

Universidade de Brasília - UnB
Faculdade UnB Gama - FGA
Engenharia de Energia

Análise da transferência de calor em sistemas de geração nuclear

Autor: Felipe Moraes Ribeiro Pfahl
Orientador: Ronni Geraldo Gomes de Amorim
Coorientador: Fábio Alfaia da Cunha

Brasília, DF
2024



Felipe Moraes Ribeiro Pfahl

Análise da transferência de calor em sistemas de geração nuclear

Monografia submetida ao curso de graduação em Engenharia de Energia da Universidade de Brasília, como requisito parcial para obtenção do Título de Bacharel em Engenharia de Energia .

Universidade de Brasília - UnB

Faculdade UnB Gama - FGA

Orientador: Ronni Geraldo Gomes de Amorim

Coorientador: Fábio Alfaia da Cunha

Brasília, DF

2024

Felipe Moraes Ribeiro Pfahl

Análise da transferência de calor em sistemas de geração nuclear/ Felipe Moraes Ribeiro Pfahl. – Brasília, DF, 2024-

60 p. : il. (algumas color.) ; 30 cm.

Orientador: Ronni Geraldo Gomes de Amorim

Trabalho de Conclusão de Curso – Universidade de Brasília - UnB
Faculdade UnB Gama - FGA , 2024.

1. Reator nuclear, Geração de calor, fissão nuclear, convecção . 2. Palavra-chave02. I. Ronni Geraldo Gomes de Amorim. II. Universidade de Brasília. III. Faculdade UnB Gama. IV. Análise da transferência de calor em sistemas de geração nuclear

CDU 02:141:005.6

Felipe Moraes Ribeiro Pfahl

Análise da transferência de calor em sistemas de geração nuclear

Monografia submetida ao curso de graduação em Engenharia de Energia da Universidade de Brasília, como requisito parcial para obtenção do Título de Bacharel em Engenharia de Energia .

Brasília, DF, 5 de Agosto de 2024:

Dr. Ronni Geraldo Gomes de Amorim
Orientador

Dr. Cunha, Fábio Alfaia da
Coorientador

Dr. Leandro Cardoso
Convidado 1

Dr. Tércio Brum
Convidado 2

Brasília, DF
2024

Este trabalho é dedicado a todos que acreditam no futuro da humanidade.

Agradecimentos

Agradeço sem dúvidas a Deus que esteve comigo desde meu nascimento. todos aqueles que me acompanharam e acompanham em minha jornada, em especial a minha mãe Cynthia, meu pai Fausto, minha irmã Fernanda e a toda minha família, que esteve comigo em todos os âmbitos de minha vida e nunca me deixaram faltar desde comida a respeito. Aos meus professores, desde dos que me guiaram no inicio ate os que me guiam nesse momento, cada um deles me ensinou algo que carrego não somente em minha sabedoria, mas também em meu coração. Aos meus amigos que estiveram do meu lado independente de qual fosse a minha escolha e me ajudaram sorrir ainda que a ocasião não fosse oportuna. Muito obrigado a todos, pois seria uma galáxia vazia e inútil se não houvesse pessoas com quem viver.

*“Não existe maior amor do que este:
de alguém dar a própria vida por causa dos seus amigos.”
(Bíblia Sagrada, João 15:13)*

Resumo

O presente trabalho tem como objetivo analisar a transferência de calor em fontes de geração baseada na fissão nuclear do urânio-235. Inicialmente, é realizada a formulação da geração de calor para um reator nuclear cilíndrico, levando em consideração os principais elementos envolvidos nesse processo. Após a formulação teórica, o foco do estudo direciona-se para a realização de simulações numéricas utilizando método de volumes finitos em diferentes cenários utilizando a geração de calor da reação nuclear. Desse modo, parâmetros são aplicados nessas simulações, utilizando um programa computacional capaz de calcular tanto a geração quanto a transferência de calor resultantes desse processo. Os resultados obtidos com o modelo foram comparados com o reator KLT-40S para comprovar os resultados obtidos.

Palavras-chaves: Reator nuclear, Geração de calor, Fissão nuclear, transferência de calor por convecção, transferência de calor por condução, simulação numérica.

Abstract

This work aims to analyze heat transfer in power generation systems based on the fission of uranium-235. Initially, heat generation is formulated for a cylindrical nuclear reactor, considering the main elements involved in this process. After the theoretical formulation, the study focuses on performing numerical simulations using the finite volume method in different scenarios based on heat generation from the nuclear reaction. Parameters are applied in these simulations using a computational program capable of calculating both heat generation and transfer resulting from this process. The results obtained from the model were compared with those of the KLT-40S reactor to validate the findings.

Key-words: Nuclear reactor, Heat generation, Nuclear fission, Convective heat transfer, Conductive heat transfer, Numerical simulation.

Lista de ilustrações

Figura 1 – Representação figurativa do núcleo do Urânio 235	20
Figura 2 – Tabela de nuclídeos	21
Figura 3 – Espectro energético do nêutron	22
Figura 4 – Fissão nuclear do Urânio-235	23
Figura 5 – Produtos da fissão nuclear do Urânio-235 por número atômico	23
Figura 6 – Produtos da fissão nuclear do Urânio-235 por massa atômica	24
Figura 7 – Cilindro	34
Figura 8 – Malha genérica usada	40
Figura 9 – Geração de calor na haste de combustível	42
Figura 10 – Campo de temperatura para o reator KLT-40S sem formulação	45
Figura 11 – Campo de temperatura para um cilindro com equação de fluxo de nêutrons	46
Figura 12 – Temperatura do reator utilizando o Nusselt de Zakauka (Equação 2.68)	47
Figura 13 – Temperatura do reator utilizando o Nusselt Churchill (Equação 2.67)	48
Figura 14 – Temperatura do reator utilizando o Nusselt de Chen (Equação 2.66)	48
Figura 15 – Malha usada para o elemento combustível	49
Figura 16 – Temperatura do elemento combustível sem mudança de condutividade	50
Figura 17 – Temperatura do elemento combustível com mudança de condutividade	50

Lista de tabelas

Tabela 1 – Medidas relativas para as malhas	40
Tabela 2 – Condutividade térmica	41
Tabela 3 – Propriedades físicas do KLT-40S	44
Tabela 4 – Propriedades específicas do KLT-40S	44
Tabela 5 – Propriedades específicas da água líquida super aquecida a 571 K°	44
Tabela 6 – Parâmetros simulados	47
Tabela 7 – Parâmetros simulados	48
Tabela 8 – Parâmetros simulados elemento combustível	49
Tabela 9 – Precisão dos valores calculados	51
Tabela 10 – Densidade de Potência	51

Lista de abreviaturas e siglas

MATLAB MATrix LABoratory

ARIS Advanced Reactor Information System

Lista de símbolos

a	Raio da haste nuclear
B	Constante de difusão neurônica
B_r	Constante de difusão neurônica para função em r
B_z	Constante de difusão neurônica para função em z
C_p	Calor específico
c	Velocidade da luz
E	Energia
E_d	Energia depositada no combustível
E_r	Energia liberada por fissão
ϵ	Emissividade do material
ϕ	Fluxo de nêutrons
\dot{G}	Geração de calor
\dot{Q}	Fluxo de calor
H	Limite altura do cilindro
h	Coefficiente de convecção
h_{fg}	Entalpia de vaporização
J	Função de Bessel
k	Condutividade térmica
L	Comprimento específico
m	Massa
n	Número de hastes no reator
N_u	Número de Nusselt
P_r	Número de Prandtl

P	Potência do reator
Q	Função diferencial relacionada a variável r
R	Limite raio do cilindro
r	Variável do raio
R_e	Número de Reynolds
ρ	Massa específica
ρ_v	Densidade de Vapor
σ	Constante de Stefan-Boltzmann
σ	Tensão Superficial
T	Temperatura
t	Variação do tempo
v	Constante de grau da função de Bessel
V	Velocidade
Y	Função de Bessel
Z	Função diferencial relacionada a variável z
z	Variável do eixo z
${}^1_0\text{n}$	Nêutron
${}^{87}_{35}\text{Br}$	Isótopo do Bromo
${}^{92}_{36}\text{Kr}$	Isótopo do Criptônio
${}^{96}_{37}\text{Rb}$	Isótopo do Rubídio
${}^{90}_{38}\text{Sr}$	Isótopo do Estrôncio
${}^{97}_{40}\text{Zr}$	Isótopo do Zircônio
${}^{137}_{52}\text{Te}$	Isótopo do Telúrio
${}^{144}_{54}\text{Xe}$	Isótopo do Xenônio item ${}^{137}_{55}\text{Cs}$ Isótopo do Césio
${}^{141}_{56}\text{Ba}$	Isótopo do Bário
${}^{146}_{57}\text{La}$	Isótopo do Lantânio

${}^{235}_{92}\text{U}$	Isótopo do Urânio
Σ_f	Seção de choque Macroscópica
Σ_{fr}	Seção de choque Microscópica
δE	Variação de energia
μ	Viscosidade dinâmica

Sumário

1	INTRODUÇÃO	17
1.1	Objetivo	18
2	BASE TEÓRICA	19
2.1	Fissão Nuclear	19
2.1.1	O átomo	19
2.1.2	Massa e Energia	19
2.1.3	Radiação	20
2.1.4	Energia dos nêutrons	21
2.1.5	Secção de choque	22
2.1.6	Reação de fissão Nuclear	22
2.1.7	Energia liberada e absorvida	24
2.1.8	Cálculo do Fluxo de Nêutrons em cilindro finito	26
2.1.9	Geração de calor em uma haste cilíndrica de combustível nuclear	31
2.2	Transferência de calor em um cilindro	32
2.2.1	Fórmula Geral da condução para cilindro	32
2.2.1.1	Condições de contorno de condução	33
2.2.1.2	Condutividade térmica do material	34
2.2.1.3	Equação Aplicada	34
2.2.2	Transferência de calor por convecção	34
2.2.2.1	Coefficiente convectivo	35
2.2.3	Transferência de calor por irradiação	36
3	METODOLOGIA	37
3.1	Divisão do sistema	37
3.2	Cálculo numérico	38
3.3	Definição de malha	39
3.3.1	Simplificações da malha	39
3.3.2	Formação da malha	39
3.3.3	Características da malha	40
3.4	Utilizando geração de calor em cilindro	40
3.5	Diferentes condutividades térmicas	41
3.6	Geração de calor	41
3.7	Diferentes valores de coeficiente de convecção	42
3.8	Implementação do código de radiação	42
3.9	Comparação com Dados Reais	42

4	RESULTADOS	43
4.1	Dados gerais das simulações	43
4.2	Reatores sem função de geração	44
4.3	Reator com função de geração	45
4.4	Reator com diferentes coeficientes convectivos	46
4.5	Diferentes condutividades	49
4.6	Comparação com KLT-40S	50
4.7	Análise dos resultados	51
5	CONSIDERAÇÕES E PERSPECTIVAS FUTURAS	55
	REFERÊNCIAS	57

1 Introdução

Quando se fala sobre energias renováveis e aquecimento global pouco é citado sobre o fator de capacidade, relação da produção efetiva e a capacidade máxima da usina em um período de tempo (U.S.NUCLEAR, 2023). Essa característica é essencial para manter a produção de energia estável, mas as energias renováveis possuem baixo índice desse fator, com exceção da nuclear que possui o maior índice dentre todas as energias (U.S.ENERGY, 2022). Devido a essas características, as fontes renováveis mais usadas, eólica e solar, não conseguem sustentar uma rede elétrica de uma cidade ou país, necessitando de outras fontes para complementar a sua utilização (PARENTE, 2018).

Após o Acordo de Paris, a corrida contra o aquecimento global se tornou prioridade para a maioria dos países, mas pelo fato da matriz energética do Brasil ser majoritariamente sustentável, não ocorreu grande preocupação nesse sentido (GOVBR, 2014). Contudo, com o passar dos anos o consumo desse bem em todo o mundo tende a aumentar (EPE, 2023), necessitando de novas fontes para suprir essa demanda. Assim, ainda que as demais fontes possuam seu valor agregado, aquela que mais possui densidade energética é a de fissão nuclear (LAYTON, 2008).

Nesse cenário, os reatores modulares de pequeno porte (SMR) desempenham um papel fundamental, pois são mais acessíveis em comparação às usinas convencionais e têm a capacidade de serem utilizados para uma variedade de fins além da geração de energia, como propulsão ou dessalinização. (INGERSOLL; CARELLI, 2020).

Portanto, para que possamos ter um sistema elétrico estável e ao mesmo tempo combater o aquecimento global, de maneira eficiente, seria interessante a participação da energia nuclear como fonte de energia elétrica.

Nesse contexto, o trabalho em questão aborda a fissão nuclear como fonte de calor em uma usina nuclear para geração de energia elétrica, além de analisar a transferência desse calor pelas pastilhas e pelo núcleo do reator.

Para realizar essa análise é necessário entender como a fissão nuclear ocorre e quais são as características intrínsecas do combustível usado e o meio que ele se encontra, sendo esses os fatores limitantes para a física de nêutrons que será utilizada no trabalho (LEWIS, 2008).

Uma vez definida a fissão que será utilizada, nesse caso Urânio-235, e como ela ocorre, podemos atribuir o fluxo de nêutrons que deve ser aplicado ao reator. Desse modo, com a energia liberada por fissão, fluxo de nêutrons e a área de seção de choque, obtemos a geração de calor para o caso em questão (LAMARSH, 1983).

Com a geração de calor definida, calcula-se a transferência de calor que ocorre dentro do sistema por meio da equação de variabilidade de condutividade, considerando geração de calor no cilindro e em caráter não transiente. Além disso, para refrigerar, é considerado a convecção que ocorre com o fluido refrigerante, água, utilizando um coeficiente de convecção adequado para reatores nucleares (CENGEL; HEAT, 2012; BHOWMIK; SCHLEGEL; REVANKAR, 2022; LUKE, 2014).

Por fim, obtido todas as fórmulas, parâmetros e dados sobre o reator, será feita a simulação utilizando método dos elementos finitos para que o modelo aqui utilizado seja comparado com dados reais de um reator real.

