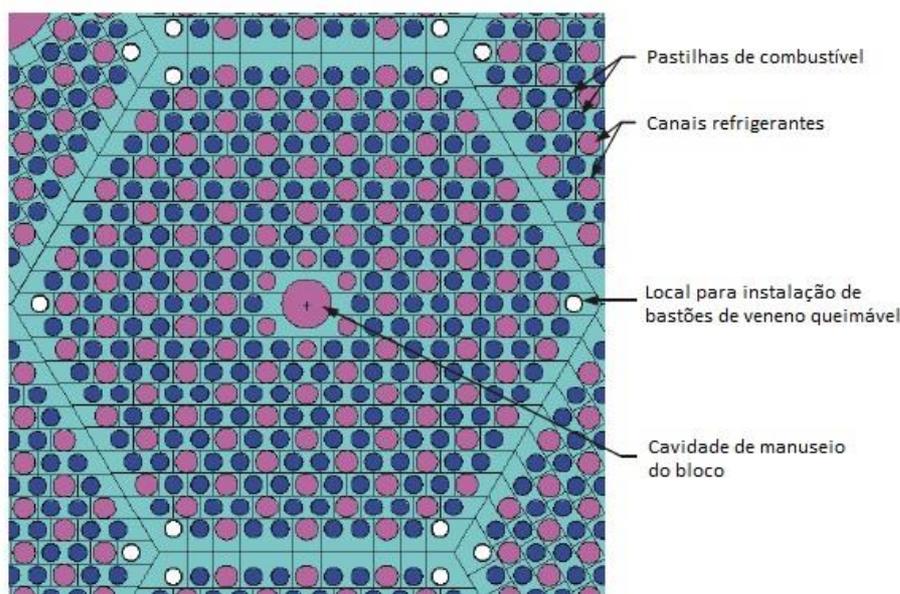


Fonte: MacDonald et al (2003).

Os blocos combustíveis padrão (Figuras 5 e 7.a) possuem 108 canais refrigerantes que perpassam todo o seu comprimento (0,793 m), sendo 102 com 1,5875 cm de diâmetro e 6 com 1,27 cm de diâmetro (esses últimos, alocados próximo ao centro do elemento, ao redor do orifício utilizado para manuseio do bloco). Os conjuntos de canais refrigerantes e de combustível se repetem em um arranjo triangular.

Próximo a cada uma das arestas laterais do bloco prismático hexagonal de combustível, há um canal (axial) para a instalação de bastões de veneno queimável. Esses bastões consistem de grânulos de B_4C dispersos em pastilhas, compactados com grafite. A quantidade de veneno queimável é determinada pelos requisitos de controle de reatividade, o que pode variar a cada reabastecimento do núcleo. O GT-MHR contém, em média, 5 bastões por bloco de combustível em cada ciclo (cada bastão possui 14 pastilhas).

Figura 5 - Ilustração do corte transversal do bloco de combustível padrão.

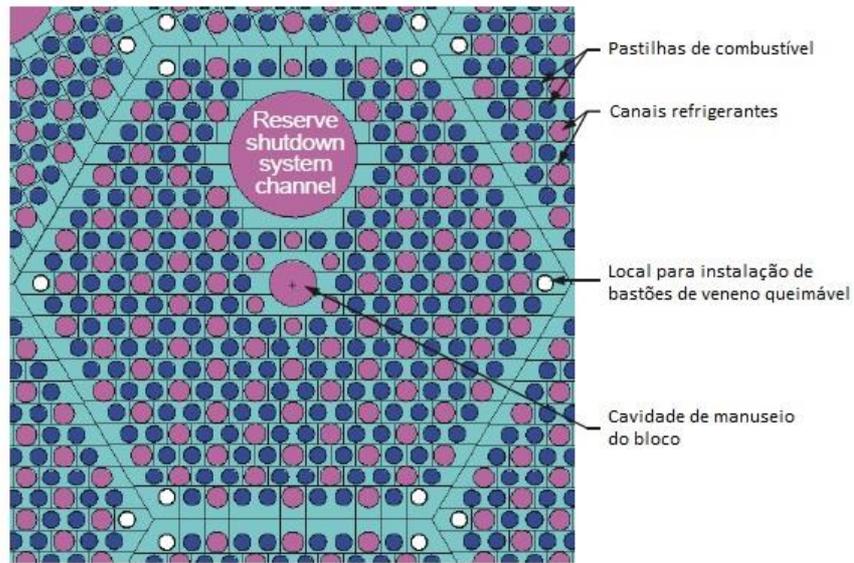


Fonte: adaptado de MacDonald et al (2003).

O principal objetivo desses bastões é controlar o excesso de reatividade durante o esgotamento do ciclo do combustível (*fuel cycle depletion*). Um segundo objetivo é a redução de picos energéticos. A localização dos bastões varia axialmente, no núcleo ativo do reator, para reduzir os picos energéticos onde for apropriado, de modo a controlar os picos de temperatura no combustível – assegurando estabilidade energética na direção axial - e, conseqüentemente, limitando tensões indesejadas no bloco de combustível (GENERAL ATOMICS, 1996).

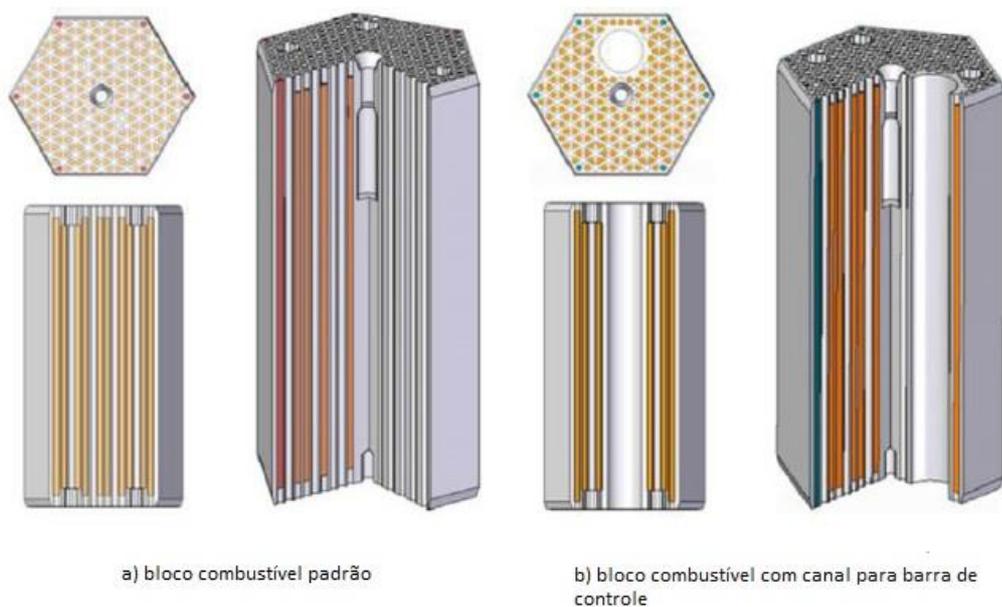
Há, ainda, além do bloco padrão, duas outras configurações de blocos combustíveis: um modelo contendo canal para a inserção de barras de controle de inicialização (*startup control rods*) e outro modelo que contém canal para sistema reserva de desligamento do reator (*reserve shutdown system channel - RSS*) - Figuras 6 e 7.b.

Figura 6 - Bloco combustível com canal para sistema reserva de desligamento do reator.



Fonte: adaptado de MacDonald et al (2003).

Figura 7 - Modelos de blocos combustíveis.



Fonte: adaptado de Yoon et al (2012).

Os blocos combustíveis contendo canal para o RSS são similares aos blocos de combustível padrão, com a exceção do orifício de 9,53 cm de diâmetro destinado ao recebimento da unidade de controle de desligamento de emergência (*emergency shutdown control drive*), o que reduz a quantidade de canais de combustível e de refrigerante no bloco.

Os blocos de combustível com canal para a inserção de barras de controle de inicialização (*startup control rods*) são semelhantes a esses últimos, com a diferença de que há um canal com diâmetro maior, em torno de 10,16 cm, para a inserção de barras de controle durante a inicialização ou o desligamento do reator.

Esses canais singulares ocupam o lugar de 24 canais de combustível e 11 canais de refrigerante de um bloco combustível padrão.

Há 36 colunas de blocos refletores - anel 9 do núcleo (Figura 2) -, localizados externamente ao núcleo ativo (blocos de combustível), nos quais são inseridas as barras de controle para regular a reatividade durante a operação normal do reator. Essas barras também são utilizadas para o desligamento imediato do reator (*reactor trip*).

Há, também, 12 colunas de blocos combustíveis (anel 6) nos quais operam as barras de controle para inicialização e desligamento do reator.

Essas barras de controle são compostas de grânulos de B_4C , enriquecido (90%) em B^{10} , envoltos em carbono pirolítico e dispersos em uma matriz de grafite.

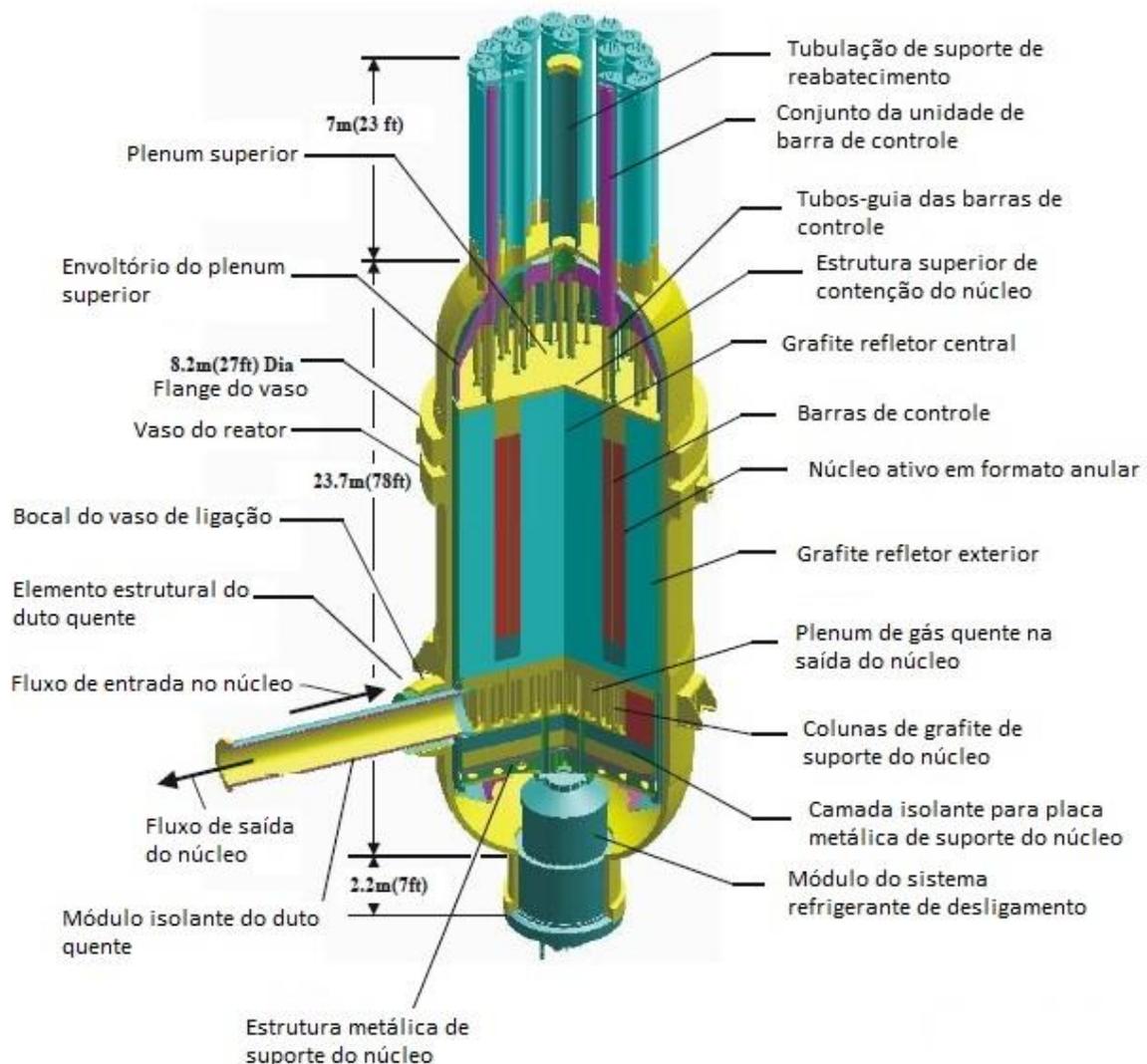
O refrigerante hélio entra no vaso de pressão do reator por meio de uma entrada anular, flui para cima entre o vaso de pressão e o casco do núcleo, entra no plenum superior e daí flui no sentido descendente através do núcleo ativo do reator. A temperatura do refrigerante aumenta à medida que flui para baixo através dos canais de refrigeração (e dos canais *by-pass* e dos canais das barras de controle) das colunas de grafite, chega ao plenum inferior e sai do vaso por meio do tubo de saída. Na Figura 8 há o corte esquemático do reator GT-MHR, mostrando as estruturas internas, núcleo, tubos-guias das barras de controle e sistema de refrigeração de desligamento.

2.4 Análise fluidodinâmica do núcleo do reator

Idealmente, seria desejável realizar a análise fluidodinâmica do núcleo completo do VHTR para investigar o desempenho desse reator e para aperfeiçoar os modelos propostos. Contudo, devido à complexidade e ao tamanho do núcleo desses reatores, tal análise requer amplo esforço computacional e levaria semanas ou meses para sua conclusão. Esse fato se deve principalmente à análise tridimensional, com ferramentas de dinâmica dos fluidos

computacional (CFD), do gás refrigerante, hélio, em cada um dos canais refrigerantes de cada uma das 102 colunas de blocos combustíveis (devendo-se considerar os blocos refletores axiais instalados sobre o núcleo ativo e abaixo dele) e também em cada um dos espaços intersticiais entre os blocos combustíveis e entre esses blocos e os elementos refletores adjacentes (TRAVIS; EL-GENK, 2013b).

Figura 8 - Corte esquemático do reator GT-MHR.



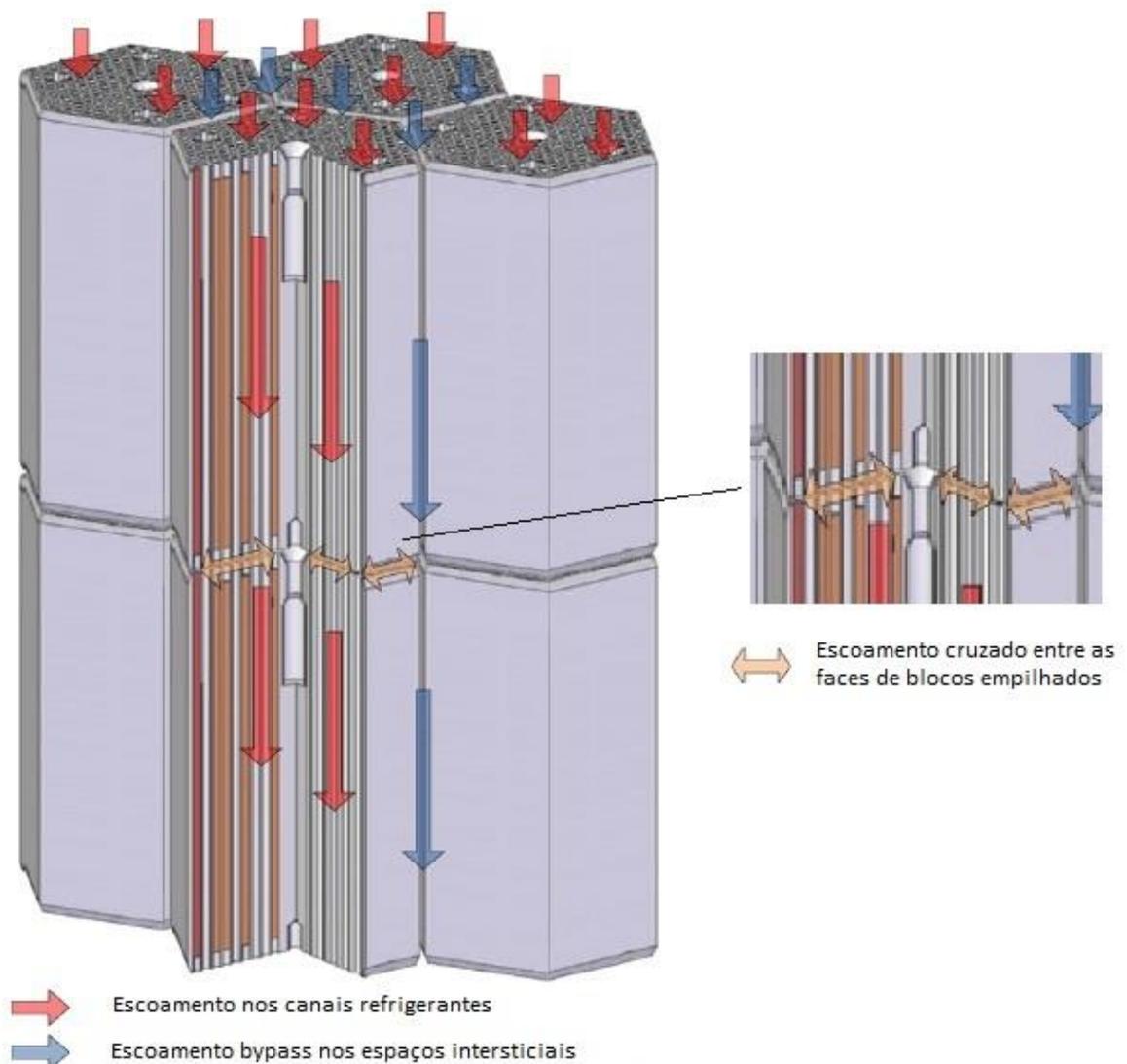
Fonte: adaptado de MacDonald et al (2003).

A esse escoamento do gás hélio nos espaços intersticiais entre os blocos combustíveis, e entre esses blocos e os elementos refletores adjacentes, chamaremos de escoamento ou fluxo *by-pass* (Figura 9). Esse escoamento torna ainda mais complicada a distribuição do fluxo do hélio no núcleo do reator e a análise fluidodinâmica do mesmo. Esses espaços intersticiais estão

inicialmente presentes devido à tolerância na fabricação dos blocos combustíveis e refletores, e também à inexatidão da instalação desses blocos. A largura desses espaços se altera com o tempo de operação do reator, devido à expansão térmica e ao encolhimento do grafite em razão da radiação de nêutrons incidente (SATO et al, 2010; TRAVIS; EL-GENK, 2013b).

Além disso, a fluência de nêutrons e a distribuição de temperatura não são uniformes no núcleo do reator, de modo a causar deformações não uniformes nos blocos de grafite, criando complexos percursos para o fluxo *by-pass*.

Figura 9 - Trajetória dos escoamentos no núcleo prismático do VHTR.



Fonte: adaptado de Yoon et al (2012).

Em estudo que tratou dos efeitos induzidos no grafite referência H-451 por irradiação de nêutrons (BURCHELL, 2002; BURCHELL; SNEAD, 2007), verificou-se que esse grafite

(que será utilizado no presente trabalho), quando submetido a uma fluência de nêutrons de aproximadamente 10^{22} n/cm² ($E > 50$ keV), a uma temperatura de 900°C, teve seu volume reduzido em 4,3%. Considerando-se, então, que a tolerância na medida dos blocos, quando da fabricação dos mesmos, aliada à ausência de uniformidade quando da sua instalação no núcleo do reator, implique em um espaço intersticial, inicial, entre os blocos combustíveis, de 1 mm, com a redução uniforme do volume desses blocos em 4,3%, devido à irradiação por nêutrons, esse espaço intersticial aumentaria para aproximadamente 6,4 mm.

É necessário frisar que esses valores são aproximados, podendo ser maiores ou menores, visto haver outros fatores que influenciam nas dimensões do espaço intersticial, como, por exemplo, a própria inclinação do bloco combustível devido à alteração de seu volume (WANG et al, 2014).

O escoamento *by-pass* no reator levanta preocupações em relação à distribuição do fluxo do hélio no núcleo e ao potencial de se desenvolver pontos de elevada temperatura (*hotspots*) nos blocos combustíveis. O fluxo de hélio pelo canal *by-pass* diminui o escoamento desse fluido nos canais refrigerantes, acarretando um aumento nos gradientes de temperatura no interior dos blocos combustíveis.

Há, também, parte do hélio que flui pelo canal das barras de controle em alguns dos blocos combustíveis. O fluxo nesses canais varia de acordo com o modelo do reator, mas é tipicamente limitado a aproximadamente 3% do fluxo total do refrigerante no reator (TRAVIS; EL-GENK, 2013b).

Outro tipo de escoamento que ocorre no núcleo de um VHTR é o denominado fluxo cruzado – *crossflow* (Figura 9). Esse fluxo ocorre entre as faces de dois blocos combustíveis empilhados, com o refrigerante escoando de um canal *by-pass* para o canal refrigerante ou no sentido inverso (ou mesmo entre canais refrigerantes). Esse fenômeno tem efeito significativo na distribuição do refrigerante no núcleo do reator (WANG et al, 2014), tornando ainda mais complexa a análise do escoamento do gás hélio no VHTR.

2.5 Análise numérica do setor de 1/12 da seção transversal do bloco combustível

Modelos simplificados, tais como o modelo da célula unitária, foram amplamente utilizados no passado para a análise e para o desenvolvimento de reatores prismáticos. Embora com esses modelos simplificados seja possível obter uma avaliação básica da transferência de calor no núcleo do reator com esforço computacional significativamente reduzido, encontram-se dificuldades quando há a tentativa de determinar o fluxo de calor no interior dos elementos

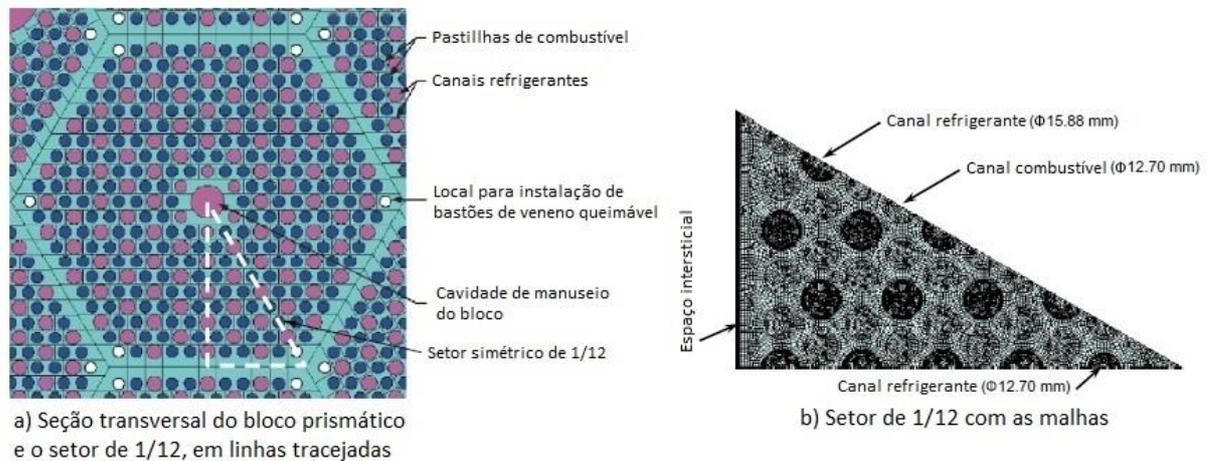
combustíveis e o escoamento no espaço entre os blocos combustíveis. Por conta disso, diversos estudos experimentais e análises CFD vêm sendo realizadas para investigar o fenômeno do escoamento *by-pass* e do escoamento cruzado (WANG et al, 2016).

Sato et al (2010) realizaram uma análise tridimensional utilizando ferramental de CFD em um típico VHTR, de modo a melhorar a compreensão do fenômeno do fluxo *by-pass*.

Foram desenvolvidos estudos paramétricos, alterando-se fatores tais como largura do espaço intersticial, modelo de turbulência, perfil de geração de calor e a alteração da geometria dos blocos resultante da irradiação por nêutrons em uma seção correspondente a 1/12 de uma coluna de blocos combustíveis padrão (Figuras 10 e 11). Essas simulações demonstraram o impacto da alteração de cada um desses fatores no escoamento *by-pass* e no escoamento nos canais refrigerantes, bem como a resultante distribuição do fluxo de energia térmica e da temperatura no núcleo prismático.

Na Figura 10, à esquerda, mostra-se a seção transversal do bloco combustível prismático, com a indicação, em linhas tracejadas, do setor de 1/12 desse bloco; à direita, esse setor com as malhas utilizadas na simulação de Sato et al (2010).

Figura 10 - Seção transversal do bloco prismático e setor de 1/12 do bloco, com malha.



Fonte: adaptado de Sato et al (2010).

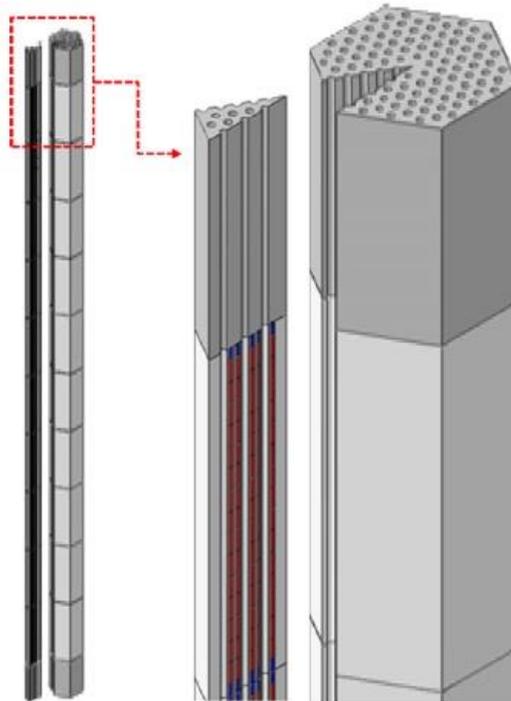
A abordagem utilizada, de avaliar apenas o setor de 1/12 da coluna de blocos combustíveis padrão, com 10,704 m de altura (incluindo núcleo ativo e refletores superior e inferior), deve-se ao fato de que essa configuração possui simetria em todos os seus lados (incluindo o espaço *by-pass*), de modo a simplificar enormemente a análise numérica.

Esse setor envolve 8,5 canais refrigerantes de 15,88 mm de diâmetro; 0,5 canal refrigerante de 12,7 mm de diâmetro; 17,5 canais de combustível; e 0,5 canal para veneno queimável.

Sato et al (2010) também realizaram um exame de validação da fricção nos canais refrigerantes com o intuito de avaliar a adequação do modelo de turbulência utilizado. Isso é extremamente importante, tendo em vista que os fluxos nos canais refrigerantes são fortemente dependentes da fricção na parede.

Testaram-se modelos de turbulência de duas equações. Dentre estes, foram selecionados os modelos $k - \varepsilon$ padrão e $k - \omega$ padrão (onde k é a energia cinética turbulenta, ε é a taxa de dissipação de energia cinética turbulenta por unidade de massa e ω é a razão entre ε e k).

Figura 11 - Setor de 1/12 do bloco combustível.



Fonte: Kang et al (2012).

O estudo de validação foi conduzido com foco no fator de fricção nos canais refrigerantes, já que esse é um elemento importante que afeta a distribuição do escoamento nos blocos combustíveis. Outrossim, a fricção calculada na parede dos canais refrigerantes cilíndricos com escoamento turbulento pode ser comparada a conhecidas correlações empíricas.

Os valores das tensões de cisalhamento na parede do canal refrigerante de 15,88 mm diâmetro, obtidos com a simulação CFD no mesmo setor de 1/12 do bloco combustível, são comparados com as tensões calculadas a partir de correlações empíricas tais como a de

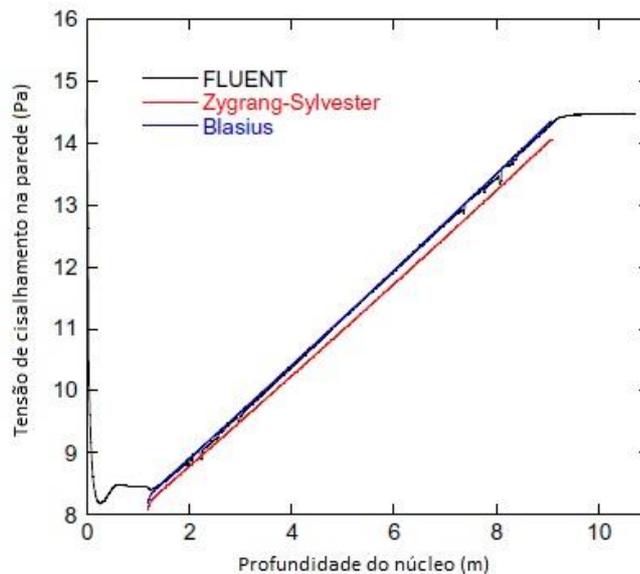
Colebrook-White com a aproximação de Zigrang-Sylvester – equação (1) - e a correlação de Blasius – equação (2) (SATO et al, 2010).

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -2 \log_{10} \left\{ \frac{\varepsilon}{3,7D} + \frac{2,51}{Re} \left[1,14 - 2 \log_{10} \left(\frac{\varepsilon}{D} + \frac{21,25}{Re^{0,9}} \right) \right] \right\} \quad \text{Zigrang-Sylvester} \quad (1)$$

$$f = \frac{0,3164}{Re^{0,25}} \quad \text{Blasius} \quad (2)$$

Na Figura 12 há o gráfico das tensões de cisalhamento na parede do canal versus a profundidade do núcleo, no qual estão os dados obtidos na simulação CFD - empregando-se o software FLUENT – utilizando-se o modelo de turbulência $k - \varepsilon$, e os dados obtidos a partir das correlações empíricas acima mencionadas. Constata-se que os resultados alcançados com o modelo $k - \varepsilon$ guardam bastante semelhança com os valores das correlações, sendo a máxima diferença entre os resultados CFD do modelo $k - \varepsilon$ e das expressões de Zigrang-Sylvester e Blasius de 2,2% e 0,74%, respectivamente.

Figura 12 - Tensão de cisalhamento - modelo de turbulência $k - \varepsilon$.



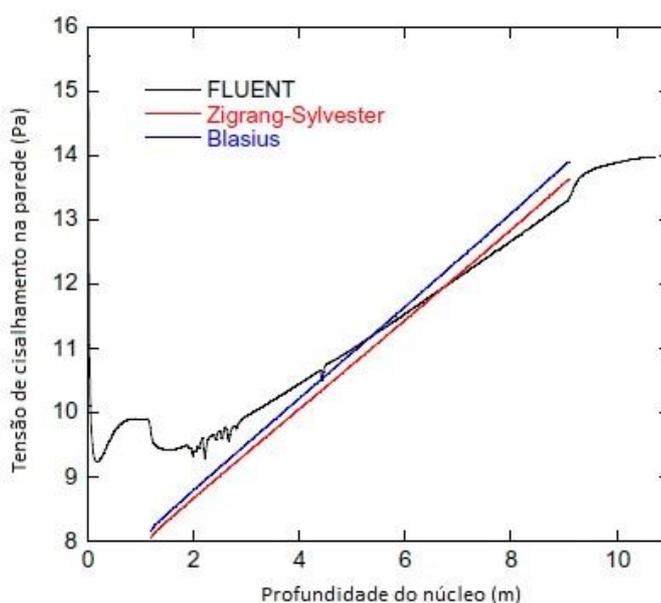
Fonte: adaptado de Sato et al (2010).

A Figura 13 mostra os resultados da tensão de cisalhamento nas paredes do canal obtidos na simulação CFD, utilizando-se o modelo de turbulência $k - \omega$, comparando-os às correlações empíricas. Esses resultados exibem uma diferença maior entre os valores obtidos

do que a observada com o modelo $k - \varepsilon$. As diferenças máximas entre os resultados dessa simulação, em que se adotou o modelo $k - \omega$, e as expressões de Zigrang-Sylvester e de Blasius foram 4,3% e 2,3%. Por essa razão, Sato et al (2010) adotaram o modelo $k - \varepsilon$ como referência para o estudo realizado.

Os resultados obtidos por Sato et al (2010) na simulação empreendida demonstraram o aumento do gradiente de temperatura no interior do bloco combustível com o aumento do espaço intersticial. Foram realizadas simulações para espaços intersticiais de 3 mm e 5 mm.

Figura 13 - Tensão de cisalhamento – modelo de turbulência $k - \omega$.



Fonte: adaptado de Sato et al (2010).

Tung et al (2012) e Tung et al (2014) também utilizaram, como modelo de geometria na simulação CFD que realizaram, o setor de 1/12 de uma coluna de blocos combustíveis prismáticos; entretanto, embora os blocos prismáticos de combustível sejam os mesmos do GT-MHR, o reator utilizado como referência possuía potência nominal de 350 MW_{th}.

