



UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA NUCLEAR
PÓS-GRADUAÇÃO EM CIÊNCIAS E TÉCNICAS NUCLEARES

**AVALIAÇÃO DA CAMADA DE FISSÃO E ESTUDO COMPARATIVO DE
COMBUSTÍVEIS EM UM SISTEMA HÍBRIDO DE FUSÃO-FISSÃO BASEADO NO
REATOR ARC**

Karytha Merie Silva Corrêa

Belo Horizonte
2025

Karytha Merie Silva Corrêa

**AVALIAÇÃO DA CAMADA DE FISSÃO E ESTUDO COMPARATIVO DE
COMBUSTÍVEIS EM UM SISTEMA HÍBRIDO DE FUSÃO-FISSÃO BASEADO NO
REATOR ARC**

Tese apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Ciências e Técnicas Nucleares da Escola de Engenharia da Universidade Federal de Minas Gerais, como requisito para obtenção do título de Doutor em Ciências e Técnicas Nucleares.

Área de concentração: Engenharia Nuclear e da Energia.

Orientador: Carlos Eduardo Velasquez Cabrera
Coorientadora: Cláudia Pereira Bezerra Lima

Belo Horizonte
2025

C824a	<p>Corrêa, Karytha Merie Silva. Avaliação da camada de fissão e estudo comparativo de combustíveis em um sistema híbrido de fusão-fissão baseado no reator ARC [recurso eletrônico] / Karytha Merie Silva Corrêa. – 2025. 1 recurso online (98 f. : il., color.) : pdf.</p> <p>Orientador: Carlos Eduardo Velasquez Cabrera. Coorientadora: Cláudia Pereira Bezerra Lima.</p> <p>Tese (doutorado) - Universidade Federal de Minas Gerais, Escola de Engenharia.</p> <p>Inclui bibliografia.</p> <p>1. Engenharia nuclear – Teses. 2. Reatores nucleares – Teses. 3. Fusão nuclear – Teses. 4. Fissão nuclear – Teses. 5. Energia nuclear – Teses. I. Cabrera, Carlos Eduardo Velasquez. II. Lima, Cláudia Pereira Bezerra. III. Universidade Federal de Minas Gerais. Escola de Engenharia. IV. Título.</p> <p style="text-align: right;">CDU: 621.039(043)</p>
-------	--



UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS

PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM CIÊNCIAS E TÉCNICAS NUCLEARES




FOLHA DE APROVAÇÃO

AVALIAÇÃO DA CAMADA DE FISSÃO E ESTUDO COMPARATIVO DE COMBUSTÍVEIS EM UM SISTEMA HÍBRIDO DE FUSÃO-FISSÃO BASEADO NO REATOR ARC


KARYTHA MERIE SILVA CORRÊA

Tese submetida à Banca Examinadora designada pelo Colegiado do Programa de Pós-Graduação em CIÊNCIAS E TÉCNICAS NUCLEARES, como requisito para obtenção do grau de Doutor em CIÊNCIAS E TÉCNICAS NUCLEARES, área de concentração ENGENHARIA NUCLEAR E DA ENERGIA.

Aprovada em 04 de dezembro de 2025, pela banca constituída pelos membros:


Documento assinado digitalmente
 **CARLOS EDUARDO VELASQUEZ CABRERA**
Data: 04/12/2025 22:50:02-0300
Verifique em <https://validar.iti.gov.br>

Prof. Dr. Carlos Eduardo Velasquez Cabrera - Orientador
Departamento de Engenharia Nuclear - UFMG


Documento assinado digitalmente
 **CLAUBIA PEREIRA BEZERRA LIMA**
Data: 10/12/2025 07:17:00-0300
Verifique em <https://validar.iti.gov.br>

Profa. Dra. Claubia Pereira Bezerra Lima - Coorientadora
Departamento de Engenharia Nuclear - UFMG