O reator que será utilizado para comparação de resultados é o KLT-40S, um reator de água pressurizada (PWR). Este reator foi projetado para uso em embarcações nucleares, destacando-se por sua autonomia e capacidade de adaptação, o que possibilita sua utilização para diferentes propósitos. Essa versatilidade permite que o KLT-40S seja empregado em processos de dessalinização, propulsão, geração de energia ou até mesmo produção de radioisótopos, estabelecendo, assim, os princípios básicos para o desenvolvimento de um reator semelhante no Brasil.

Assim, com os cálculos comprovados e definidos, podemos concretizar a teoria da geração de calor por fissão nuclear e o funcionamento da transferência de calor, definindo a base de um reator nuclear.

1.1 Objetivo

O projeto tem como intuito construir uma base teórica e computacional sobre a geração de calor em reatores nucleares, focando na fissão do Urânio-235 e na análise da transferência de calor com coeficiente de convecção adequado, visando a aplicação no projeto de reatores para geração de energia ou produção de isótopos radioativos. Para isso, pretende-se analisar a transferência de calor quando implementa-se a fórmula de geração, quando se altera o coeficiente de convecção e quando há mais de uma condutividade térmica.

2 Base Teórica

Um reator nuclear possui complexibilidade em cada uma das áreas de engenharia que ele envolve, assim nesse trabalho será abordado apenas as áreas técnicas de fissão nuclear na região interna do combustível e da transferência de calor.

2.1 Fissão Nuclear

O principal efeito que ocorre dentro de um reator nuclear é a reação de fissão nuclear, que se baseia em quebrar núcleos de átomos, possibilitando a geração de calor, a produção de radioisótopos, a formação de produtos de fissão, principalmente o nêutron, e a geração de radiação ionizante. Para entender esse processo é necessário compreender quais são os principais relacionados ao processo (LEWIS, 2008).

2.1.1 O átomo

Segundo o modelo nuclear mais conhecido (CAMERON, 1982), numa primeira análise, pode-se dizer que a estrutura básica do átomo é composta pela eletrosfera e pelo núcleo. No entanto, a eletrosfera não possui relevância para esse estudo, enquanto núcleo é exatamente o local onde ocorrer a reação de fissão. O núcleo é composto basicamente por nêutrons e prótons sendo as ligações entre os mesmos quebradas para gerar energia (MURRAY; HOLBERT, 2014; LEWIS, 2008; LAMARSH, 1983).

As forças de ligação que ocorrem entre as partículas subatômicas presentes no núcleo são separadas em forças fortes e fracas. A força forte é responsável por manter os prótons e nêutrons unidos dentro do núcleo atômico. No caso da força fraca, está relacionada com as interações nucleares que produzem os decaimentos radioativos, nos quais partículas instáveis se transformam em outras partículas mais estáveis; tal interação libera a energia fraca no processo. Essa energia liberada é a base da energia fornecida pela reação de fissão nuclear, um processo no qual núcleos atômicos pesados, como o Urânio, são divididos em fragmentos menores. Esse processo de fissão é amplamente utilizado em usinas nucleares para a geração de energia e para gerar isótopos para área da medicina (LAMARSH, 1983).

2.1.2 Massa e Energia

Para calcular a energia da fissão deve-se entender uma das principais contribuições da teoria da relatividade especial de Einstein, que é a equivalência entre massa e energia

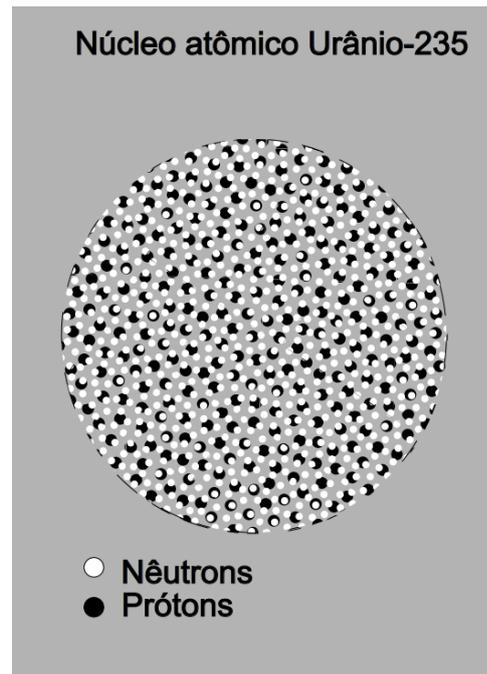


Figura 1 – Representação figurativa do núcleo do Urânio 235

$$E = mc^2. \quad (2.1)$$

Essa equação estabelece que a energia (E) está intrinsecamente ligada à massa de repouso (m) de uma partícula, sendo proporcional ao quadrado da velocidade da luz (c). Essa relação permite entender a origem da energia liberada em processos nucleares, como a fissão, onde uma pequena quantidade de massa é convertida em uma grande quantidade de energia(LAMARSH, 1983; MURRAY; HOLBERT, 2014).

2.1.3 Radiação

Quando se trata de efeitos nucleares, o núcleo atômico busca constantemente a estabilidade. Dessa maneira, emite formas de energia para transformar seu estado instável em um estado estável, resultando na emissão de radiações. Não é o objetivo desse trabalho, mas a estabilidade esta ligada a leis de conversão como, por exemplo, a lei de estranheza.

Existem diversas formas de radiação que podem ser emitidas. Quando ocorre a emissão, podem ser gerados nuclídeos ou outros elementos, que possuem massas atômicas diferentes(Figura 2). Essas radiações são classificadas em dois tipos: radiações eletromagnéticas e radiações com massa(LAMARSH, 1983; LEWIS, 2008; MURRAY; HOLBERT, 2014).

Para as radiações que não possuem massa, existem os fótons que são partículas que transportam a energia eletromagnética que tem em um espectro composto principalmente por ondas de radio, micro-ondas, radiação vermelha, luz visível, ultravioleta, raios x e

raios gama (radiação eletromagnética de comprimento de onda entre $0.1\mu\text{m}$ até $100\mu\text{m}$ é denominada de radiação térmica). Além disso, existem outras partículas que possuem massa desprezível, como o neutrino, que são emitidas, mas não serão abordadas nesse trabalho(LAMARSH, 1983; LEWIS, 2008; MURRAY; HOLBERT, 2014).

As radiações com massa consistem em partículas que não são resultado de efeitos eletromagnéticos, possuindo massa e energia. Existem três tipos de radiação com massa. A primeira delas é a radiação alfa, emitida pelo decaimento alfa, que consistem em dois nêutrons e dois prótons, um núcleo de hélio. Essa radiação é positiva e possui uma massa considerável. Outra forma de radiação com massa é a radiação beta, originária do decaimento beta, que consiste em um elétron livre emitido pelo núcleo atômico. Por fim, temos a emissão composta por nêutrons. Essa radiação é responsável pela fissão nuclear, pois é através dela que ocorre o processo de reação em cadeia para a geração de energia, visto que um nêutron é necessário para iniciar a fissão nuclear e as reações de fissão geram mais de um. A figura 2 mostra uma tabela que indica qual radiação é emitida por cada isótopo, facilitando o entendimento sobre a emissão de radiações, conhecida como tabela de nuclídeos(LAMARSH, 1983).

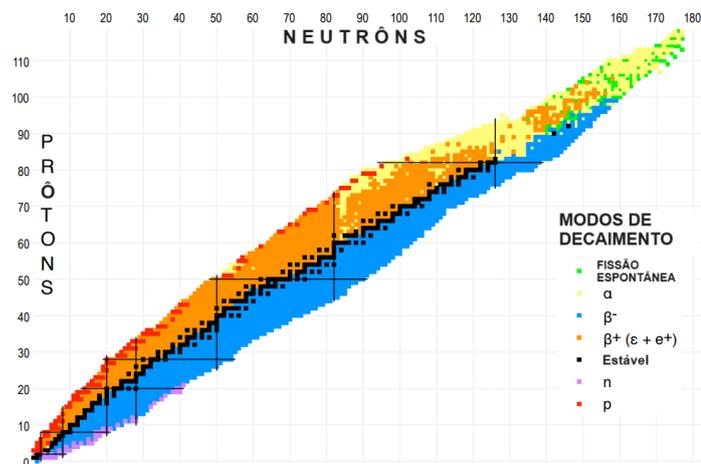


Figura 2 – Tabela de nuclídeos
Fonte:(KONDEV et al., 2021)

2.1.4 Energia dos nêutrons

Os nêutrons que são emitidos em processos de decaimento ou de reações nucleares abrangem uma gama alta de energias indo de $10^{-3} eV$ até $10^7 eV$ (LEWIS, 2008).

Devido sua alta variedade energética, as relações nos nêutrons com as reações nucleares dependem da sua energia, conforme o gráfico da figura (3). Dessa forma, a fissão nuclear ocorre no espectro dos nêutrons com muita energia, nêutrons rápidos, e nêutrons com pouca energia, chamados nêutrons térmicos(LEWIS, 2008).

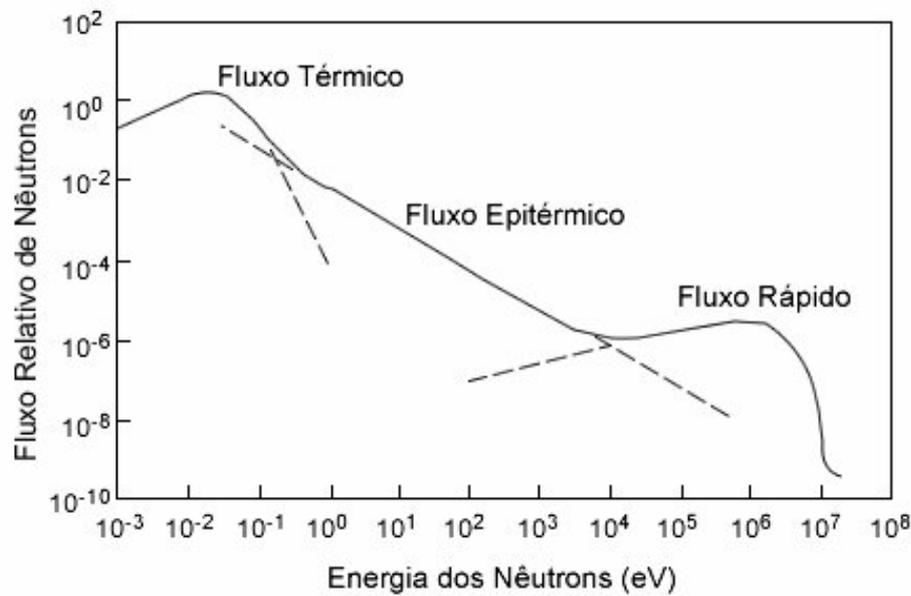


Figura 3 – Espectro energético do nêutron
 Fonte: (LAMARSH, 1983)

2.1.5 Secção de choque

Além da energia do nêutron, outra característica importante para a fissão nuclear é a área da secção de choque. Ela representa a probabilidade de interação de um elemento com uma partícula externa. Em outras palavras, a secção de choque quantifica a probabilidade de uma interação ocorrer entre um elemento e uma partícula incidente (LAMARSH, 1983; LEWIS, 2008; MURRAY; HOLBERT, 2014).

2.1.6 Reação de fissão Nuclear

Definidos os princípios e conceitos básicos que regem a fissão nuclear, podemos então definir a equação que vai ser responsável pela geração de energia e de subprodutos de um reator.

Uma vez que ocorre absorção de um nêutron pelo núcleo atômico, o átomo aumenta seu número de núcleons, logo o núcleo pode ou não estar instável. Para ocorrer essa instabilidade a densidade de seu núcleo deve ser diferente da densidade normal dos átomos, sendo esse um princípio intrínseco da física nuclear. Essa instabilidade leva ao rompimento do núcleo em dois fragmentos menores, juntamente com a liberação de nêutrons adicionais e radiação. A soma dos números atômicos dos dois ou mais fragmentos liberados é igual ao número atômico do átomo original. Essa reação ocorre como uma forma de manter a estabilidade atômica, pois a descompensação na estrutura do átomo é corrigida pela divisão do núcleo em fragmentos menores (LAMARSH, 1983; LEWIS, 2008; INGERSOLL; CARELLI, 2020; MURRAY; HOLBERT, 2014).

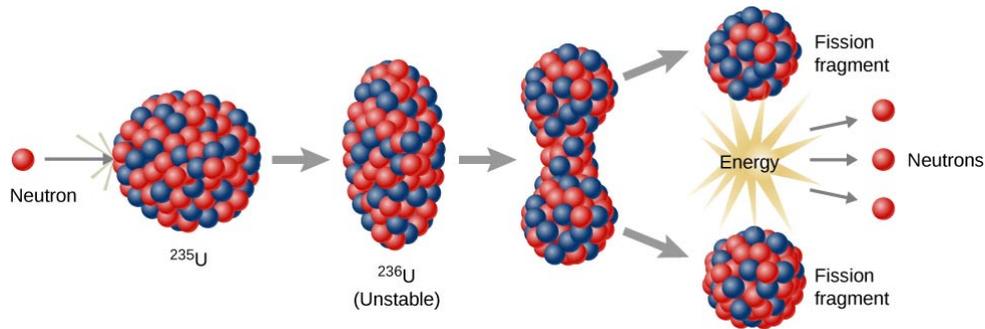


Figura 4 – Fissão nuclear do Urânio-235

Ao contrário de uma reação química genérica, na qual os produtos são definidos, a fissão nuclear não determina especificamente quais produtos serão gerados, como pode ser visto na Figura 5 e na Figura 6, que mostram a relação de frequência dos elementos gerados em relação a seu número atômico e a sua massa atômica, respectivamente. Devido a essa característica, a fissão nuclear resulta na formação de diferentes tipos de núcleos atômicos com base no número atômico do átomo original, no caso, o Urânio-235, que possui 92 prótons. Como resultado, os elementos gerados abrangem uma gama definida pela soma dos dois números, que no caso é igual a 92, resultando em diferentes isótopos e elementos dentro do espectro de 92 prótons e 235 nêutrons (E. WILKINSON, 1946; NICHOLS; VERPELLI; ALDAMA, 2008).