Tung et al (2012) realizaram exames de validação de suas simulações por meio da avaliação das tensões de cisalhamento na parede em uma geometria contendo um único canal refrigerante. Comparações dos valores dessas tensões foram feitas entre os resultados obtidos com a simulação CFD, com diversos modelos de turbulência, e aqueles de correlações empíricas. Nesse caso foram utilizados mais modelos de turbulência e mais correlações de fator de fricção do que no estudo de Sato et al (2010).

Os seguintes modelos de turbulência foram utilizados: $k - \varepsilon$ padrão; $k - \varepsilon$ realizável, para baixos números de Reynolds; $k - \varepsilon$ realizável; Abe-Kondoh-Nagano (AKN); $k - \omega$ padrão; *Shear Stress Transport* (SST); modelo das tensões de Reynolds (*Reynolds Stress Model*); e Spalart-Allmaras.

Além da correlação de Blasius - equação (2) -, as seguintes correlações para o fator de fricção na parede foram utilizadas para a obtenção da tensão de cisalhamento na parede e para a conseguinte comparação com os valores obtidos nas simulações:

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = 2 \log_{10}(Re\sqrt{f} - 0,8) \quad \text{Prandtl} \quad (3)$$

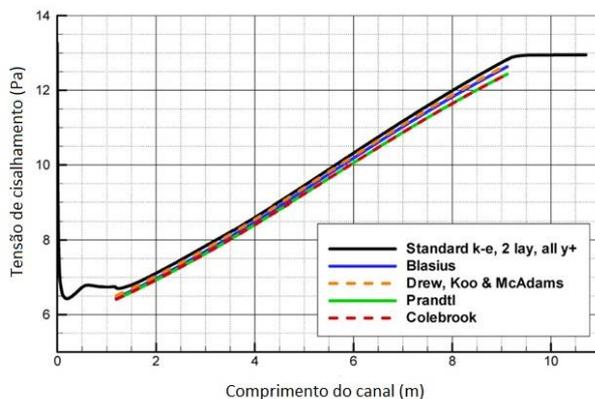
$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -2 \log_{10} \left(\frac{e/D}{3,7D} + \frac{2,51}{Re\sqrt{f}} \right) \quad \text{Colebrook} \quad (4)$$

$$f = 0,0014 + 0,125Re^{-0,32} \quad \text{Drew} \quad (5)$$

Os gráficos elaborados a partir dos dados obtidos estão indicados nas Figuras 14, 15 e 16. Na Figura 14, há os dados da simulação do escoamento utilizando o modelo de turbulência $k - \varepsilon$ padrão. Já na Figura 15 constam os dados relacionados à simulação com o modelo $k - \varepsilon$ realizável, e, na Figura 16, o que se obteve com o modelo de turbulência SST.

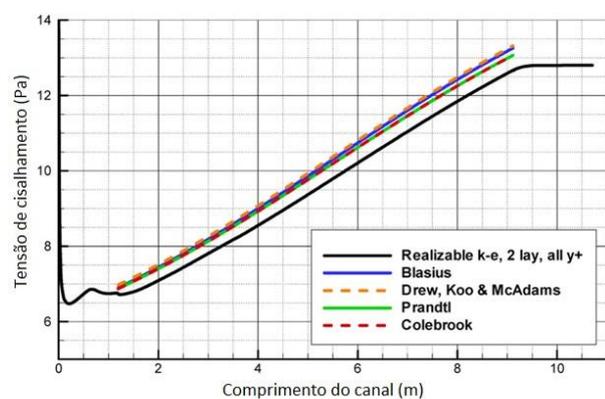
Nas Figuras de 14 a 16, a origem do sistema de coordenadas está na face superior do refletor superior, ou seja, 1,189 metros acima do núcleo ativo.

Figura 14 – Tensão de cisalhamento obtida com o modelo de turbulência $k - \varepsilon$ padrão.



Fonte: adaptado de Tung et al (2012).

Figura 15 - Tensão de cisalhamento obtida com o modelo de turbulência $k - \varepsilon$ realizável.



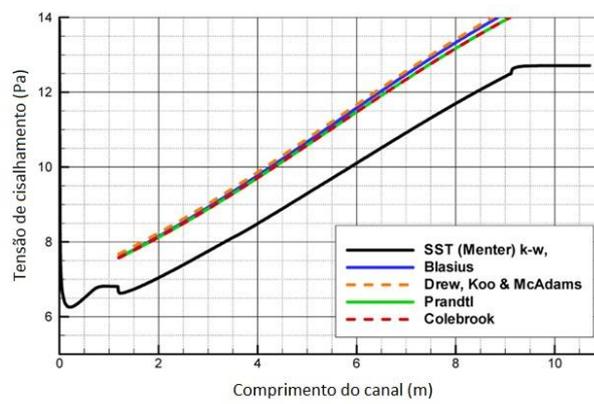
Fonte: adaptado de Tung et al (2012).

Verifica-se que os resultados obtidos para a tensão de cisalhamento na parede com o modelo de turbulência $k - \varepsilon$ padrão foram bem próximos aos valores calculados a partir das

correlações empíricas apontadas na literatura e constantes do trabalho de Tung et al (2012). De acordo com os autores, as variações máximas entre os valores CFD e os valores das correlações variou de 3,2% a 4,8% para o modelo de turbulência $k - \varepsilon$.

Quando comparados com os valores obtidos para o modelo $k - \varepsilon$ realizável, a diferença entre o resultado CFD e os valores preditos pelas correlações variou de 4,3% a 5,7% (Figura 15), enquanto que, para o modelo de turbulência SST, a variação máxima ficou entre 13,4% e 14,6% (Figura 16).

Figura 16 - Tensão de cisalhamento obtida com o modelo de turbulência SST.



Fonte: adaptado de Tung et al (2012).

Adicionalmente à comparação feita com as tensões de cisalhamento na parede, Tung et al (2012) propuseram a comparação entre o número de Nusselt obtido de simulações CFD e apenas uma correlação para o número de Nusselt, no caso, a de McEligot et al (1965). Nesse contexto, utilizaram-se os modelos de turbulência $k - \varepsilon$ padrão; $k - \varepsilon$ realizável; modelo das tensões de Reynolds (*Reynolds Stress Model*); e Spalart-Allmaras.

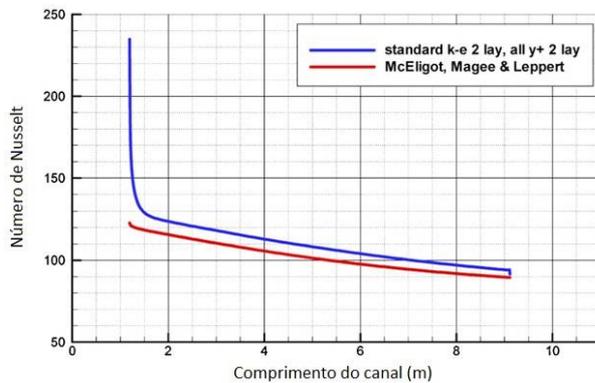
As Figuras 17 e 18 mostram os resultados obtidos para o caso das simulações com os modelos de turbulência $k - \varepsilon$ padrão e $k - \varepsilon$ realizável.

De acordo com Tung et al (2012), os valores obtidos na simulação com o modelo $k - \varepsilon$ padrão desviam daqueles preditos pela correlação de McEligot et al (1965) de 5% a 9%, a partir de 1,5 m da entrada do canal no refletor superior – Figura 17.

Já a diferença entre os valores do número de Nusselt obtidos pela simulação CFD, quando se empregou o modelo de turbulência $k - \varepsilon$ realizável, e os fornecidos pela correlação de McEligot et al (1965) ficou entre 0,01% e 2,8%, conforme Figura 18.

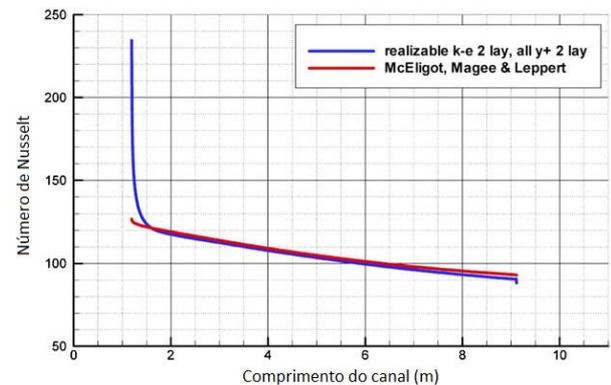
Os resultados dos testes de validação acima explicitados também foram utilizados por Tung et al (2014).

Figura 17 – Número de Nusselt - modelo de turbulência $k - \varepsilon$ padrão.



Fonte: adaptado de Tung et al (2012).

Figura 18 - Número de Nusselt - modelo de turbulência $k - \varepsilon$ realizável.



Fonte: adaptado de Tung et al (2012).

2.5.1 Metodologia simplificada - introdução

Resultados obtidos recentemente demonstraram a praticidade de substituir uma análise tridimensional em CFD do escoamento do gás hélio pelos canais de refrigeração do núcleo de um VHTR por uma metodologia simplificada que acopla termicamente esse fluxo, analisado sob o prisma unidimensional, a uma análise tridimensional da condução do calor no grafite e nas pastilhas de combustível dos blocos combustíveis. Essa metodologia diminuiu o tempo total da simulação para cerca de 2,5% do tempo que levou a simulação tridimensional completa, ou seja, 40 vezes mais rápido, sem comprometer a precisão dos resultados - diferença inferior a 2% (TRAVIS; EL-GENK, 2013a; TRAVIS; EL-GENK, 2013b).

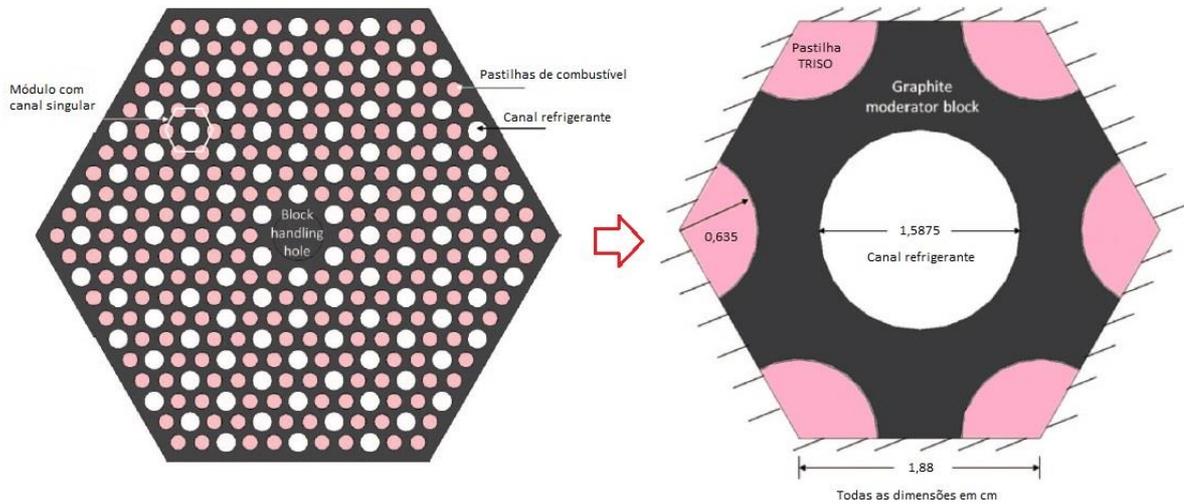
Essa metodologia simplificada da análise termoidráulica do núcleo do VHTR proporciona boas previsões dos parâmetros globais, tais como a distribuição espacial (tridimensional) da temperatura nos blocos combustíveis e a variação axial da temperatura no seio (bulk) do escoamento do hélio nos canais refrigerantes; o mesmo não se aplica, entretanto, à distribuição de temperatura e velocidade na camada limite desenvolvida nesses canais (TRAVIS; EL-GENK, 2013b).

Essa metodologia, que pode ser utilizada como substituta da análise tridimensional, emprega uma correlação de convecção turbulenta para calcular o coeficiente local de transferência de calor ao longo dos 7,93 m de comprimento dos canais refrigerantes.

Travis e El-Genk (2013a) utilizaram uma correlação, por eles desenvolvida, que levou em consideração a mistura que ocorre na seção de entrada do canal devido ao aquecimento do hélio e seu efeito no coeficiente local de transferência de calor.

Essa correlação se baseia nos resultados de uma análise termoidráulica completa, tridimensional, de um módulo composto de um canal refrigerante e seis terças-partes de um canal combustível, como se observa na Figura 19. Nela, mostra-se, à esquerda, a seção transversal de um bloco combustível padrão, com a indicação do módulo de canal singular, e, à direita, esse módulo, em vista ampliada.

Figura 19 - Seção transversal do bloco combustível padrão e do módulo ampliado.



Fonte: adaptado de Travis e El-Genk (2013a).

A correlação completa, por eles proposta, é a seguinte:

$$Nu = Nu_{FD} [1 + 0,57e^{-0,20(z/D)}] \quad (6)$$

O número de Nusselt para o fluxo turbulento completamente desenvolvido (Nu_{FD}) é dado por:

$$Nu_{FD} = 0,11Re_b^{0,653} Pr_b^{0,4} \quad (7)$$

Essa condição de fluxo completamente desenvolvido ocorre em $z/D \geq 25$.

Essa correlação fornece valores que desviam $\pm 2\%$ dos valores calculados com a análise numérica tridimensional de um único canal refrigerante (incluído os refletores superiores e inferiores).

As correlações das equações acima são válidas para $2,2 \times 10^4 \leq Re_b \leq 5,8 \times 10^4$ e $40 K \leq \Delta T_{film} \leq 60 K$.

Os resultados da análise termoidráulica utilizados para o desenvolvimento das correlações indicadas nas equações (6) e (7) consideraram a alteração das propriedades, com a temperatura, do grafite, pastilhas de combustível e do gás hélio.

Os resultados numéricos obtidos por Travis e El-Genk (2013a), nos quais se baseou a equação por eles proposta, apresentaram diferenças em relação à correlação de Taylor (1969) de até 11%. Com relação à correlação de McEligot et al (1965) o desvio foi de até 20% e, quando comparados à correlação de Sieder-Tate, o desvio foi de até 13%. Essas diferenças, alegam, são similares àquelas registradas entre essas correlações e os dados experimentais nos quais elas são baseadas. Para essas simulações utilizou-se o software STAR-CCM+ (TRAVIS; EL-GENK, 2013a).

3. MATERIAIS E MÉTODOS

3.1 Procedimentos da análise fluidodinâmica

3.1.1 Setor de 1/12 da seção transversal do bloco combustível

Inicialmente, realizamos simulações numéricas completamente tridimensionais – tanto no grafite e blocos combustíveis quanto no fluido refrigerante -, utilizando o software de dinâmica dos fluidos computacional *Ansys CFX*, para a análise de um setor equivalente a 1/12 de uma coluna de blocos combustíveis padrão, com 10,704 m de altura (incluindo núcleo ativo e refletores superior e inferior). Essa configuração foi utilizada por ser a menor configuração geométrica em que é possível abranger o espaço intersticial e ao mesmo tempo obter simetria com o restante do bloco combustível (e com o bloco combustível adjacente, no caso do espaço intersticial), de modo a simplificar enormemente a análise numérica.

A análise numérica tridimensional completa no setor 1/12 da coluna de blocos combustíveis padrão, incluindo a condução do calor no sólido e simulação CFD no hélio, foi desenvolvida para diferentes taxas de escoamento mássico total: 0,17 kg/s, 0,2 kg/s e 0,23 kg/s. O fluxo mássico de 0,2 kg/s foi utilizado por Sato et al (2010) como padrão em sua análise. No presente trabalho esse valor também foi adotado como padrão, e daí se utilizaram variações para mais e para menos com o intuito de obter dados em uma faixa mais ampla de número de Reynolds.

Esse fluxo mássico foi imposto na entrada do plenum superior, para que a própria ferramenta CFD calculasse as vazões mássicas para cada um dos canais refrigerantes, que são diretamente influenciadas pela distribuição de temperatura e taxa de transferência de energia térmica.

Esse setor de 1/12 envolve 8,5 canais refrigerantes de 15,88 mm de diâmetro; 0,5 canal refrigerante de 12,7 mm de diâmetro; 17,5 canais de combustível; e 0,5 canal de veneno queimável.

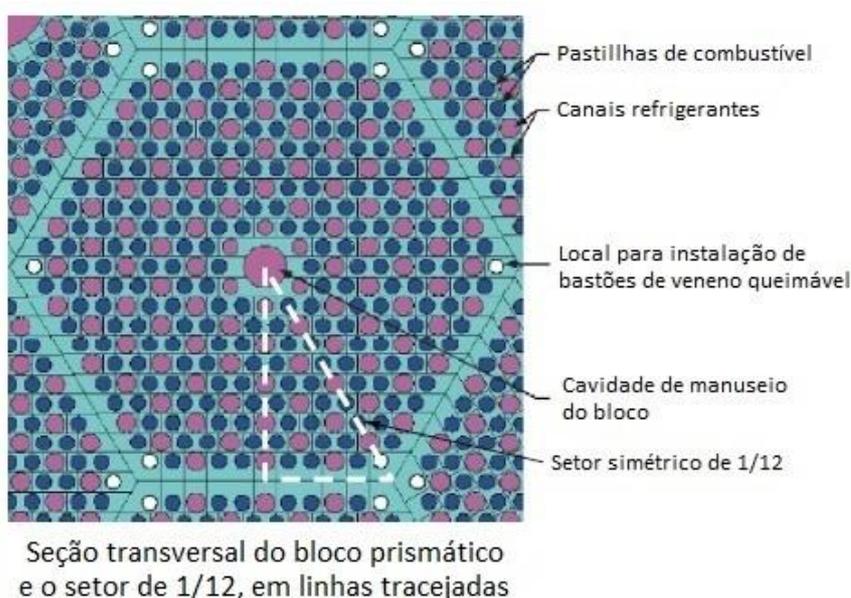
Essa configuração geométrica é semelhante à utilizada por Sato et al (2010), e está indicada nas Figuras 20 e 21.

Todos as faces laterais do prisma de base triangular correspondente a 1/12 do conjunto de blocos combustíveis, mais os refletores superior e inferior, além do plenum superior,

indicados na Figura 21, que mostra a geometria utilizada em parte do presente trabalho, são consideradas como regiões de simetria.

Acima do refletor superior, o vaso de pressão do VHTR real se estende em formato de um cilindro de seção circular com uma semi-esfera em seu topo. Abaixo da superfície do vaso de pressão, em sua parte superior, há o envoltório do plenum, que é um domo contínuo e soldado que fica no cimo do casco do núcleo (GENERAL ATOMICS, 1996). A altura do plenum é superior a 2 metros em pontos próximos ao centro.

Figura 20 - Seção transversal do bloco prismático (repetição parcial da figura 10).



Fonte: adaptado de Sato et al (2010).

Na presente simulação, considerou-se um plenum superior de 1 metro de altura, localizado sobre o refletor de grafite superior. Como no modelo GT-MHR há uma superfície isolante entre esse refletor superior e o plenum, na simulação foi considerada que a face entre esse refletor e o plenum era uma superfície adiabática.

A consideração da existência desse plenum superior na simulação permitiu que impuséssemos como condição de entrada um fluxo mássico total.

Nas simulações encontradas na literatura técnica a que tivemos acesso, ou as taxas de escoamento mássico de fluido para cada um dos canais refrigerantes e espaço intersticial eram determinadas por meio de cálculos realizados por um código computacional unidimensional - assumindo a mesma queda de pressão através dos canais do núcleo do reator e ausência de geração de calor nesse núcleo (TAK e al, 2008; TRAVIS; EL-GENK, 2013b) -, para então

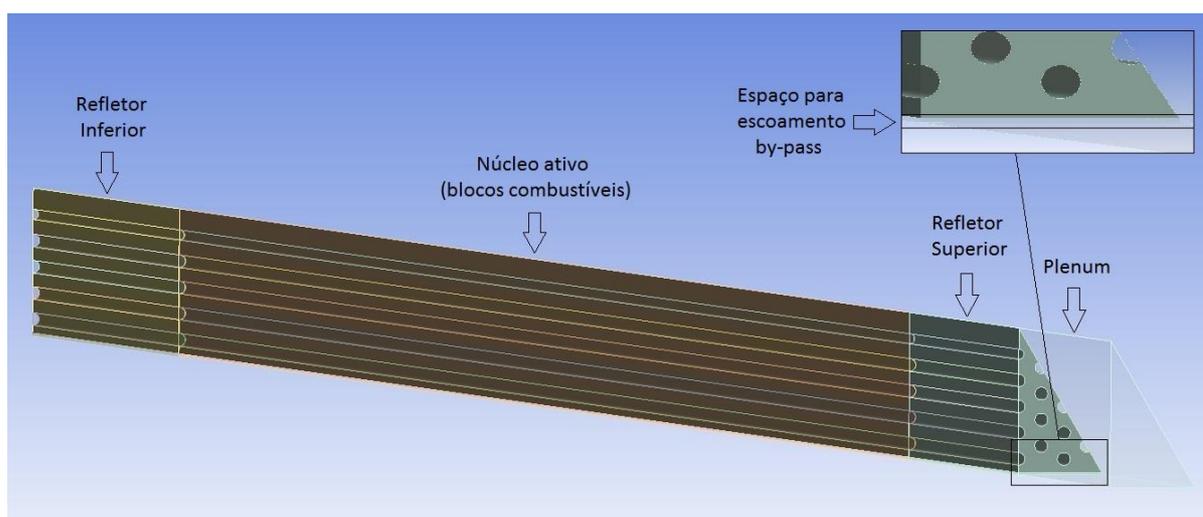
serem, essas taxas, inseridas como condição de entrada na análise CFD; ou, em vez da taxa de escoamento mássico, a condição de entrada imposta era uma pressão total, de modo a igualar as condições de entrada em todos os canais, considerando, desta feita, a geração de calor no sistema (SATO et al, 2010).

Nesse contexto, para que fosse possível comparar os resultados da influência do aumento da largura do canal *by-pass* para uma mesma vazão mássica, por exemplo, era necessário testar vários valores de pressão total na entrada para que se obtivesse a vazão mássica total desejada.

As taxas de escoamento nos canais e nos espaços intersticiais são função da fricção, que é dependente da viscosidade do fluido, que por sua vez é extremamente dependente da temperatura. Por essa razão as taxas de escoamento mássico são função das características térmicas do problema, que não são conhecidas a princípio, e por isso a abordagem da adoção de valores de vazão mássica para cada um dos canais refrigerantes, obtidos por meio de códigos simplificados que não consideram a geração de energia térmica, pode não ser a mais apropriada.

A vantagem de se considerar a existência do plenum é poder realizar análises com a opção de variar apenas o fluxo mássico total como parâmetro de entrada, ou optar pela pressão de entrada, e daí avaliar sua influência. O fluxo de massa em cada um dos canais era determinado pela própria dinâmica do sistema, com a consideração o fluxo de energia em cada um dos canais e a distribuição da temperatura no conjunto.

Figura 21 - Visão do setor de 1/12 da seção transversal da coluna de blocos.



Acima do núcleo ativo do reator, há um refletor de grafite de 1,189 m de altura; abaixo desse núcleo, há um refletor de grafite de 1,585 m de altura. A Figura 21 apresenta a visão do

setor de 1/12 da seção transversal de uma coluna de blocos prismáticos, incluindo o plenum superior, com detalhe do espaço para o escoamento *by-pass*.

Em cada um dos canais combustíveis do núcleo ativo real há a colocação de, em média, 15 pastilhas cilíndricas de combustível, constituídas de partículas TRISO dispersas em matriz de grafite. Em cada um dos 10 blocos combustíveis empilhados, há a colocação de plugues de grafite que selam esses canais, acima e abaixo. Esses plugues de grafite possuem aproximadamente 2,675 cm de altura. Nas simulações realizadas para o presente trabalho, considerou-se que os canais combustíveis são contínuos em toda a extensão do núcleo ativo do reator, ou seja, considerou-se que esses canais possuíam 7,93 m de comprimento, ignorando-se a existência dos plugues de grafite. Essa abordagem tem como objetivo diminuir o número de interfaces e facilitar a construção da malha sem comprometer a precisão dos resultados, visto que a potência do reator é mantida constante e a taxa volumétrica de geração de energia térmica nas pastilhas de combustível é modificada com esse objetivo.

Essa mesma consideração foi feita nos trabalhos de Travis e El-Genk (2013a) e Sato et al (2010).

Como a potência do reator em análise é de 600 MW_{th}, calcula-se que, ao se desconsiderar a existência dos plugues de grafite, a taxa volumétrica de geração de calor deve ser de 27,88 MW_{th}/m³.

Nas simulações realizadas, considerou-se que os bastões de veneno queimável possuíam propriedades térmicas iguais ao grafite H-451, e que não havia geração de energia térmica nesses locais, conforme afirmado por Tak et al (2008).

Na geometria em questão não foi considerada a existência de um plenum inferior; em vez disso, foi imposto, como condição de fronteira na saída dos canais, o estabelecimento de uma pressão estática média sobre toda a superfície de 0 Pa (pressão relativa, já que a pressão base do problema é de 7 MPa).

3.1.2 Análise numérica e construção das malhas

Para a análise numérica realizada no presente trabalho utilizou-se o software de dinâmica dos fluidos computacional *Ansys CFX*. Para a construção das malhas, tanto da geometria de 1/12 da coluna de elementos combustíveis quanto do cilindro de base hexagonal, utilizou-se o *Ansys Meshing*.

Tanto os canais refrigerantes quanto o *by-pass* e os canais combustíveis possuem pequena dimensão radial, na ordem de alguns milímetros, enquanto suas dimensões axiais são

bastantes superiores, chegando a quase 8 metros. Por essa razão, para que o fluxo de calor na direção radial fosse calculado de forma precisa, especial atenção se destacou para a confecção das malhas utilizadas.

Para capturar com precisão o fluxo de energia térmica nas interfaces entre o grafite e os canais refrigerantes e canal *by-pass*, camadas de células prismáticas finas e concêntricas (*inflation*) são adotadas nessas interfaces. Essas camadas prismáticas também são utilizadas nas interfaces entre o grafite e as pastilhas de combustível. Essa abordagem permite que se simule apropriadamente o fluxo de energia térmica perpendicular a essas interfaces.

A depender do modelo de turbulência utilizado, as dimensões dessas células foram modificadas.

O modelo $k - \varepsilon$ promove um bom balanceamento entre esforço numérico e precisão computacional e fornece boas previsões para diversos escoamentos de interesse de engenharia. Esse modelo, entretanto, não se mostra adequado para simulações de escoamentos com separação da camada limite, escoamentos de fluidos rotacionados e aqueles em superfícies curvas.

O modelo $k - \omega$ também proporciona bons resultados em termos de esforço numérico e precisão computacional, bem como fornece boas previsões para muitos escoamentos de interesse em engenharia. Esse modelo é superior ao $k - \varepsilon$ para escoamentos em cuja camada limite haja separação, transição e efeitos de baixo número de Reynolds.

O desempenho de cada um dos modelos acima varia de acordo com a região do escoamento sob análise. O modelo $k - \omega$ representa melhor o escoamento no interior da camada limite; o modelo $k - \varepsilon$ representa melhor o escoamento fora dela.

O modelo *Shear Stress Transport* (SST), teoricamente, se sobrepõe a essas dificuldades de cada um dos modelos anteriormente descritos e mistura as características positivas de cada um deles a depender da distância da parede (ANSYS, 2013).

Já o modelo SSG (Speziale-Sarkar-Gatski) *Reynolds Stress* não utiliza a hipótese da viscosidade turbulenta; em vez disso, trata o problema do fechamento das equações médias de Reynolds resolvendo as equações de transporte para as tensões de Reynolds, em conjunto com uma equação para a taxa de dissipação da energia cinética turbulenta. Isso faz com que, pelo menos teoricamente, esse modelo seja mais apropriado para a descrição de escoamentos complexos.

Traçando um gráfico da velocidade adimensional de um escoamento pela distância adimensional a partir da parede obtém-se um perfil que é o mesmo para todos os números de

Reynolds. Isso é chamado de lei da parede (*law of the wall*). Esse comportamento permite o desenvolvimento de funções de parede.

Necessita-se de modelagem precisa do escoamento próximo à parede. As funções de parede evitam a necessidade de malhas muito refinadas para resolver o perfil do escoamento nas proximidades da parede.

A grandeza y^+ representa a distância dimensional da parede ao primeiro vértice da malha, indicando em qual região da camada limite ele se localiza.

Funções de parede automáticas são ligadas aos modelos de turbulência baseado nas frequências de turbulência (ω). Nesses modelos, há alternância entre a utilização de funções de parede e o tratamento de parede resolvido (*resolved wall treatment*) de acordo com a posição do primeiro vértice, ou seja, y^+ . Para a utilização das funções de parede, y^+ pode estar entre 20 e 200, aproximadamente. Já para o tratamento de parede resolvido, os vértices adjacentes à parede devem estar contidos na subcamada viscosa, com y^+ aproximadamente igual a 1 e deve haver um mínimo de 10 nós na camada limite.

Já os modelos $k - \varepsilon$ possuem as funções de parede ajustáveis (*scalable wall function*). Não há alternância entre os tratamentos a partir da distância do primeiro vértice próximo à parede. Os vértices adjacentes à parede podem estar localizados com y^+ entre 20 e 200 e, caso estejam mais próximos, no caso de uma malha mais refinada, o primeiro vértice é alterado virtualmente para $y^+=11,067$, no ponto de transição linear-logarítmica do gráfico da lei da parede. Refinamentos adicionais próximos à parede não têm efeito (ANSYS, 2013).

Nas simulações que foram realizadas, o valor de y^+ foi de aproximadamente 10 para as configurações nas quais foi utilizado os modelo de turbulência $k - \varepsilon$ e de aproximadamente 1 para as configurações nas quais se utilizaram os modelos de turbulência $k - \omega$, SST e SSG *Reynolds Stress Model*.

3.1.2.1 Estudo de refinamento da malha

Realizou-se estudo de refinamento das malhas para que fosse avaliado se os valores das grandezas obtidos nas simulações variariam significativamente caso as malhas fossem cada vez mais refinadas. O objetivo é realizar o experimento computacional com as malhas menos refinadas possíveis, desde que possibilitem obter resultados semelhantes aos conseguidos com malhas bastante refinadas, para que assim seja possível realizar a simulação com o menor tempo e esforço computacional possíveis.

Uma simulação, utilizando o modelo de turbulência $k - \varepsilon$, foi realizada em uma geometria contendo canal *by-pass* de 5 mm de largura (no caso da simulação computacional, o canal possuía 2,5 mm de largura, o que, com a imposição da interface de simetria em seu bordo externo, representa um canal de 5mm). Nessa geometria, havia uma malha contendo, no total, 15,5 milhões de nós e 17,2 milhões de elementos.

Após isso, construiu-se uma malha ainda mais refinada, e realizou-se nova simulação, utilizando-se os mesmos parâmetros do experimento computacional anterior. Essa nova malha, mais refinada, possuía 19,2 milhões de nós e 20,8 milhões de elementos.

A condição de entrada imposta foi uma diferença de pressão, entre a face de entrada do plenum superior e as faces de saída dos canais refrigerantes (ou seja, na saída do refletor inferior), de 34,47 kPa.

Após isso, realizou-se uma comparação entre os valores obtidos para a distribuição de temperatura e para o fluxo mássico através dos canais refrigerantes nas geometrias com as duas diferentes malhas. A diferença entre os valores máximos de temperatura no combustível foi de 0,26%, no grafite 0,28% e no hélio 0,29%. A diferença entre as temperaturas médias de saída dos canais refrigerantes ficou em torno de 0,36% e a diferença entre os escoamentos mássicos totais ficou em cerca de 0,3%.

Esses resultados indicam que a malha menos refinada é suficiente para a simulação do escoamento do fluido refrigerante e para a obtenção da distribuição de temperatura em todo o domínio.

3.1.3 Correlações do número de Nusselt

Neste trabalho, os resultados obtidos nos experimentos numéricos executados, utilizando-se diferentes modelos de turbulência, foram comparados àqueles fornecidos por correlações empíricas do número de Nusselt estabelecidas na literatura.

A correlações utilizadas são as de McEligot et al (1965), Taylor (1969), Battista e Perkins (1970), Jo et al (2014), Dittus-Boeter e Sieder-Tate, a seguir descritas.

3.1.3.1 A correlação de McEligot et al (1965)

A correlação desenvolvida por McEligot et al (1965) foi baseada no resultado de investigação experimental do comportamento da transferência de calor local e da fricção na

parede para escoamentos turbulentos em tubos circulares lisos e eletricamente aquecidos, utilizando, como fluido de trabalho, ar, nitrogênio e hélio.