Dr. Javier González Mantecón
Canadian Nuclear Laboratories

Documento assinado digitalmente
 **DANIEL DE ALMEIDA MAGALHAES CAMPOLINA**
Data: 09/12/2025 14:35:19-0300
Verifique em <https://validar.iti.gov.br>

Dr. Daniel de Almeida Magalhães Campolina
Centro de Desenvolvimento da Tecnologia Nuclear / CNEN

Documento assinado digitalmente
 **CLARYSSON ALBERTO MELLO DA SILVA**
Data: 09/12/2025 15:48:47-0300
Verifique em <https://validar.iti.gov.br>

Prof. Dr. Clarysson Alberto Mello da Silva
Departamento de Engenharia Nuclear - UFMG

Dr. Leandro Paulo de Almeida Reis Tanure
Oxford Sigma

Belo Horizonte, 4 de dezembro de 2025.

Dedico este trabalho à memória de meu amado pai, José Carlos Alves Corrêa. Seus ensinamentos e seu amor continuam sendo minha fonte de inspiração diária.

À minha guerreira mãe Marleide Borges que com muito amor me conduziu a passos corretos.

Dedico também ao meu sobrinho Matheus e a todas as crianças, que com coragem desejam ser futuros cientistas.

AGRADECIMENTOS

A Deus por todas as bênçãos concedidas por intercessão de Nossa Senhora das Graças.

Ao meu orientador professor Dr. Carlos Eduardo Velasquez Cabrera, por todo apoio, empenho dedicação e orientação durante essa trajetória.

À minha coorientadora professora Cláudia Pereira Bezerra Lima, por todo apoio, empenho, dedicação e orientação.

À minha amada mãe Marleide Borges, aos meus irmãos Kennedy, Rayner e Richerdy, meu padrasto Valdinei e ao meu marido Pedro Henrique Coelho por serem meu alicerce e me dar todo amor, carinho e apoio nesta jornada.

A toda a minha família por todo apoio.

Aos amigos de doutorado Kennedy, Cassimiro, Natália, Isabella, por toda amizade e apoio durante o doutorado. Em especial, a Natalia que tanto me ajudou nesse estudo.

Aos meus amigos e amigas do laboratório do Departamento de Engenharia Nuclear – DEN, que entre conversas e discussões pertinentes muito me ajudaram.

Aos meus amigos e amigas que sempre estiveram comigo.

Ao Departamento de Engenharia Nuclear da Universidade Federal de Minas Gerais (DEN-UFMG).

Aos professores do departamento e da pós-graduação de Ciências e Técnicas Nucleares Antonella Lombardi, Cláudia Pereira, Arno Heeren, Clarysson Alberto, Maria Auxiliadora Fortini, Tarcísio Passos e Carlos Cabrera por transmitir o conhecimento que lhes era responsabilizado.

À Universidade Federal de Minas Gerais – UFMG;

Ao Departamento de Engenharia Nuclear – DEN;

Ao Programa de Pós-graduação de Ciências e Técnicas Nucleares – PCTN;

Agradecimento às agências de fomento:

- Comissão Nacional de Energia Nuclear – CNEN (Brasil);
- Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico – CNPq;
- Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior – CAPES; e
- Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de Minas Gerais – FAPEMIG.

Enfim, a todos que direta ou indiretamente contribuíram para esse trabalho.

“Nunca nos cessaremos de explorar e no fim de toda a nossa exploração, será chegar ao nosso ponto de partida e o lugar reconhecer ainda.”