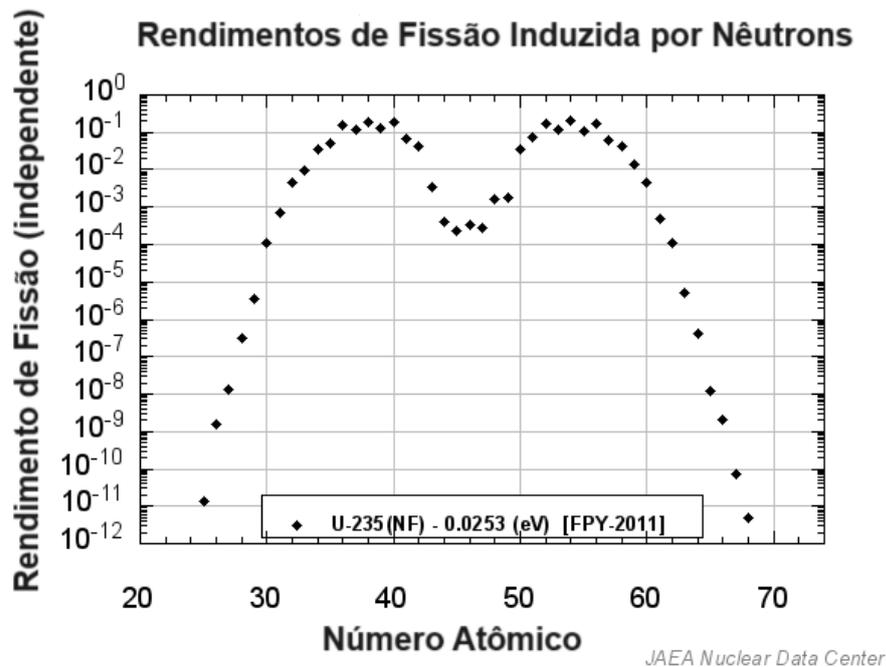


Figura 5 – Produtos da fissão nuclear do Urânio-235 por número atômico

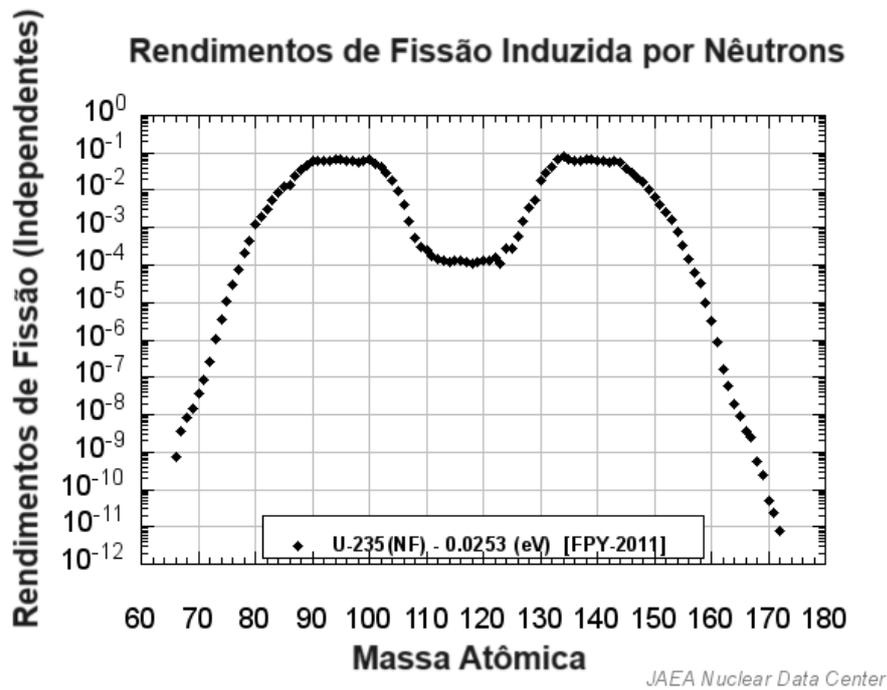
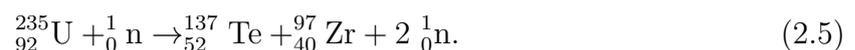
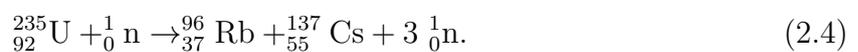
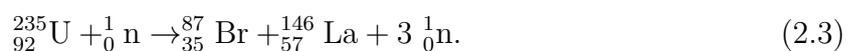
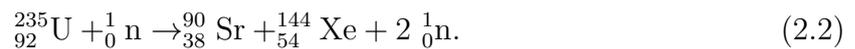


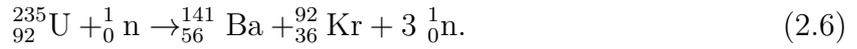
Figura 6 – Produtos da fissão nuclear do Urânio-235 por massa atômica

2.1.7 Energia liberada e absorvida

Devido à existência de várias reações relacionadas à fissão nuclear, diferentes modelos podem ser implementados. Como cada elemento possui sua própria energia de formação, as energias das reações de fissão nuclear variam de acordo com os elementos produzidos. Portanto, existem várias reações que são utilizadas para gerar energia em um reator nuclear (E. WILKINSON, 1946; LAMARSH, 1983).

Abaixo estão listadas as principais reações, que são aquelas com maior taxa de fissão, maior probabilidade de ocorrência dentro do reator nuclear. Além dos isotopos gerados, para cada reação há variação do número de nêutrons liberados e da energia liberada (E. WILKINSON, 1946; NICHOLS; VERPELLI; ALDAMA, 2008; LEWIS, 2008; MURRAY; HOLBERT, 2014; MÖLLER et al., 2016).





Com a variedade de produtos gerados pelas reações de fissão, e às diferentes energias de ligação para o estado fundamental de massa em cada elemento, a energia liberada durante a fissão varia nas equações mencionadas. No entanto, para fins deste trabalho, será utilizada uma média aproximada de 200 MeV (Mega elétron-volts) como quantidade de energia liberada (LEWIS, 2008; MÖLLER et al., 2016; MURRAY; HOLBERT, 2014; NUCLEAR... , 1993; CROUCH, 1977; LAMARSH, 1983).

Dentro da energia liberada, nem toda ela é convertida em energia útil para o reator. Aproximadamente 8 % da energia liberada é transformada em radiação β (elétron) e depositada no combustível, enquanto cerca de 5 MeV é liberada na forma de radiação γ . Desse modo, cerca de 180 MeV são efetivamente utilizados para a geração de fissão e calor no reator (LEWIS, 2008; MURRAY; HOLBERT, 2014; LAMARSH, 1983).

Apesar dessa defasagem, a energia liberada pela fissão continua sendo mais eficiente e potente do que outras fontes de energia, devido à sua superior densidade energética (NØLAND et al., 2022).

Para facilitar a visualização, um quilo de Urânio-235 é capaz de liberar $8 \cdot 10^{13} J$, enquanto um quilo de carvão pode chegar a $29,7 \cdot 10^6 J$ de energia bruta. Em outras palavras, um quilo de Urânio equivale, energeticamente, a dois milhões de quilos de carvão. (BEHERA; NANDI, 2021; KOLBENSTVEDT; STOLEVIK, 1991)

Outra maneira de se visualizar essa energia é por meio do cálculo de uma usina de energia termonuclear. Com a ideia de uma usina de 100MW, será calculado o tempo levaria para consumir um quilo de Urânio. Inicialmente, calculamos a quantidade de fissões por segundo do reator teórico (GAUTREAU; SAVIN, 1978).

$$\left(10^8 \frac{J}{s}\right) \cdot \left(\frac{10^{-6} MeV}{1.6 \cdot 10^{-19} J}\right) \cdot \left(\frac{1 \text{ fissão}}{180 MeV}\right) = 3.47 \cdot 10^{18} \frac{\text{fissões}}{s} \quad (2.7)$$

Apos isso é calculado quantos núcleos tem em um quilo de Urânio

$$\left(\frac{1 \text{ Kg}}{235 \text{ Kg/kmol}}\right) \cdot \left(6.023 \cdot 10^{26} \frac{\text{núcleo}}{\text{kmol}}\right) = 2.56 \cdot 10^{24} \text{ núcleos}. \quad (2.8)$$

Por fim, é calculado o tempo que demora para consumir um quilo de Urânio-235

$$\frac{2.56 \cdot 10^{24} \text{ núcleos}}{3.47 \cdot 10^{18} \text{ fissões/s}} = 7.37 \cdot 10^5 \text{ s} = 8.54 \text{ dias}. \quad (2.9)$$

Com esse resultado podemos concluir que um quilo de urânio pode sustentar uma cidade de trezentos mil habitantes por 8 dias (EPE, 2022).

2.1.8 Cálculo do Fluxo de Nêutrons em cilindro finito

A determinação do fluxo de nêutrons é fundamental em um reator nuclear, pois é por meio dele que se torna possível determinar a geração de calor e outros parâmetros importantes. Além disso, desempenha um papel crucial no controle e na operação segura do reator. Assim, para conseguirmos defini-lo, inicialmente determinamos a equação de difusão de nêutrons que, baseada na lei de Fick da difusão, pode ser escrita como (LAMARSH, 1983; LEWIS, 2008),

$$\nabla^2 \Phi + B^2 \Phi = 0. \quad (2.10)$$

No laplaciano em coordenadas cilíndricas, não será considerado a parte variante no ângulo, pois a derivada em relação ao ângulo φ é nula, pois por simetria o fluxo não depende do ângulo azimutal, logo, ele pode ser definido pela equação,

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}. \quad (2.11)$$

Desse modo a equação (2.10) pode ser escrita da seguinte forma

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} + B^2 \phi = 0. \quad (2.12)$$

Por se tratar de uma equação diferencial parcial linear e considerando que as variáveis z e r são independentes, podemos aplicar o princípio da separação de variáveis. Esse princípio afirma que uma função que depende de duas variáveis independentes pode ser expressa como o produto de duas funções, onde cada uma delas depende apenas de uma das variáveis. Desse modo, rescrevemos a relação do fluxo de nêutrons

$$\phi(r, z) = Q(r) Z(z). \quad (2.13)$$

Assim, fazemos a derivada segunda dessa equação em relação a z e a mesma equação em relação a r

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} = Z(z) \frac{d^2 Q}{dr^2}. \quad (2.14)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = Q(r) \frac{d^2 Z}{dz^2}. \quad (2.15)$$

Obtendo essas relações de derivadas podemos substituir na equação (2.12) para conseguirmos definir a relação com as funções Z e Q .

$$Z \frac{d^2 Q}{dr^2} + \frac{Z}{r} \frac{dQ}{dr} + Q \frac{d^2 Z}{dz^2} + B^2 QZ = 0. \quad (2.16)$$

A fim de utilizar posteriormente uma relação específica, a equação é dividida por QZ , permitindo-nos aplicar o princípio que a sustenta.

$$\frac{1}{Q} \frac{d^2 Q}{dr^2} + \frac{1}{Qr} \frac{dQ}{dr} + \frac{1}{Z} \frac{d^2 Z}{dz^2} + B^2 = 0. \quad (2.17)$$

No processo, movemos os termos dependentes de z para o lado direito da equação, enquanto os termos dependentes de r são colocados no lado esquerdo.

$$\frac{1}{Q} \frac{d^2 Q}{dr^2} + \frac{1}{Qr} \frac{dQ}{dr} + B^2 = -\frac{1}{Z} \frac{d^2 Z}{dz^2}. \quad (2.18)$$

Assim, como cada lado é independente em termo de variáveis, podemos afirmar que ambos os lados são iguais a constantes independentes. Logo, chamamos o lado da equação dependente de z como B_z^2

$$-\frac{1}{Z} \frac{d^2 Z}{dz^2} = B_z^2. \quad (2.19)$$

Adotando essa característica podemos reescrever a equação (2.15) substituindo o parte relativa a z por B_z^2 .

$$\frac{1}{Q} \frac{d^2 Q}{dr^2} + \frac{1}{Qr} \frac{dQ}{dr} + B^2 = B_z^2. \quad (2.20)$$

Considerando a equação (2.19), trata-se de uma equação diferencial que possui solução conhecida baseada na solução trigonométrica.

$$Z(z) = C_1 \cos(B_z z) + C_2 \sin(B_z z). \quad (2.21)$$

Contudo, por tratar-se de um problema simétrico, a função senoidal é ímpar e não garante a simetria, desse modo, a condição de contorno determina que C_2 é igual a 0.

$$Z(z) = C_1 \cos(B_z z). \quad (2.22)$$

Para a função Q utilizamos a substituição do termo em referente a Z e obtemos:

$$\frac{1}{Q} \frac{d^2 Q}{dr^2} + \frac{1}{Qr} \frac{\partial Q}{\partial r} + B^2 - B_z^2 = 0. \quad (2.23)$$

A fim de simplificar o desenvolvimento da equação, utilizamos uma relação trigonométrica para obter uma nova constante que permitirá avançar na resolução da equação.

$$B_r^2 = B^2 - B_z^2. \quad (2.24)$$

Substituindo a constante obtida, temos:

$$\frac{1}{Q} \frac{d^2 Q}{dr^2} + \frac{1}{Qr} \frac{\partial Q}{\partial r} + B_r^2 = 0. \quad (2.25)$$

A equação diferencial em questão claramente apresenta características de uma equação de Bessel modificada de ordem zero, devido à presença da constante e à relação com a variável r . Assim, a função Q pode ser expressa como uma função da função de Bessel de ordem zero

$$\frac{d^2 Q}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dQ}{dr} + \left(1 - \frac{\nu^2}{r^2}\right) Q = 0, \quad (2.26)$$

Ao comparar as equações (2.25) e (2.26), podemos observar que na equação (2.25) possui um termo adicional B_r^2 e na equação diferencial de Bessel modificada possui $\frac{\nu^2}{r^2}$. Portanto, a equação representa uma variante ou uma forma modificada da equação diferencial de Bessel, incluindo uma contribuição adicional determinada pelo termo B_r^2 . Consequentemente, a solução da equação é a mesma da base de funções de Bessel.

$$Q(r) = C_3 J_0(B_r r) + C_4 Y_0(B_r r). \quad (2.27)$$

Devido a função Y_0 diverge na origem, e como fluxo de nêutrons é limitado no ponto inicial, podemos adotar a condição de contorno que C_4 é igual a zero. Definindo a função Q ,

$$Q(r) = C_3 J_0(B_r r). \quad (2.28)$$

A partir das definições gerais das funções, podemos iniciar a aplicação das condições de contorno físicas do reator e da haste de combustível. Em particular, quando o raio, r , atinge seu valor máximo, R , o fluxo de nêutrons é igual a zero, ou seja,

$$C_3 J_0(B_r R) = 0. \quad (2.29)$$

Desse modo, com a elaboração da equação e sabendo o valor da primeira raiz da função Bessel de ordem zero temos a equação

$$B_r = \frac{2,405}{R}. \quad (2.30)$$

Além do raio máximo, as extremidades de alturas, $H/2$ e $-H/2$, também possuem fluxo de nêutrons nulo. Determinando a condição de contorno da função z .

$$C_1 \cos(B_z H) = 0. \quad (2.31)$$

Elaborando a condição obtemos

$$B_z = \frac{\pi}{H}. \quad (2.32)$$

Definido a função Z e Q , defini-se a função ϕ que representa o fluxo de nêutrons em um cilindro finito.

$$\phi(r, z) = C_1 C_3 J_0 \left(\frac{2,405r}{R} \right) \cos \left(\frac{\pi z}{H} \right). \quad (2.33)$$

Por se tratar da multiplicação de duas constantes podemos modificar para uma única constante $C_1 C_3 = A$.

$$\phi(r, z) = A J_0 \left(\frac{2,405r}{R} \right) \cos \left(\frac{\pi z}{H} \right). \quad (2.34)$$

Para determinar a constante restante A , é necessário utilizar a fórmula de potência gerada em um reator, que se baseia na multiplicação da probabilidade de fissão (área de secção de choque) pelo fluxo de nêutrons, para determinar o número de fissões que ocorrem e, em seguida, multiplicar pela energia liberada (LAMARSH, 1983),

$$P = E_r \Sigma_f \int \phi(r, z) dV. \quad (2.35)$$

Onde E_r é a energia liberada por fissão, Σ_f é a secção de choque macroscópica, e a integral é referente ao fluxo de nêutrons pelo volume, nesse caso cilindro (LAMARSH, 1983).