Os parâmetros dos experimentos conduzidos por McEligot et al (1965) foram bastante abrangentes, obtendo-se, para a razão entre a temperatura na parede do tubo e a temperatura *bulk* do fluido, variação nos valores de aproximadamente 1 até 2,5, e o número de Reynolds variando de 15.000 a 233.000 (nesse caso, para as simulações utilizando ar). Para as simulações utilizando o hélio, o número de Reynolds na entrada do canal variou de 16.400 a 60.500; a temperatura máxima da superfície foi de aproximadamente 1.272 K; e o máximo número de Mach foi de 0,47.

Constatou-se que as propriedades termodinâmicas e de transporte são significativamente dependentes da temperatura para fins de avaliação da transferência de calor e fricção na parede.

Os valores das propriedades dos gases foram obtidos a partir da temperatura média (*bulk*) desses fluidos.

Na conclusão de seu artigo, McEligot et al (1965) recomendam a correlação indicada na equação (8) para o número de Nusselt local, no caso dos três gases testados, para $z/D > 5$:

$$Nu = 0,021Re_b^{0,8}Pr_b^{0,4}\left(\frac{T_w}{T_b}\right)^{-0,5}\left[1 + \left(\frac{z}{D}\right)^{-0,7}\right] \quad (8)$$

Quando as seguintes condições forem atendidas:

$$15.000 < Re < 600.000$$

$$1 \leq (T_w/T_b)_{m\acute{a}x} \leq 2.4$$

$$350 K \leq T_{w,m\acute{a}x} \leq 1355 K$$

O termo $\left[1 + \left(\frac{z}{D}\right)^{-0,7}\right]$ foi adicionado à correlação de McEligot et al (1965) para que fosse considerado o efeito da mistura do fluido na entrada do canal. Após a entrada, ou seja, com o escoamento completamente desenvolvido, a correlação se reduz à equação (9):

$$Nu = Nu_{FD} = 0,021Re_b^{0,8}Pr_b^{0,4}\left(\frac{T_w}{T_b}\right)^{-0,5} \quad (9)$$

3.1.3.2 A correlação de Taylor (1969)

Taylor (1969) realizou a coleta de dados de dez investigações experimentais disponíveis na literatura com o intuito de formatar uma equação de correlação do número de Nusselt que pudesse prever o coeficiente de transferência de calor em uma ampla faixa de condições. Esses dados foram obtidos em simulações realizadas em tubos retos simetricamente aquecidos.

De acordo com Taylor (1969), a correlação da equação (10) é capaz de prever de forma precisa os coeficientes de transferência de calor para o hidrogênio, hélio e nitrogênio.

$$Nu = 0,023Re_b^{0,8}Pr_b^{0,4} \left(\frac{T_s}{T_b}\right)^{-\left(0,57-\frac{1,59}{D}\right)} \quad (10)$$

De acordo com Taylor (1969), utilizando-se a equação (10) para o cálculo do coeficiente de transferência de calor, foi possível obter valores que, em 98% dos casos (de um total de 359 medições obtidas em experimentos realizados com o gás hélio), estavam em divergência com os dados experimentais com um desvio máximo de $\pm 25\%$.

3.1.3.3 A correlação de Battista e Perkins (1970)

Battista e Perkins (1970) conduziram experimento com o intuito de obter os valores locais de transferência de calor para escoamentos turbulentos do ar em dutos verticais com seção transversal quadrada. As taxas de aquecimento desse tubo foram altas o suficiente para fornecer variações radiais e axiais significantes na viscosidade, condutividade e densidade.

A partir dos resultados encontrados para a transferência de calor local, com o número de Reynolds na entrada do canal variando de 21.000 a 49.000, máximo valor de (T_w/T_b) de 2,13 e distâncias axiais de $22 < z/D < 155$, estabeleceu-se a seguinte correlação:

$$Nu = 0,021Re_b^{0,8}Pr_b^{0,4} \left(\frac{T_w}{T_b}\right)^{-0,7} \left[1 + \left(\frac{z}{D_h}\right)^{-0,7} \left(\frac{T_w}{T_b}\right)\right] \quad (11)$$

A equação (11) é a mesma que Campbell e Perkins encontraram para os coeficientes locais de transferência de calor em um duto com seção transversal triangular (BATTISTA; PERKINS, 1970).

3.1.3.4 A correlação de Jo et al (2014)

Jo et al (2014) investigaram experimentalmente as características da transferência de calor em um canal retangular estreito e vertical. Foram analisados os dados obtidos para escoamentos direcionados para cima e para baixo, no intuito de averiguar se o sentido do escoamento importaria alguma diferença nessas características de transferência de calor. Os dados coletados nesses experimentos foram comparados a outros dados já existentes e previsões de diversas correlações.

Nesse estudo verificou-se que não havia diferença nas características da transferência de calor entre os escoamentos em sentido ascendente ou descendente; que a maioria das correlações existentes subestima as características de transferência de calor; e que diversas correlações não predizem a alta taxa de transferência de calor na entrada do canal.

A correlação proposta por Jo et al (2014), com base nos dados avaliados para a região do escoamento completamente desenvolvido, é em função do número de Reynolds e do número de Prandtl, no caso do escoamento turbulento - equação (12); já a correlação para escoamento laminar é em função do número de Graetz. Os dados experimentais estudados pelos autores desviam cerca de $\pm 18,25\%$ e $\pm 13,62\%$ em relação às correlações propostas para escoamentos turbulentos e laminares, respectivamente. Com a consideração dos efeitos da entrada do canal nas características de transferência de calor, as correlações desenvolvidas, tanto para escoamentos turbulentos - equação (13) - quanto para laminares, são expressas em termos de Re , Pr e $z/(Pr * Re * Dh)$, com os respectivos desvios sendo de $\pm 19,5\%$ e $\pm 22\%$ (JO et al, 2014).

$$Nu = 0,0058Re_b^{0,9383}Pr_b^{0,4} \quad (12)$$

$$Nu = 0,0097Re^{0,7705}Pr^{0,143} \left(\frac{z}{PrReDh} \right)^{-0,217} \quad (13)$$

3.1.3.5 A correlação de Dittus-Boelter

A correlação de Dittus-Boelter é dada pela equação (14), de acordo com Travis e El-Genk (2013a):

$$Nu_{FD} = 0,023Re_b^{0,8}Pr_b^{0,4} \quad (14)$$

Essa correlação é aplicável para $0,7 \leq Pr_b \leq 160$, $Re_b \leq 10.000$ e $z/D \leq 10$, além de requerer apenas um pequeno aumento de temperatura na camada limite. Essa correlação não descreve o efeito do desenvolvimento do escoamento na entrada do canal (TRAVIS; EL-GENK, 2013a).

3.1.3.6 A correlação de Sieder-Tate

A correlação de Sieder e Tate também se aplica para escoamentos completamente desenvolvidos em tubos circulares; entretanto essa correlação é aplicável quando há uma maior diferença entre a temperatura na parede e a temperatura média do escoamento. A equação (15) descreve essa correlação (TRAVIS; EL-GENK, 2013a):

$$Nu_{FD} = 0,023Re_b^{0,8}Pr_b^{1/3}(\mu_b/\mu_w)^{0,14} \quad (15)$$

Essa correlação também não descreve a variação do coeficiente de transferência de calor na entrada do canal e é aplicável à mesma faixa de valores de parâmetros que a correlação de Dittus-Boelter.

3.1.4 Perfil de geração de energia térmica nos canais combustíveis

Na maior parte das simulações realizadas no presente estudo, utilizou-se perfil uniforme de geração de calor ao longo dos canais combustíveis; entretanto, para podermos aferir a importância de se considerar o perfil de geração de calor nos canais combustíveis, realizou-se simulação considerando o perfil variável para a geração de calor ao longo desses canais combustíveis. Nesse caso, a geometria considerada possuía canal para escoamento *by-pass* de 5 mm de largura.

Devido à estrutura do núcleo do reator e à disposição dos canais combustíveis no interior do mesmo, a taxa de geração de calor não é uniforme em um VHTR realista.

O perfil senoidal para a geração de calor foi baseado no trabalho de Johnson et al (2009).

No presente caso, a expressão utilizada foi:

$$q''' = A_r q_{con} \left\{ 1 + (A_p - 1) \text{sen} \left(\frac{\pi z}{L} \right) \right\} [MW/m^3] \quad (16)$$

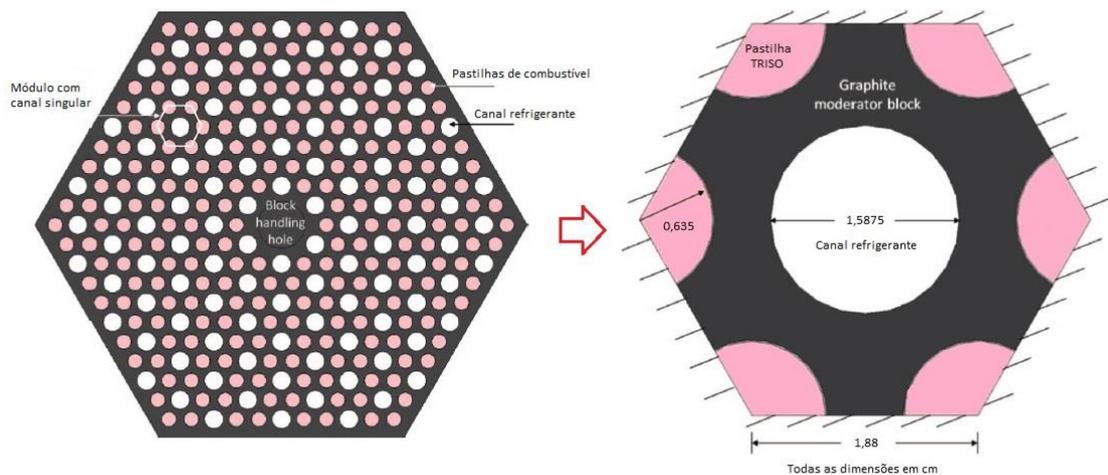
q''' é a taxa volumétrica de geração de calor; q_{con} é uma constante de calibração, estabelecida para se obter o mesmo valor total de geração de energia térmica no núcleo, e no presente caso q_{con} valeu $27,88/(1 + (0,6/\pi)) [MW/m^3]$; A_r é o fator de geração radial, que assumiu os valores de 1 (médio) e 1,25 (pico); e A_p é o fator de pico axial, que nas simulações desenvolvidas foi considerado 1,3.

Os valores desses fatores foram baseados em análises neutrônicas anteriores, conforme Johnson et al (2009), baseado no estudo de MacDonald et al (2003), e todos eles serão utilizados na presente simulação.

3.1.5 Prisma de base hexagonal para estudo da metodologia simplificada

A fim de avaliar a possibilidade de se utilizar uma metodologia simplificada (que acople a simulação tridimensional da condução do calor no sólido à análise unidimensional do escoamento do fluido) que viabilize a realização de uma simulação com redução do esforço computacional e do tempo total que se leva para obter a convergência, embora preservando boa precisão quanto aos resultados obtidos, utilizou-se a geometria reduzida das Figuras 22 e 23, que corresponde a uma fração do núcleo de um VHTR. A Figura 22 é a repetição da Figura 19, aqui reproduzida apenas com o propósito de facilitar a leitura.

Figura 22 - Seção transversal do bloco combustível padrão e do módulo ampliado.



Fonte: adaptado de Travis e El-Genk (2013a).

No caso, a geometria utilizada consiste em um cilindro com base hexagonal no qual estão contidos um canal refrigerante de 15,88 mm de diâmetro, ao centro, e mais seis terças-

partes de canais combustíveis, instalados em cada um dos vértices do prisma. Como se pode ver nas Figura 22 e 23, em cada um dos vértices do prisma há um segmento correspondente a 1/3 de um canal combustível, o que implica que, para cada canal refrigerante, há dois canais combustíveis.

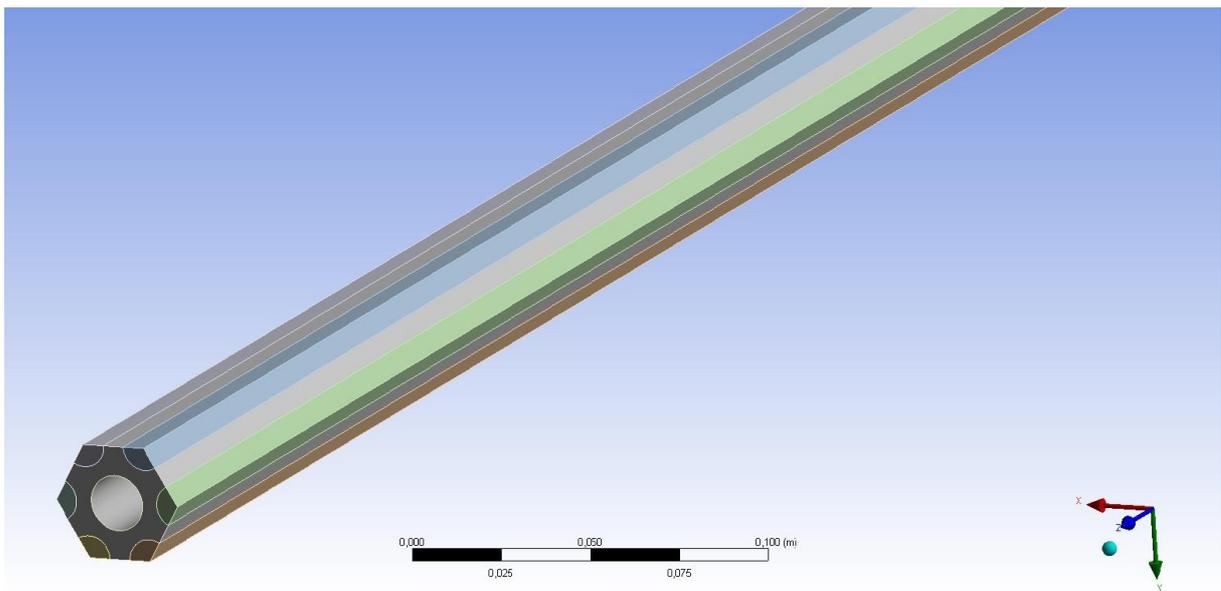
Entre o canal refrigerante e as pastilhas combustíveis há o grafite H-451.

No presente caso, desconsiderou-se a existência do plenum superior e dos refletores de grafite superior e inferior, com o fito de simplificar o experimento computacional.

Nas faces superior e inferior do grafite componente do elemento combustível foi adotada a condição adiabática. O mesmo ocorreu nas faces superior e inferior das pastilhas combustíveis alocadas no interior dos canais combustíveis.

Nas demais faces, as laterais, aquelas paralelas ao eixo central do cilindro (eixo z), foi adotada a condição de simetria.

Figura 23 - Prisma de base hexagonal construído para a simulação descrita neste tópico.



Como condição de entrada no canal refrigerante adotou-se a vazão mássica de hélio de 0,02 kg/s, que é, aproximadamente, o valor médio da vazão pelos canais refrigerantes no caso da simulação do setor de 1/12 da coluna de blocos combustíveis. Na saída do canal refrigerante a condição imposta foi de pressão estática média sobre toda a superfície de 0 Pa (pressão relativa, já que a pressão base do problema é de 7 MPa).

3.1.6 Condições gerais

Assumimos as seguintes condições para a nossa simulação:

- 1) Não há rachaduras ou fendas nos canais refrigerantes ou nas paredes do bloco combustível, de modo a não haver entrada de fluido no interior do grafite;
- 2) Foram desconsiderados os fluxos cruzados existentes entre as faces superiores e inferiores dos blocos empilhados (*cross-flow*);
- 3) As larguras dos espaços intersticiais entre os blocos serão constantes, de cima a baixo.

Para a simulação tridimensional do escoamento do gás hélio, utilizaremos os modelos de turbulência $k - \varepsilon$, $k - \omega$, *Shear Stress Transport* (SST) e SSG, de modo a quantificar a magnitude da diferença dos resultados fornecidos por essas análises em relação a correlações para o número de Nusselt estabelecidas na literatura. Quando não for o caso da comparação entre os modelos de turbulência, o modelo de turbulência padrão utilizado será o $k - \varepsilon$.

As especificações do GT-MHR utilizadas nas simulações estão descritas na Tabela 1.

Tabela 1 - Especificações do GT-MHR.

Especificações	Valores
Potência do reator (MW_{th})	600
Temperatura de entrada no núcleo (°C)	490
Pressão do reator (MPa)	7,0
Fluxo mássico de hélio (kg/s)	320
Altura efetiva do núcleo (m)	7,93
Número de blocos combustíveis	1020

Fonte: Sato et al (2010).

O resíduo é a medida do desbalanceamento local de cada equação conservativa no volume de controle. É a mais importante medida de convergência, pois se relaciona diretamente à precisão da resolução das equações (ANSYS,2013). Escolheu-se o valor residual RMS de 10^{-6} , ou seja, quando o desbalanceamento das equações conservativas no volume de controle chegasse a esse valor, a convergência seria alcançada.

Na saída dos canais, foi imposta a pressão estática de zero pascal, referente à pressão relativa de 7 MPa.

A origem do sistema de coordenadas foi definida no plano da face superior do núcleo ativo do reator, ou seja, na interface entre o refletor superior e o bloco combustível adjacente.

O eixo z tem direção paralela à altura dos blocos combustíveis e sentido positivo orientado para baixo.

A motivação do presente trabalho é entender as limitações e as especificações que influenciam a distribuição da temperatura no núcleo do VHTR, por meio da realização de uma análise fluidodinâmica do núcleo do reator com a variação de alguns parâmetros.

Outrossim, intentamos testar a implementação da metodologia simplificada, acoplando a simulação tridimensional no grafite e nos canais combustíveis à análise unidimensional do escoamento do gás hélio através de um canal refrigerante, para reduzir o tempo despendido na simulação do comportamento termoidráulico do núcleo do reator, sem que isso implique na redução da precisão dos resultados obtidos.

3.2 Descrição dos materiais

O fluido refrigerante utilizado no modelo de reator objeto do presente estudo é o gás hélio. As propriedades do gás hélio (Tabela 2), consideradas isobáricas para uma pressão de 7 MPa, foram obtidas do trabalho de Johnson et al (2009), que por sua vez as obtiveram do *National Institute of Standards and Technology* (NIST, 2009), do Departamento de Comércio dos EUA.

Propriedades tais como densidade, capacidade térmica, condutividade térmica e viscosidade foram inseridas no código CFD utilizado na presente investigação (CFX) como uma expressão do tipo:

$$\Phi(T) = A_1 + A_2T + A_3T^2 + A_4T^3 + A_5T^4 \quad (17)$$

Os valores indicados nas Tabelas 2, 3 e 4, retirados do trabalho de Johnson et al (2009), fornecem os coeficientes dos polinômios para diversas propriedades dos materiais utilizados na simulação.

O tipo de grafite considerado no presente estudo é o H-451, utilizado no reator de Fort St. Vrain. Os coeficientes dos polinômios que descrevem as propriedades desse material também foram retirados de Johnson et al (2009), que, por seu turno, os obtiveram do relatório de análise de segurança desse reator elaborado pela General Atomics (1977). Além da matriz do elemento combustível, considerou-se que as pastilhas de veneno queimável, na presente simulação, também possuíam as características do grafite H-451. Esses coeficientes estão indicados na Tabela 3.

Tabela 2 - Coeficientes dos polinômios que descrevem as propriedades do gás hélio.

Faixa de Temperatura [K]	Densidade (kg/m ³)		Cp (J/kg K)		Viscosidade (Pa s)	Condutividade Térmica (W/m K)
	250 a 650	650 a 1500	250 a 450	450 a 1500	250 a 1500	250 a 1500
A ₁	3,95e+1	1,69e+1	5,29e+3	5,18e+3	5,52e-6	4,17e-2
A ₂	-1,88e-1	-3,33e-2	-9,18e-1	3,18e-3	5,44e-8	4,48e-4
A ₃	4,38e-4	3,23e-5	3,09e-3	6,68e-6	-2,1e-11	-2e-7
A ₄	-5e-7	-1,54e-8	-4,66e-6	-6,63e-9	9,06e-15	9,26e-11
A ₅	2,23e-10	2,89e-12	2,66e-9	1,72e-12	-1,74e-18	-1,88e-14

Fonte: Johnson et al (2009).

Tabela 3 - Coeficientes dos polinômios que descrevem as propriedades do grafite.

Faixa de Temperatura [K]	Densidade (kg/m ³)	Cp (J/kg K)	Condutividade Térmica (W/m K)	
	255,6 a 2200	255,6 a 2200	255,6 a 1644,4	1644,4 a 1922,2
A ₁	1,74e+3	-3,93e+2	1,24e+2	41,5
A ₂	-	4,91	-3,32e-1	-
A ₃	-	-4,16e-3	4,09e-4	-
A ₄	-	1,66e-6	-2,11e-7	-
A ₅	-	-2,54e-10	4,02e-11	-

Fonte: Johnson et al (2009).

Considerou-se que não ocorre geração de calor nas pastilhas de veneno queimável (B_4C), conforme consta do trabalho de Tak et al (2008).

Para as pastilhas de UO_2 instaladas nos canais combustíveis, as propriedades densidade, capacidade térmica e condutividade térmica consideradas são as mesmas utilizadas no estudo de Johnson et al (2009). Esses valores (Tabela 4) foram adaptados de MacDonald et al (2003), que conduziram estudos de termoidrúlica em reatores VHTR.

Tabela 4 - Coeficientes dos polinômios que descrevem as propriedades das pastilhas de combustível.

Faixa de Temperatura [K]	Densidade (kg/m ³)		Cp (J/kg K)		Conductividade Térmica (W/m K)
	255,6 a 2200	255,6 a 533,3	533,3 a 1088,9	1088,9 a 2200	255,6 a 2200
A_1	2,39e+3	5,81e+2	-2,96e+3	4,14e+2	3,94
A_2	-	-	1,5e+1	8,63e-1	3,59e-3
A_3	-	-	-2,33e-2	-6,14e-4	-1,98e-9
A_4	-	-	1,64e-5	2,09e-7	3,19e-12
A_5	-	-	-4,4e-9	-2,7e-11	-9,77e-16

Fonte: Johnson et al (2009).

4. DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

4.1 Análise dos canais refrigerantes sob diferentes modelos de turbulência

Realizou-se análise da magnitude das diferenças entre os dados obtidos por meio das simulações, utilizando os modelos de turbulência $k - \varepsilon$ padrão, $k - \omega$ padrão, SSG e SST, e os resultados fornecidos por correlações empíricas estabelecidas na literatura técnica.

4.1.1 Modelo $k - \varepsilon$

Para o modelo $k - \varepsilon$, foram utilizadas diferentes vazões mássicas como condição de entrada nas simulações, com o intuito de obter dados que refletissem uma ampla faixa de número de Reynolds.

Para a entrada no plenum superior, foram estabelecidos três valores para a vazão mássica: 0,17 kg/s, 0,2 kg/s e 0,23 kg/s.

Isso correspondeu, nos canais refrigerantes, a uma variação no número de Reynolds de aproximadamente 25.000 a 49.000. O número de Mach máximo foi de aproximadamente 0,02.

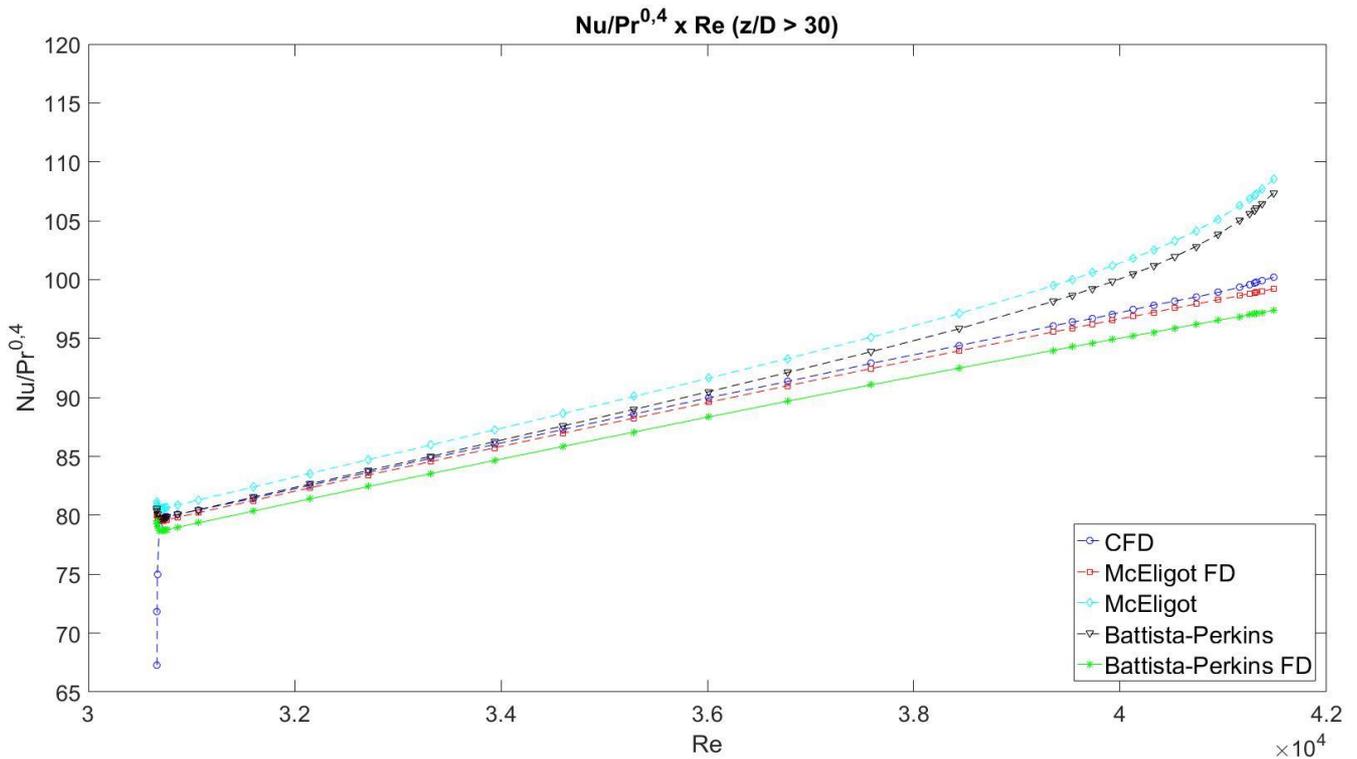
Para o escoamento completamente desenvolvido, percebe-se uma concordância muito importante entre os valores obtidos para o número de Nusselt nas simulações e os valores previstos para essa grandeza por algumas correlações empíricas tradicionais e bem estabelecidas na literatura técnica.

4.1.1.1 A correlação de McEligot et al (1965)

Para $z/D > 32$, aproximadamente, a diferença entre os valores obtidos na presente simulação e os fornecidos pela correlação de McEligot et al (1965) - para o escoamento completamente desenvolvido - era inferior, em módulo, a 1% (com o desvio maior sendo mais próximo à entrada do canal), ficando, em média, com desvio aproximado de 0,35% (Figuras 24 e 25). Em $z/D = 5$, região a partir da qual a correlação é válida, de acordo com McEligot et al (1965), a diferença entre os valores obtidos pela expressão elaborada para o escoamento completamente desenvolvido e o resultado da simulação é de aproximadamente 9%.

A Figura 24 apresenta o gráfico com a relação entre $Nu/Pr^{0,4}$ em função do número de Reynolds, com os dados da simulação realizada e aqueles das correlações que obtiveram melhor convergência com esses dados, para o modelo de turbulência $k - \varepsilon$.

Figura 24 - $Nu/Pr^{0,4}$ em função do número de Reynolds – modelo de turbulência $k - \varepsilon$.



Já a Figura 25 contém o gráfico com o desvio percentual entre os valores do número de Nusselt obtidos por meio da simulação e aqueles das correlações que obtiveram melhor convergência com esses dados.

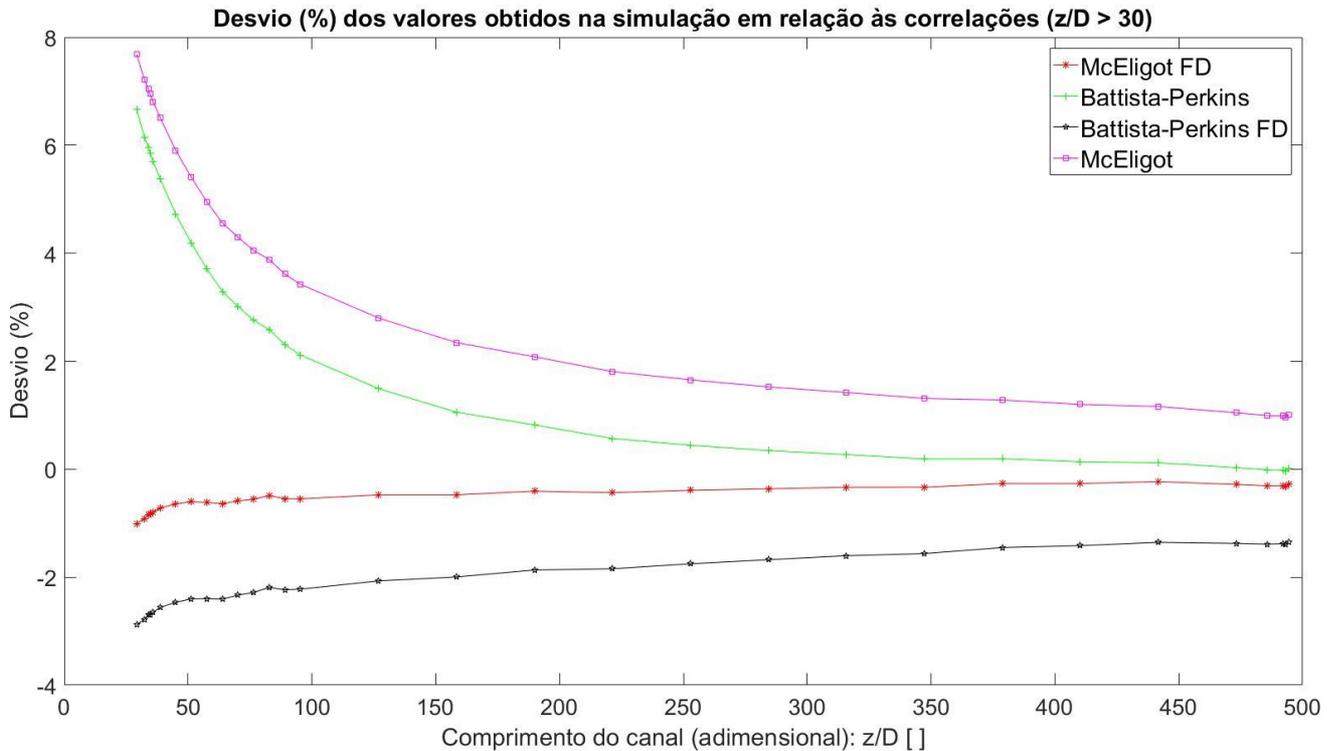
Ressalta-se que a comparação descrita foi realizada com a correlação de McEligot et al (1965) elaborada para o trecho do escoamento completamente desenvolvido, ou seja, considerando-se apenas Nu_{FD} - equação (9).

A correção proposta por McEligot et al (1965) para descrever a transferência de calor na entrada do canal, considerando-se que nesse local o escoamento não está hidrodinamicamente e termicamente completamente desenvolvido, provoca uma considerável diferença com relação aos dados obtidos, visto que essa correção, como consta na equação (8), prevê a extensão dos efeitos da entrada do canal até aproximadamente $z/D = 150$.

Aplicando a correlação de McEligot et al (1965) completa, para todo o canal, considerando-se o fator de multiplicação para a entrada do canal, obtém-se uma diferença entre essa correlação e os valores obtidos na simulação de 1% a 8% no trecho para $z/D > 30$. Em

$z/D=5$, a diferença entre os valores obtidos pela correlação e o resultado da simulação é de aproximadamente 15%.

Figura 25 – Desvio percentual - número de Nusselt - modelo de turbulência $k - \epsilon$.