- T. S. Eliot

RESUMO

Os sistemas híbridos de fusão-fissão (HFFR) surgem como uma alternativa promissora para a geração de energia nuclear sustentável e a redução de rejeitos radioativos de longa vida. Neste trabalho, desenvolveu-se um sistema híbrido baseado no reator de fusão *Affordable Robust Compact Reactor* (ARC), com o objetivo de investigar o comportamento do fluxo de nêutrons, avaliar a inserção de uma camada de transmutação por fissão e analisar a eficiência de diferentes combustíveis reprocessados. A metodologia foi estruturada em etapas sucessivas. Inicialmente, elaborou-se um modelo simplificado do reator ARC utilizando o código MCNP5, a fim de analisar o espectro de nêutrons provenientes da fusão e identificar a posição mais adequada para a inserção da camada de transmutação. Em seguida, foram propostos cinco modelos híbridos distintos (HF, H4, H6, H9 e H12), considerando diferentes configurações geométricas da camada de fissão e a razão entre o volume de refrigerante e combustível. Esses modelos foram inicialmente avaliados com combustível reprocessado à base de dióxido (TRU, Th)O₂, em estado estacionário e ao longo do processo de queima, por meio do acoplamento entre os códigos MCNP5 e MONTEBURNS/ORIGEN2.1. Posteriormente, a análise foi expandida para incluir o combustível de nitreto (TRU, Th)N, aplicado aos modelos híbridos, de forma a comparar seu desempenho frente ao combustível reprocessado a base de dióxido. Os resultados indicaram que a inserção estratégica da camada de transmutação após a manta de berílio promoveu endurecimento espectral e permitiu atingir uma taxa de produção de trítio (TBR) de aproximadamente 1,85, assegurando autossuficiência na produção de trítio. A análise entre os modelos utilizando o combustível (TRU, Th)O₂ revelou que o H4 apresentou os maiores valores de fator de multiplicação efetivo (k_{eff}) e taxas de transmutação, seguido pelo H6. Já a análise dos sistemas com (TRU, Th)N demonstrou que H6 obteve melhor taxa de transmutação apesar de ter um k_{eff} menor que H4, enquanto modelos mais discretizados favoreceram capturas e o acúmulo de ²⁴¹Am, implicando desafios adicionais para o gerenciamento do ciclo do combustível. A análise comparativa entre os combustíveis demonstrou que sob as mesmas condições a escolha da configuração da camada de transmutação e do tipo de combustível exerce influência decisiva na eficiência do processo de queima e na dinâmica da transmutação.

Palavras-chave: sistema híbrido; transmutação; reator ARC; sistema de fusão.

ABSTRACT

Hybrid fusion–fission systems (HFFR) emerge as a promising alternative for sustainable nuclear energy generation and the reduction of long-lived radioactive waste. In this work, a hybrid system based on the *Affordable Robust Compact Reactor* (ARC) fusion reactor was developed with the objective of investigating neutron flux behavior, assessing the insertion of a fission transmutation blanket, and analyzing the efficiency of different reprocessed fuels. The methodology was structured in successive stages. Initially, a simplified model of the ARC reactor was developed using the MCNP5 code in order to analyze the neutron spectrum generated by fusion and to identify the most suitable position for the insertion of the transmutation blanket. Subsequently, five distinct hybrid models (HF, H4, H6, H9, and H12) were proposed, considering different geometric configurations of the fission blanket and the ratio between coolant and fuel volumes. These models were first evaluated with reprocessed dioxide-based fuel (TRU, Th)O₂, under steady-state conditions and throughout the burnup process, by coupling the MCNP5 and MONTEBURNS/ORIGEN2.1 codes. Later, the analysis was expanded to include nitride-based fuel (TRU, Th)N, applied to the H4 and H6 models, in order to compare its performance against the dioxide-based reprocessed fuel. The results indicated that the strategic placement of the transmutation layer downstream of the beryllium blanket hardened the neutron spectrum and made it possible to achieve a tritium breeding ratio (TBR) of approximately 1.85, ensuring tritium self-sufficiency. The analysis of the models using (TRU,Th)O₂ showed that H4 exhibited the highest effective multiplication factor (k_{eff}) and transmutation rates, followed by H6. In contrast, for the (TRU,Th)N systems, H6 achieved the best transmutation rate despite having a lower k_{eff} than H4, while more highly discretized models favored neutron capture and the accumulation of ²⁴¹Am, implying additional challenges for fuel-cycle management. The comparative assessment between the fuels further demonstrated that, under the same conditions, the choice of transmutation-layer configuration and fuel type has a decisive influence on burnup efficiency and on transmutation dynamics.