Realizar essa integral requer uma reestruturação do termo integrante, o volume. Dessa forma determinamos a base da variação. Como não há mais dependência em φ , a integral referente a esse termo pode ser simplificada para 2π ,

$$dV = 2\pi r dr dz. \quad (2.36)$$

Com essa nova variação, a integral unitária se torna uma integral tripla, no entanto, devido à simetria em torno do centro do cilindro, ela é reduzida a uma integral dupla. A primeira integral está relacionada à altura do cilindro, indo da base até o topo, e a segunda integral está relacionada ao raio máximo, indo do centro do cilindro até o seu valor máximo.

$$P = 2\pi E_r \Sigma_f \int_{-\frac{H}{2}}^{\frac{H}{2}} \int_0^R A J_0 \left(\frac{2,405r}{R} \right) \cos \left(\frac{\pi z}{H} \right) r dr dz. \quad (2.37)$$

Devido cada uma das variáveis ser independentes, podemos separar os termos que possuem cada variável com sua respectiva integral,

$$P = 2\pi E_r \Sigma_f \int_{-\frac{H}{2}}^{\frac{H}{2}} \cos \left(\frac{\pi z}{H} \right) dz \int_0^R A J_0 \left(\frac{2,405r}{R} \right) r dr. \quad (2.38)$$

Realizado a integral referente a altura,

$$P = 2\pi E_r \Sigma_f \frac{2H}{\pi} A \int_0^R J_0 \left(\frac{2,405r}{R} \right) r dr. \quad (2.39)$$

Para realizar a segunda integral temos que analisar ela de maneira individual.

$$\int_0^R J_0 \left(\frac{2,405r}{R} \right) r dr. \quad (2.40)$$

A definição da função de Bessel para o sistema analisado é definida como (LUKE, 2014),

$$J_0 \left(\frac{2,405r}{R} \right) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2,405)^{2n} (-1)^n r^{2n}}{2^{2n} R^{2n} n! \Gamma(n+1)}. \quad (2.41)$$

Dessa forma, a integral pode ser escrita como (LUKE, 2014),

$$\int_0^R J_0 \left(\frac{2,405r}{R} \right) r dr = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2,405)^{2n} (-1)^n}{2^{2n} R^{2n} n! \Gamma(n+1)} \int_0^R r^{2n+1} dr. \quad (2.42)$$

Integrando esse sistema obtemos o resultado que pode ser reescrito para simplificar a equação,

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2,405)^{2n} (-1)^n R^2}{2^{2n+1} n! \Gamma(n+2)}. \quad (2.43)$$

Removemos o R da série, uma vez que ele é independente da série, e multiplicamos o sistema por 2.405 dividido por 2.405 para obtermos um resultado que possa ser adaptado ao sistema.

$$\frac{R^2}{2,405} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2,405)^{2n+1} (-1)^n}{2^{2n+1} n! \Gamma(n+2)}. \quad (2.44)$$

Devido essa adaptação, é notório que a o termo que possui a série refere-se a função de Bessel de primeira ordem (J_1).

$$\frac{R^2}{2,405} J_1(2,405). \quad (2.45)$$

Assim, podemos afirmar que a integral equação 2.40 é definida por:(LUKE, 2014)

$$\int_0^R J_0\left(\frac{2,405r}{R}\right) r dr = \frac{R^2}{2,405} J_1(2,405). \quad (2.46)$$

Com a segunda integral definida, podemos obter a equação que determina a potência referente a um volume cilíndrico de combustível nuclear utilizando o fluxo de nêutrons(LAMARSH, 1983; LEWIS, 2008).

$$P = 2\pi E_r \Sigma_f A \frac{2H}{\pi} \frac{R^2}{2,405} J_1(2,405). \quad (2.47)$$

Por meio dessa equação de potência , conseguimos obter o valor de A com base em parâmetros conhecidos do sistema,

$$A = \frac{3,639P}{E_r \Sigma_f V_{cilindro}}. \quad (2.48)$$

Por fim, com o valor de A conseguimos definir a equação que rege o fluxo de nêutrons em um cilindro finito de altura H ,

$$\phi(r, z) = \frac{3,639P}{E_r \Sigma_f V_{cilindro}} J_0\left(\frac{2,405r}{R}\right) \cos\left(\frac{\pi z}{H}\right). \quad (2.49)$$

2.1.9 Geração de calor em uma haste cilíndrica de combustível nuclear

Finalizado as equações de fluxo de nêutron, pode ser definido a equação que rege a geração de calor volumétrico para uma haste de combustível nuclear. Onde E_d é a energia absorvida por fissão (LAMARSH, 1983).

$$q'''(r) = E_d \int_0^\infty \Sigma_{fr}(E) \phi(r, E) dE. \quad (2.50)$$

Sendo q''' a geração de calor volumétrica.

A integral da Equação (2.50) pode ser simplificada devido a energia do nêutron usado em reatores ser induzida a ser constante (nêutrons térmicos),

$$q'''(r) = E_d \Sigma_{fr} \phi(r). \quad (2.51)$$

Como o fluxo de nêutrons depende da estrutura do reator, a energia gerada também dependerá da sua estrutura. Para analisar toda a geração, consideramos que a estrutura

da haste é cilíndrica, assim como o núcleo do reator. Desse modo, podemos considerar que a secção de choque total, para o núcleo do reator, Σ_f pode ser definida como,

$$\Sigma_f = \frac{\Sigma_{fr} n \pi a^2 H}{\pi R^2 H}. \quad (2.52)$$

Sendo a raio das hastes e n o número das hastes cilíndricas e $V_{cilindro} = \pi R^2 H$. Atribuindo o volume do reator para o fluxo de nêutrons e a área de secção de choque total, temos

$$\phi(r, z) = \frac{1,158P}{E_r \Sigma_{fr} H a^2 n} J_0 \left(\frac{2,405r}{R} \right) \cos \left(\frac{\pi z}{H} \right). \quad (2.53)$$

Através dessa equação, é possível realizar a substituição na Equação (2.51) e obter a função que define a quantidade de energia térmica gerada em um reator nuclear, a qual é dada por

$$q'''(r, z) = \frac{1,158PE_d}{E_r H a^2 n} J_0 \left(\frac{2,405r}{R} \right) \cos \left(\frac{\pi z}{H} \right), \quad (2.54)$$

onde E_d é definido como a energia depositada no combustível e E_r e a energia recuperada pela fissão. Sabendo que tal equação não considera variações de fluxo ao longo do diâmetro da haste ou do núcleo.

Para considerar uma única haste, basta adotar que “ n ” igual a um, pois as hastes costumam ser do tamanho do próprio núcleo do reator e que R igual ao a (LAMARSH, 1983; LEWIS, 2008).

2.2 Transferência de calor em um cilindro

O calor gerado no combustível nuclear possui intensidade o suficiente para aquecer todo o sistema, logo aquecendo a água que por sua vez gera vapor, realizando trabalho útil. Contudo, se o calor não for monitorado, danos a estrutura do reator podem ocorrer. Desse modo, para conseguir analisar a energia térmica gerada no combustível nuclear é necessário entender como as formas de transferência de calor funcionam na haste cilíndrica (Condução, convecção e radiação)(MEI et al., 2018).

2.2.1 Fórmula Geral da condução para cilindro

A condução de calor é a primeira maneira que a energia gerada no combustível se propaga. Ela ocorre quando a fluxo de calor utiliza de meios sólidos para propagar-se. Nesse caso, acontece dentro da própria vareta de combustível indo desde o limite de seu

centro ate a sua extremidade. (LAMARSH, 1983; CENGEL; HEAT, 2012; NUCLEAR... , 1993).

Nessa etapa, a lei de Fourier da condução de calor serve para determinar as temperaturas internas da haste(CENGEL; HEAT, 2012).

$$\dot{Q} = -k\nabla T. \quad (2.55)$$

Nessa equação \dot{Q} é o fluxo de calor. k é a condutividade térmica do meio e ∇T é o gradiente de temperatura.

No sistema em questão, utiliza-se a equação de balanço de energia para determinar as características do fluxo de calor(CENGEL; HEAT, 2012).

$$\dot{Q} - \dot{Q}_\Delta + \dot{G} = \frac{\Delta E}{\Delta t}. \quad (2.56)$$

Se considerarmos o sistema como partes infinitesimais, conseguimos definir como um sistema tridimensional com volumes de temperatura definidos por coordenadas cilíndricas, obtendo uma equação diferencial que pode reescrever a equação 2.56 como a equação geral de condução de calor em um cilindro juntamente com a equação (2.55) (CENGEL; HEAT, 2012),

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(kr \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(k \frac{\partial T}{\partial \varphi} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) + q''' = \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t}. \quad (2.57)$$

Ainda que a equação em questão possa ser usada como forma de analisar todo o sistema de condução tridimensional cilíndrico, alguns parâmetros devem ser simplificados para ficar de acordo com o trabalho em questão, além de simplificações relacionadas a fatores de complexabilidade que não conseguem ser abordadas nesse projeto.

2.2.1.1 Condições de contorno de condução

Os reatores nucleares possuem a característica de se manterem ligados por quantidades de tempo considerável, sem serem desligados e sem sofrerem nenhuma alteração significativa na sua produção de calor e conversão de energia elétrica (INGERSOLL; CARELLI, 2020). Dessa forma, o sistema pode ser considerado um regime permanente para esse trabalho, logo, o termo referente a variação ao longo do tempo se torna nulo.

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = 0. \quad (2.58)$$

Além do sistema ser constante, o outro fator que pode ser simplificado para o caso é a característica de simetria que a haste de combustível possui, assim os termos referentes ao ângulo φ são nulos e a temperatura vai ser dependente da altura e do raio, $T = T(r, z)$.

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(k \frac{\partial T}{\partial \varphi} \right) = 0. \quad (2.59)$$

2.2.1.2 Condutividade térmica do material

Para a condução de calor na haste de combustível nuclear deve ser considerado uma condutividade térmica referente aos materiais predominantes no equipamento. No caso, há o urânio-238, urânio-235 e o zircaloy que trata-se de um material feito para vedar esse tipo de haste. Assim, cada coordenada possui sua condutividade de acordo com o material.

2.2.1.3 Equação Aplicada

Aplicando as simplificações e as condições de contorno na equação (2.57), obtemos a equação de condução com geração de calor que se aplica ao caso em questão. Sabendo que o eixo z varia de $-H/2$ até $H/2$.

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(kr \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \dot{q} = 0. \quad (2.60)$$

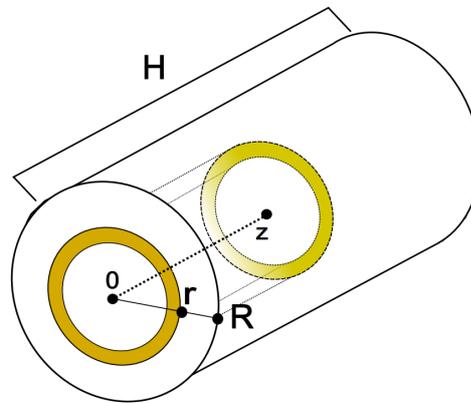


Figura 7 – Cilindro

2.2.2 Transferência de calor por convecção

O reator nuclear, para gerar energia, necessita de um fluido refrigerante que possa gerar trabalho e possa resfriar o combustível. Dessa forma, deve haver troca de calor por convecção na área externa da haste.

Toda forma de transferência de calor por convecção deve seguir a Lei de Newton de resfriamento por convecção (CENGEL; HEAT, 2012),

$$\dot{Q} = Ah\Delta T. \quad (2.61)$$

2.2.2.1 Coeficiente convectivo

A equação da convecção não possui dificuldades de cálculo ou simplificações para serem tomadas. Contudo, o problema a ser resolvido necessita da determinação do coeficiente de convecção h , e para essa determinação deve considerar parâmetros específicos.