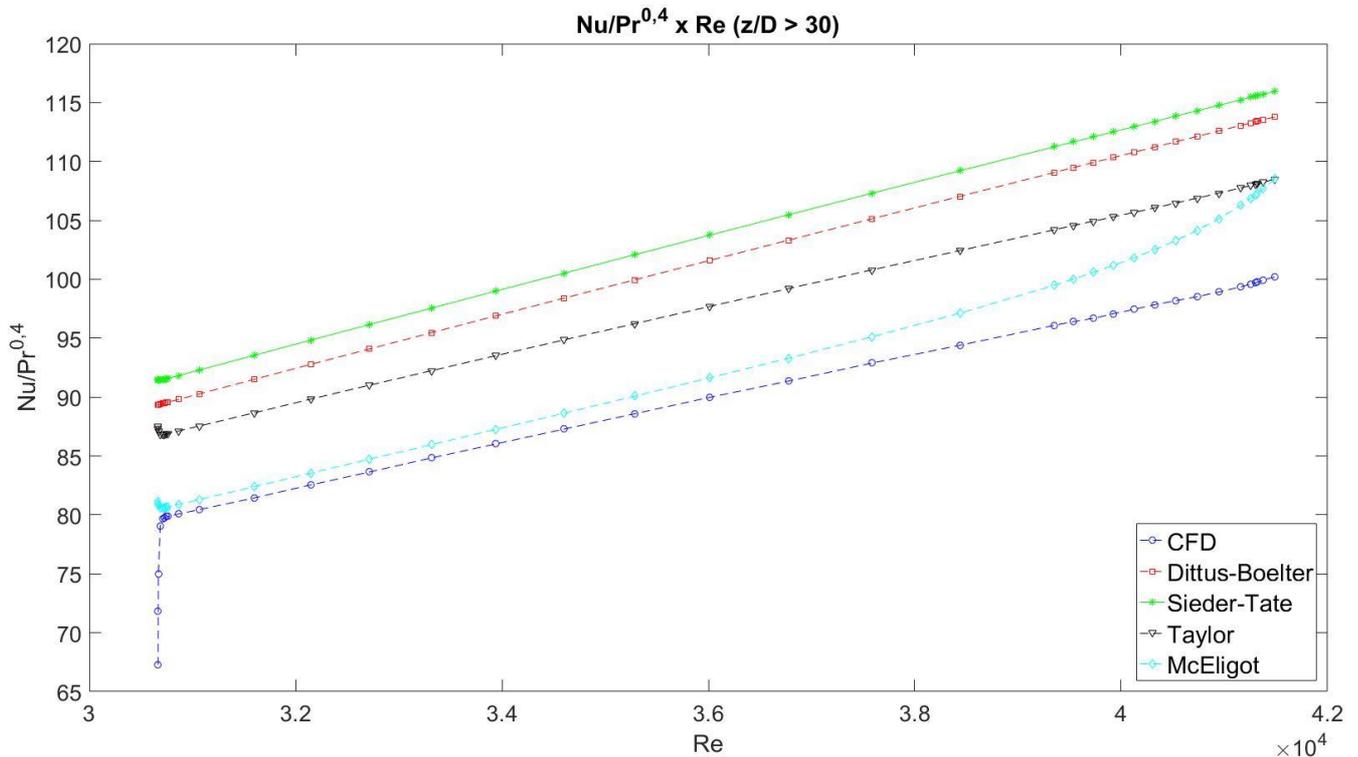


4.1.1.2 A correlação de Taylor (1969)

A correlação de Taylor (1969), já com seu termo que considera a influência da entrada do canal, permitiu o cálculo de valores para o número de Nusselt, utilizando o modelo de turbulência $k - \epsilon$, que estão em divergência com os valores obtidos na simulação por aproximadamente 8%. Essa diferença ocorre principalmente no trecho de escoamento completamente desenvolvido, visto que na entrada do canal essa diferença pode ficar, em média, em 4% (Figuras 26 e 27).

A Figura 26 apresenta o gráfico com a relação entre $Nu/Pr^{0,4}$ em função do número de Reynolds, com os dados da simulação realizada e aqueles das correlações cujos valores apresentaram maior discrepância em relação aos resultados da simulação, para o modelo de turbulência $k - \epsilon$.

Figura 26 - $Nu/Pr^{0,4}$ em função do número de Reynolds - modelo de turbulência $k - \varepsilon$.



Já a Figura 27 contém o gráfico com o desvio percentual entre os valores do número de Nusselt obtidos por meio da simulação e aqueles das correlações cujos valores apresentaram maior discrepância em relação aos resultados da simulação.

4.1.1.3 A correlação de Battista e Perkins (1970)

Essa correlação de Battista e Perkins (1970) está em estreita sintonia com os dados obtidos na simulação. Embora a mesma não tenha sido originalmente estabelecida para descrever o comportamento da transferência de calor em canais circulares, e sim em canais de seção transversal quadrada, os valores do número de Nusselt encontrados na simulação do escoamento do hélio ao longo dos canais refrigerantes foram bastante semelhantes aos previstos por essa correlação.

Para o escoamento completamente desenvolvido ($z/D > 30$), a diferença entre os dados obtidos nas simulações e aqueles previstos pela correlação de Battista e Perkins (1970) foi inferior, em módulo, a 3%, ficando abaixo de 2% para $z > 2,5m$ (Figuras 24 e 25). Em relação aos dados na entrada do canal, a diferença é significativa, porém decrescente ao longo dessa entrada, sendo 30% a máxima diferença ($z/D = 1$). Ressalta-se que essa diferença é obtida

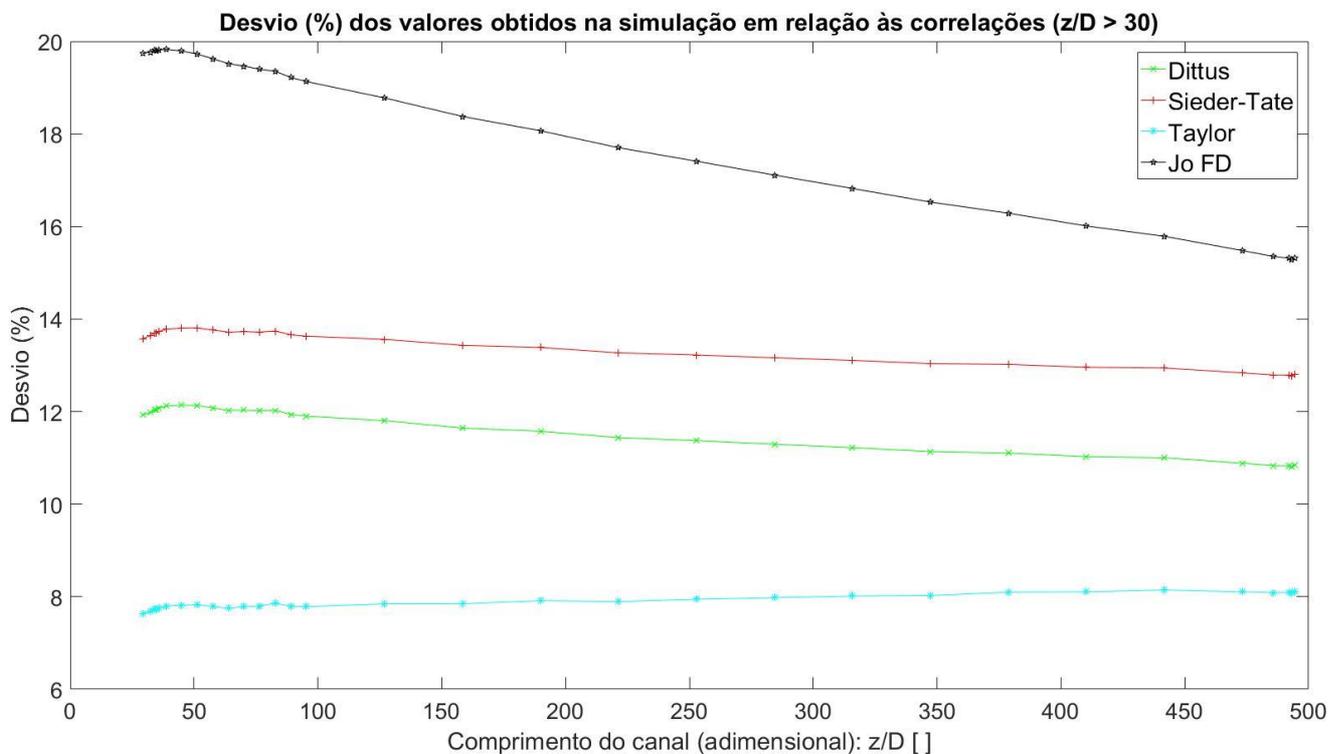
quando comparada com a equação elaborada apenas para o trecho completamente desenvolvido, ou seja, desprezando-se o fator dependente de z na equação (11).

Quando se considera a correção da equação proposta por Battista e Perkins (1970) para a avaliação do desenvolvimento da camada limite térmica e hidrodinâmica, essa diferença até aumenta para os valores obtidos na entrada do canal, chegando a 38% em $z/D = 1$; porém os valores para o trecho do canal $z > 2m$, região em que o escoamento já está completamente desenvolvido, ficam ainda mais próximos daqueles obtidos na simulação, ficando, essa diferença, inferior a 1% para $z > 2,5m$ (Figuras 24 e 25).

4.1.1.4 A correlação de Jo et al (2014)

Os valores calculados por meio da correlação de Jo et al (2014) ficaram, em média, de 15% a 20% superiores àqueles obtidos na simulação realizada, em relação aos canais refrigerantes circulares, considerando-se a equação fornecida para o escoamento completamente desenvolvido (Figura 27).

Figura 27 – Desvio percentual - número de Nusselt - modelo de turbulência $k - \epsilon$.



Comparando-se com a equação proposta para todo o canal, incluído aí o trecho de entrada do mesmo, os valores obtidos na simulação ficam completamente diferentes, com diferenças percentuais que podem chegar a 60% em alguns pontos.

4.1.1.5 A correlação de Dittus-Boelter

Foram feitas comparações dos valores obtidos na simulação com aqueles indicados por outras correlações tradicionais e estabelecidas na literatura técnica; entretanto as diferenças obtidas foram mais significativas.

Os dados dos coeficientes locais de transferência de calor obtidos na simulação, para o escoamento do hélio ao longo dos canais refrigerantes, foram discrepantes em relação à correlação proposta por Dittus-Boelter - equação (14) - em valor entre 10% e 12,5%, na região do escoamento completamente desenvolvido (Figuras 26 e 27).

4.1.1.6 A correlação de Sieder-Tate

Com relação à correlação de Sieder-Tate, a diferença relativa aos valores obtidos na simulação variou de 12,7% a 14%, para a região do canal completamente desenvolvido (Figuras 26 e 27).

4.1.2 Modelo $k - \omega$

Em relação ao modelo de turbulência $k - \omega$, realizou-se a simulação utilizando-se a vazão mássica na entrada de 0,2 kg/s. O desvio dos valores do número de Nusselt obtidos na simulação, quando comparados àqueles previstos pela correlação de McEligot et al (1965), variou, para $z/D > 30$, de -7,4% a 1% ao longo do canal, para a equação proposta já com o ajuste para a modelação da entrada do canal. Na entrada, o desvio é de 7%, aproximadamente, para $z/D > 5$, região para a qual a equação é válida (Figuras 28 e 29).

Quando comparado à correlação de McEligot et al (1965) proposta apenas para o trecho completamente desenvolvido, sem contabilizar os efeitos da entrada, os valores obtidos na simulação apresentam desvio que varia de 7% a 8%, para $z/D > 30$ (Figuras 28 e 29).

Na Figura 28, há gráfico com a relação entre $Nu/Pr^{0,4}$ em função do número de Reynolds, com os dados da simulação realizada e aqueles das correlações que apresentaram valores abaixo dos resultados desta, para o modelo de turbulência $k - \omega$.

Figura 28 - $Nu/Pr^{0,4}$ em função do número de Reynolds – modelo de turbulência $k - \omega$.

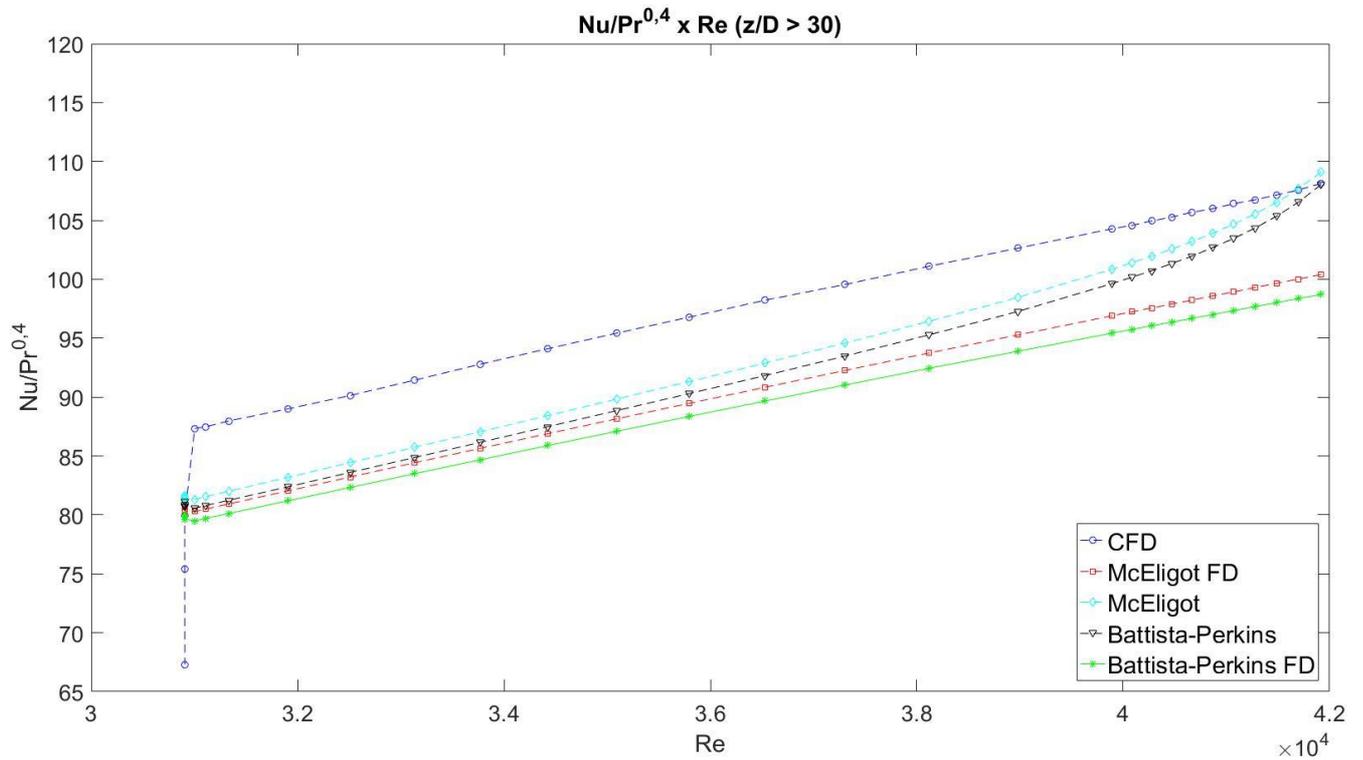
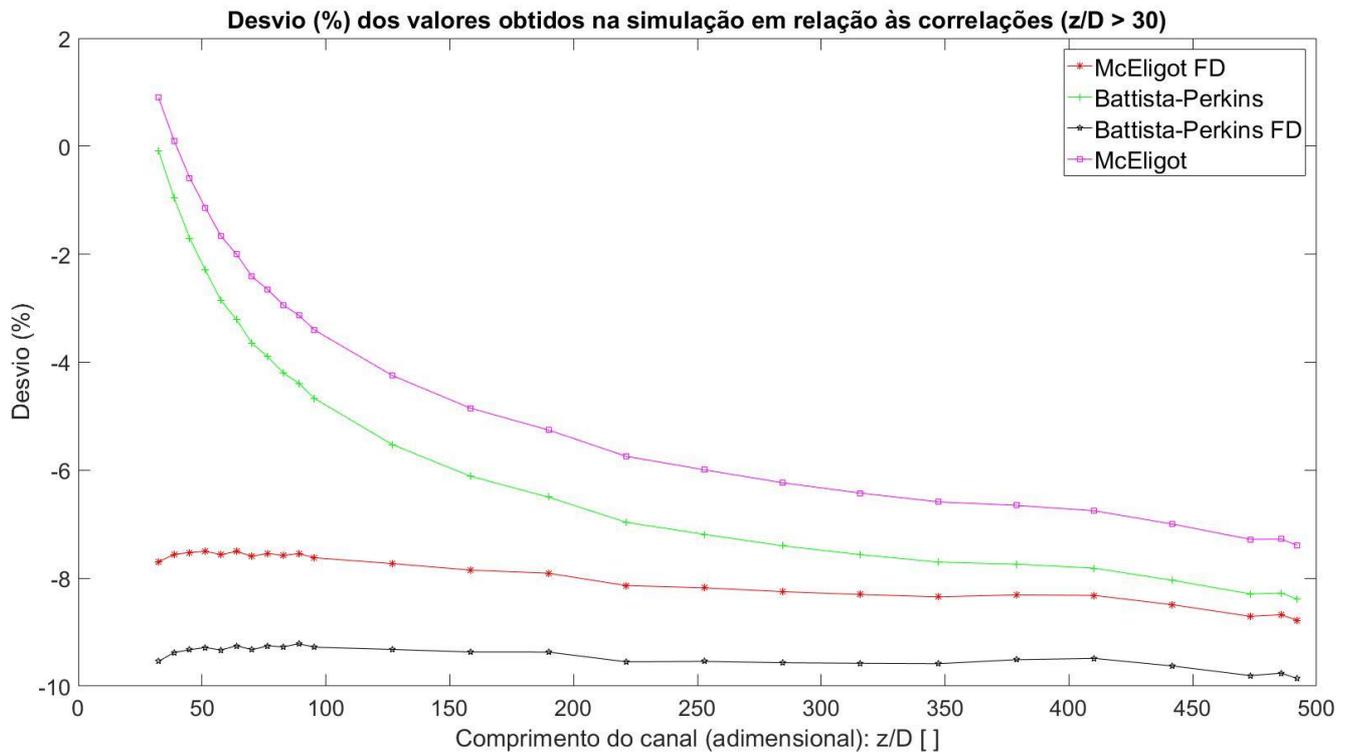


Figura 29 – Desvio percentual - número de Nusselt – modelo de turbulência $k - \omega$.

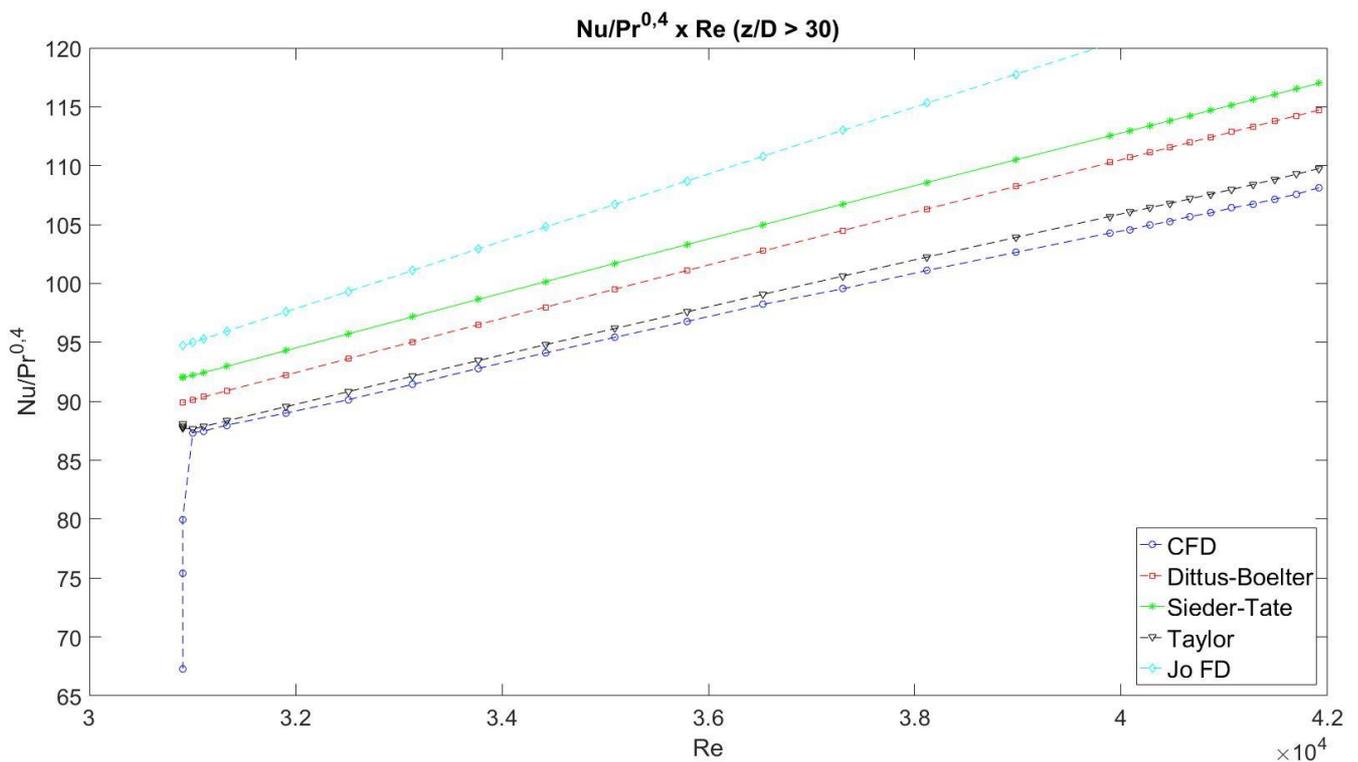


A Figura 29 contém o gráfico com o desvio percentual entre os valores do número de Nusselt obtidos por meio da simulação e aqueles das correlações que apresentaram valores abaixo dos resultados desta.

Quando utilizado o modelo $k - \omega$, o valor do desvio entre os valores obtidos na simulação e os esperados pela correlação de Taylor (1969) foi drasticamente reduzido em relação do modelo $k - \varepsilon$. O desvio constatado para o trecho do canal completamente desenvolvido variou de 0,35% a 1,6%, o que demonstra uma boa convergência entre esses valores (Figuras 30 e 31).

A Figura 30 mostra o gráfico com a relação entre $Nu/Pr^{0,4}$ em função do número de Reynolds, com os dados da simulação realizada e das correlações que apresentaram valores acima dos resultados desta, para o modelo de turbulência $k - \omega$.

Figura 30 - $Nu/Pr^{0,4}$ em função do número de Reynolds – modelo de turbulência $k - \omega$.



Quando comparados à correlação de Battista e Perkins (1970), computada com o termo do efeito da entrada do canal, os valores da simulação ficaram até 8,4% diferentes ao longo do canal, para $z/D > 26$ (Figuras 28 e 29).

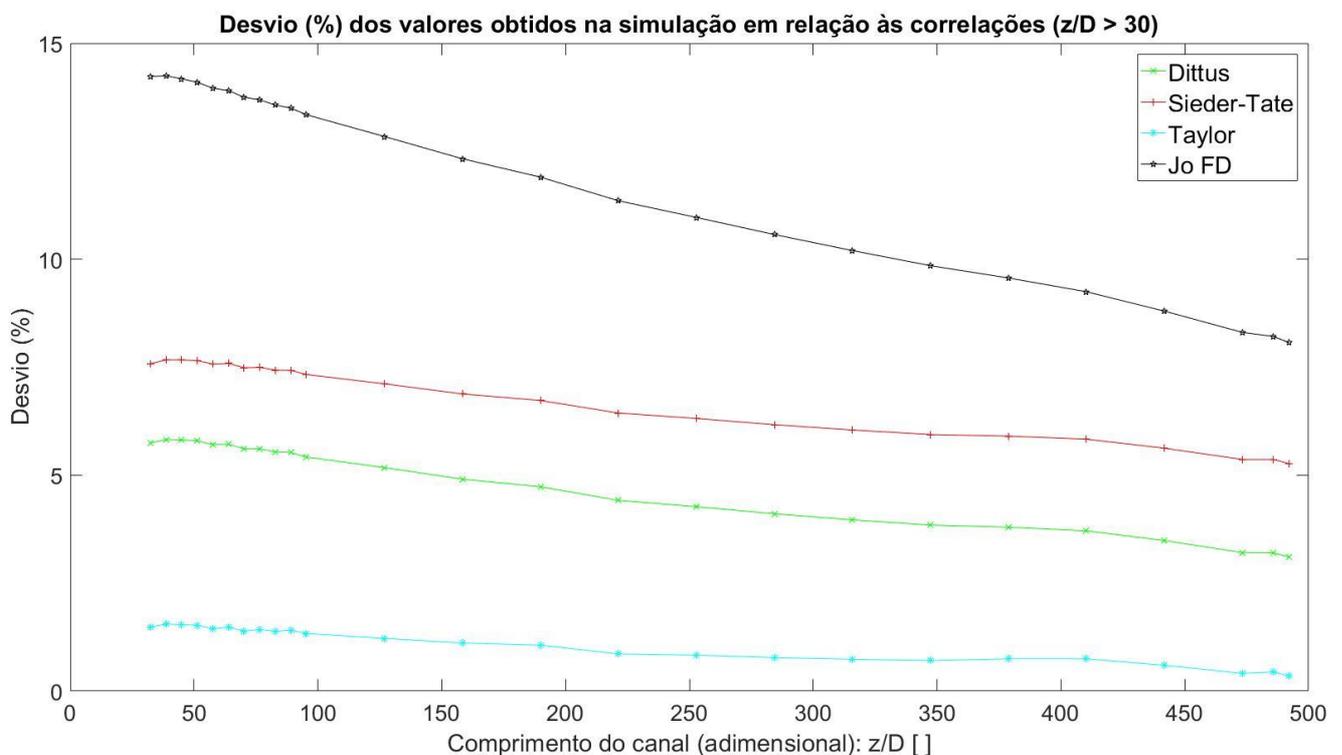
A correlação de Dittus-Boelter forneceu valores que ficaram de 3% a 5,8% diferentes em relação aos dados obtidos na simulação, para $z/D > 7$ (Figuras 30 e 31).

Já a correlação de Sieder-Tate proporcionou a obtenção de valores que apresentaram diferença em relação aos dados obtidos na simulação de 5% a 7,5%, para $z/D > 13$ (Figuras 30 e 31).

Em relação à equação que Jo et al (2014) propuseram para o escoamento completamente desenvolvido, os resultados obtidos na simulação ficaram de 7,6% a 14,2% diferentes, para $z/D > 7$ (Figuras 30 e 31).

A Figura 31 exibe o gráfico com o desvio percentual entre os valores do número de Nusselt obtidos por meio da simulação e aqueles das correlações que apresentaram valores acima dos resultados desta.

Figura 31 – Desvio percentual - número de Nusselt – modelo de turbulência $k - \omega$.



4.1.3 Modelo SST

O modelo de turbulência SST (*Shear Stress Transport*) é baseado no modelo $k - \omega$ e prevê, de maneira bastante precisa, o surgimento e a magnitude da separação do escoamento sob gradiente de pressão adversa (ANSYS, 2013).

Quando utilizado o modelo de turbulência SST, a diferença entre os valores obtidos na simulação e os previstos pela correlação de McEligot et al (1965) ficaram ainda mais

acentuados. Para $z/D > 7$, essa diferença variou de 7,8% a 17% ao longo do canal, com as maiores diferenças estando na região mais próxima à entrada. Ressalta-se que, para esse modelo de turbulência, realizou-se a simulação utilizando como condição de entrada a vazão mássica de 0,2 kg/s.

No modelo SST, as diferenças entre os valores obtidos na simulação e os da correlação de Taylor (1969) foram bastante acentuadas. Essa diferença variou de 14% a 17% ao longo do canal, também com os maiores desvios estando na região mais próxima à entrada do canal.

Quando comparados à demais correlações estabelecidas na literatura técnica e já citadas no presente texto, os desvios encontrados para os valores obtidos na simulação computacional ficaram superiores a 20%.

Podemos concluir que esse modelo de turbulência teve o pior desempenho, entre os modelos utilizados, quando comparados às correlações que serviram de parâmetro.

4.1.4 Modelo SSG

Por último, quando da simulação utilizando o modelo de turbulência SSG, também se considerou a vazão mássica de 0,2 kg/s. Nesse caso, a diferença percentual entre os valores simulados e os esperados por meio da correlação de McEligot et al (1965) variou de -4,4% a 2,9%, para $z/D > 26$ (Figuras 32 e 33).

A Figura 32 expõe o gráfico com a relação entre $Nu/Pr^{0,4}$ em função do número de Reynolds, com os dados da simulação realizada e aqueles das correlações que apresentaram valores abaixo dos resultados da simulação, para o modelo de turbulência SSG.

A Figura 33 apresenta o gráfico com o desvio percentual entre os valores do número de Nusselt obtidos por meio da simulação e aqueles das correlações que apresentaram valores abaixo dos resultados desta.

Para o trecho do canal com escoamento completamente desenvolvido, a diferença percentual entre os valores calculados pela correlação de Taylor (1969) e os extraídos da simulação variou de -2,3% a 3% ao longo de todo o canal, sendo que para $z/D > 20$ a diferença percentual ficou entre aproximadamente 2% e 3% (Figuras 34 e 35).

Quando os valores da simulação são comparados à correlação de Dittus-Boelter, a diferença percentual encontrada fica na faixa de 5,8% a 6,8%, para $z/D > 20$ (Figuras 34 e 35). Para $z/D < 20$ essa diferença é ainda menor.

Figura 32 - $Nu/Pr^{0,4}$ em função do número de Reynolds – modelo de turbulência SSG.