Keywords: hybrid system; transmutation; ARC reactor; fusion system.

Lista de Figuras

Figura 1: Componentes básicos do tokamak incluem as bobinas de campo toroidal (em azul), o solenóide central (em verde) e as bobinas de campo poloidal (em cinza). O campo magnético total helicoidal (em preto) ao redor do toro confina o caminho das partículas de plasma carregadas (Adaptado de Gaye et al. [23]).	21
Figura 2: Ilustração do reator <i>Affordable Robust Compact</i> (ARC).	23
Figura 3: (a) Ilustração do reator ARC de referência, mostrado com o plasma em amarelo e a fita supercondutora TF em vermelho, omitindo o escudo de nêutrons para maior clareza e visualização. (b) Apresenta a desmontagem do reator: a metade superior são bobinas supercondutoras e o recipiente de vácuo, na qual foram removidos do tanque de manta como uma única peça [8].	25
Figura 4: Desenho esquemático dos sistemas de bobinas. As fitas supercondutoras nas bobinas TF são mostrados em marrom, dentro da estrutura de suporte de aço [8].	26
Figura 5: Vista da seção transversal da fita REBCO [8].	27
Figura 6: (a) Registro da construção da bobina toroidal desenvolvida pela Commonwealth Fusion Systems (CFS) e (b) Registro do laboratório de testes [42].	28
Figura 7: Probabilidade de fissão por nêutron absorvido para isótopos transurânicos.	33
Figura 8: Seção choque de espalhamento e captura microscópica para ^{14}N e ^{16}O .	38
Figura 9: Fluxograma do processo de interação utilizando o código MONTEBURNS.	43
Figura 10: Modelo de reator ARC em formato de D (vista no plano XZ) com a localização dos componentes: o destaque em vermelho indica 1- Plasma, 2- Tungstênio, 3- Inconel 718, 4- Refrigerante FLiBe, 5- Berílio e 6- Inconel718; o destaque em azul representa 7- FLiBe com 90% de 6Li, 8- Inconel 718, 9- Silicato de alumínio, 10- Blindagem de nêutrons; o destaque em preto denota 11- Aço inoxidável 316, 12- REBCO e 13- Aço inoxidável 316.	45
Figura 11: (a) Ilustração da distribuição de nêutrons produzidos pela fonte de fusão em verde e (b) Espectro de nêutrons normalizado calculado na primeira parede interna do reator ARC.	47
Figura 12: Sistema de fusão com a camada de transmutação em destaque (vista no plano XZ).	49
Figura 13: Em destaque a localização da camada de transmutação inserida no reator ARC e ao lado direito os diferentes modelos de camada definidos como HF, H4, H6, H9 e H12.	52
Figura 14: Fluxo de nêutrons calculado para o sistema do reator de fusão ARC (a) Vista 3D e (b) Vista 2D para melhor visualização do fluxo de nêutrons.	57