Os parâmetros que determinam esse coeficiente são: viscosidade do fluido (μ), velocidade do fluido (V), densidade do fluido (ρ), condutividade térmica (k) e calor específico (C_p), sendo esses parâmetros interligados aos números de Prandtl(P_r) e Reynolds(R_e), dados por (CENGEL; HEAT, 2012)

$$R_e = \frac{\rho V L_c}{\mu}, \quad (2.62)$$

$$P_r = \frac{\mu C_p}{k}. \quad (2.63)$$

Tais números definem o número de Nusselt, denotado por N_u , que por sua vez define o coeficiente de convecção (CENGEL; HEAT, 2012).

$$N_u = C R_e^m P_r^n, \quad (2.64)$$

$$N_u = \frac{h L_c}{k}. \quad (2.65)$$

Além disso, para um reator nuclear, existe um parâmetro que deve ser colocado. Por tratar-se de temperaturas muito altas, ocorre a transformação da água líquida em vapor na camada limite da haste, desse modo quando a água se desprende da haste, ela condensa, retornando ao estado líquido. Esse processo é denominado ebulição nucleada (DNB), sendo ele que determina o estado crítico do reator de acordo com a sua proporção. Devido isso, como forma de comparação, será utilizado a formulação de Churchill e Bernstein (Equação 2.68), a formulação experimental de Zukauskas (Equação 2.67) e a citadas no artigo de Palash (Equação 2.66). No caso do Palash, será usado a equação de Chen que possui efeito de cisalhamento e turbulência (BHOWMIK; SCHLEGEL; REVANKAR, 2022; MEI et al., 2018; AKAY; DAS, 2021; CENGEL; HEAT, 2012; WANG et al., 2021).

$$N_u = \left[\left(0.31(4Re_f)^{-1.32} + \frac{4Re_f^{2.4} P_r^{3.9}}{2.37 \cdot 10^{14}} \right)^{1/3} + \frac{P_r^{1.3}}{771.6} \tau_i^* \right]^{1/2}, \quad (2.66)$$

$$N_u = 0.027 R_e^{0.805} P_r^{1/3}, \quad (2.67)$$

$$N_u = 0.3 + \frac{0.62R_e^{1/2}P_r^{1/3}}{(1 + (0.4/P_r)^{2/3})^{1/4}} \left[1 + \left(\frac{R_e}{282000} \right)^{5/8} \right]^{4/5}. \quad (2.68)$$

Como já citado, o DNBR é um ponto essencial na transferencial de calor em um reator, pois a formação de vapor no núcleo do reator pode gerar danos físicos às hastas e principalmente impedir a transferência de calor para a água líquida, podendo ocasionar no derretimento do reator. Desse modo, esse ponto é essencial para definir a geração e a convecção do sistema, (ZUBER, 1959)

$$DNBR = \frac{q''_{crit}}{q''}. \quad (2.69)$$

Sendo o fluxo de calor crítico definido na equação 2.70

$$q''_{crit} = 0.131h_{fg}\rho_v \left(\frac{\sigma g(\rho_l - \rho_v)}{\rho_v^2} \right)^{0.25} \left(1 + \frac{\rho_v}{\rho_l} \right). \quad (2.70)$$

Esse é o principal parâmetro que deve ser analisado quando lidamos com a convecção das hastas do reator, sendo h_{fg} a entalpia de vaporização, ρ_v e ρ_l densidade de vapor e líquido, respectivamente, σ é a tensão superficial, e g a gravidade.

2.2.3 Transferência de calor por irradiação

No caso de uma reação nuclear temos diferentes tipos de radiação, como foi citado anteriormente (LAMARSH, 1983). Assim, para analisar a transferência de calor é necessário considerar a radiação eletromagnética emitida pelas disposições das moléculas que possuem temperatura acima de zero absoluto, desse modo, emitem a radiação térmica similar a um corpo negro que segue a lei de Stefan–Boltzmann (CENGEL; HEAT, 2012).

$$E(T) = \sigma T^4. \quad (2.71)$$

Com a lei citada ainda não é possível obter a equação que rege a transferência de calor por radiação, mas quando correlacionamos o fator de forma com o sistema de corpos separados conseguimos atribuir diferenciação de temperatura e por sua vez a transferência de energia (Equação 2.72) (CENGEL; HEAT, 2012; ARAÚJO; FIALHO, 2015).

$$Q = \epsilon \sigma A (T_{out}^4 - T_{in}^4) F. \quad (2.72)$$

3 Metodologia

Após estabelecer as bases que serão utilizadas neste trabalho, podemos descrever o processo de análise da transferência de calor em uma pastilha de combustível nuclear e em todo o reator, levando em consideração as transferências de calor essenciais. No presente caso, a análise será realizada para um sistema com condução, convecção e radiação de calor, utilizando um modelo cilíndrico.

3.1 Divisão do sistema

Para realizar a análise de calor, é essencial empregar uma abordagem metodológica fundamentada no cálculo numérico abrangente do sistema. Nesse sentido, será utilizado um código capaz de calcular a transferência de calor para quatro casos semelhantes, sendo cada um deles aplicado para um modelo de haste unitária e para um conjunto de haste que representa um reator nuclear.

Todos os casos seguiram os tópicos:

- Cálculo da geração de calor na parte interna do cilindro
- Cálculo da condução de calor ao longo do cilindro
- Cálculo do resfriamento por convecção de calor na parte externa do cilindro

Cada caso exigirá uma alteração nos tópicos. No primeiro caso, utilizaremos um código para modelar a transferência de calor em um cilindro sem função de geração de calor, sem alterar a condutividade térmica e com a equação básica do coeficiente convectivo.

No segundo caso, implementaremos a função de geração de calor para um combustível nuclear (equação de geração), mantendo os demais parâmetros do caso anterior.

No terceiro caso, acrescentaremos uma camada com condutividade térmica diferente daquela utilizada anteriormente, continuando a usar a função de geração de calor e a equação básica de convecção.

Por fim, realizaremos um conjunto de simulações com os mesmos parâmetros do caso anterior, mas com a alteração do coeficiente convectivo da transferência de calor por convecção na superfície externa do cilindro.

3.2 Cálculo numérico

Para realizar os cálculos numéricos de transferência de calor foi utilizado o código computacional apresentado no artigo "Aplicação do Método de Volumes de Controle Baseado em Elementos para Solução da Equação da Transferência de Calor em Materiais Compósitos" disponibilizado pelo autor do próprio.

O código se baseia no método dos volumes de controle de elementos finitos que utiliza de discretizações dos volumes e das equações para simular uma superfície de controle maior.

O programa se inicia com a discretização do domínio em elementos e em volumes de controle ligados aos vértices de cada elemento, definindo as áreas de cada elemento pelos seus vértices. Após a discretização, é feita as interpolações das funções baseadas nas variáveis dependentes do sistema. Com essas funções dependentes, é realizado a derivação das equações discretizadas da transferência de calor para cada volume por meio de aproximações das equações diferenciais reais 2.57. Depois é montado cada elemento no domínio discreto das equações que são aplicadas ao sistema, para assim desenvolver as equações resultantes e definindo as condições de contorno. Assim, é possível simplificar as etapas, como no artigo (CUNHA; ELS; VIEIRA, 2020):

- Discretização do domínio em elementos e discretização em volumes de controle associados aos vértices dos elementos;
- Definição de funções de interpolação baseadas nos elementos para as variáveis dependentes;
- Derivação de equações discretizadas (aproximações algébricas das equações diferenciais governantes);
- Montagem elemento por elemento das equações no domínio discreto;
- Definição de um processo para resolver as equações algébricas resultantes.

Assim, todas as malhas usadas serão feitas de acordo com a distribuição tetraédrica para seguir o modelo citado e obter os resultados de transferência de calor. Demais detalhes e fórmulas podem ser vistas no artigo (CUNHA; ELS; VIEIRA, 2020).

No código, uma vez atribuído características e parâmetros aos nós e áreas, podemos aplicar as condições de contorno de convecção para os nós externos do cilindro.

3.3 Definição de malha

A funcionalidade do código requer definições estabelecidas pelo usuário. Portanto, é essencial ter uma malha bem definida a fim de possibilitar a realização da simulação

3.3.1 Simplificações da malha

Na formação das malhas é realizado um conjunto de simplificações para facilitar a simulação e para tornar o sistema mais visualmente agradável.

As simplificações da malha podem ser definidas como:

- Será apenas utilizado uma parte do cilindro devido simetria radial (60° de angulação)
- O fluxo de fluido externo é definido pelo cálculo de convecção
- As partes internas possuem apenas troca de calor por condução
- As partes externas possuem transferência de calor por convecção
- As condições de contorno são aplicadas nas superfícies do corte cilíndrico

3.3.2 Formação da malha

Para realizar a elaboração da malha é usado um programa de formação de malha que gera automaticamente a malha. Entretanto, deve ser seguido os passos de formação para que seja gerado a malha:

- Geração dos três pontos.
- Geração da curva e dos vértices para gerar um setor circular de 60°.
- Geração do sólido com altura da haste e do reator.
- Geração das malhas de áreas triangulares nas superfícies do sólido.
- Geração da malha de volumes tetraédricos no interior do sólido.
- Definição das condições de contorno da parede externa e interna do cilindro.

As medidas das malhas e do reator possuem base de reatores reais podem ser vista na Tabela 1 (BAYBAKOV et al., 2016; ZHOU et al., 2023; U.S.ENERGY, 2013).

Estrutura	Raio(mm)	Altura(mm)
Pastilha de combustível espessura de Zircaloy	3.1 0.6	9.1 9.1
Núcleo do Reator (KLT-40S)	610	1200

Tabela 1 – Medidas relativas para as malhas

3.3.3 Características da malha

A malha consiste em tetraedros volumétricos uniformemente distribuídos ao longo de toda a seção do cilindro (Figuras 8), enquanto as superfícies laterais são compostas por triângulos.

Em termos gerais, as hastes e o núcleo têm a mesma altura. No entanto, seus raios são diferentes. O raio do núcleo é determinado pela soma dos raios das hastes que o compõem.

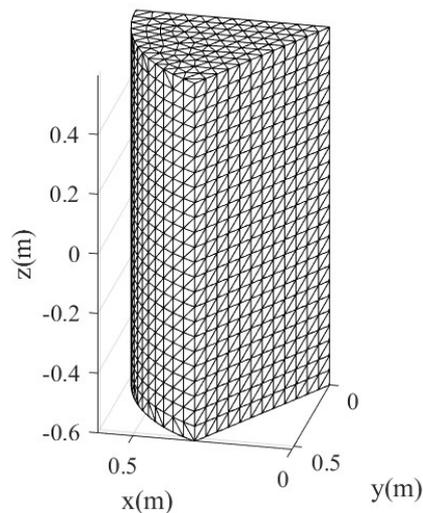


Figura 8 – Malha genérica usada

As formações de malhas são criadas no *software* Gambit 2.4.6, que está integrado ao Ansys. Os métodos de utilização podem ser analisados e confirmados em (GUIDE, 2004).

3.4 Utilizando geração de calor em cilindro

O primeiro caso baseia-se no cálculo de um cilindro com geração de calor que possui transferência de calor por condução definida pela fórmula (2.57) e com convecção nas partes externas.

Para esse caso a malha é simples e com características gerais já citadas. A geração possuirá valor constante. No caso da convecção, será usado a fórmula (2.64).

Uma característica importante a se ressaltar sobre a equação de geração é o fato dela ser determinada como j/m^3 . A equação 2.60 trata o sistema como um ponto que não possui volume, desse modo, para realizar a geração que depende do volume, multiplicamos o valor da geração no ponto pelo volume do mesmo, para somar no código.

3.5 Diferentes condutividades térmicas

No segundo caso, serão realizados cálculos semelhantes aos do caso anterior, porém aplicados a uma pastilha de combustível nuclear. Para este propósito, uma malha diferente deve ser estabelecida. A pastilha de combustível será dividida em dois conjuntos distintos, onde um conjunto possuirá as propriedades térmicas do zircaloy e o outro conjunto apresentará as propriedades térmicas do urânio-235. Essa diferenciação é apresentada na Tabela 2 (HIN, 2018; FINK, 2000; THERMAL..., 1966; MURABAYASHI; TANAKA; TAKAHASHI, 1975; FEITH, 1966).

Material	Condutividade térmica
Urânio	32,5
Zircaloy	0.200

Tabela 2 – Condutividade térmica

No caso em questão, é necessário criar um modelo de malha personalizado, no qual uma região específica do volume é designada para ter uma condutividade diferente. Além disso, é preciso fazer alterações no código nos pontos onde serão aplicadas as diferentes condutividades térmicas na malha, conforme definido pelos parâmetros estabelecidos.

3.6 Geração de calor

Devido o reator nuclear térmico ser dependente do fluxo de nêutrons para gerar energia, devemos atribuir uma geração de calor que consiga fornecer uma relação mais precisa, como pode ser vista na Figura 9. Nesse contexto, atribuímos a geração de calor definida pela fórmula (2.51).

Desse modo, é necessário fazer uma modificação no código para incorporar a função de geração de calor mencionada, a fim de tornar o modelo mais realista. Além do mais, será realizado um modelo com a malha do primeiro caso (Condutividade térmica fixa) e com a malha e código do segundo caso (Mudança de condutividade térmica).

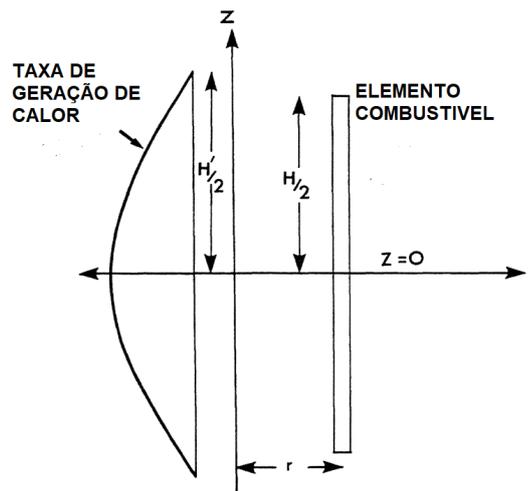


Figura 9 – Geração de calor na haste de combustível
 Fonte: (CAMERON, 1982)

3.7 Diferentes valores de coeficiente de convecção

No último caso, todo o sistema do terceiro é implementado, entretanto será realizado diferentes simulações mudando o cálculo do número de Nusselt para , assim, mudar o coeficiente convectivo do sistema. Implementando várias fórmulas como as equações (2.63) e (2.65).

Além disso, como o modelo permite que seja mudado os parâmetros de fluido, por sua vez, mudando os números de Prandtl e Reynolds, pode ser realizado o cálculo para diferentes fluidos(PéREZ-VALSECA et al., 2021; SCHLINDWEIN et al., 2009).