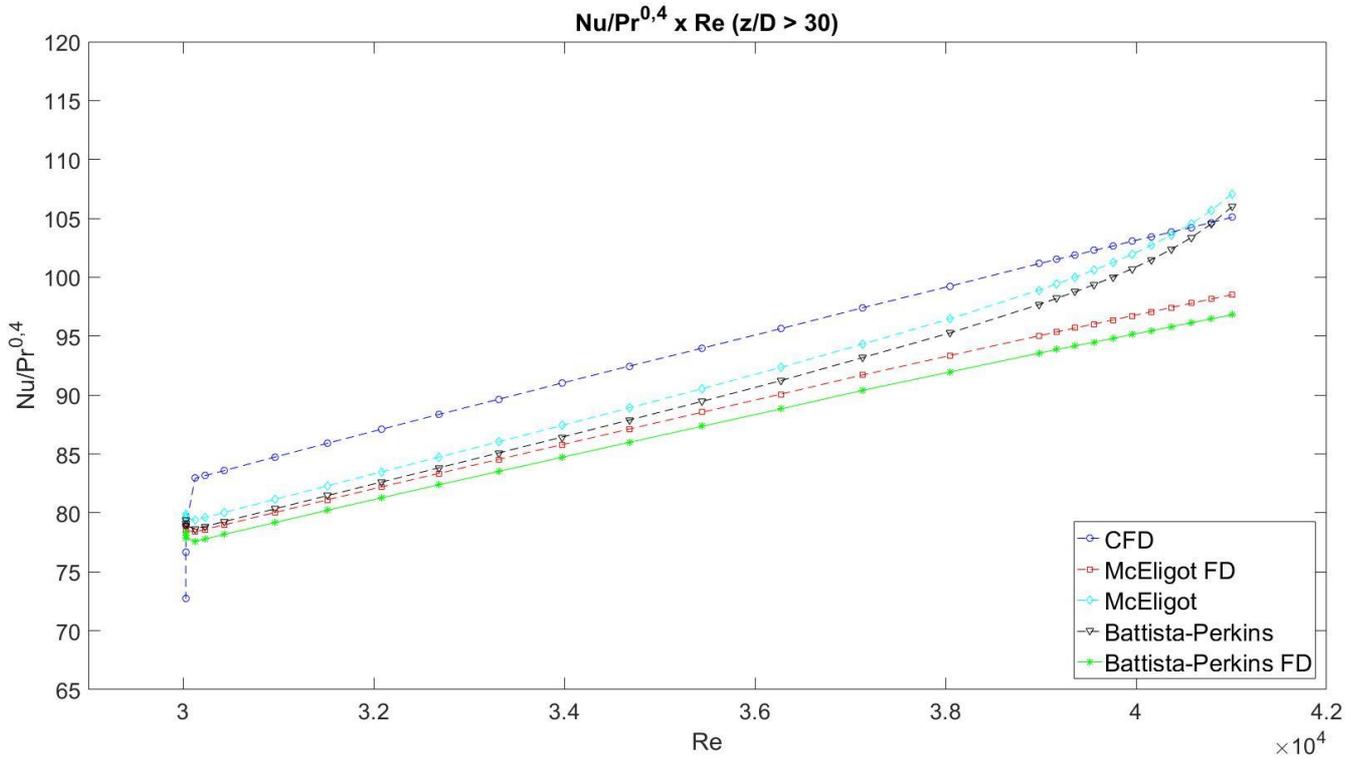
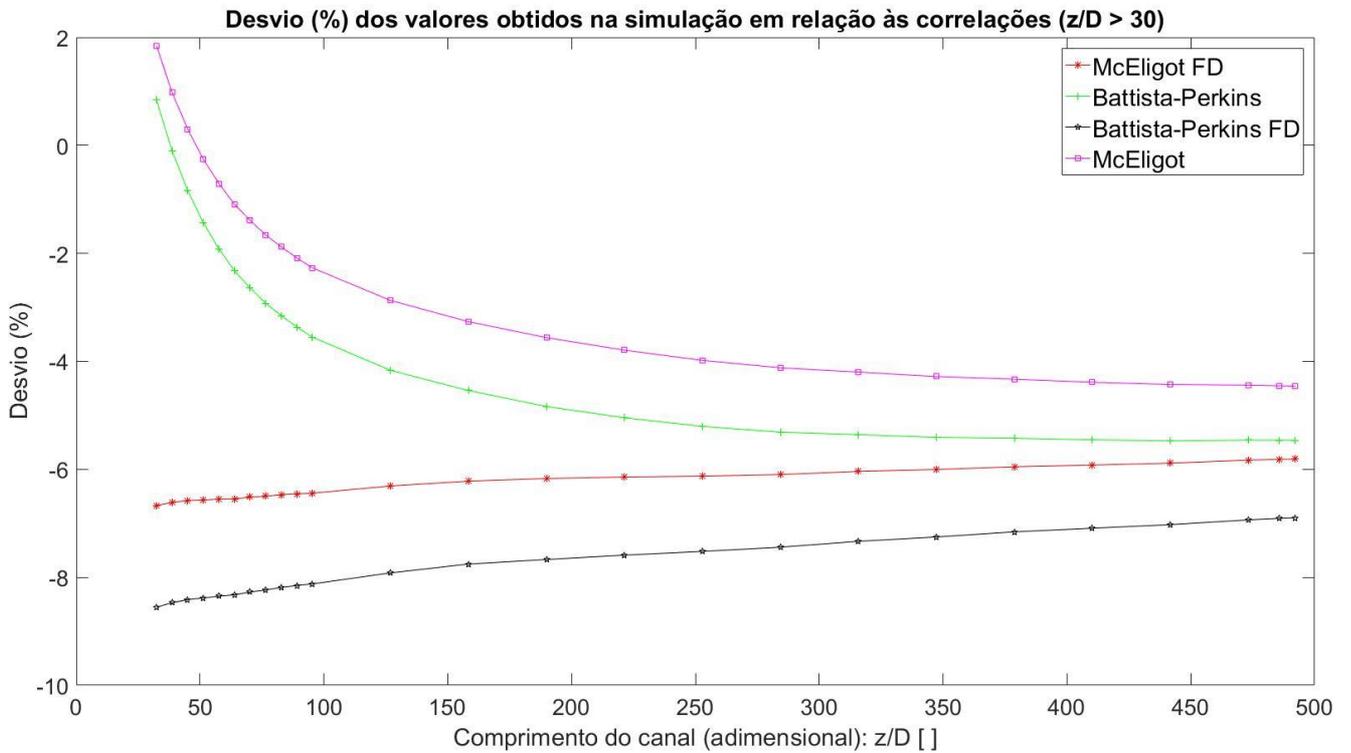
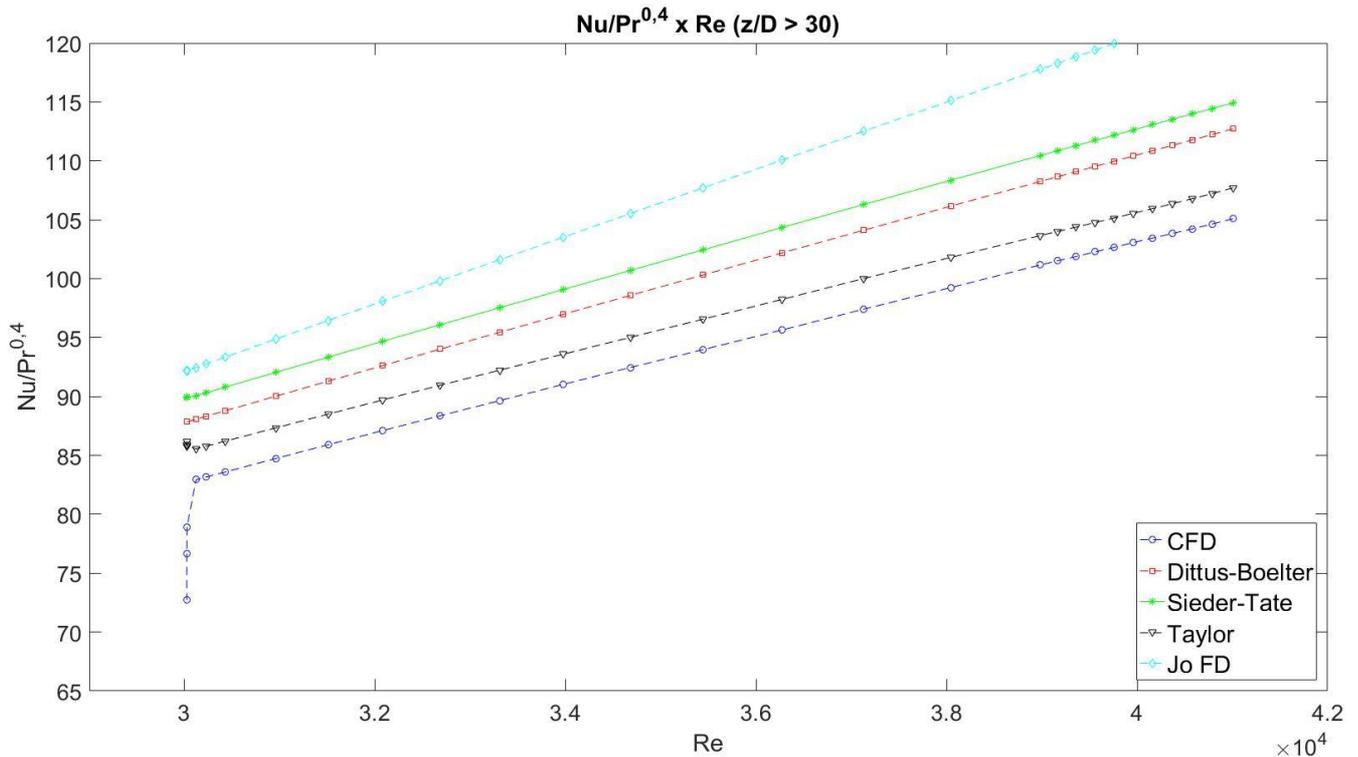


Figura 33 – Desvio percentual – número de Nusselt – modelo de turbulência SSG.



A Figura 34 reproduz o gráfico com a relação entre $Nu/Pr^{0,4}$ em função do número de Reynolds, com os dados da simulação realizada e aqueles das correlações que apresentaram valores acima dos resultados da simulação, para o modelo de turbulência SSG.

Figura 34 - $Nu/Pr^{0,4}$ em função do número de Reynolds – modelo de turbulência SSG.



A Figura 35 estampa o gráfico com o desvio percentual entre os valores do número de Nusselt obtidos por meio da simulação e aqueles das correlações que apresentaram valores acima dos resultados desta.

Quanto à correlação de Sieder-Tate, o desvio encontrado foi de aproximadamente 8% ao longo de todo o canal onde o escoamento está completamente desenvolvido (Figuras 34 e 35).

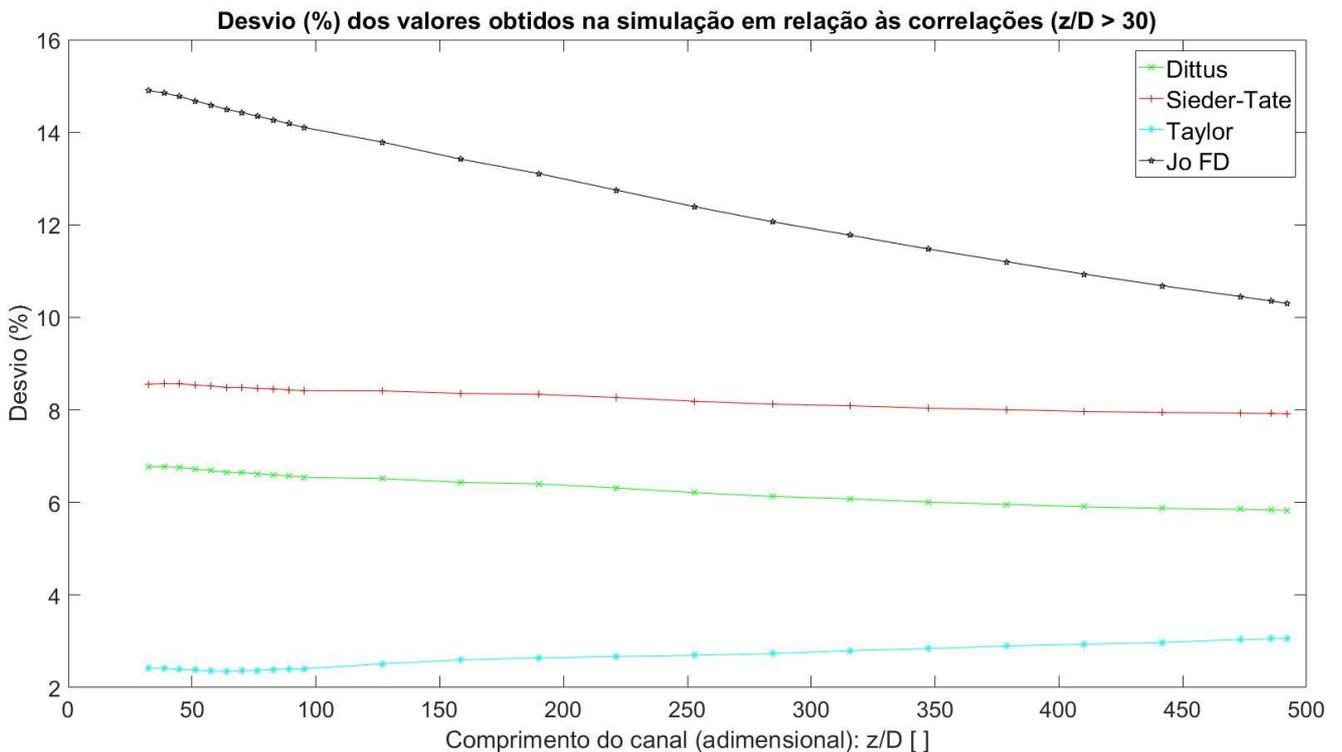
O desvio em relação aos valores obtidos da correlação de Battista e Perkins (1970) completa variou de -5,4% a 2%, para $z/D > 26$ (Figuras 32 e 33). Já a correlação desenvolvida por Jo et al (2014) apresentou diferença em relação aos resultados obtidos na simulação que variou de 10% a 14% ao longo do canal (Figuras 34 e 35).

Diante do exposto, constata-se que o modelo de turbulência $k - \varepsilon$ possibilitou a obtenção de resultados que mais se aproximaram das correlações de McEligot et al (1965) e Battista e Perkins (1970), para o canal refrigerante de seção transversal circular do reator nuclear sob análise. Já o modelo $k - \omega$ propiciou a obtenção de valores que mais bem se

encaixavam na correlação proposta por Taylor (1969), além de tenderem, esses valores, àqueles previstos pelas correlações Dittus-Boelter e Sieder-Tate com um desvio inferior ao obtido com o modelo de turbulência $k - \varepsilon$.

Da avaliação dos dados obtidos nesses canais refrigerantes, com todos os modelos de turbulência, verifica-se que o comprimento de entrada é de aproximadamente $z/D = 26$.

Figura 35 - Desvio percentual – número de Nusselt – modelo de turbulência SSG.



4.2 Análise do escoamento intersticial – canal *by-pass* sob diferentes modelos de turbulência

Para os canais *by-pass* de 3 mm e 5 mm de largura, os resultados obtidos para o número de Nusselt com a simulação realizada por meio de CFD foram razoavelmente bem sucedidos na comparação com os dados previstos por meio das correlações estabelecidas na literatura. O número de Reynolds nesses canais variou de 7.800 a 23.000.

4.2.1 Modelo de turbulência $k - \varepsilon$

4.2.1.1 A correlação de McEligot et al (1965)

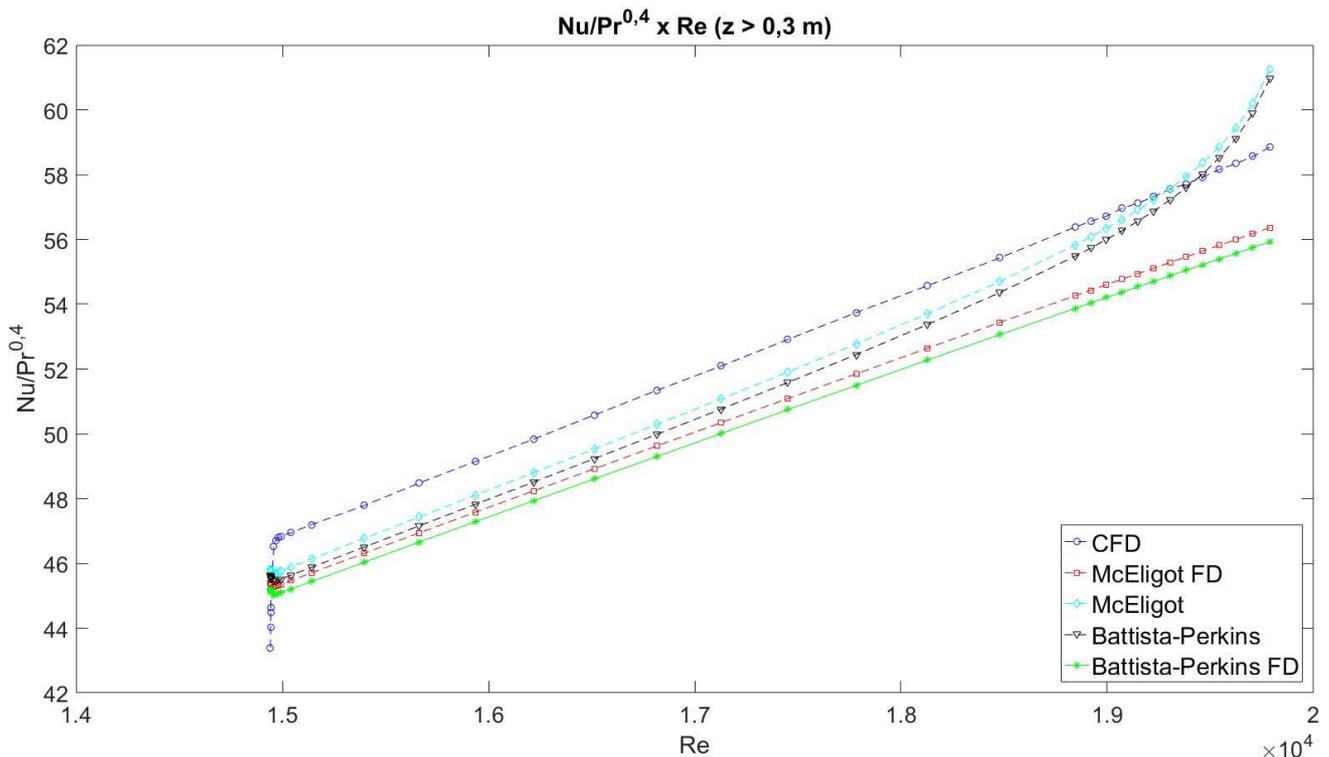
Relativamente à geometria com largura do canal *by-pass* de 5 mm, para todas as taxas de escoamento mássico testados, os resultados esperados por meio da correlação de McEligot et al (1965) para o escoamento completamente desenvolvido ficaram, para $z > 0,31\text{m}$, de 3% a 4,5% abaixo dos valores obtidos na simulação (Figuras 36 e 37).

A diferença era maior nos locais mais próximos à entrada do canal e esse desvio diminui na direção do escoamento. Na área intermediária do canal, por exemplo, esse desvio é inferior a 3,5% (Figuras 36 e 37).

Quando os dados obtidos na simulação são comparados à equação completa proposta por McEligot et al (1965), incluindo a correção que considera os efeitos da entrada do canal, a diferença entre os mesmos varia de -2% a 4% para $z > 0,31\text{m}$.

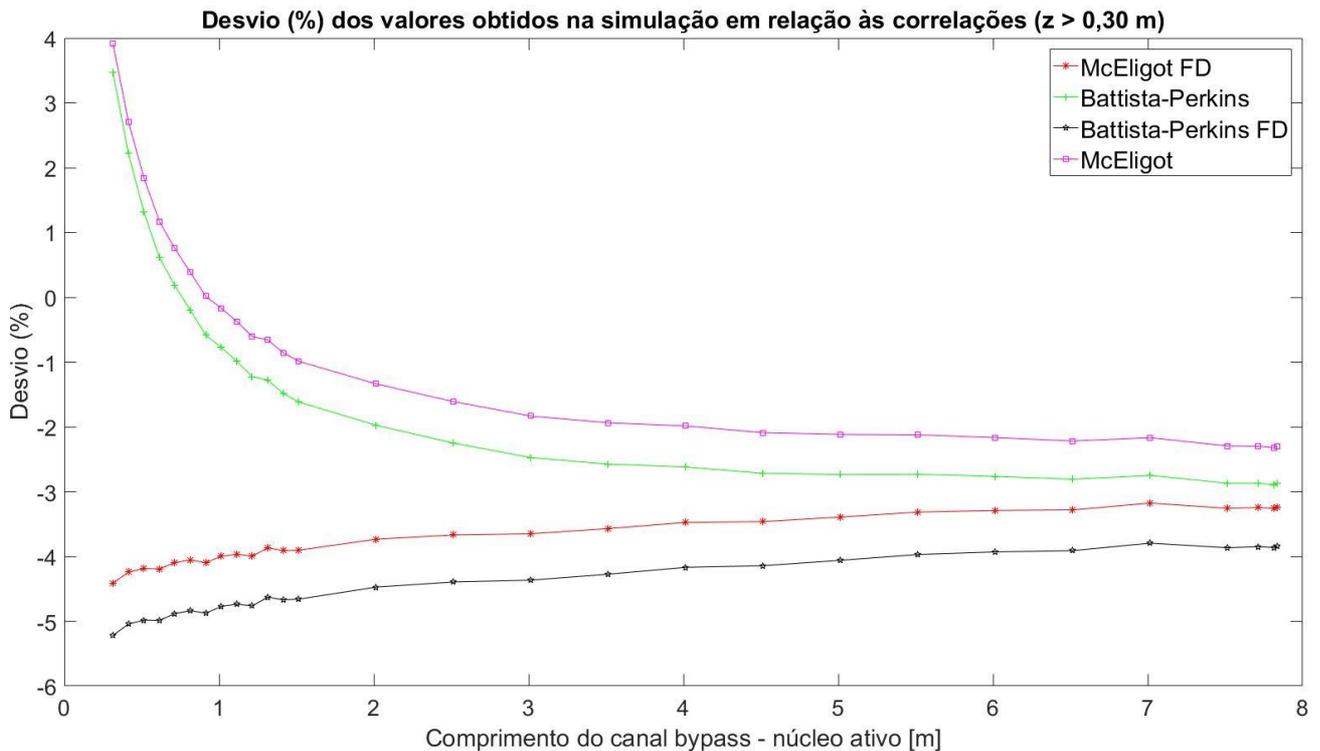
A Figura 36 contém o gráfico com a relação entre $Nu/Pr^{0,4}$ em função do número de Reynolds, com os dados da simulação realizada e aqueles das correlações que apresentaram valores abaixo dos resultados da simulação, para o modelo de turbulência $k - \varepsilon$.

Figura 36 - $Nu/Pr^{0,4}$ em função do número de Reynolds – modelo $k - \varepsilon$: *by-pass*.



Na Figura 37 há o gráfico com o desvio percentual entre os valores do número de Nusselt obtidos por meio da simulação e aqueles das correlações que apresentaram valores abaixo dos resultados desta.

Figura 37 - Desvio percentual - número de Nusselt – modelo $k - \epsilon$: by-pass.



Comportamento semelhante ocorreu com a geometria na qual a largura do canal *by-pass* era de 3 mm. Os valores do número de Nusselt obtidos por meio dessa correlação ficaram abaixo dos valores obtidos na simulação, variando de 5%, na região mais próxima à entrada do canal, a 3%, nos locais próximos à saída do canal.

4.2.1.2 A correlação de Taylor (1969)

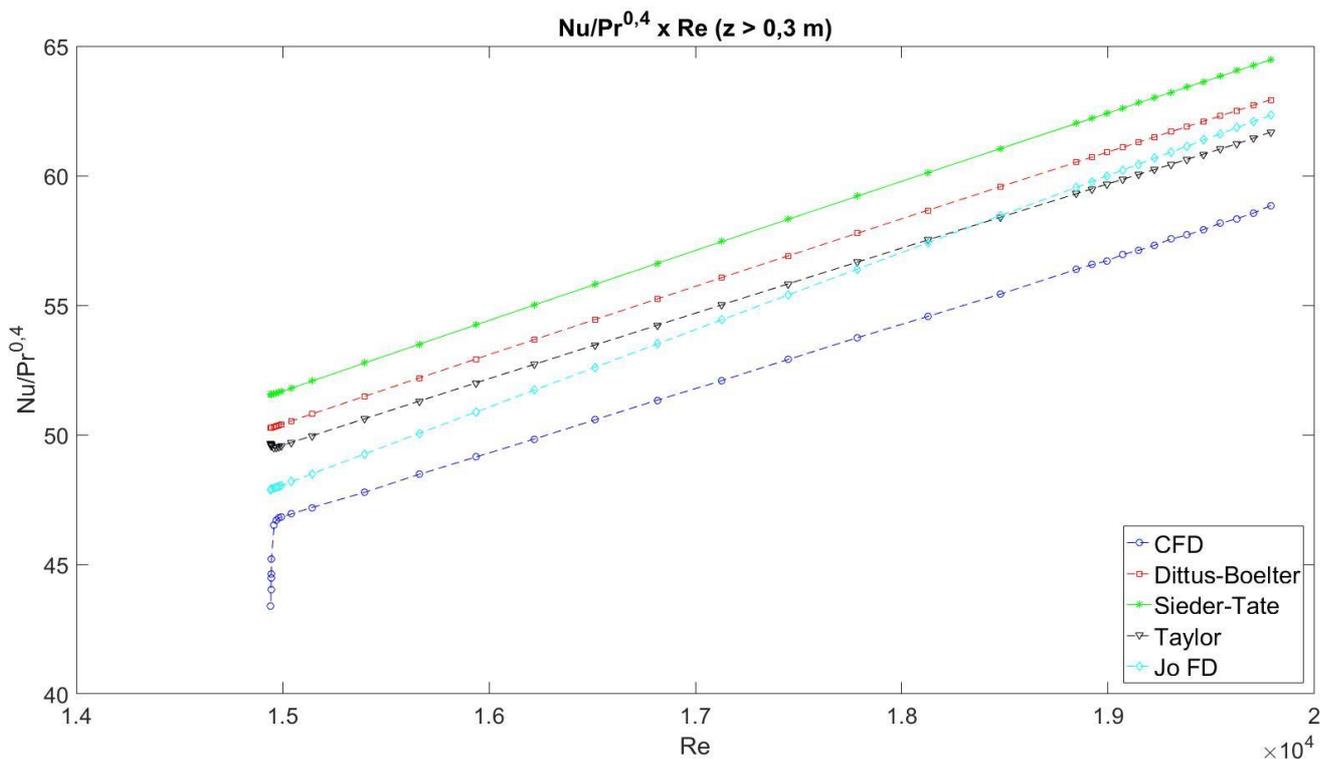
Quando comparados aos resultados esperados por meio da utilização da correlação de Taylor (1969) - já com a correção para descrever o desenvolvimento do escoamento na entrada do canal -, os resultados obtidos na simulação para o canal *by-pass* de 5 mm de largura ficaram cerca de 3% a 6% inferiores, para $z > 11$ cm, ou seja, tanto no trecho do canal com o escoamento completamente desenvolvido quanto em parte do canal em que a camada limite hidrodinâmica e térmica ainda estava em desenvolvimento (Figura 38). Na região inicial do canal, para $z < 11$

cm, a diferença entre essas correlações foi de aproximadamente 6%, sendo os valores da correlação de Taylor (1969), ali, inferiores.

Praticamente o mesmo se pode dizer das simulações desenvolvidas com o canal *by-pass* de 3 mm. Os valores do número de Nusselt obtidos na simulação ficaram de 3,5% a 6,2% inferiores àqueles calculados com a correlação indicada, para $z > 11$ cm. Já para $z < 11$ cm o desvio percentual também foi reduzido, ficando inferior a 3,5%, porém nesse local os valores da simulação foram maiores.

A Figura 38 contém o gráfico com a relação entre $Nu/Pr^{0,4}$ em função do número de Reynolds, com os dados da simulação realizada e aqueles das correlações que apresentaram valores acima dos resultados da simulação, para o modelo de turbulência $k - \epsilon$.

Figura 38 - $Nu/Pr^{0,4}$ em função do número de Reynolds – modelo $k - \epsilon$: by-pass.



4.2.1.3 A correlação de Battista e Perkins (1970)

No canal *by-pass* de 5 mm, para $z > 35$ cm, o desvio entre os valores previstos pela correlação de Battista e Perkins (1970) - com a correção para computar os efeitos da entrada do canal - e os valores obtidos na simulação se encaixam em uma faixa de $\pm 3\%$ (Figuras 36 e 37);

entretanto, para as regiões mais próximas à entrada do canal, ou seja, para $z < 35$ cm, essa diferença foi bastante superior, chegando a 30% em alguns pontos.

Para o caso da geometria com *by-pass* de 3mm, para $z > 20$ cm, a diferença percentual entre os valores do número de Nusselt obtidos tanto na simulação quanto por meio da correlação em comento ficou em valor inferior a 3,5%, considerando todas as vazões mássicas adotadas. Para a região de $z < 20$ cm, essa diferença crescia e chegava a aproximadamente 30%.

4.2.1.4 A correlação proposta por Jo et al (2014)

A correlação proposta por Jo e al (2014) - apenas a equação elaborada para o trecho completamente desenvolvido - proporcionou a extração de valores do número de Nusselt próximos aos obtidos na simulação, para o *by-pass* de 5mm (Figura 38). Uma maior diferença entre os valores obtidos das duas formas foi observada para uma maior vazão mássica, enquanto que para a simulação levada a cabo como a menor vazão mássica, os valores obtidos pela correlação ficaram ainda mais semelhantes àqueles da simulação.

Para a vazão de 0,23 kg/s, a máxima diferença entre os valores do número de Nusselt foi de aproximadamente 7,36%, em $z \cong 40$ cm, caindo desse ponto em diante e chegando a 5% no trecho final do canal.

Já para a vazão mássica de 0,17 kg/s, a máxima diferença verificada foi de 3,7%, também para $z \cong 40$ cm, e daí em diante essa diferença diminui até chegar a aproximadamente 0,1% na região final do canal.

Já quando consideramos a equação completa de Jo e al (2014), incluindo a correção proposta para descrever o comportamento do escoamento na entrada do canal, a diferença entre os valores encontrados na simulação e aqueles previstos por essa equação é demasiadamente grande, de modo que não é possível traçar um comparativo apropriado. O valor obtido dessa correlação fica aproximadamente 50% superior na entrada e 50% inferior na saída, em comparação com os valores das simulações.

Já em relação ao canal *by-pass* de 3 mm, verificou-se que, para $z > 12$ cm, a diferença entre os valores obtidos para o número de Nusselt na simulação e os calculados pela correlação de Jo et al (2014) - considerando apenas a equação elaborada para o escoamento completamente desenvolvido - variou de 4,5% a 8% para vazão mássica de 0,23 kg/s, de 6,2% a 10,2% para a vazão mássica de 0,2 kg/s e de 8% a 12,5% para a vazão de 0,17 kg/s. Ou seja, ao contrário do que se verificou com o canal *by-pass* de 5 mm, no presente caso a menor diferença entre os valores obtidos se deu para o caso das simulações com maior vazão mássica.

4.2.1.5 A correlação de Sieder-Tate

Em relação à correlação de Sieder-Tate para o canal de 5 mm, a diferença entre os valores do número de Nusselt previstos pela mesma e aqueles obtidos por meio da simulação ficou entre 8,5% e 9,5% ao longo do canal, para todos os valores de taxa de vazão mássica utilizados (Figura 38).

Em relação ao canal *by-pass* de 3 mm, essa diferença percentual variou de 7,7% a 9,4%, também ao longo de todo o canal, e, para $z < 20$ cm, essa diferença percentual ficou ainda menor, abaixo de 2%.

4.2.1.6 A correlação de Dittus-Boelter

No caso do canal *by-pass* de 5 mm, para $z > 12$ cm, aproximadamente, o desvio entre os valores do número de Nusselt calculados pela correlação de Dittus-Boelter e aqueles obtidos na simulação variou entre 6,5% e 7,5%, sendo que as menores diferenças foram verificadas mais ao início do canal e cresceu linearmente ao longo do mesmo. Para $z > 12$ cm, a diferença percentual observada é um pouco maior, chegando a 10% (Figura 38).

Para o canal *by-pass* de 3 mm, observou-se que a diferença percentual entre os valores do número de Nusselt da simulação e aqueles obtidos diretamente da correlação variava, ao longo de todo o canal, de 4% a 7%.

Diante do exposto, observou-se que os valores obtidos na simulação, utilizando-se o modelo de turbulência $k - \varepsilon$ encontraram boa convergência com os valores previstos em diversas correlações empíricas estabelecidas na literatura técnica.

As correlações que serviram de base para comparação com os dados obtidos no presente estudo foram elaboradas a partir de análise de dados coletados em experimentos realizados com diversos tipos de fluidos, para uma ampla faixa de número de Reynolds e para diferentes geometrias de canais.

4.2.2 Modelos $k - \omega$ e SST

As simulações utilizando os modelos de turbulência $k - \omega$, SST e SSG foram realizadas na geometria contendo o canal *by-pass* de 5 mm de largura e com vazão mássica total de 0,2 kg/s.

Os resultados obtidos com a simulação do modelo $k - \omega$ não apresentaram boa convergência com os valores calculados por meio das correlações citadas neste documento. O desvio com relação à correlação de McEligot et al (1965) variou de 9% a 22% ao longo do canal; com relação à correlação de Sieder-Tate, variou de 6% a 9%; Dittus-Boelter, 9% a 11%; Jo et al (2014), 11% a 18%; e, com Battista e Perkins (1970), o desvio variou de 12% a 23%.

Os resultados obtidos com o modelo de turbulência SST também não se mostraram muito proveitosos quando comparados aos valores fornecidos pelas correlações estudadas. A título de exemplo, cita-se que o desvio verificado quando comparados às correlações de Battista e Perkins (1970) e de McEligot et al (1965) variou de 0 a 14%, resultado semelhante ao das outras correlações.

4.2.3 Modelo SSG

Já em relação ao modelo de turbulência SSG, os resultados fornecidos pela simulação foram satisfatórios quando comparados a essas correlações.

O desvio com relação à correlação de McEligot et al (1965), Figura 39, foi de até 4,6%, para $z > 20$ cm. Quando comparados à correlação de Taylor (1969), Figuras 40 e 41, os resultados ficaram dentro de uma margem de variação de 1,3% a 3,4%, para $z > 12$ cm.

Em comparação com a correlação de Dittus-Boelter, os resultados obtidos na simulação ficaram de 2,9% a 4,8% diferentes, e quando se compara à correlação de Sieder-Tate, o desvio variou de 5,2% a 7,5%, para $z > 12$ cm (Figuras 40 e 41).

O modelo SSG teve boa convergência com as correlações desenvolvidas baseadas em escoamento em canais com seção transversal retangular. O desvio dos resultados obtidos na simulação em comparação com a correlação elaborado por Jo et al (2014) variou de -0,5% a 2,7%, para $z > 12$ cm (Figuras 40 e 41).

Já em relação à correlação de Battista-Perkins (1970), o desvio foi de até 5%, para $z > 30$ cm.

A Figura 39 apresenta o gráfico com a relação entre $Nu/Pr^{0,4}$ em função do número de Reynolds, com os dados da simulação realizada e aqueles das correlações que apresentaram valores abaixo dos resultados da simulação, para o modelo de turbulência SSG.

A Figura 40 mostra o gráfico com a relação entre $Nu/Pr^{0,4}$ em função do número de Reynolds, com os dados da simulação realizada e aqueles das correlações que apresentaram valores acima dos resultados da simulação, para o modelo de turbulência SSG.

Figura 39 - $Nu/Pr^{0,4}$ em função do número de Reynolds – modelo SSG: by-pass.

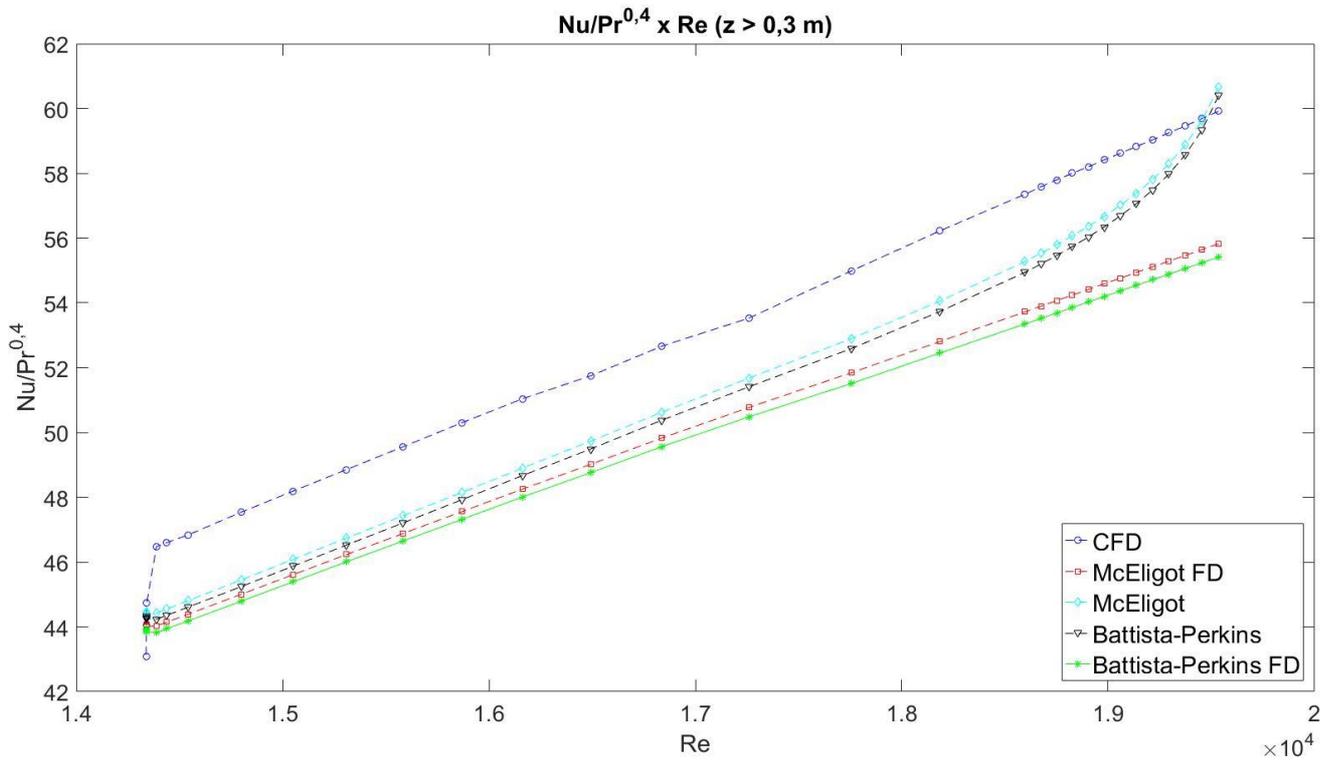
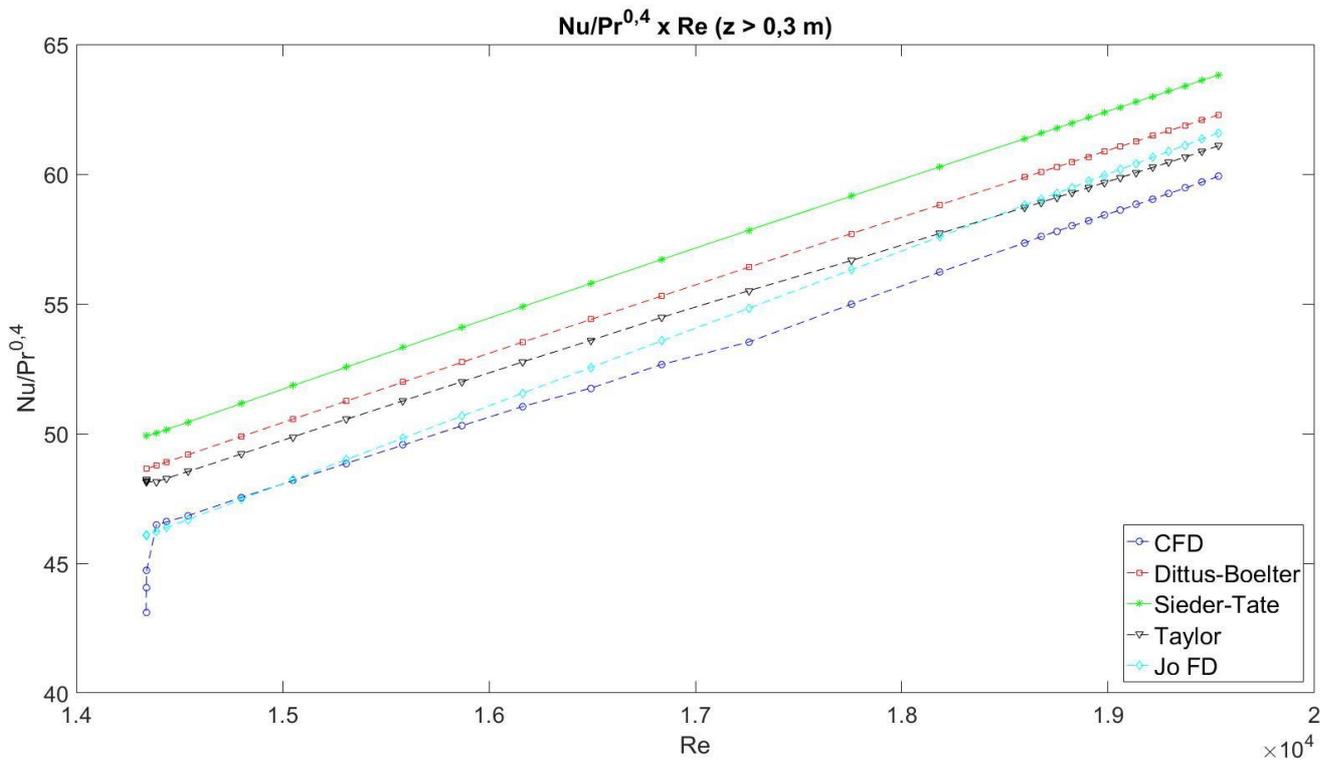
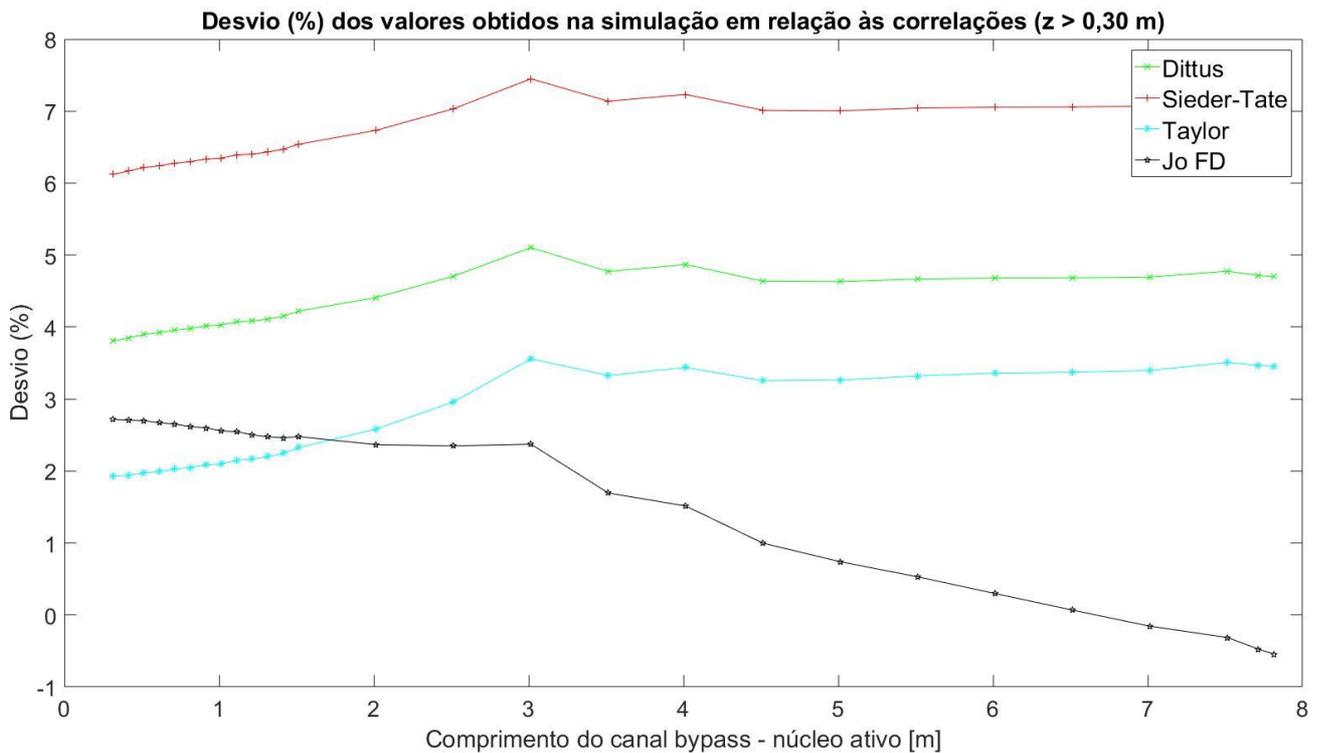


Figura 40 - $Nu/Pr^{0,4}$ em função do número de Reynolds – modelo SSG: by-pass.



A Figura 41 exibe gráfico com o desvio percentual entre os valores do número de Nusselt obtidos por meio da simulação e aqueles das correlações que apresentaram valores acima dos resultados desta.

Figura 41 - Desvio percentual - número de Nusselt – modelo SSG: by-pass.



Em vista do que foi aqui relatado, percebe-se que os modelos de turbulência $k - \varepsilon$ e SSG forneceram resultados que estavam em razoável convergência com os valores preditos pelas correlações citadas nesse texto em relação ao escoamento havido através do canal *by-pass*. O comprimento da entrada do canal, no qual o coeficiente de transferência de calor é dependente da posição no canal, é de aproximadamente 22 cm, para o caso do *by-pass* de 5 mm de largura, e de 12 cm, para o *by-pass* de 3 mm.

Os valores previstos para o número de Nusselt, de acordo com as correlações de McEligot et al (1965) e Taylor (1969), diferem, entre si, no trecho completamente desenvolvido, em torno de 9% a 9,5%. O trabalho de Taylor (1969) informa que foram analisadas 359 medições obtidas em experimentos realizados com o gás hélio e 98% dos valores obtidos nesses experimentos desviavam menos de $\pm 25\%$ dos valores previstos por sua correlação. Nota-se, então, que os valores preditos pela correlação de McEligot et al (1965) se enquadram na margem de erro indicada por Taylor (1969).

Nas simulações realizadas, o número de Nusselt nos canais refrigerantes de seção transversal circular, quando da utilização do modelo de turbulência $k - \varepsilon$, convergiu fortemente com a correlação de McEligot et al (1965), apresentando um desvio, quando comparado à correlação de Taylor, de cerca de 8%. Já quando da simulação com o modelo de turbulência $k - \omega$, os valores obtidos apresentaram pequeno desvio dos valores preditos pela correlação de Taylor (1969). Ambas as correlações foram desenvolvidas com base em dados obtidos de experimentos realizados com duto de seção transversal circular, simetricamente aquecido e utilizando hélio, entre outros gases.

Observa-se, com base nessa divergência entre os valores preditos pelas correlações, que não é possível afirmar, fundamentado apenas na comparação entre os dados obtidos na simulação e os valores preditos pelas correlações, qual o modelo de turbulência mais apropriado para a utilização em experimentos numéricos no contexto ora analisado.

Sato et al (2010) e Tung et al (2012) realizaram comparações entre os valores obtidos, nas simulações, para o fator de fricção nos canais refrigerantes, e os valores fornecidos por correlações desenvolvidas com base em dados experimentais, que prediziam essa mesma grandeza. A conclusão a que chegaram foi que os modelos de turbulência $k - \varepsilon$ padrão e realizável apresentaram pequenos desvios dos valores esperados. Tal posicionamento também foi seguido por Tung et al (2014) em suas simulações, e Wang et al (2016), similarmente, adotou o modelo $k - \varepsilon$ para suas análises numéricas. Quando utilizada a correlação de número de Nusselt para comparação, a correlação adotada foi a de McEligot et al (1965) (TUNG et al, 2012; TUNG et al, 2014).

Tendo em vista que o modelo $k - \varepsilon$ converge com desvio menor do que 1% com a correlação de McEligot et al (1965), amplamente utilizada pela comunidade científica para estudos de escoamento de fluidos em reatores nucleares, adotou-se esse modelo nas simulações a seguir. Um exemplo da utilização da correlação de McEligot et al (1965) consta em Tak et al (2014), em cujo trabalho demonstra-se o uso dessa correlação para o acoplamento entre o modelo sólido tridimensional e o modelo unidimensional do fluido em um núcleo de VHTR.

4.3 Distribuição de temperatura no setor 1/12 – alteração do espaço *by-pass*

Foram realizadas simulações em geometrias de diferentes dimensões de canais *by-pass*, além daquela sem esse canal, utilizando-se o modelo de turbulência $k - \varepsilon$.

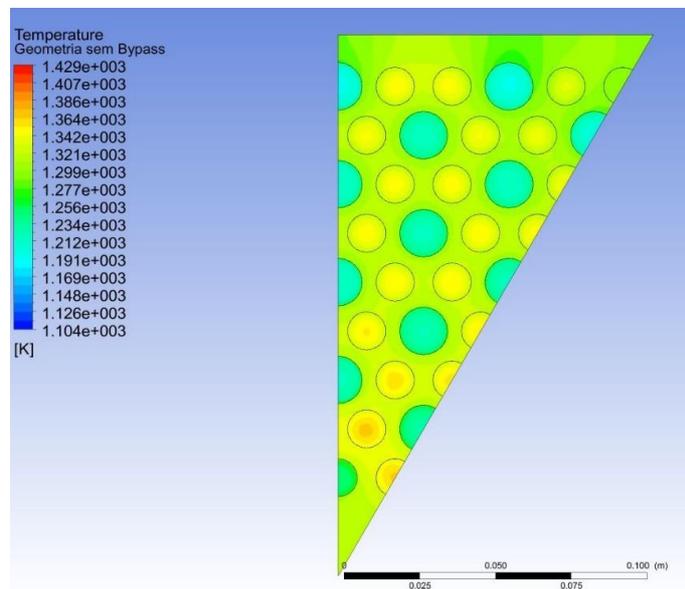
No caso, estudou-se o comportamento do fluido refrigerante e a distribuição de temperatura em todo o sistema utilizando geometrias com canais *by-pass* de 3 mm e 5 mm de

largura, e a geometria que possuía apenas os canais refrigerantes de seção transversal circular (sem escoamento *by-pass*).

A região onde se encontra a temperatura mais elevada nos domínios do grafite e combustível fica aproximadamente 6 cm acima da face de saída do núcleo ativo do reator, antes de chegar ao refletor inferior. Nas Figuras 42, 43 e 44 mostra-se a distribuição de temperatura, para os três casos, no plano localizado em $z = 7,87$ m (a origem do sistema de coordenadas está no plano definido pela face superior do núcleo ativo).

Salienta-se que, para facilitar a comparação dos resultados, utilizou-se a mesma escala de temperatura nessas três figuras; essa escala está indicada na Figura 42.

Figura 42 - Distribuição de temperatura na geometria sem canal *by-pass*.



Como pode ser notado, à medida que se aumenta a largura do canal *by-pass*, maior é o gradiente de temperatura em todos os domínios, seja no fluido refrigerante, no grafite ou nos canais combustíveis. As temperaturas mais frias ficam próximas ao canal *by-pass*, enquanto as mais quentes ficam na região mais próxima ao centro do elemento combustível.

À medida que a largura do canal *by-pass* aumenta, mais fria fica a temperatura próxima a esse canal e mais quente fica a temperatura mais próxima ao canal refrigerante central.

Na Tabela 5 estão indicados os valores das temperaturas mínima e máxima, no plano acima citado, em cada um dos domínios componentes do sistema.

O escoamento *by-pass* na geometria que considera esse canal com 5 mm de largura foi de aproximadamente 20,975 g/s (o que representa o escoamento total de 41,95 g/s nesse canal, ou seja, o dobro, já que, para fins de simulação, utilizou-se um canal de 2,5 mm de largura com

uma face de simetria em sua borda externa), o que corresponde a 10,489% do total do fluxo mássico que entra pelo plenum superior da seção do reator sob estudo.

Figura 43 - Distribuição de temperatura na geometria com canal *by-pass* de 3 mm.

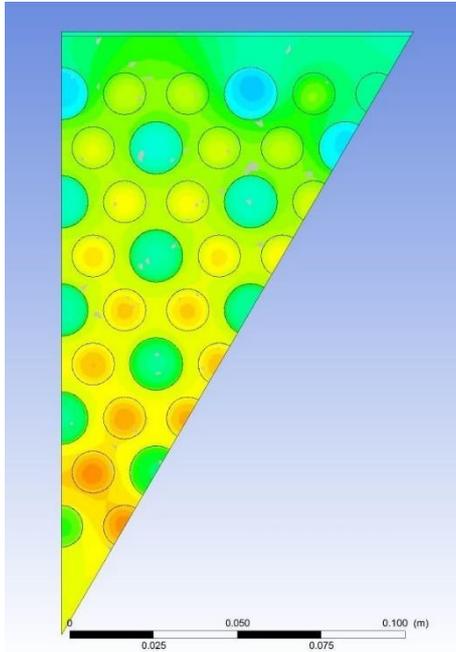


Figura 44 - Distribuição de temperatura na geometria com canal *by-pass* de 5 mm.

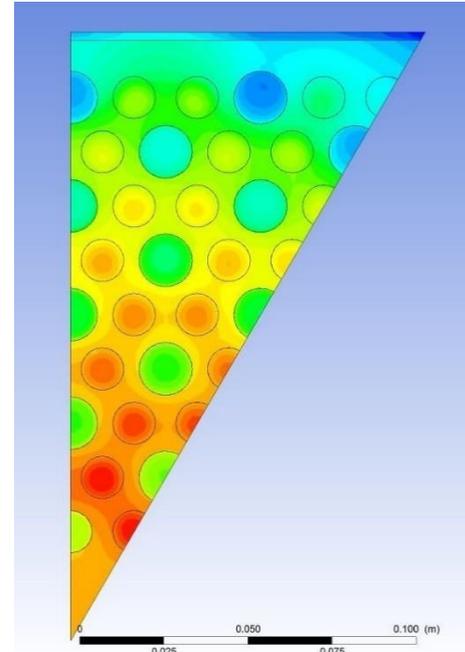


Tabela 5 - Temperaturas máxima e mínima no plano mais quente do núcleo ativo, para cada uma das geometrias e em cada um dos domínios.

Domínio/Temperatura	Sem <i>By-pass</i>		<i>By-pass</i> 3 mm		<i>By-pass</i> 5 mm	
	T mín [K]	T máx [K]	T mín [K]	T máx [K]	T mín [K]	T máx [K]
Grafite	1268,17	1342,84	1220,17	1367,94	1149,71	1404,4
Combustível	1295,09	1368,26	1250,05	1392,93	1200,01	1429,01
Hélio	1198,55	1325,22	1164,01	1350,76	1104,22	1387,83

Já o escoamento desse fluido pelo canal *by-pass* de 3 mm de largura foi de 9,425 g/s (18,85 g/s, considerando-se que esse canal, na simulação, possuía 1,5 mm de largura e uma face de simetria em sua borda externa), o que equivale a 4,713% do fluxo mássico total.

A acentuação do gradiente de temperatura observado nas Figuras 42, 43 e 44 deve-se ao fato de que o escoamento *by-pass* “rouba” o fluido que atravessaria os canais refrigerantes, resfriando a estrutura ao seu redor.

Na Tabela 6 há os valores das temperaturas médias (*bulk*) na saída de cada um dos canais, isto é, na saída do refletor inferior, além da vazão mássica de hélio em cada um deles. A localização de cada um dos canais está indicada na Figura 45, na qual consta a nomenclatura que será utilizada ao longo do presente trabalho, quando necessário.

Nota-se que os fluxos mássicos indicados são os totais em cada um dos canais, ou seja, nos canais representados na geometria apenas com sua metade, o fluxo obtido na simulação foi multiplicado por dois, para representar o total do canal.

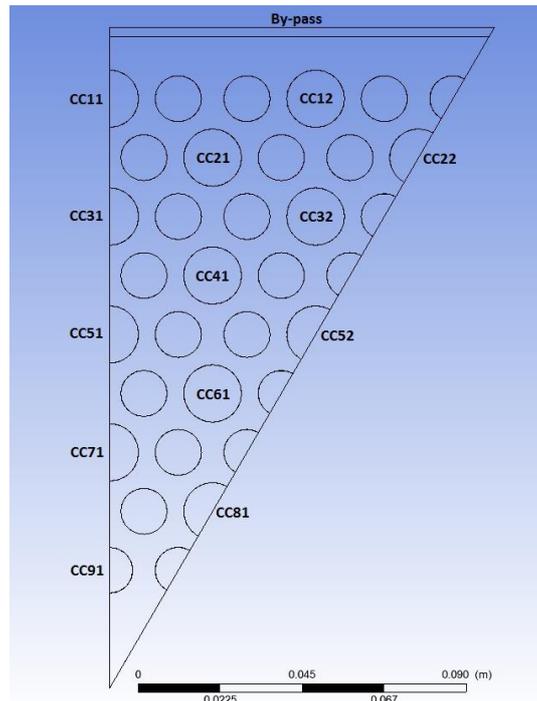
Tabela 6 - Temperatura média (*bulk*) na saída dos canais e vazão mássica por cada um deles.

Canal	Sem <i>by-pass</i>		<i>By-pass</i> de 3 mm		<i>By-pass</i> de 5 mm	
	Temperatura média [K]	Vazão Mássica [g/s]	Temperatura média [K]	Vazão Mássica [g/s]	Temperatura média [K]	Vazão Mássica [g/s]
CC11	1217,72	23,61	1201,48	22,70	1184,86	21,58
CC12	1218,46	22,69	1195,46	21,91	1170,66	20,83
CC21	1228,23	22,53	1218,87	21,55	1213,56	20,32
CC22	1220,93	22,64	1198,79	21,80	1175,99	20,69
CC31	1227,48	23,36	1227,36	22,30	1235,4	20,91
CC32	1228,47	22,57	1222,69	21,51	1223,3	20,22
CC41	1233,33	22,53	1238,97	21,38	1253,79	20,01
CC51	1231,57	23,51	1243,96	22,21	1267,04	20,71
CC52	1234,69	22,53	1242,22	21,36	1259,48	19,96
CC61	1238,43	22,51	1252,98	21,30	1279	19,87
CC71	1239,34	23,41	1256,96	22,17	1287,23	20,64
CC81	1245,78	22,44	1264,03	21,21	1295,09	19,76
CC91	1253,91	12,82	1272,41	12,09	1304,7	11,27
<i>By-pass</i>	-	-	1204,39	18,85	1171,21	41,95

4.4 Variação no perfil de geração de energia

Os dados indicados nos gráficos das Figuras 46, 47 e 48, a seguir, foram coletados no canal refrigerante identificado como CC21.

Figura 45 - Indicação da localização dos canais no setor 1/12 do bloco prismático.



Tanto para o caso do perfil uniforme quanto para o perfil senoidal, com fator radial igual a 1, o total de energia térmica removida pelo fluido foi igual, e, por isso, o valor das temperaturas médias (*bulk*) ao final de cada um dos canais foi rigorosamente o mesmo para os perfis adotados.

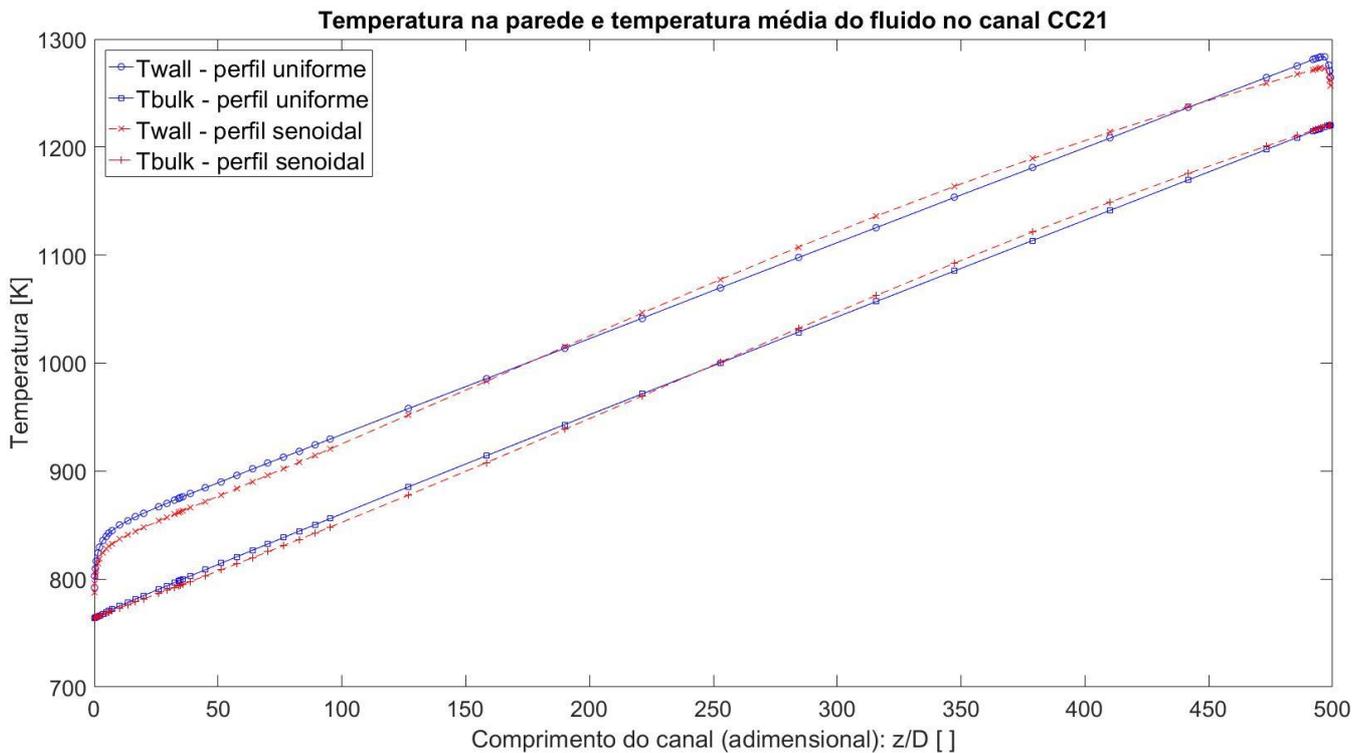
O gráfico mostrado na Figura 46 expõe os valores das temperaturas na parede do canal CC21 e as temperaturas médias do gás hélio, para os perfis considerados de geração uniforme e senoidal com fator radial igual a 1, ao longo do canal. No caso, a distância indicada se dá em termos de múltiplos do diâmetro do canal refrigerante padrão.

Verifica-se que a temperatura na parede do canal era superior, para o caso do perfil uniforme de geração de calor, até $z/D \cong 150$. A partir desse ponto a temperatura na parede passa a ser superior para o perfil senoidal, que perdura até $z/D \cong 440$. Daí por diante a temperatura na parede volta a ser superior para o caso de perfil uniforme. Ressalta-se que a diferença entre as temperaturas verificadas na parede do canal, para os dois casos, é muito pequena, sendo seu valor máximo 13 K.

Em relação à temperatura média do fluido, constata-se que o perfil uniforme de geração de calor proporciona as maiores temperaturas na primeira metade do canal, até $z/D \cong 250$. A partir desse ponto, a temperatura no fluido é superior para o caso da geração de calor com perfil

senoidal, até que, no fim do canal, as temperaturas se igualam. A máxima diferença de temperatura média do fluido entre os dois casos não é superior a 8 K.

Figura 46 - Temperatura da parede e média do fluido, para os perfis uniforme e variável de geração de energia térmica.



O gráfico indicado na Figura 47 mostra o comportamento da diferença entre a temperatura da parede e a temperatura média do fluido para ambos os perfis de geração de energia térmica. Verifica-se que a diferença entre essas temperaturas é mais acentuada no início do canal ($z/D < 110$) e no trecho final do canal ($z/D > 385$), sendo superior a diferença para o caso do perfil uniforme de geração de energia. No trecho central do canal, a diferença entre a temperatura na parede e a temperatura média do fluido é superior para o caso do perfil senoidal.

A máxima diferença entre essas temperaturas, verificada em ambos os casos, é de aproximadamente 77 K.

Da análise da Figura 48, verifica-se que o coeficiente de transferência de calor é bastante semelhante para as simulações realizadas com perfil uniforme e senoidal (com fator radial unitário) de geração de energia. A máxima diferença é de aproximadamente $10 \text{ W/m}^2\text{K}$, o que corresponde a um desvio de aproximadamente 0,5%, que ocorre no trecho próximo à entrada do canal. Daí por diante, os valores convergem muito bem, havendo uma diferença máxima de 0,2%.

Figura 47 - Diferença entre temperatura na parede e temperatura média para perfis uniforme e variável.

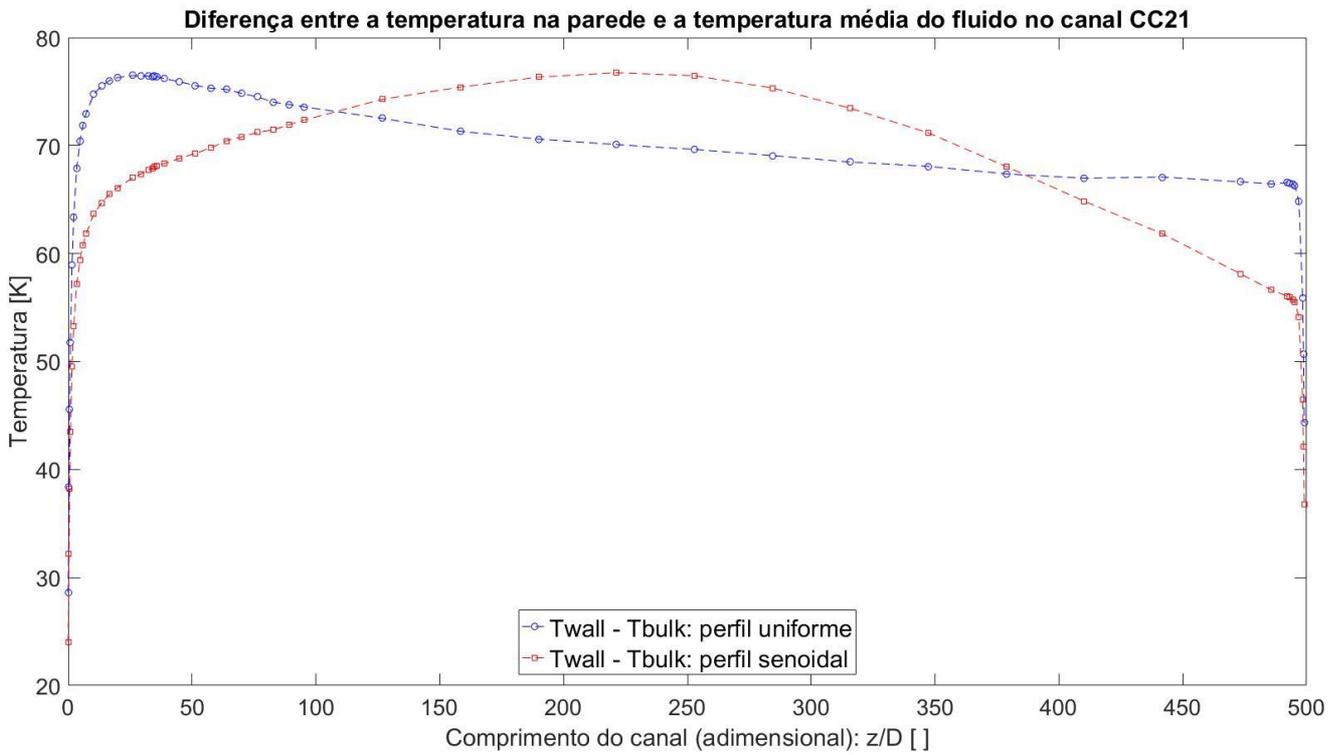
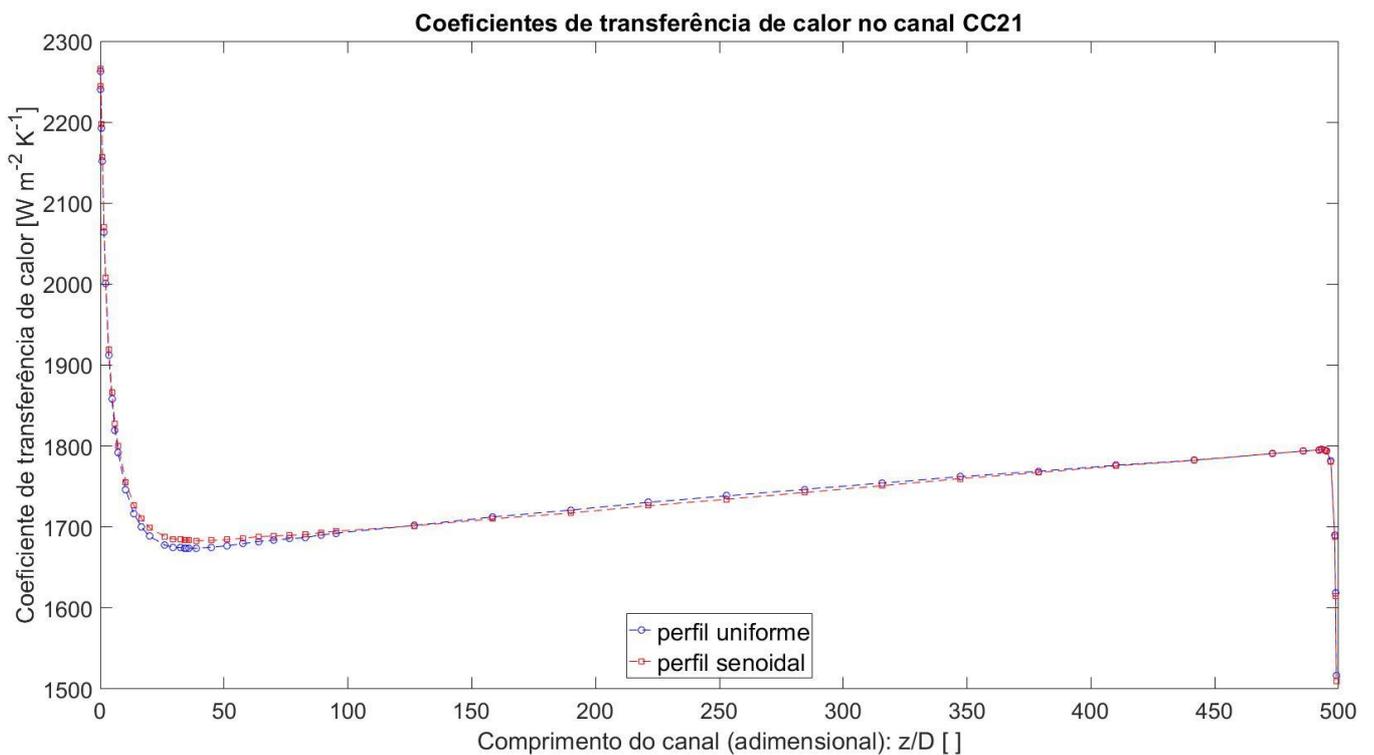


Figura 48 - Coeficientes de transferência de calor ao longo do canal, para perfis uniforme e variável.