3.8 Implementação do código de radiação

Atribui-se um valor de temperatura para a parte externa do reator , e por meio do resultado das outras transferências de calor, atribui-se uma relação com a radiação emitida pelo núcleo.

3.9 Comparação com Dados Reais

Uma vez realizado as simulações podemos utilizar o banco de dados da Agencia Internacional de Energia atômica (IAEA) para comparar os principais parâmetros do termodinâmica do reator. Sendo os principais: Fluxo de calor, temperatura externa e interna, geração de calor geral por hora, Densidade média de potência (U.S.ENERGY, 2013; ZHOU et al., 2023).

4 Resultados

Nesse capítulo, aborda-se os resultados obtidos para cada uma das propostas citadas anteriormente. Para isso, foi utilizado o reator KLT-40S como forma de comparação com seus dados específicos catalogados, tais características possuem dados medidos e alguns dados de projeto devido sua dificuldade de medição (ZHOU et al., 2023; U.S.ENERGY, 2013; BAYBAKOV et al., 2016). Ao todo serão três casos de simulação com suas simulações totalizando seis simulações ao todo.

O primeiro caso é a simulação apenas com potencia do reator com geração constante e convecção de cilindro simples. Utiliza-se apenas a relação constante da equação de geração com a malha cilíndrica do reator. Além disso, é simulado com a formulação completa, considerando a distribuição neutrônica.

O segundo caso aplica-se em uma pastilha de combustível nuclear considerando um revestimento composto de um material diferente do combustível, o zircaloy composto usado para revestimento de pastilhas e dutos em um reator. Devido a esse fator, a simulação considera uma condutividade térmica diferente para cada região da malha.

O ultimo caso é para um reator que usa a equação de geração de calor e com uma variação no seu coeficiente convectivo utilizando diferentes fatores que podem ser considerados em um fluxo de um reator utilizando as equações que definem o numero de Nusselt (Equações 2.66, 2.67, 2.68).

Realizado as simulações podemos fazer um comparativo com seus resultados e sistemas reais de reatores medidos e testados com dados abertos pelo ARIS (advanced reactor information system) e demais atores que possuiram contato com o reator (BAYBAKOV et al., 2016; ZHOU et al., 2023; IAEA, 2013). Assim, com os resultados o projeto possuirá uma porcentagem de acerto em relação com a realidade, ainda que ocorra erro relativo a forma como for avaliado o sistema devido as simplificações extremas.

4.1 Dados gerais das simulações

Para as simulações em questão diversos parâmetros foram usados para realizar os cálculos, tais itens são usado em mais de uma simulação. A tabela 3 mostra as principais propriedades físicas do reator KLT-40S.

A tabela 4 mostra as principais características físicas usadas e calculadas para as simulações usadas. Tais propriedades possuem características que são usadas por todas as simulações ao longo do trabalho, enquanto as da tabela 3 possuem valores alterados para o modelo de reator e o modelo de pastilha.

Propriedade	Valor
Altura do Reator(m)	1,2
Raio do Reator(m)	0,610
Numero de hastes com combustível	102
Raio do combustível nuclear(m)	0,05
Numero de elementos combustíveis por haste	75
Raio da haste de combustível(m)	0.0031
Altura do combustíveis nuclear(m)	0.0091
Raio externo da camada de zircaloy	0.0005

Tabela 3 – Propriedades físicas do KLT-40S fonte:(IAEA, 2013)

Propriedade	Valor
Condutividade do urânio (m)	32,5
Energia depositada localizada por Fissão(joules)	2.8839e-11
Energia recuperada por fissão(joules)	3.2044e-11
Potencia do reator(MW)	150
Enriquecimento do urânio	14 %
Temperatura de entrada do Reator(°C)	280
Temperatura de Saída do Reator(°C)	316

Tabela 4 – Propriedades específicas do KLT-40S fonte:(IAEA, 2013)

Propriedade	Valor
Densidade média (kg/m^3)	713.8
Densidade do vapor(kg/m^3)	46.15
Tensão superficial(N/m)	$14.35 \cdot 10^{-3}$
Viscosidade Dinâmica(Pa.s)	$2.096 \cdot 10^{-5}$
Capacidade calorifica(J/kg.K)	5280
Condutividade térmica(W/m.K)	0.5845
Entalpia de vaporização (j/kg)	$1.405 \cdot 10^6$
Volume específico(L/m^3)	998
Velocidade do Fluido(m/s)	15

Tabela 5 – Propriedades específicas da água líquida super aquecida a 571 K° fonte:(CENGEL; HEAT, 2012)

Com os parâmetros definidos podemos realizar as simulações para cada um dos casos adotando seus principais parâmetros.

4.2 Reatores sem função de geração

O primeiro caso das simulações foi para um reator cilíndrico com a potencia do reator KLT-40S. Possui geração de calor fixa sem nenhuma alteração ao longo da sua geometria. Outros pontos que foram considerados nesse tópico são:

- Medidas do reator são baseadas no reator KLT-40S

- Setor de 60° do cilindro.
- Geração de calor sem variação.
- Utilizado apenas o coeficiente de condução do urânio-235.
- Coeficiente de convecção calculado pela Fórmula 2.67.

Após a simulação realizada podemos considerar certos pontos reais para comparação, pois a temperatura calculada possui limites de operação reais, características que definem a veracidade da simulação.

A imagem 10 mostra o campo de temperatura do sistema em estado estacionário em sua potencia nominal.

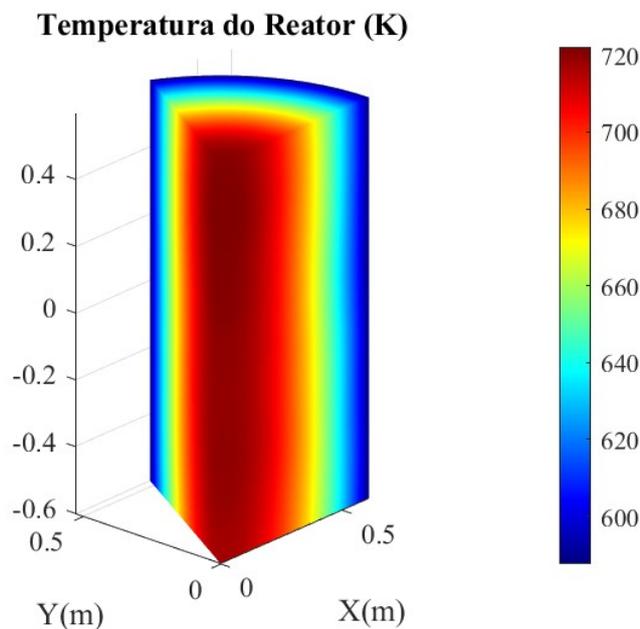


Figura 10 – Campo de temperatura para o reator KLT-40S sem formulação

Nesse caso, o resultado fica semelhante a um fio aquecendo em vez de um reator nuclear. A transição de temperatura fica dependente da condutividade térmica do material, enquanto o resfriamento acaba sendo limitado, pois a região interna não é afetada de maneira relevante. Além disso, a distribuição de calor segue uma sequencia linear partindo do centro do cilindro.

4.3 Reator com função de geração

O próximo caso foi utilizado a geração de calor derivada do fluxo de nêutrons para o reator KLT-40S. Além disso, foi utilizado diferentes valores para o coeficiente convectivo para a mesma geração e mesma malha.

- Medidas do reator são baseadas no reator KLT-40S
- Setor de 60° do cilindro.
- Geração de calor baseada na equação 2.54.
- Utilizado apenas o coeficiente de condução do urânio-235.
- Coeficiente de convecção calculado pela Fórmula 2.67.

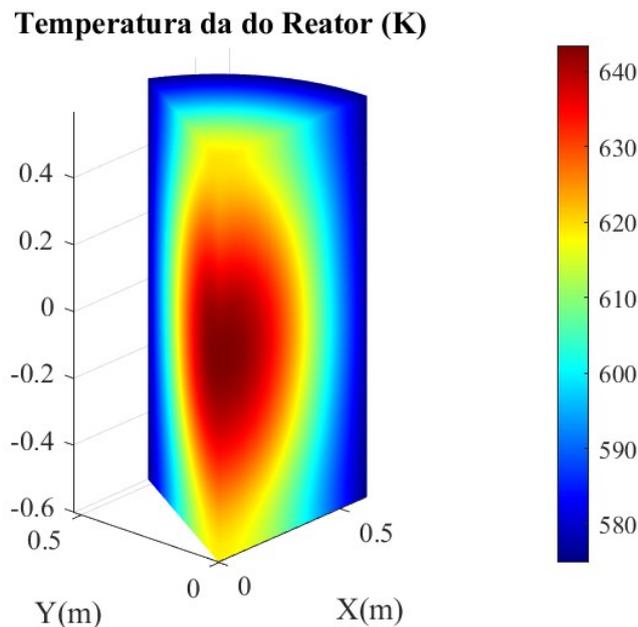


Figura 11 – Campo de temperatura para um cilindro com equação de fluxo de nêutrons

Considerando esse caso, obtemos um resultado mais próximo da realidade devido a transição do campo de temperatura seguir um campo de formato concavo que é semelhante a figura 9 que mostra como é a geração de calor, sendo que a geração e temperatura diretamente proporcionais. Dessa forma, ainda com as simplificações adotadas, esse modelo possui uma base maior para iniciar um estudo sobre a produção de calor interno do reator.

4.4 Reator com diferentes coeficientes convectivos

Outro caso a ser analisado refere-se à variação do valor do coeficiente convectivo. Como a simulação considera este parâmetro constante, é necessário levar em conta diversos fatores ao calcular seu valor, ajustando-o conforme cada experimento realizado.

As três equações empregadas para determinar o número de Nusselt são baseadas em dados experimentais. As equações de Churchill e Zukauskas possuem definições diretas,

enquanto a equação de Chen é derivada da manipulação de um conjunto de experimentos que consideram a evaporação da água na região da camada limite.

Os parâmetros utilizados nas três equações foram os mesmos descritos a seguir:

- Setor de 60° do cilindro.
- Geração de calor dada pela Função 2.51.
- Utilizado apenas o coeficiente convectivo do urânio-235.
- Coeficiente de convecção calculado pelas Fórmulas 2.66, 2.67, 2.68.

Utilizando os dados da tabela 5 podemos calcular os coeficientes de convecção para cada uma das equações propostas,

Tabela 6 – Parâmetros simulados

Parâmetros	Valores		
Formulação	Zakauska	Churchil e Bernstein	Palash
Coeficiente de Convecção ($j/m^2 \cdot K$)	1008.04	790.65	30381.21

Sequencialmente, as figuras 12, 13 e 14 mostram os campos de temperatura para cada uma das equações.

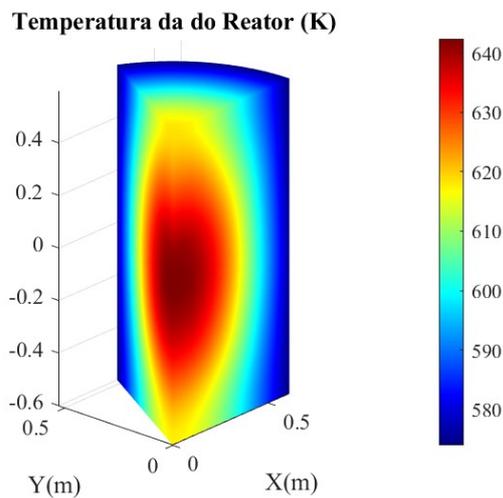


Figura 12 – Temperatura do reator utilizando o Nusselt de Zakauka (Equação 2.68)

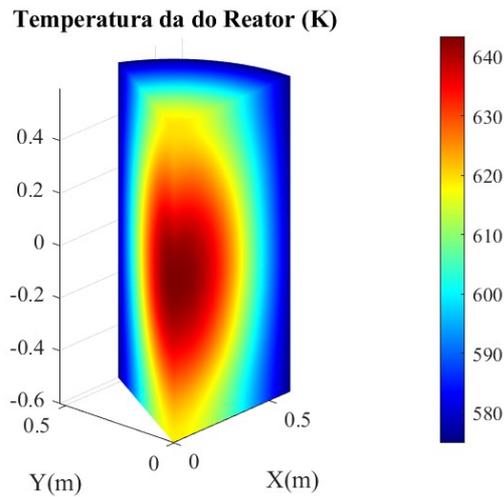


Figura 13 – Temperatura do reator utilizando o Nusselt Churchill (Equação 2.67)

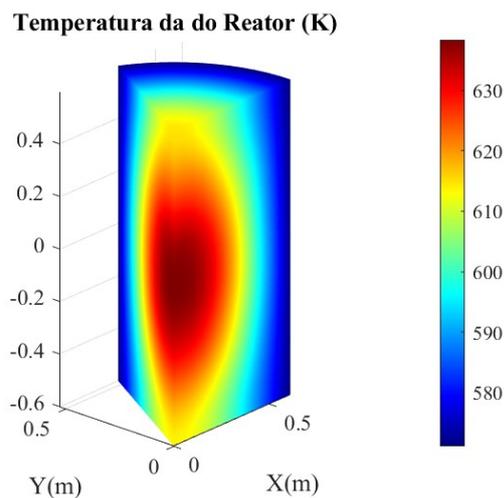


Figura 14 – Temperatura do reator utilizando o Nusselt de Chen(Equação 2.66)

Com as simulações realizadas podemos medir as temperaturas de lateral e interna do reator para cada coeficiente, Tabela 7.

Tabela 7 – Parâmetros simulados

Parâmetros Formulação	Valores		
	Zakauska	Churchil e Bernstein	Palash
Temperatura média da parte externa(K)	574.91	575.99	571.13
Temperatura média da parte interna(K)	599.762	600.84	595.95

Nesses resultados já é possível verificar que os resultados da simulação já estão condizentes com a realidade do reator , pois as temperaturas medias não extrapolam as temperaturas de funcionalidade dos materiais usados em reatores. Contudo, é possível ver que não há uma diferença considerável dos resultados em relação a diferença de coeficiente, mesmo em graus de grandeza diferente.

4.5 Diferentes condutividades

Quando avaliamos a condutividade térmica do reator consideramos apenas a condutividade do urânio, tal característica não é consideravelmente real, mas a implementação de diferentes condutividades requer uma malha mais refinada com um número maior de geometrias e uma avaliação de CFD mais apurada e especializada. Desse modo, a variação da condutividade é feita na pastilha de combustível, pois a mesma é revestida com um material diferente do urânio, isso permite criar uma malha para implementar uma diferente condutividade, tal malha pode ser vista na Figura 15 que visivelmente possui mais elementos que a do reator.

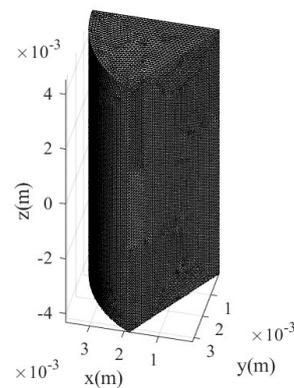


Figura 15 – Malha usada para o elemento combustível

Utilizando a malha em questão, aplicamos a condutividade do zircaloy nas extremidades do combustível nuclear para que simule a transferência de calor para o sistema externo.

Além disso, os coeficientes calculados possuem valor diferente para a unidade de combustível, como pode ser visto na Tabela 8, mas os resultados foram semelhantes. Dessa forma, apenas foi considerado o coeficiente convectivo da Equação 2.68.

Tabela 8 – Parâmetros simulados elemento combustível

Parâmetros	Valores		
	Zakauska	Churchil e Bernstein	Palash
Coeficiente de Convecção ($j/m^2 \cdot K$)	2823.59	6989.29	10563.59

A figura 16 mostra a distribuição de temperatura do elemento combustível sem a aplicação da condutividade térmica do zircaloy para a malha da pastilha, enquanto a figura 17 mostra o resultado da simulação quando aplicado a condutividade.

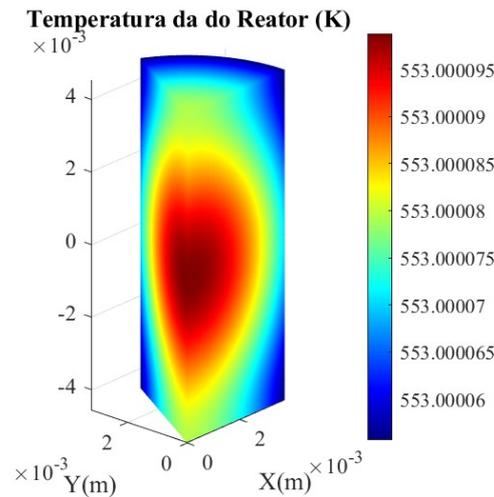


Figura 16 – Temperatura do elemento combustível sem mudança de condutividade

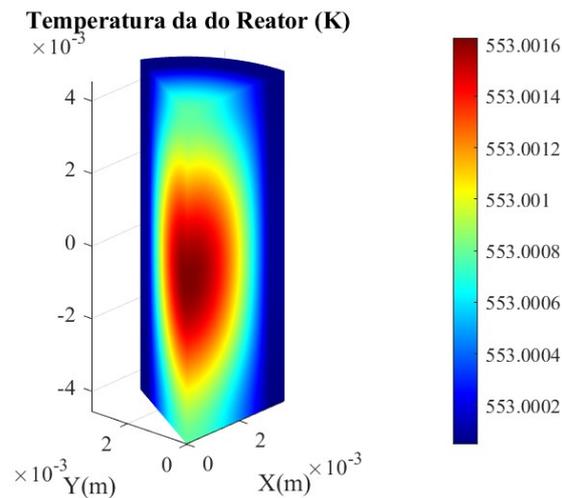


Figura 17 – Temperatura do elemento combustível com mudança de condutividade

Com esses dados é possível notar que não há uma diferença significativa da temperatura do elemento. Contudo, nota-se que o calor gerado é retido quando implementado a diferença de material. Outro fator notável é o valor da pastilha ser o mesmo usado para a temperatura da água.

4.6 Comparação com KLT-40S

Com os dados da simulação obtidos do sistema, podemos avaliar o quão de perto a simulação corresponde ao reator usado como base. Através dessa comparação, podemos determinar a precisão da simulação em relação a casos reais e entender a verdadeira extensão do cálculo de geração de calor usando o fluxo de nêutrons para um reator de fissão nuclear.

Os principais parâmetros a serem comparados estão relacionados à potência e

ao fluxo de calor. Esses podem ser vistos na Tabela 9, juntamente com seus erros em comparação com os dados fornecidos pela Agência Internacional de Energia Atômica e o artigo referenciado ((IAEA, 2013; ZHOU et al., 2023)).

Tabela 9 – Precisão dos valores calculados

Parâmetros	Valores calculados	Valores Reais	Erro (%)
Potência(MW)	147.86	150	1.43
Geração Volumétrica (MW/m^3)	105.52	119.30	11.55
Fluxo de calor superficial (MW/m^2)	0.90	1.30	30.86
Fluxo de calor linear (kW/m)	17.51	14.00	25.05
DNBR	2.96	$2 > DNBR \geq 1$	

Ao analisar o DNBR (Tabela 9) do sistema, nota-se que está acima do nível desejado, indicando uma maior possibilidade de aumento de potência. No entanto, isso mostra que a simulação, devido à má distribuição do elemento combustível, tem uma menor potência real.

Tabela 10 – Densidade de Potência

Parâmetros	Valores Calculados	Valores Reais
Quantidade de Oxido de Urânio(kg)	5345	1273
Volume (m^3)	1.403	1.257
Densidade de potencia de combustível($kW/kgUO_2$)	27.66	117.80

Outro aspecto que pode ser comparado na simulação é a densidade de potência do combustível. Na simulação, o cilindro é considerado totalmente composto de urânio, sem nenhuma junta ou materiais adicionais. Isso resulta em uma dispersão de material que dificulta a concentração de nêutrons, pois em um reator real, os elementos combustíveis são colocados próximos uns dos outros em locais específicos. Isso difere da simulação, que não define onde esses nêutrons serão depositados.

4.7 Análise dos resultados

Os dados obtidos podem ser analisados de acordo com a sua realidade e a sua relação com os aspectos reais de um reator de fissão nuclear.

O primeiro ponto de consonância com a realidade é observado no campo de temperatura do reator quando não aplicamos a formulação de geração com relação ao fluxo de nêutrons (Figura 10), pois a temperatura no núcleo do reator alcança cerca de $720K$. Essa temperatura já é compatível com a realidade, pois não atinge o ponto de fusão dos materiais utilizados em um reator real, garantindo a estabilidade do núcleo. Contudo, é notório que o reator não se comporta como deveria, pois não há semelhança com a difusão e a relação de geração de calor esperadas. Uma possibilidade para esse tipo de implementação é sua aplicação em um sistema de geração de calor constante.

Uma análise importante a ser mencionada é a distribuição do combustível no reator. Na simulação, foi atribuído urânio em toda a região do reator, o que difere da realidade. Em um reator real, o elemento combustível é alocado em posições específicas para otimizar a geração de calor, resultando em áreas com e sem material radioativo. Essa característica justifica os erros observados na geração e nos fluxos linear e superficial (Tabela 9), e uma distribuição adequada do combustível poderia melhorar esses fatores.

Outro análise relevante para ser considerada é a relação com as áreas de contato com a água. Na malha utilizada foi considerado apenas a parte externa do cilindro que representa o núcleo do reator. Em um reator real, há espaços entre as hastes, fator esse não considerado nessa simulação, assim a área de contato na simulação é menor que a verdadeira. Isso diminui a taxa de convecção do sistema elevando a temperatura interna do reator. Além da área de contato, a parametrização da água que passa pelo reator não foi atribuídas de maneira específica, o que gera erros na simulação com relação a realidade.

Como foi possível notar, não foi realizado o cálculo de radiação que ocorre com as regiões fora do reator, entre as hastes e entre os elementos combustíveis. Isso foi uma escolha feita pois o objetivo do trabalho é analisar a transferência de calor juntamente com a geração de calor fissão nuclear. Caso fosse adotado a análise da radiação na parte interna da haste, deveria ser considerado parâmetros das equações de fissão e complicaria atribuição do código e das condições de contorno e simplificações. Dito isso, foi escolhido não realizar essa etapa da transferência de calor.

Um fator importante que também não foi considerado nesta simulação foi a velocidade da água ao longo do reator. Com o aumento da temperatura, ocorre um aumento de pressão, gerando um aumento no fluxo ao longo do reator. Na simulação, a velocidade e a temperatura foram consideradas constantes ao longo de todo o cilindro, mas na realidade elas se alteram. Com a mudança da velocidade, também se altera o coeficiente convectivo. Com a variação da temperatura, o fluxo de calor se modifica e altera as propriedades da água ao longo de todo o núcleo do reator, por exemplo a formação de bolhas de vapor, alterando a distribuição de temperatura.

Além das características da própria simulação, os parâmetros usados no sistema possuem critérios que não se aplicam em um sistema real. Na formulação da geração (Equação 2.54), o próprio autor assume que essa equação é superdimensionada para um sistema real ((LAMARSH, 1983)), pois atribui que a fissão gerada é constante e certa, sem perdas reais físicas entre as hastes, desconsiderando a probabilidade acerca da produção de nêutrons. Desse modo, é necessário atribuir a porcentagem de combustível em relação a equação, no caso da simulação 20% que é usado como material fissil. A equação também não considera os materiais presentes na haste juntamente com o urânio, o que diminui as fissões, assim ela considera que o cilindro inteiro é feito de urânio. Esse fator, influencia na condutividade térmica do sistema que foi atribuída apenas para a condutividade do

elemento físsil, desconsiderando as condutividades térmicas, por exemplo, do aço que sustenta as hastes ou do zircaloy presente na pastilhas (CAMERON, 1982).

Nas simulações com a implementação da equação (Equação 2.54), observa-se que o campo de temperatura apresenta um comportamento semelhante ao do fluxo de nêutrons (Figuras 12, 13 e 14). Este resultado é fisicamente coerente, pois um aumento no fluxo de nêutrons leva a um maior número de fissões, gerando mais calor e elevando a temperatura, como pode ser visto na figura 9. Nas regiões externas, onde o fluxo de nêutrons é menor, ocorre menos fissão e, conseqüentemente, a produção de energia é reduzida. Em um reator real, os elementos são distribuídos estrategicamente para maximizar a geração de energia, com estudos específicos para otimizar a alocação do material físsil. Dessa forma, a distribuição no reator é aprimorada, garantindo a eficiência do sistema, situação não realizada na simulação.

Assim, o coeficiente de convecção real é variável ao longo do reator e depende de simulações que considerem gradientes de velocidade, pressão e propriedades da água, além de variar com a temperatura do sistema ao longo da altura do reator. Apesar dessas limitações, os resultados ainda são coerentes com a realidade de um reator nuclear, garantindo a viabilidade de sua implementação no processo. Portanto, para as simplificações adotadas, o coeficiente convectivo não é um fator limitante para a temperatura média do reator, embora interfira em cerca de 5 graus na magnitude da temperatura.

As fórmulas de Churchill (Equação 2.68) e de Zukauskas (Equação 2.67) consideram apenas o fluxo de fluido ao redor do cilindro, desconsiderando parâmetros de viscosidade e de troca de estado do fluido. Por outro lado, a equação de Palash (Equação 2.66) leva em conta os efeitos de evaporação que ocorrem na interface entre o fluido e a haste, característica observada na realidade do reator. No entanto, a equação desenvolvida por Chen e publicada por Palash ((BHOWMIK; SCHLEGEL; REVANKAR, 2022)) possui parâmetros específicos que foram extrapolados para serem implementados na simulação.

Essas equações são tentativas de atribuir um valor unitário a um sistema com gradientes que variam dependendo da localização no reator, pois a velocidade da água e suas propriedades variam com a temperatura, característica não atribuída ao fluido da simulação que possui esses fatores estáticos, como já dito. Assim, a verdadeira transferência de calor por convecção pode ser mais intensa se houver mais turbulência no fluido e menos intensa se houver maior presença de vapor d'água. Na simulação, a presença de vapor foi corrigida com o cálculo do $DNBR$, que possui a capacidade de verificar a formação de uma camada de vapor na região da haste. A análise indicou que a presença de vapor é quase nula devido ao alto $DNBR$, o que sugere que a simulação está subdimensionada ou que o sistema de geração está mal distribuído para a geração de energia elétrica.

No caso da diferenciação de condutividade térmica, a mudança da geração não foi considerável, contudo a nota-se que a temperatura fica mais localizada igualmente

ao reator, além de se manter mais interna quando aplicado a condutividade do zircaloy, característica essa que faz sentido físico devido ela ser menor e ter menos capacidade de transmissão.

Quando avaliado a comparação com o reator real KLT-40S, percebemos que, em função de utilidade o sistema térmico, o reator simulado se encontra com funcionalidade semelhante ao real. Acerca dos dados comparados, os erros estão relativamente de acordo, pois, como já foi citado, com as simplificações e diminuição das complexidades os dados se mantêm muito parecidos com os reais. Assim, esse tipo de simulação pode ser usado para avaliar de maneira básica um projeto de reator de mesma escala com erros baixos.

Por fim, ainda com essas simplificações, a simulação possui um caráter de precisão que pode ser considerado para análises básicas da transferência de calor e para estimação de parâmetros de um reator nuclear de pequeno porte semelhante ao KLT-40S.

5 Considerações e Perspectivas Futuras

As variáveis a serem analisadas em um reator nuclear são diversas, indo desde cálculos probabilísticos até sistemas de fluidos bifásicos. No caso do calor gerado, muitos fatores dependem dele, assim como sua dissipação. Portanto, é necessário uma cadeia de especificações complexas com parâmetros definidos para se aproximar de um modelo realista de um reator nuclear para realizar uma análise condizente com a realidade.

Nas simulações realizadas foi perceptível que a equação de geração nuclear com base no fluxo de neutros apresentou uma maior semelhança com a concepção real do reator, devido a sua disposição em formato abaulado. Além disso, observou-se que a variação do coeficiente convectivo para a refrigeração do reator nas condições adotadas não provoca mudanças significativas nas temperaturas interna e de superfície do reator, pois dentre as simplificações adotadas, a convecção não possui interferência mais significativa, entretanto, caso seja implementado condições de contorno diferentes, certamente alteraria essa relação.