O plano no qual se encontram as temperaturas mais elevadas no combustível, para o perfil uniforme de geração de energia, é o plano que secciona a geometria aproximadamente em $z = 7,87$ m. O plano mais quente para o sistema em que a geração de energia é senoidal, com fator radial igual a 1, tem um ligeiro deslocamento para cima de apenas 1 cm, ficando em $z = 7,86$ m, aproximadamente. Nas Figuras 49 e 50 há o comparativo entre essas temperaturas máximas.

Figura 49 - Distribuição de temperatura [K] no plano mais quente, com perfil uniforme de geração de energia.

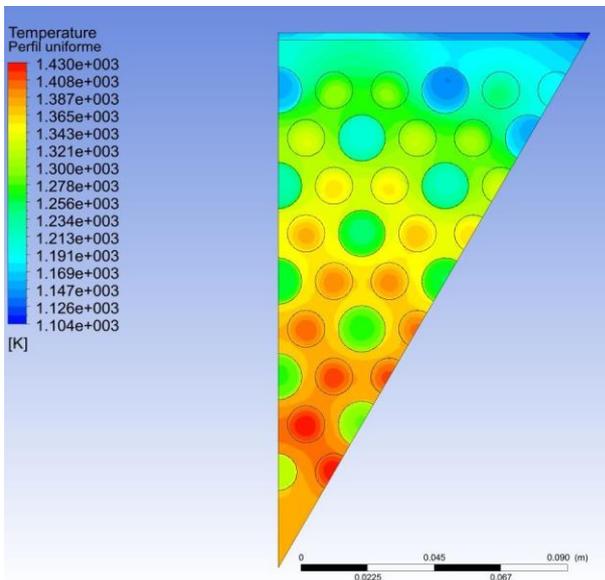
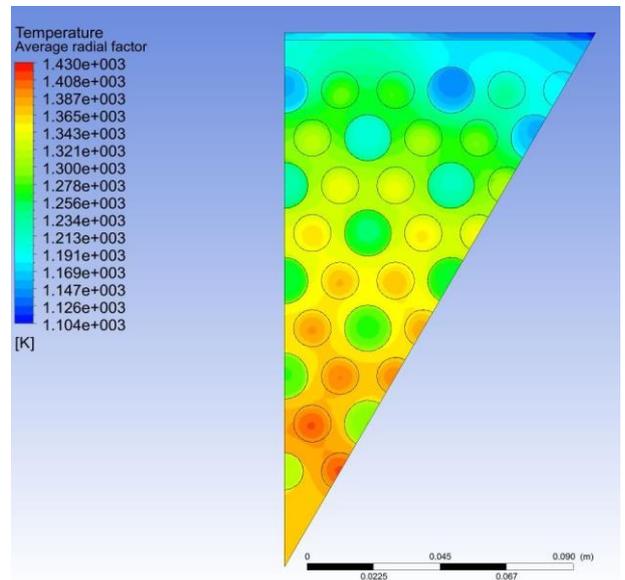


Figura 50 - Distribuição de temperatura [K] no plano mais quente, com perfil variável de geração de energia (fator radial unitário).



Quando comparados os resultados obtidos entre a simulação da geometria com geração de calor uniforme ao longo dos canais combustíveis e a com geração senoidal com fator radial unitário, ou seja, entre as duas situações em que há a mesma geração de energia térmica total, verifica-se que a temperatura máxima em cada um dos domínios é menor para o perfil variável, o que é positivo do ponto de vista da segurança do reator.

Para o caso da simulação em que se considerou a geração de energia térmica senoidal, porém com fator radial de pico igual a 1,25, o plano mais quente também estava localizado em $z = 7,86$ m, aproximadamente.

Nas Figuras 51 e 52 há o comparativo entre as temperaturas nos planos mais quentes obtidas nas simulações realizadas com perfil de geração de energia térmica variável, mas com diferentes fatores radiais (1 e 1,25). Verifica-se que, para o caso em que se utilizou o fator radial 1,25, as temperaturas nos canais combustíveis são bastante altas, ultrapassando, em alguns

pontos, o limite de segurança da temperatura do combustível usualmente aceito (aproximadamente 1250°C, ou 1523 K) para a operação normal do reator, o que, em caso de acidentes, tais como perda de refrigerante, propicia a ocorrência de temperaturas tão elevadas que podem extrapolar os valores considerados como críticos para a ruptura das estruturas de contenção da partícula TRISO (1600°C, ou 1873 K).

Figura 51 - Distribuição de temperatura [K] no plano mais quente, com perfil variável de geração de energia (fator radial unitário).

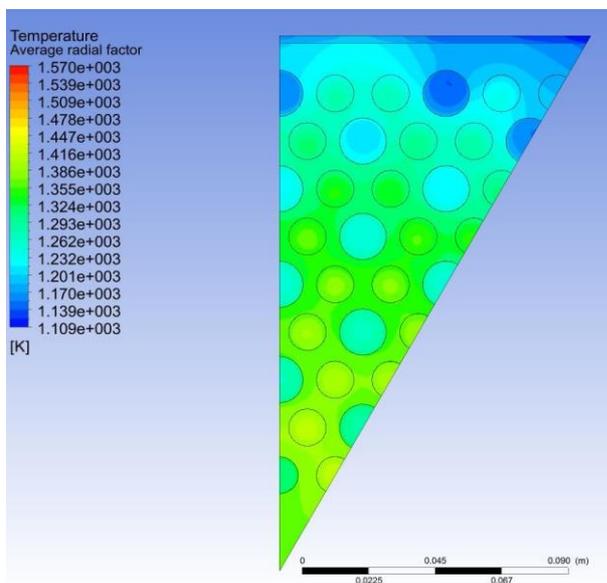
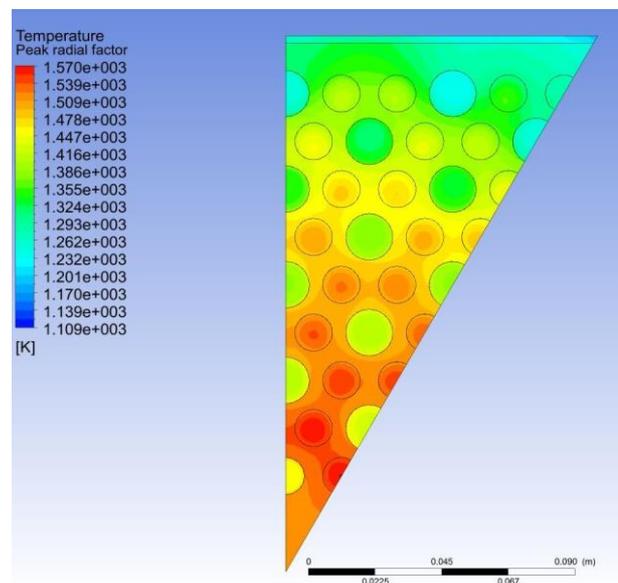


Figura 52 - Distribuição de temperatura [K] no plano mais quente, com perfil variável de geração de energia (fator radial de pico).



Em uma partícula TRISO, a camada cerâmica composta de SiC atua como um vaso de pressão miniaturizado que retém os produtos de fissão. Essa camada começa a perder sua integridade acima de uma temperatura aproximada de 1600°C (1873 K), o que representa a temperatura limite do combustível na condição de acidente (CHAPIN et al, 2004; CHERSOLA et al, 2015).

As temperaturas mostradas nas Figuras 50 e 51 são as mesmas; a variação é apenas da escala utilizada, que permaneceu a mesma da figura com a qual se quer comparar (Figuras 49 e 52, respectivamente).

Na Tabela 7 compara-se o valor máximo encontrado em cada um dos domínios, para cada uma das simulações realizadas.

Tabela 7 - Máxima temperatura em cada um dos materiais, de acordo com perfil de geração de energia térmica.

Domínio/Perfil	Perfil uniforme	Perfil variável – radial médio	Perfil variável – radial pico
Combustível	1429,02 K	1410,89 K	1570,28 K
Grafite	1404,27 K	1389,15 K	1544,67 K
Hélio	1347,93 K	1343,22 K	1488,55 K

4.5 Influência do diâmetro do canal central no gradiente de temperatura

Wang et al (2016) indicaram que uma importante razão para a verificação do gradiente de temperatura no bloco combustível, a partir do centro do mesmo (mais quente) para a região periférica, é o fato de que os canais refrigerantes localizados no centro desse bloco possuem um diâmetro menor do que aqueles canais refrigerantes padrão.

Alegam que a velocidade do fluido nesses canais de menor dimensão é inferior àquelas vistas nos outros canais, e que um menor diâmetro e uma menor velocidade irão, ambos, levar à refrigeração insuficiente.

Com o intuito de investigar essa hipótese, realizamos simulação utilizando uma geometria desenvolvida de modo que os canais centrais tivessem o mesmo diâmetro dos demais canais refrigerantes, ou seja, 15,88 mm.

Dois tipos de comparação foram realizados.

No primeiro, os resultados obtidos com a simulação do escoamento nessa geometria alterada foram comparados àqueles já obtidos na simulação com mesmo escoamento mássico, mas com geometria normal; ou seja, a condição de entrada para as simulações foi definida como o escoamento mássico total na entrada do plenum superior de 0,2 kg/s. Em ambas as geometrias havia um canal *by-pass* equivalente a 5 mm de largura.

Na segunda comparação, manteve-se a mesma diferença de pressão entre o plenum superior e a saída dos canais para ambas as geometrias, que também contavam com canal *by-pass* de 5 mm de largura. Essa diferença de pressão foi de 26,84 kPa. Por óbvio, o escoamento mássico assumiu valor superior para a geometria com canal central alterado.

O percentual de fluxo mássico pelo canal *by-pass* diminuiu de 10,487%, na geometria comum, para 10,206% na geometria alterada, quando a condição de entrada era o fluxo mássico total; para a simulação da geometria alterada em que a condição de entrada era a pressão total

no plenum superior, o percentual de fluxo mássico pelo canal *by-pass* teve uma ligeira queda, passando para 10,204% do fluxo total.

Para o primeiro caso, o valor do fluxo mássico ficou menor nos canais padrão, variando, essa alteração, de 1% a 2,8%. O fluxo mássico no canal central, cuja dimensão foi alterada, aumentou em 83,2%, enquanto o escoamento no canal *by-pass* teve uma queda de 2,68%.

Em consequência da alteração nos valores da vazão mássica, houve, também, alteração na distribuição de temperatura em toda a estrutura, tanto no grafite, quanto no combustível e no fluido refrigerante.

Houve um aumento na temperatura de saída nos canais refrigerantes mais afastados do centro do elemento combustível, de 0,3% a 0,8%, enquanto nos canais mais próximos ao centro o fluido deixava a estrutura com a temperatura mais baixa do que aquelas vistas na geometria inalterada, sendo essa diferença de 0,1% a 2,75%. No canal central, a temperatura caiu cerca de 5,7%, e no canal *by-pass* houve aumento de 0,9%.

Para esse primeiro caso, houve uma diminuição geral da temperatura máxima por domínio (grafite, combustível e fluido), para a geometria com alteração do canal central. A temperatura máxima no grafite caiu 2,16%, nos canais combustíveis caiu 1,93%, e, no fluido, 2,46%.

Para o segundo caso, o valor do fluxo mássico ficou ligeiramente superior, para a geometria com canal alterado, para todos os canais padrão (à exceção do canal CC11, que teve uma queda de 0,08%), variando esse crescimento de 0,08% a 1,76%. O incremento no fluxo mássico no canal central foi de 88,5%, enquanto o canal *by-pass* viu seu fluxo mássico crescer em cerca de 0,05%. O fluxo mássico total aumentou de 0,2 kg/s para 0,2056 kg/s, representando um crescimento de 2,82%.

Para essa configuração, houve uma diminuição de temperatura na saída de todos os canais refrigerantes, na geometria alterada. Essa diminuição variou de 0,15% a 3,8%, dos canais mais afastados aos mais próximos ao centro. No canal central, cujo diâmetro foi modificado, a diminuição na temperatura de saída foi de 6,76%

No segundo caso, também houve uma diminuição geral da temperatura máxima em cada domínio, para a geometria modificada. A temperatura máxima no grafite caiu 3,22%, nos canais combustíveis caiu 2,95%, e, no fluido, 3,5%.

Abaixo, as Figuras 53, 54 e 55 trazem os perfis de temperatura em uma seção transversal em $z = 7,87\text{m}$, local de máxima temperatura nos canais combustíveis.

A condição de entrada na simulação que resultou na distribuição de temperatura da Figura 53 foi a vazão mássica de 0,2 kg/s; além disso a diferença de pressão entre a entrada e a

saída foi de 26,84 kPa, ou seja, esse perfil serve como referência para os perfis expostos nas Figuras 54 e 55.

Figura 53 - Perfil de temperatura para a geometria sem alteração do canal central.

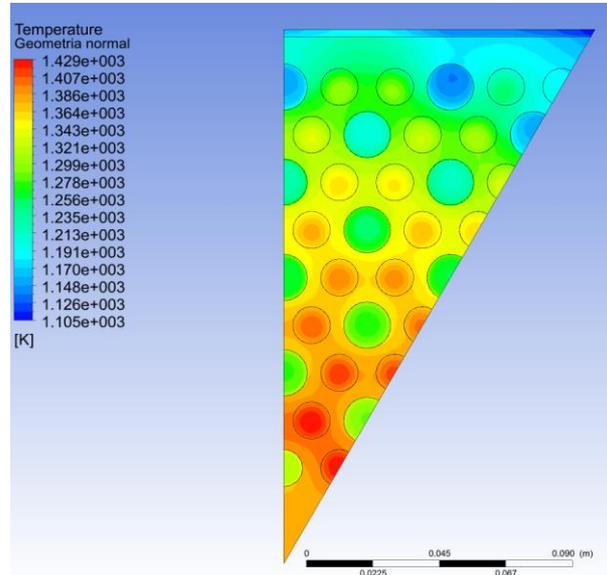


Figura 54 - Perfil de temperatura para a geometria com a alteração do canal central, com fluxo mássico como condição de entrada.

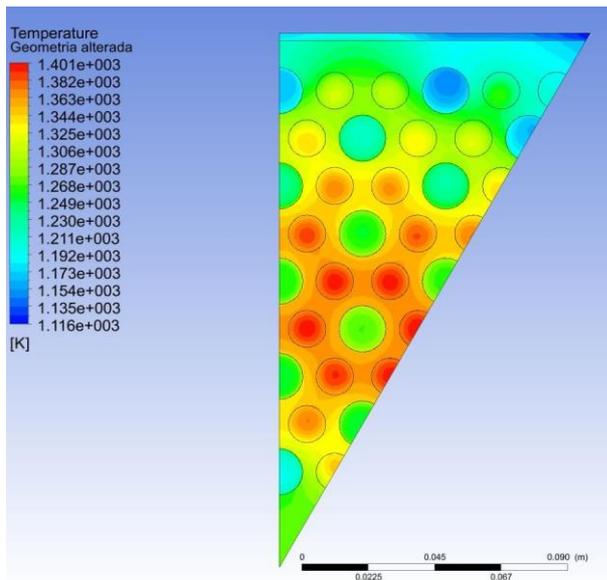
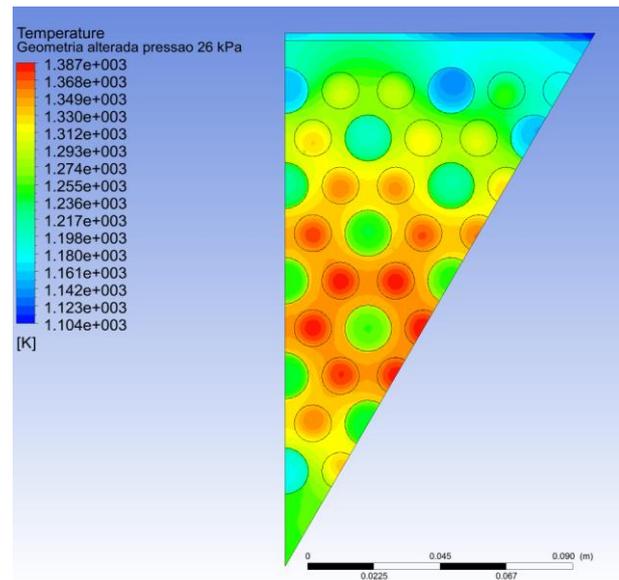


Figura 55 - Perfil de temperatura para a geometria com a alteração do canal central, com diferença de pressão como condição de entrada.



Verifica-se que houve um deslocamento da região mais quente do plano que secciona transversalmente o núcleo ativo. Essa região mais quente passou do centro do bloco para a zona

intermediária, entre o centro e a periferia do bloco combustível. A região periférica continua sendo a de menor temperatura, porque continua sendo resfriada pelo escoamento *by-pass*.

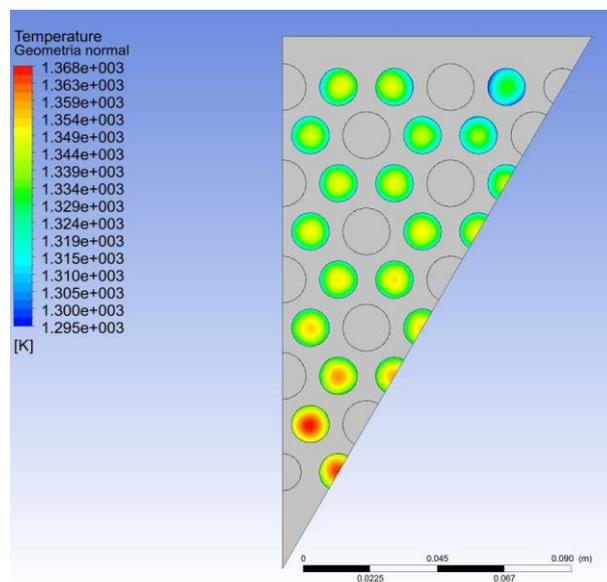
Para isolar o efeito da alteração da dimensão do canal central, procedemos à simulação da geometria sem canal *by-pass*.

Constatou-se que, de fato, o gradiente de temperatura existente no bloco combustível, com as maiores temperaturas estando no centro do bloco e as menores em sua periferia, deve-se fortemente ao fato de que o canal mais central (CC91) tem menor diâmetro; entretanto o gradiente seria ainda maior, mas no sentido contrário, ou seja, a periferia do bloco seria mais quente do que o centro, caso o canal central tivesse o mesmo diâmetro dos demais canais refrigerantes, para a condição de inexistência do fluxo *by-pass*.

É o que aduzem as Figuras 56, 57 e 58.

A Figura 56 exhibe a distribuição de temperatura nos canais combustíveis na seção mais quente para o caso da geometria com o canal central (CC91) inalterado. Percebe-se que, embora a temperatura máxima seja um pouco superior à dos casos expostos nas Figuras 57 e 58, a diferença entre a máxima e a mínima temperatura nessa seção, no combustível, é de aproximadamente 73 K.

Figura 56 - Temperatura nos canais combustíveis, geometria inalterada.



A Figura 57 retrata a distribuição de temperatura na seção mais quente para o caso em que o diâmetro do canal central foi aumentado e foi mantida, como condição de entrada, a mesma vazão mássica total do caso anterior, ou seja, 0,2 kg/s. Embora a temperatura máxima

no combustível seja cerca de 5 K inferior ao caso anterior, percebe-se que a diferença entre a maior e a menor temperatura nessa seção, no combustível, é de cerca de 125 K.

Já a Figura 58 mostra o caso em que o canal central teve seu diâmetro aumentado, mas a condição de entrada imposta foi a mesma diferença de pressão (32,7 kPa), entre o plenum superior e a saída dos canais refrigerantes, do caso com geometria inalterada. A temperatura máxima do combustível mais uma vez se mostrou menor do que o caso de referência, embora a diferença entre a máxima e a mínima temperaturas na seção tenha aumentado para cerca de 128 K.

Altas temperaturas nas pastilhas combustíveis levantam preocupação a respeito da segurança desses materiais, visto que temperaturas acima de um determinado patamar pode causar danos à estrutura de contenção das partículas TRISO; entretanto gradientes de temperatura elevados também podem acarretar problemas estruturais no núcleo do reator.

Figura 57 - Temperatura nos canais combustíveis, geometria alterada (fluxo mássico na entrada).

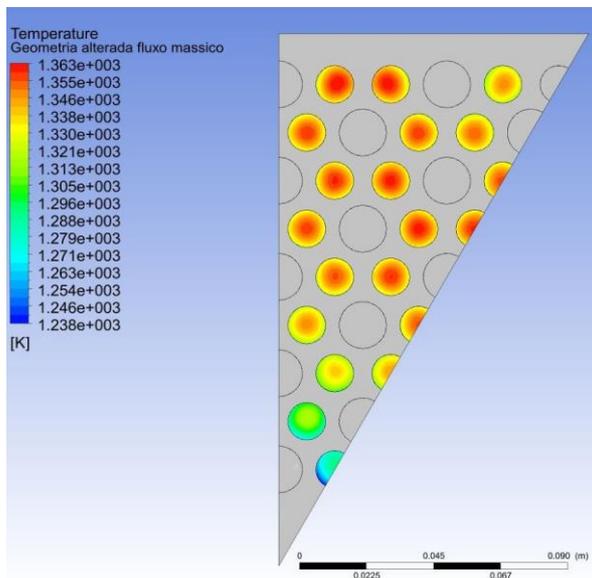
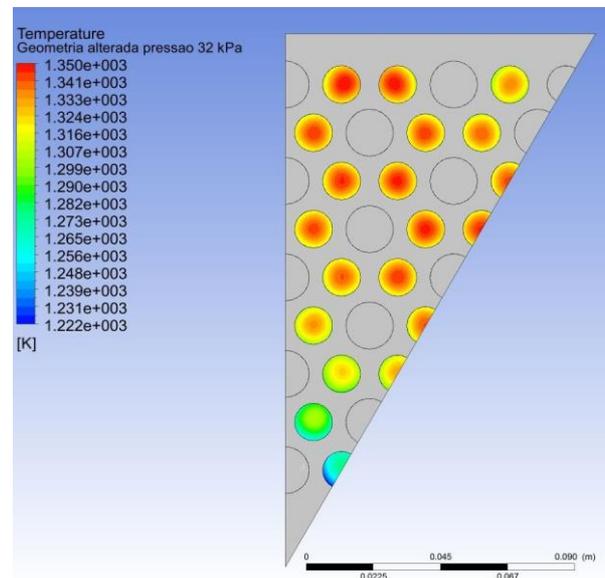


Figura 58 - Temperatura nos canais combustíveis, geometria alterada (pressão na entrada).



4.6 Influência do fluxo de calor para os refletores no coeficiente de transferência de calor no bloco combustível

O número de Nusselt calculado ao longo dos canais refrigerantes vai diminuindo no sentido do escoamento do fluido. A mistura do gás que ocorre na entrada da seção aquecida

aumenta o coeficiente de transferência de calor turbulento local. O aumento acentuado da taxa de transferência de calor quando o hélio entra no núcleo ativo do reator faz com que o escoamento não esteja mais hidrodinamicamente e termicamente completamente desenvolvido. À medida que o escoamento se desenvolve novamente, o número de Nusselt deixa de ser função da localização e aí temos o escoamento completamente desenvolvido.

A queda do número de Nusselt é linear ao longo do canal, não variando em função da posição, à exceção da região de entrada e de saída.

Na região de entrada, como já explicitado, há o efeito natural da mistura do gás, que aumenta sobremaneira o coeficiente de transferência de calor; entretanto, além disso, há outro fator que contribui para alterar o número de Nusselt nessa região, que é o fluxo de calor para o refletor de grafite superior. No caso da entrada do canal, o fluxo de calor para o refletor superior diminui o efeito da mistura do gás no coeficiente de transferência de calor.

Efeito semelhante ocorre na região de saída do núcleo ativo do reator. Embora nessa região não haja a mistura existente na entrada, há o fluxo de calor para o refletor de grafite inferior. Como energia térmica flui para o refletor inferior, menos energia é fornecida aos canais refrigerantes nas proximidades da saída do núcleo ativo, e daí, como a temperatura média do fluido e a temperatura da face interna do grafite não diminuem repentina e significativamente seu valor, o coeficiente de transferência de calor diminui, o que reflete diretamente no número de Nusselt.

Com o intuito de averiguar a importância do efeito da transferência de calor para os refletores, e para analisar a hipótese de que o número de Nusselt sofreu alteração por essa razão, realizamos simulação computacional com uma geometria praticamente idêntica à padrão utilizada nos outros experimentos numéricos, com canal *by-pass* de 5 mm de largura, sendo a única diferença a imposição de condições de fronteira nas faces superior e inferior do elemento combustível (nas fronteiras do núcleo ativo com os refletores superior e inferior) como superfícies adiabáticas.

Com essa consideração, foi possível averiguar o comportamento do escoamento do gás hélio pelos canais refrigerantes e *by-pass* e a distribuição de temperatura em todo o sistema para o caso em que não havia fluxo de energia térmica para os refletores superior e inferior.

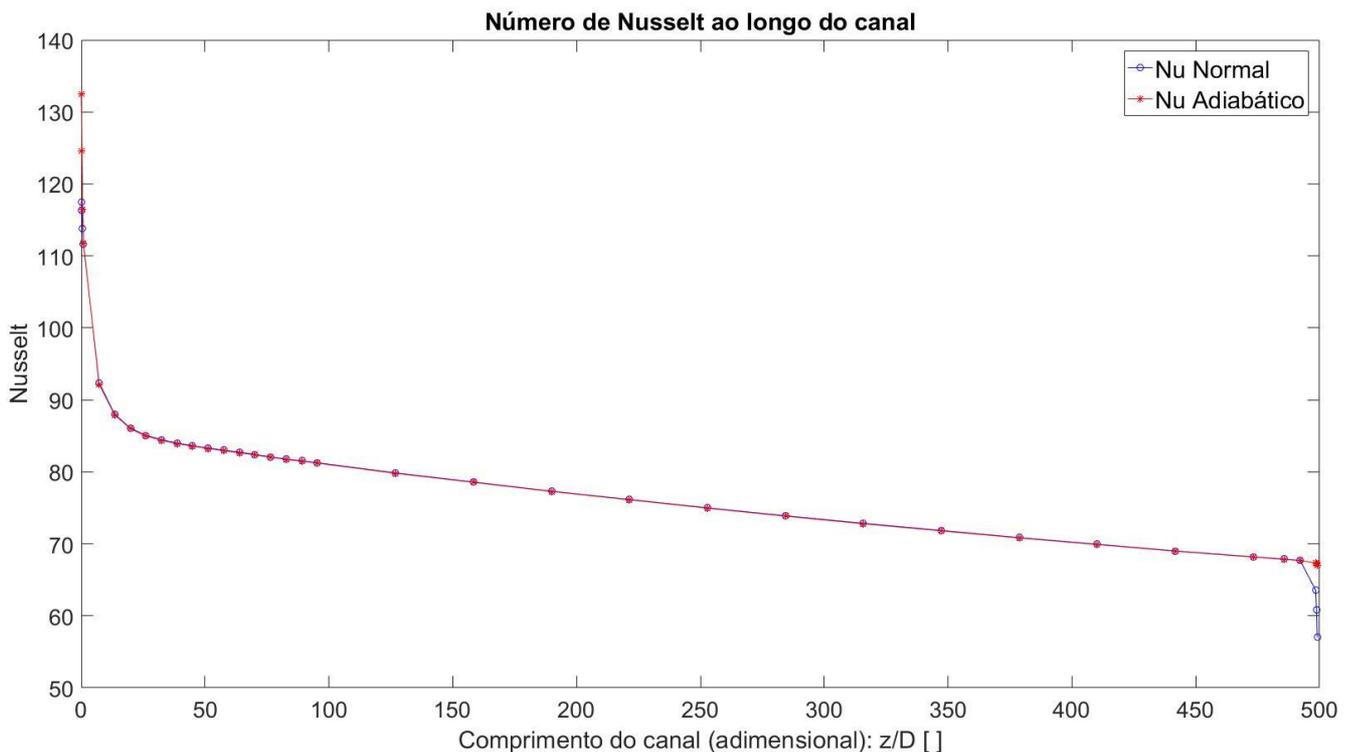
Tanto na entrada quanto na saída do canal o efeito do fluxo de calor para os refletores não influi significativamente nos parâmetros globais do sistema, visto que a alteração do coeficiente de transferência de calor nos canais ocorre, por esse efeito, apenas em um comprimento do canal equivalente ao diâmetro do mesmo, ou seja, menos de dois centímetros na entrada e na saída.

Os gráficos nas Figuras 59, 60 e 61 mostram que, para o modelo padrão, o valor do número de Nusselt e, conseqüentemente, do coeficiente de transferência de calor, é influenciado pelo fluxo de calor para os refletores.

Com a geometria em que as faces superior e inferior do elemento combustível foram consideradas adiabáticas, o plano no qual as maiores temperaturas no grafite e nos canais combustíveis foram registradas se deslocou para a extremidade do elemento combustível, ou seja, se deslocou de z aproximadamente igual a 7,87 m (no caso da geometria padrão) para $z = 7,93$ m.

O fluxo de calor para os refletores superior e inferior corresponde a cerca de 0,5% da energia térmica gerada nos canais combustíveis.

Figura 59 - Número de Nusselt ao longo do canal para o caso normal e para o caso em que as faces superior e inferior do núcleo ativo são adiabáticas.



4.7 Implementação da metodologia simplificada

Para essa simulação, utilizou-se o modelo de turbulência $k - \epsilon$, que apresentou resultados próximos daqueles esperados pelas correlações de Nusselt calculadas experimentalmente e descritas na literatura técnica, já abordadas anteriormente.

Figura 60 - Gráfico do número de Nusselt ao longo da entrada do canal, no qual se observa a influência do fluxo de calor para o refletor superior.

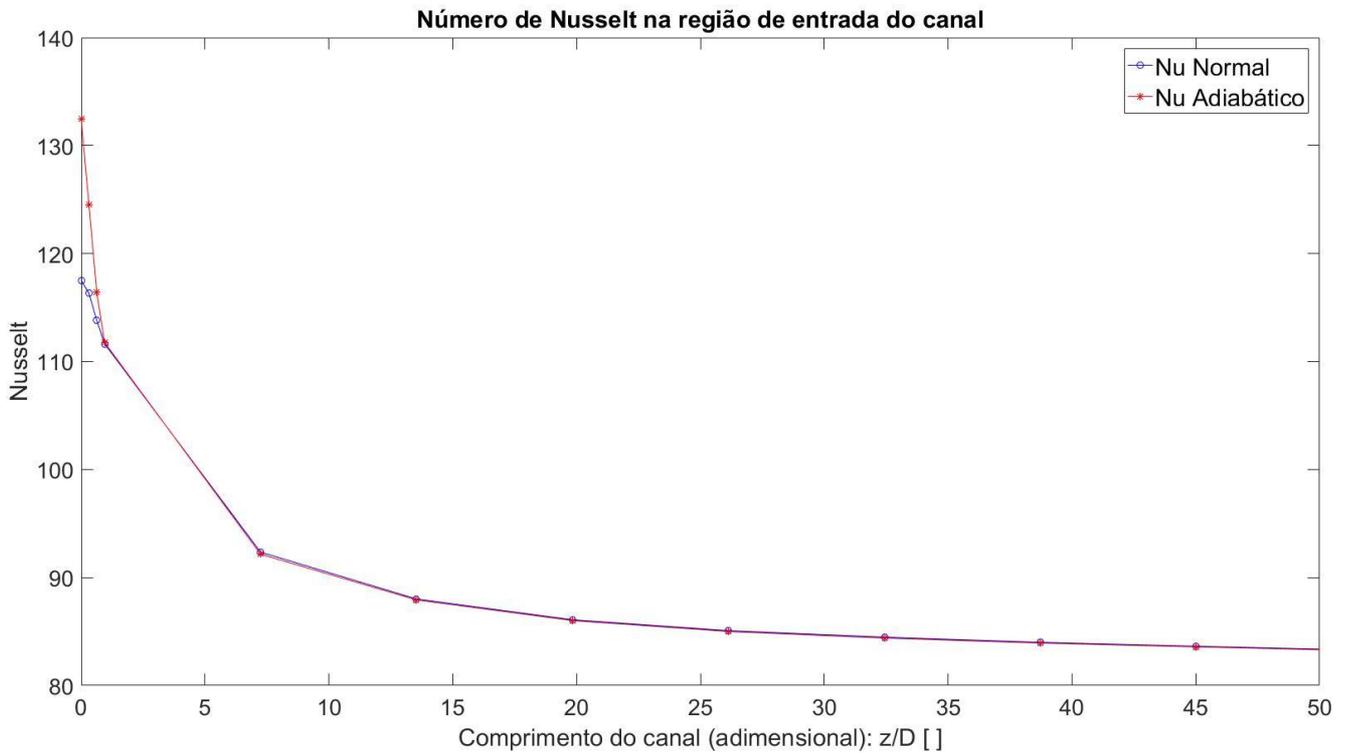
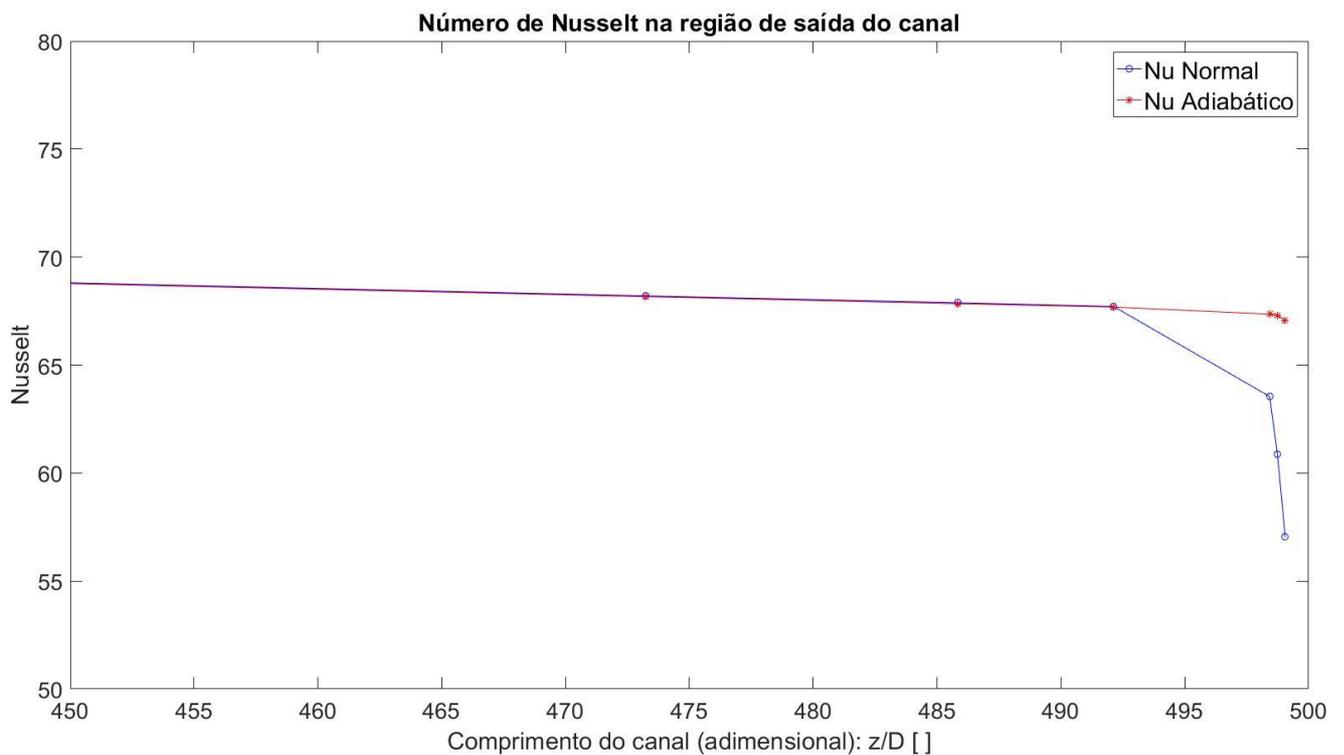


Figura 61 - Gráfico do número de Nusselt ao longo da saída do canal, no qual se observa a influência do fluxo de calor para o refletor inferior.



No modelo que serviu de parâmetro, realizou-se uma simulação completamente tridimensional, tanto da condução do calor na matéria sólida (grafite e combustível), quanto no fluido refrigerante, por meio do *software* de dinâmica dos fluidos computacional CFX.

No modelo no qual foi utilizada a metodologia simplificada, houve a simulação tridimensional da condução do calor nos materiais sólidos acoplada a uma análise unidimensional do fluido refrigerante. Para isso, foi imposto na face interna do grafite (fronteira entre o grafite e o fluido), como condição de fronteira, o coeficiente de transferência de calor obtido por meio da expressão do número de Nusselt já calculada a partir dos valores obtidos na análise tridimensional, e o perfil da temperatura média do fluido, calculada por meio do balanço de energia nessa interface.

A expressão para o número de Nusselt adotada foi a da equação (18), desenvolvida no presente trabalho:

$$Nu_b = 0,032Re_b^{0,75} Pr_b^{0,28} \quad (18)$$

No caso em escopo, desconsiderou-se o desenvolvimento do escoamento do hélio ao longo da entrada do canal refrigerante para a obtenção da expressão para o número de Nusselt – equação (18). Não foram considerados os efeitos da entrada em virtude de não haver grande interesse nessa região do canal. Como será visto adiante, essa escolha mostrou-se acertada, visto que os resultados entre a simulação completamente tridimensional e aquela utilizando a metodologia simplificada convergiram muito bem, na região de interesse, sem a necessidade de inserir outros termos na expressão para o número de Nusselt.

Na geometria da simulação completamente tridimensional havia 3,92 milhões de elementos de malha e 4,04 milhões de nós, dos quais 604 mil elementos e 843 mil nós estavam no grafite, 1,75 milhão de elementos e 1,6 milhão de nós estavam nos canais combustíveis, e 1,75 milhão de elementos e 1,6 milhão de nós referiam-se à discretização do canal refrigerante.

Já na geometria utilizada na simulação com a metodologia simplificada, não há a necessidade de se construir malha no canal refrigerante. A malha da geometria consiste, portanto, em um total de 2,32 milhões de elementos e 2,39 milhões de nós, dos quais 604 mil elementos e 843 mil nós estão no grafite, e 1,72 milhão de elementos e 1,55 milhão de nós estavam nos canais combustíveis.

Para a simulação completamente tridimensional do prisma em questão, foi necessária 1h e 30min, em 202 iterações. Nesse caso, a simulação demandou 11 GB de memória RAM.

Para o caso da metodologia simplificada, foram necessários cerca de 2 minutos, alcançados em 16 iterações, e uso de 6 GB de memória RAM; ou seja, a simulação completa demorou um tempo aproximadamente 45 vezes maior do que o tempo gasto na simulação utilizando-se a metodologia simplificada.

Isso porque o grande esforço computacional e o longo tempo de simulação não estão necessariamente relacionados à complexidade dos cálculos da condução do calor no material sólido (tanto grafite quanto as pastilhas de combustível), mas sim à simulação tridimensional em dinâmica dos fluidos computacional do escoamento do hélio no canal refrigerante (TRAVIS; EL-GENK, 2013b).

Os resultados obtidos demonstram grande convergência entre os valores das grandezas mensuradas. No modelo completo, a máxima temperatura alcançada no grafite foi de 1399,39 K, e a máxima alcançada nos canais combustíveis foi de 1956,3 K. Já no modelo simplificado, a máxima temperatura alcançada no grafite foi de 1399,26 K, enquanto a temperatura máxima no canal combustível, nesse mesmo modelo, foi de 1956,08 K.

As diferenças entre as máximas temperaturas no grafite e no canal combustível ficaram em cerca de 0,01% para ambas as grandezas.

Por óbvio as temperaturas obtidas nos canais combustíveis, em ambas as simulações, estão bem superiores àquelas que se esperam no núcleo de um VHTR. Esses valores exacerbados foram alcançados, possivelmente, em virtude da inexistência de elementos refletores acima e abaixo do núcleo ativo, além do fato de termos adotado as superfícies superior e inferior do grafite e dos canais combustíveis como adiabáticas, o que contribui para o armazenamento da energia térmica.

Como o intuito dessa comparação, em específico, é apenas avaliar a possibilidade de se utilizar a metodologia simplificada como substituta da simulação completamente tridimensional, objetivou-se tão somente verificar se os resultados obtidos em ambas as simulações são semelhantes, sem a consideração sobre a pertinência dos resultados obtidos em relação a um experimento mais próximo ao que ocorre na realidade.

A temperatura média do fluido na saída do canal refrigerante, no modelo completo, é 1296,62 K, enquanto essa temperatura média, no modelo simplificado, é de 1298,31 K, uma diferença da ordem de 0,1%.

Nas Figuras 62 a 69 há um comparativo entre as temperaturas obtidas nos domínios indicados.

Figura 62 - Distribuição de temperatura no grafite, no modelo completo, para $z = 2\text{m}$.

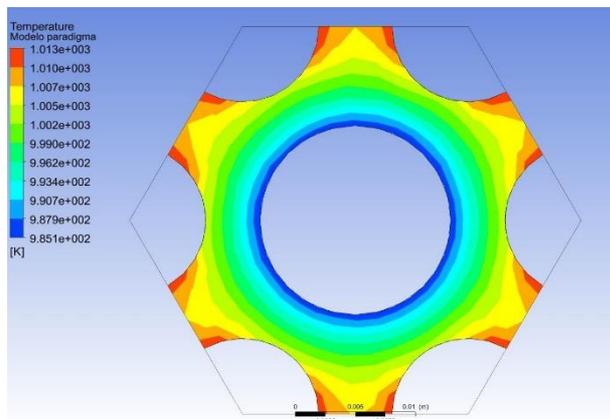
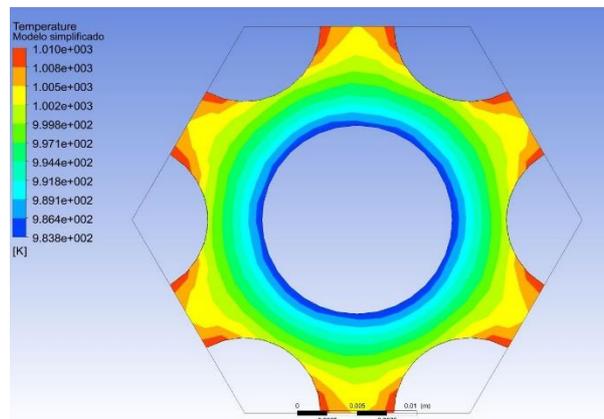


Figura 63 - Distribuição de temperatura no grafite, no modelo simplificado, para $z = 2\text{m}$.



Nota-se que nas seções transversais localizadas em $z = 2\text{ m}$ e $z = 6\text{ m}$ (Figuras 62 a 65) a distribuição de temperatura no grafite é bastante semelhante, havendo uma diferença entre as máximas e mínimas temperaturas, nessas faces, de 0,3% e 0,13%, respectivamente, para $z = 2\text{ m}$, e de 0,08% nas duas temperaturas para $z = 6\text{ m}$.

Figura 64 - Distribuição de temperatura no grafite, no modelo completo, para $z = 6\text{m}$.

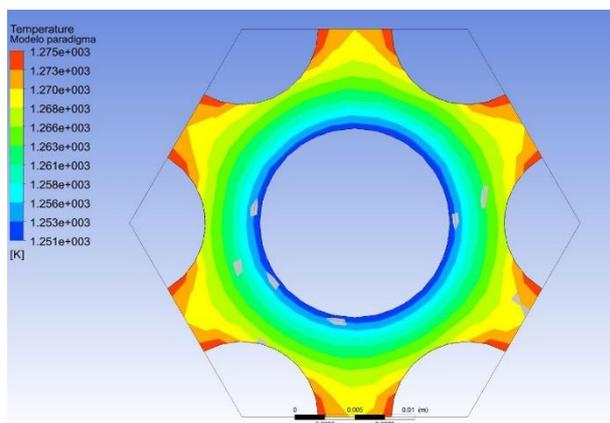
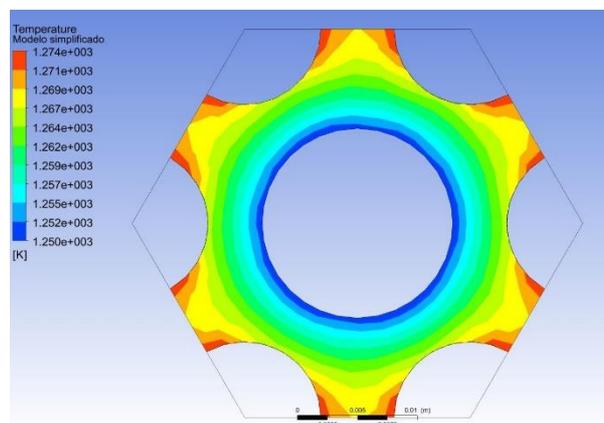


Figura 65 - Distribuição de temperatura no grafite, no modelo simplificado, para $z = 6\text{m}$.



As Figuras 66 a 69 tratam da distribuição de temperatura nos canais combustíveis. Assim como observado no grafite, as diferenças de temperaturas máximas e mínimas nessas seções transversais, entre a simulação completa e a simplificada, são bastante pequenas.

Figura 66 - Distribuição de temperatura no canal combustível, no modelo completo, para $z = 2\text{m}$.

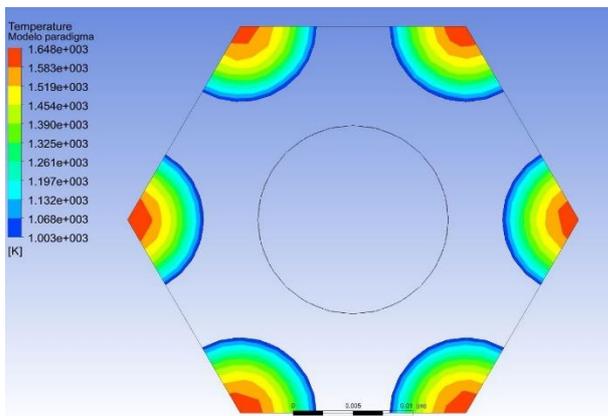
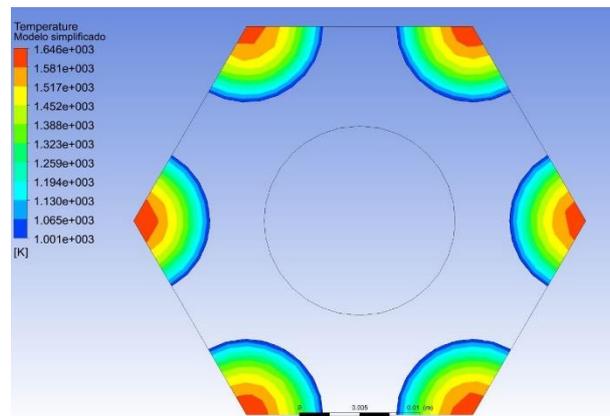


Figura 67 - Distribuição de temperatura no canal combustível, no modelo simplificado, para $z = 2\text{m}$.



A distribuição de temperatura nesses materiais, nas seções transversais consideradas, é bastante semelhante, o que indica uma excelente convergência entre os dados obtidos nos dois diferentes modelos de simulação.

Figura 68 - Distribuição de temperatura no canal combustível, no modelo completo, para $z = 6\text{m}$.

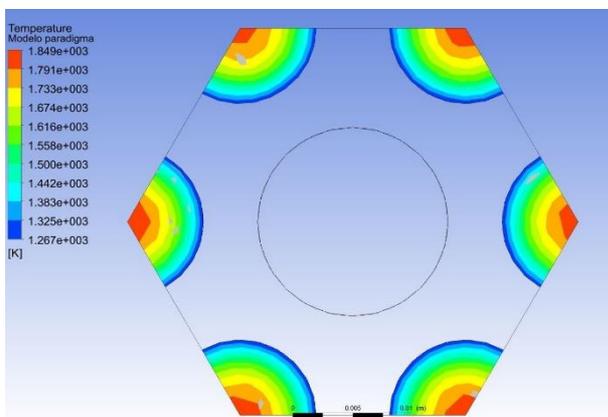
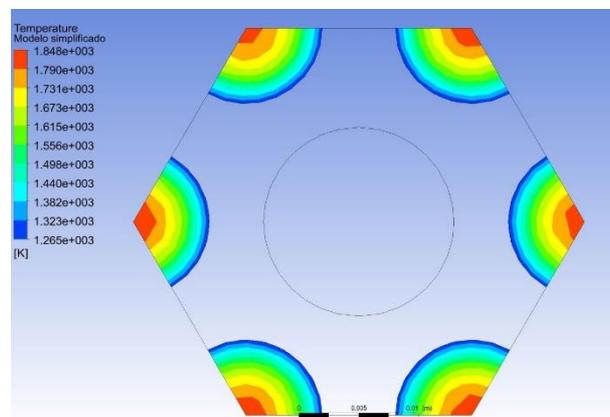


Figura 69 - Distribuição de temperatura no canal combustível, no modelo simplificado, para $z = 6\text{m}$.



Constata-se, também, que o valor da temperatura média do fluido nas seções transversais indicadas é bastante semelhante entre as duas simulações, o que demonstra a efetividade da aplicação dessa metodologia simplificada como substituta da simulação completamente tridimensional para a obtenção dos valores das grandezas desejadas.

A Tabela 8 indica os valores obtidos para a temperatura média do fluido, tanto pela simulação completamente tridimensional quanto pela simulação simplificada, nas seções transversais do canal posicionadas nos valores da coordenada z indicados.

Tabela 8 - Temperaturas médias do fluido nas seções transversais do canal, nas posições indicadas.

Modelo/Posição	$z = 2\text{m}$	$z = 4\text{m}$	$z = 6\text{m}$	$z = 7,5\text{m}$
Completo	898,392 K	1033,17 K	1167,98 K	1268,75 K
Simplificado	898,12 K	1033,09 K	1168,06 K	1269,29 K

5. CONCLUSÃO

Com base nos experimentos computacionais que foram executados no bojo do presente trabalho, algumas conclusões foram atingidas. Dentre essas, destacamos:

1. Da análise dos resultados obtidos utilizando-se diferentes modelos de turbulência para a descrição do escoamento do gás hélio pelos canais refrigerantes e pelo canal *by-pass*, verificou-se que o modelo $k - \varepsilon$ apresentou bons resultados, em relação à convergência dos valores obtidos com um conjunto de correlações descritas na literatura técnica, em especial a correlação de McEligot et al (1965), para o escoamento do fluido pelos canais refrigerantes.

Já o modelo de turbulência $k - \omega$ forneceu resultados que convergiram bem com aqueles proporcionados por um outro conjunto de correlações para o número de Nusselt, em especial a correlação proposta por Taylor (1969), quando se tratou do estudo do escoamento pelos canais refrigerantes.

Em virtude desses resultados, conclui-se que não é possível, com base apenas na avaliação da convergência entre os resultados obtidos em uma determinada simulação e os valores fornecidos pelas correlações empíricas do número de Nusselt, afirmar qual o melhor modelo de turbulência (mais realista) para a simulação do escoamento do gás hélio pelos canais refrigerantes. Esse fato deve-se, entre outras razões, pela magnitude do desvio entre as medições experimentais e as próprias correlações que nelas se basearam, ou seja, os erros entre as grandezas encontradas nas simulações e as fornecidas por correlações do número de Nusselt podem ser menores do que a diferença entre essas correlações e as medições experimentais nas quais elas estão assentadas.

Para o canal *by-pass*, tanto o modelo $k - \varepsilon$ quanto o modelo SSG *Reynolds Stress* proporcionaram a obtenção de resultados que mostraram razoável convergência com as correlações testadas.

2. O escoamento *by-pass* produz significativa alteração na distribuição de temperatura no núcleo do VHTR. Quanto maior o escoamento por esse canal, maior é o gradiente de temperatura nos materiais que compõem o núcleo ativo do reator, com a maior temperatura estando mais próxima ao centro do elemento e a mais fria na periferia do bloco combustível, na região contígua ao espaço *by-pass*.

Esse fato levanta questões concernentes à segurança do reator, visto que um aumento significativo do fluxo por esses espaços intersticiais pode levar à ocorrência de pontos de

elevada temperatura, os chamados *hotspots*, eventualmente podendo ultrapassar os limites de temperatura usualmente aceitos para a operação normal do reator.

Além disso, o elevado gradiente de temperatura, transversal ao sentido dos canais, induz uma grande diferença na temperatura de saída do fluido nos canais refrigerantes, fazendo com que a temperatura de determinados canais seja tão elevada que possa causar danos estruturais no plenum inferior do reator. Deseja-se, ainda, que esse fluido refrigerante esteja bem misturado ao sair do plenum inferior, de modo a não causar avarias nos equipamentos a jusante, tais como turbinas e trocadores de calor.

O escoamento *by-pass* no canal intersticial de 5 mm de largura corresponde a 10,489% do fluxo mássico total que entra pelo pleno superior do reator. Já o escoamento no espaço intersticial de 3 mm de largura representa 4,713% do fluxo mássico total.

3. A geração de energia térmica com perfil senoidal, quando aplicado o fator radial unitário, fornece distribuição de temperatura em toda a estrutura semelhante à distribuição de temperatura que ocorre para o caso do perfil de geração de energia uniforme, havendo apenas uma ligeira queda na temperatura máxima atingida quando a geração de energia segue o perfil variável (fator radial unitário).

Quando é aplicado o fator radial de pico ao perfil senoidal, entretanto, a temperatura na estrutura sobe bastante e em certos pontos ultrapassa o limite de temperatura para a operação normal do reator.

O coeficiente de transferência de calor nos canais não exhibe alteração significativa quando se altera o perfil de geração de energia. De fato, quando se compara os valores desse coeficiente para os casos de geração uniforme e geração senoidal, com fator radial unitário, a diferença máxima observada é de 0,5%, na região da entrada, enquanto que ao longo do canal, após o trecho de entrada, essa diferença cai para 0,2%.

4. Testou-se a hipótese de que o gradiente de temperatura observado em uma seção transversal do bloco combustível deve-se, de forma decisiva, ao menor diâmetro dos canais refrigerantes localizados no centro desses blocos. Esse gradiente de temperatura caracteriza-se por temperaturas mais elevadas no centro do bloco e temperaturas mais frias na periferia do mesmo. Realizou-se simulação em estrutura que contemplava um canal central com diâmetro igual ao dos demais canais refrigerantes e se confirmou que, nesse caso, houve inversão no sentido do gradiente de temperatura, fazendo com que as temperaturas mais elevadas se localizassem na periferia dos blocos combustíveis e, as mais frias, no centro desses blocos. Ainda, a diferença entre a maior e a menor temperatura na seção aumentou para o caso da estrutura modificada.

5. A condução do calor para os refletores superior e inferior, embora promova alteração na curva do número de Nusselt na entrada e na saída dos canais, não adultera de forma significativa os parâmetros de transferência de calor do sistema, visto que a influência dessa condução de calor se dá em uma região muito pequena dos canais, limitando-se a cerca de 2 cm na entrada e na saída do canal.

6. Realizou-se uma simulação básica para o estudo da metodologia simplificada para a análise fluidodinâmica do núcleo do VHTR. A partir desse modelo básico, um módulo que consiste em um prisma de base hexagonal, foi possível constatar que, de fato, com a metodologia simplificada é possível alcançar resultados que convergem, com excelente precisão, com os valores fornecidos pela simulação completamente tridimensional, com a vantagem de promover a diminuição substancial da duração da simulação (cerca de 45 vezes mais rápida, no caso descrito no presente trabalho), além da redução da quantidade de elementos na malha e do esforço computacional necessário para realizar a simulação.

No caso, deixa de ser necessário construir malha nos canais por onde escoo o fluido e a quantidade de memória RAM alocada para a simulação diminui significativamente.

Tenciona-se, em futuros trabalhos, estender a abrangência da análise do VHTR com a utilização da metodologia simplificada, com vistas a examinar a distribuição de temperatura em seu núcleo completo. Uma simulação completamente tridimensional dessa estrutura integral é de difícil execução, tendo em vista o elevado custo computacional que demanda, além de implicar em um longo tempo de simulação. A utilização da metodologia simplificada pode mitigar essa dificuldade e tornar viável a realização do experimento computacional, permitindo compreender de maneira mais clara as características térmicas e de segurança de um reator nuclear de temperatura muito alta.

REFERÊNCIAS

ANSYS INCORPORATED. **CFX Tutorials**, 2013.

BATTISTA, E.; PERKINS, H. C. Turbulent heat and momentum transfer in a square duct with moderate property variations. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 13, p. 1063-1065, 1970.

BURCHELL, T. D. Neutron irradiation damage in graphite and its effects on properties. In: **Proceedings of the International Carbon Conference CARBON 2002**, Beijing, China, paper #H095, 2002.

BURCHELL, T. D.; SNEAD, L. L. The effect of neutron irradiation damage on the properties of grade NBG-10 graphite. **Journal of Nuclear Materials**, v. 371, p. 18–27, 2007.

CHAPIN, D.; KIFFER, S.; NESTELL, J. The Very High Temperature Reactor: A Technical Summary. **MPR Associates Inc**, 2004.

CHERSOLA, D.; LOMONACO, G.; MAROTTA, R. The VHTR and GFR and their use in innovative symbiotic fuel cycles. **Progress in Nuclear Energy**, v. 83, p. 443-459, 2015.

CLIFFORD, I. D. **A hybrid coarse and fine mesh solution method for prismatic high temperature gas-cooled reactor thermal-fluid analysis**, Tese de doutorado, College of Engineering, Pennsylvania State University, 2013.

FÜTTERER, M. A.; FU, L.; SINK, C.; DE GROOT, S.; POUCHON, M.; KIM, Y. W.; CARRÉ, F.; TACHIBANA, Y. Status of the very high temperature reactor system. **Progress in Nuclear Energy**, v. 77, p. 266-281, 2014.

GENERAL ATOMICS. **Safety analysis report use of H-451 graphite in Fort St. Vrain fuel elements**, GLP-5588, 1977.

GENERAL ATOMICS. **Gas turbine-modular helium reactor (GT-MHR) conceptual design description report**, San Diego, CA, 1996.

GENERATION IV INTERNATIONAL FORUM. **Technology Roadmap Update for Generation IV Nuclear Energy Systems**, 2014.

JO, D.; AL-YAHIA, O. S.; ALTAMIMI, R. M.; PARK, J.; CHAE, H. Experimental investigation of convective heat transfer in a narrow rectangular channel for upward and downward flows. **Nuclear Engineering and Technology**, v. 46, p. 195-206, 2014.

JOHNSON, R. W.; SATO, H.; SCHULTZ, R. R. CFD Analysis of Core Bypass Phenomena. **Technical Report: INL/EXT-09-16882**, Idaho National Laboratory, 2009.

KANG, J. H.; TAK, N. I.; KIM, M. H. Thermo-mechanical analysis of the prismatic fuel assembly of VHTR in normal operation condition. **Annals of Nuclear Energy**, v. 44, p. 76-86, 2012.

LABAR, M. P.; SHENOY, A. S.; SIMON, W. A.; CAMPBELL, E. M.; HASSAN, Y. A. The Gas-Turbine Modular Helium Reactor. **Nuclear Energy Materials and Reactors – Vol. II**, EOLSS Publishers Co Ltd, set. 2010.

LOMMERS, L. J.; SHAHROKHI, F.; MAYER III, J. A.; SOUTHWORTH, F. H. AREVA HTR concept for near-term deployment. **Nuclear Engineering and Design**, v. 251, p. 292–296, 2012.

MACDONALD, P. E.; STERBENTZ, J. W.; SANT, R. L.; BAYLESS, P. D.; SCHULTZ, R. R.; GOUGAR, H. D.; MOORE, R. L.; OUGOUAG, A. M.; TERRY, W. K. NGNP Point Design—Results of Initial Neutronics and Thermal-Hydraulic Assessments During FY-03. **Technical Report: INEEL/EXT-03-00870 Rev. 1**, Idaho National Engineering and Environmental Laboratory, 2003.

MCELIGOT, D. M.; MAGEE, P. M.; LEPPERT, G. Effect of Large Temperature Gradients on Convective Heat Transfer: The Downstream Region. **Journal of Heat Transfer**, v. 87, p. 67–76, 1965.

NIST. **NIST Thermophysical Properties of Fluid Systems**. 2009. Disponível em <<http://webbook.nist.gov>>. Último acesso em: maio 2017.

SATO, H.; JOHNSON, R.; SCHULTZ, R. Computational fluid dynamic analysis of core bypass flow phenomena in a prismatic VHTR. **Annals of Nuclear Energy**, v. 37, p. 1172–1185, 2010.

SOUTHWORTH, F. H.; MACDONALD, P. E.; BAXTER, A. M.; BAYLESS, P. D.; BOLIN, J. M.; GOUGAR, H. D.; LABAR, M.; MOORE, R. L.; OUGOUAG, A. M.; RICHARDS, M. B.; SANT, R. L.; STERBENTZ, J. W.; TERRY, W. K. Next generation nuclear plant (NGNP) project – preliminary assessment of two possible designs. In: **Fourteenth Pacific Basin Nuclear Conference**, Honolulu, Hawaii, 21-25 março 2004.

TAK, N. I.; KIM, M. H.; LIM, H. S. Numerical investigation of a heat transfer within the prismatic fuel assembly of a very high temperature reactor. **Annals of Nuclear Energy**, v. 35, p. 1892–1899, 2008.

TAK, N. I.; LEE, S. N.; KIM, M. H.; LIM, H. S.; NOH, J. M. Development of a core thermo-fluid analysis code for prismatic gas cooled reactors. **Nuclear Engineering and Technology**, v. 46, p. 641–654, 2014.

TAYLOR, M. F. Correlation of local heat-transfer coefficients for single-phase turbulent flow of hydrogen in tubes with temperature ratios to 23. **NASA technical note TN D-4332**, Lewis Research Center, Cleveland, Ohio, 1969.

TRAVIS, B. W.; EL-GENK, M. S. Numerical simulation and turbulent convection heat transfer correlation for coolant channels in a very-high temperature reactor. **Heat Transfer Engineering**, v. 34, p. 1–14, 2013a.

TRAVIS, B. W.; EL-GENK, M. S. Thermal-hydraulics analyses for 1/6 prismatic VHTR core and fuel element with and without bypass flow. **Energy Conversion and Management**, v. 67, p. 325–341, 2013b.

TUNG, Y. H.; JOHNSON, R. W.; SATO, H. Effects of graphite surface roughness on bypass flow computations for an HTGR. **Nuclear Engineering and Design**, v. 252, p. 78–87, 2012.

TUNG, Y. H.; JOHNSON, R. W.; FERNG, Y. M.; CHIENG, C. C. Bypass flow computations on the LOFA transient in a VHTR. **Applied Thermal Engineering**, v. 62, p. 415-423, 2014.

WANG, H. H.; DOMINGUEZ-ONTIVEROS, E.; HASSAN, Y.A. Computational fluid dynamics analysis of core bypass flow and crossflow in a prismatic very high temperature gas-cooled nuclear reactor based on a two-layer block model. **Nuclear Engineering and Design**, v. 268, p. 64–76, 2014.

WANG, L.; LIU, Q.; KATSUYA, F. Numerical solution of heat transfer process in a prismatic VHTR core accompanying bypass and cross flows. **Nuclear Engineering and Design**, v. 307, p. 275–283, 2016.

YOON, S. J.; LEE, J. H.; KIM, M. H.; PARK, G. C. The effects of crossflow gap and axial bypass gap distribution on the flow characteristics in prismatic VHTR core. **Nuclear Engineering and Design**, v. 250, p. 465-479, 2012.