Outro fator notório sobre o trabalho foi o fato da geração de calor ser inferior ao real, principalmente nas gerações dependentes das dimensões, ainda que os erros relativos sejam pequenos. Contudo, o principal fator dessa discrepância é devido a composição material do sistema e a alocação dos subsistemas do reator real em discordância com a simulação. Um caso real possui espaços preenchidos de diversos materiais e diversas distribuições de elemento combustível que alteram e diminuem a geração, além de possuírem otimizações em sua distribuição de elementos radioativos. Na simulação, todo o reator foi considerado de urânio, sendo 20% de urânio-235 e o restante de urânio-238. Desse modo, não há certeza da localidade dos combustíveis o que impede a fissão de ocorrer de maneira mais direta, assim diminuindo a geração, juntamente com isso, o reator da simulação possui um tamanho maior que o real, cerca de $0,2 m^3$ de diferença, tal diferença gera o erro analisado na geração volumétrica.

Ao avaliar os diferentes tipos de coeficientes de convecção, é possível afirmar que sua alteração não apresenta uma diferença sensível o suficiente para a simulação. Portanto, podemos assumir que adotar um modelo simplificado é mais adequado para as condições propostas. No entanto, essa simplicidade não deve ser mantida caso seja implementada maior complexidade ao sistema ou à malha da simulação.

Para o caso do elemento combustível, nota-se que a implementação da condutividade térmica do zircaloy na simulação gera uma diferença de distribuição de temperatura principalmente na região externa do cilindro, enquanto há um aumento suave na temperatura interna. Todavia, essa alteração não é significativa na transferência de calor,

permitindo que o zircaloy esteja presente no combustível sem alterar a condução de calor, cumprindo suas funções de rigidez e captura de nêutrons.

Além disso, a temperatura da unidade de combustível está limitada com a temperatura do fluido refrigerante. Isso se dá devido ao elemento ser pequeno o suficiente para não conseguir aquecer o suficiente sozinho, sendo necessários as demais unidades para aquecer o reator a temperatura aceitável.

Ao avaliar o arrefecimento em conjunto com a temperatura do reator, obtemos um resultado aproximado com uma diferença de 30%. Dessa forma, o trabalho apresenta veracidade térmica, podendo ser aprimorado se forem aplicados modelos mais realistas e menos simplórios.

Em nosso estudo, apesar do bom resultado em relação à distribuição de temperatura e geração, nota-se a necessidade de considerar outros fatores, já que a densidade de combustível não está de acordo com a realidade. Utilizamos um reator cilíndrico homogêneo do centro até a borda, o que não corresponde a um reator real, que é constituído por diversos subsistemas, como hastes de controle, sistemas de suporte, espaços vazios, e a correta alocação de combustível, entre outros. A escolha por essa simplificação foi necessária para tratar o problema de maneira mais prática. Nesse sentido, temos a perspectiva de formular modelos que considerem a não-uniformidade na composição do reator. Ainda assim, os resultados obtidos são adequados para a tomada de decisões em projetos mais simples ou em cálculos de transferência de calor para um reator que utiliza combustível nuclear em sua composição.

Referências

- AKAY, O. E.; DAS, M. Modeling the total heat transfer coefficient of a nuclear research reactor cooling system by different methods. *Case Studies in Thermal Engineering*, v. 25, p. 100914, 2021. ISSN 2214-157X. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2214157X21000770>>. Citado na página 35.
- ARAÚJO, F. C.; FIALHO, R. R. Cálculo numérico do fator de forma considerando efeitos de sombra. 2015. Citado na página 36.
- BAYBAKOV, D. et al. The dependence of the nuclide composition of the fuel core loading on multiplying and breeding properties of the klt-40s nuclear facility. *Nuclear Energy and Technology*, v. 2, n. 3, p. 183–190, 2016. ISSN 2452-3038. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2452303816300796>>. Citado 2 vezes nas páginas 39 e 43.
- BEHERA, D.; NANDI, B. K. Effect of coal particle density on coal properties and combustion characteristics. *Powder Technology*, v. 382, p. 594–604, 2021. ISSN 0032-5910. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0032591021000152>>. Citado na página 25.
- BHOWMIK, P. K.; SCHLEGEL, J. P.; REVANKAR, S. State-of-the-art and review of condensation heat transfer for small modular reactor passive safety: Experimental studies. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 192, p. 122936, 2022. ISSN 0017-9310. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0017931022004094>>. Citado 3 vezes nas páginas 18, 35 e 53.
- CAMERON, I. R. Heat generation and removal in nuclear reactors. In: _____. *Nuclear Fission Reactors*. Boston, MA: Springer US, 1982. p. 175–219. ISBN 978-1-4613-3527-6. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/978-1-4613-3527-6_6>. Citado 3 vezes nas páginas 19, 42 e 53.
- CENGEL, Y.; HEAT, T. M. *A practical approach*. [S.l.: s.n.], 2012. Citado 6 vezes nas páginas 18, 33, 34, 35, 36 e 44.
- CROUCH, E. Fission-product yields from neutron-induced fission. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, v. 19, n. 5, p. 417–532, 1977. ISSN 0092-640X. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0092640X77900237>>. Citado na página 25.
- CUNHA, F. Alfaia da; ELS, P. P. Dunice van; VIEIRA, W. T. P. Aplicação do método de volumes de controle baseado em elementos para solução da equação da transferência de calor em materiais compósitos. *Revista Interdisciplinar de Pesquisa em Engenharia*, v. 6, n. 2, p. 62–72, dez. 2020. Disponível em: <<https://periodicos.unb.br/index.php/ripe/article/view/29788>>. Citado na página 38.
- E. WILKINSON, G. W. Fission products of u235. *Nature*, Nature, v. 197, n. 6, p. 163, 1946. Disponível em: <<https://doi.org/10.1038/158163a0>>. Citado 2 vezes nas páginas 23 e 24.

EPE. *Resenha Mensal: O consumo nacional de energia elétrica foi de 42.837 GWh em janeiro de 2023, crescimento de 0,6 em comparação com mesmo mês de 2022*. 2023. Disponível em: <<https://www.epe.gov.br/pt/imprensa/noticias/resenha-mensal-o-consumo-nacional-de-energia-eletrica-foi-de-42-837-gwh-em-janeiro-de-2023-cresc>>. Citado na página 17.

EPE, B. Anuário estatístico de energia elétrica 2022: Ano base 2021. *Fitzgerald, AE, Kingsley Junior, C., & Umans, SD (2003). Electric Machinery (6^a ed.). New York: McGraw-Hill*, 2022. Citado na página 25.

FEITH, A. D. Thermal conductivity and electrical resistivity of zircaloy-4. 1966. Citado na página 41.

FINK, J. Thermophysical properties of uranium dioxide. *Journal of Nuclear Materials*, v. 279, n. 1, p. 1–18, 2000. ISSN 0022-3115. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022311599002731>>. Citado na página 41.

GAUTREAU, R.; SAVIN, W. *Modern physics: Schaum outline series*. [S.l.]: McGraw-Hill, 1978. Citado na página 25.

GOVBR, M. da Ciência e T. *Acordo de Paris*. 2014. Disponível em: <https://www.gov.br/mcti/pt-br/acompanhe-o-mcti/sirene/publicacoes/acordo-de-paris-e-ndc/arquivos/pdf/acordo_paris.pdf>. Citado na página 17.

GUIDE, F. U. Fluent incorporated lebanon. *NH, USA*, 2004. Citado na página 40.

HIN, C. *Thermal Conductivity of Metallic Uranium*. [S.l.], 2018. Citado na página 41.

IAEA. *Advanced Reactors Information System (ARIS)*. 2013. Acesso em: 02/04/2024. Disponível em: <<https://aris.iaea.org/sites/overview.html>>. Citado 3 vezes nas páginas 43, 44 e 51.

INGERSOLL, D.; CARELLI, M. *Handbook of Small Modular Nuclear Reactors*. [S.l.]: Elsevier Science, 2020. (Woodhead Publishing Series in Energy). ISBN 9780857098535. Citado 3 vezes nas páginas 17, 22 e 33.

KOLBENSTVEDT, H.; STOLEVIK, R. The concepts of mass and energy. *Journal of Chemical Education*, ACS Publications, v. 68, n. 10, p. 826, 1991. Citado na página 25.

KONDEV, F. et al. The nubase2020 evaluation of nuclear physics properties *. *Chinese Physics C*, Chinese Physical Society and the Institute of High Energy Physics of the Chinese Academy of Sciences and the Institute of Modern Physics of the Chinese Academy of Sciences and IOP Publishing Ltd, v. 45, n. 3, p. 030001, mar 2021. Disponível em: <<https://dx.doi.org/10.1088/1674-1137/abddae>>. Citado na página 21.

LAMARSH, J. *Introduction to Nuclear Engineering*. Addison-Wesley, 1983. (Addison-Wesley series in nuclear science and engineering). ISBN 9780201142006. Disponível em: <<https://books.google.com.br/books?id=w3RTAAAAMAAJ>>. Citado 14 vezes nas páginas 17, 19, 20, 21, 22, 24, 25, 26, 29, 31, 32, 33, 36 e 52.

LAYTON, B. E. A comparison of energy densities of prevalent energy sources in units of joules per cubic meter. *International Journal of Green Energy*, Taylor & Francis, v. 5, n. 6, p. 438–455, 2008. Disponível em: <<https://doi.org/10.1080/15435070802498036>>. Citado na página 17.

Preface. In: LEWIS, E. E. (Ed.). *Fundamentals of Nuclear Reactor Physics*. Burlington: Academic Press, 2008. p. xiii–xv. ISBN 978-0-12-370631-7. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9780123706317000127>>. Citado 10 vezes nas páginas 17, 19, 20, 21, 22, 24, 25, 26, 31 e 32.

LUKE, Y. *Integrals of Bessel Functions*. Dover Publications, 2014. ISBN 9780486799391. Disponível em: <<https://books.google.com.br/books?id=A6QQBQAAQBAJ>>. Citado 3 vezes nas páginas 18, 30 e 31.

MEI, Y. et al. Effects of surface orientation and heater material on heat transfer coefficient and critical heat flux of nucleate boiling. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 121, p. 632–640, 2018. ISSN 0017-9310. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0017931017326595>>. Citado 2 vezes nas páginas 32 e 35.

MURABAYASHI, M.; TANAKA, S.; TAKAHASHI, Y. Thermal conductivity and heat capacity of zircaloy-2,- 4 and unalloyed zirconium. *Journal of Nuclear Science and Technology*, Taylor & Francis, v. 12, n. 10, p. 661–662, 1975. Citado na página 41.

MURRAY, R.; HOLBERT, K. *Nuclear Energy: An Introduction to the Concepts, Systems, and Applications of Nuclear Processes*. Elsevier Science, 2014. ISBN 9780124166363. Disponível em: <<https://books.google.com.br/books?id=v607AgAAQBAJ>>. Citado 6 vezes nas páginas 19, 20, 21, 22, 24 e 25.

MÖLLER, P. et al. Nuclear ground-state masses and deformations: Frdm(2012). *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, v. 109-110, p. 1–204, 2016. ISSN 0092-640X. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0092640X1600005X>>. Citado 2 vezes nas páginas 24 e 25.

NICHOLS, A.; VERPELLI, M.; ALDAMA, D. *Handbook of nuclear data for safeguards: database extensions, August 2008*. [S.l.]: IAEA, 2008. Citado 2 vezes nas páginas 23 e 24.

NØLAND, J. K. et al. Spatial energy density of large-scale electricity generation from power sources worldwide. *Scientific Reports*, Nature Publishing Group UK London, v. 12, n. 1, p. 21280, 2022. Citado na página 25.

NUCLEAR physics and reactor theory Volume 1 of 2; DOE fundamentals handbook. 1993. Citado 2 vezes nas páginas 25 e 33.

PARENTE, D. P. Análise da estabilidade de sistemas elétricos de potência usando modelos genéricos de fontes eólica e solar fotovoltaica. 2018. Citado na página 17.

PÉREZ-VALSECA, A. et al. Upscaled heat transfer coefficients for a liquid metal-cooled fast nuclear reactor. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 165, p. 120622, 2021. ISSN 0017-9310. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0017931020335584>>. Citado na página 42.

- SCHLINDWEIN, A. et al. Nucleate boiling of fc-87/fc-72 zeotropic mixtures on a horizontal copper disc. *Heat and Mass Transfer*, v. 45, p. 937–944, 05 2009. Citado na página 42.
- THERMAL Conductivity of Uranium Dioxide. Vienna: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, 1966. (Technical Reports Series, 59). ISBN 92-0-145166-0. Disponível em: <<https://www.iaea.org/publications/1154/thermal-conductivity-of-uranium-dioxide>>. Citado na página 41.
- U.S.ENERGY, I. A. *Advanced Reactors Information System (ARIS)*. 2013. Disponível em: <<https://aris.iaea.org/sites/overview.html>>. Citado 3 vezes nas páginas 39, 42 e 43.
- U.S.ENERGY, I. A. *Capacity Factors for Utility Scale Generators Primarily Using Non-Fossil Fuels*. 2022. Disponível em: <https://www.eia.gov/electricity/monthly/epm_table_grapher.php?t=epmt_6_07_b>. Citado na página 17.
- U.S.NUCLEAR, R. comission. *Capacity factor*. 2023. Disponível em: <<https://www.nrc.gov/reading-rm/basic-ref/glossary/capacity-factor-net.html>>. Citado na página 17.
- WANG, J. et al. Numerical investigation on hydrodynamics and heat transfer of highly viscous fluid in sulzer mixer reactor. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 171, p. 121101, 2021. ISSN 0017-9310. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0017931021002040>>. Citado na página 35.
- ZHOU, Z. et al. Effect of klt-40s fuel assembly design on burnup characteristics. *Energies*, v. 16, n. 8, 2023. ISSN 1996-1073. Disponível em: <<https://www.mdpi.com/1996-1073/16/8/3364>>. Citado 4 vezes nas páginas 39, 42, 43 e 51.
- ZUBER, N. Hydrodynamic aspects of boiling heat transfer (thesis). v. 1, n. 1, 6 1959. Disponível em: <<https://www.osti.gov/biblio/4175511>>. Citado na página 36.