Figura 15: Modelo de reator híbrido em formato de D (vista no plano XZ) com a localização dos componentes: o destaque em vermelho indica 1- Plasma, 2- Tungstênio, 3- Inconel 718, 4- Refrigerante FLiBe, 5- Berílio e 6- Inconel718; o destaque em azul representa 7- FLiBe com 90% de 6Li, 8- Inconel 718, 9- Silicato de alumínio, 10- Blindagem de nêutrons; o destaque em preto denota 11- Aço inoxidável 316, 12- REBCO e 13- Aço inoxidável 316.	63
Figura 16: Valores k-efetivos calculados para diferentes razões de V_R/V_C no sistema com (TRU, Th)O ₂	64
Figura 17: Cálculo da taxa de reação de fissão para a camada de transmutação nos sistemas HF, H4, H6, H9 e H12.	67
Figura 18: Fluxo de nêutrons calculado no volume da camada de transmutação por fissão para os modelos HF, H4, H6, H9 e H12 com (TRU, Th)O ₂	68
Figura 19: Valores de k_{eff} ao longo da queima de combustível (TRU, Th)O ₂ para os sistemas H4, H6, H9 e H12.	69
Figura 20: Fluxo de nêutrons calculado ao longo da queima com o combustível (TRU, Th)O ₂ para os sistemas H4, H6, H9 e H12, em diferentes regiões de energia: a) $E < 10\text{keV}$, b) $100\text{eV} < E < 100\text{keV}$, c) $100\text{keV} < E < 1\text{MeV}$ e d) $1\text{MeV} < E < 20\text{MeV}$	70
Figura 21: Variação de massa em kg dos isótopos acompanhados durante a queima do combustível (TRU, Th)O ₂ para os modelos H4, H6, H9 e H12.	71
Figura 22: Variação de massa em grama dos isótopos acompanhados durante a queima do combustível (TRU, Th)O ₂ para os modelos H4, H6, H9 e H12.	72
Figura 23 Produtos de fissão calculados na queima do combustível (TRU, Th)O ₂ nos modelos H4, H6, H9 e H12.	74
Figura 24: Taxa de transmutação dos actínídeos calculada nos modelos H4, H6, H9 e H12. .	75
Figura 25: Valores k-efetivos calculados para diferentes razões de V_R/V_C no sistema com (TRU, Th)N.	76
Figura 26: Fluxo de nêutrons calculado no volume da camada de transmutação por fissão para os modelos HF, H4, H6, H9 e H12 com (TRU, Th)N.	79
Figura 27: Valores de k_{eff} ao longo da queima de combustível (TRU, Th)N para os sistemas H4, H6, H9 e H12.	80
Figura 28: Fluxo de nêutrons calculado ao longo da queima com o combustível (TRU, Th)N para os sistemas H4, H6, H9 e H12, em diferentes regiões de energia: a) $E < 10\text{keV}$, b) $100\text{eV} < E < 100\text{keV}$, c) $100\text{keV} < E < 1\text{MeV}$ e d) $1\text{MeV} < E < 20\text{MeV}$	81

Figura 29: Variação de massa em kg dos isótopos acompanhados durante a queima do combustível (TRU, Th)N para os modelos H4, H6, H9 e H12.	82
Figura 30: Variação de massa em grama dos isótopos acompanhados durante a queima do combustível (TRU, Th)N para os modelos H4, H6, H9 e H12.	82
Figura 31: Produtos de fissão calculados na queima do combustível (TRU, Th)N dos modelos H4, H6, H9 e H12.	83
Figura 32: Fluxo de nêutrons calculado no volume da camada de transmutação por fissão para os modelos (TRU, Th)O ₂ e (TRU, Th)N.	85
Figura 33: Valores de k_{eff} calculados durante a queima dos combustíveis (TRU, Th)O ₂ com 16% de material físsil e (TRU, Th)N com 16% de material físsil.	86
Figura 34: Razão de fissão por captura calculada durante a queima dos combustíveis (TRU, Th)O ₂ e (TRU, Th)N para (a) transurânicos e (b) actínido menores.	90

Lista de tabela

Tabela 1: Comparação entre os reatores ARC, ITER, JET e ARIES-AT, onde S_{plasma} é a área de superfície do plasma.	23
Tabela 2: Parâmetros geométricos para o sistema ARC [8].....	25
Tabela 3: Materiais e componentes do reator ARC [8].....	29
Tabela 4: Meia-vida dos principais isótopos de longa duração do combustível irradiado do reator LWR [52].	31
Tabela 5: Comparação da probabilidade de transmutação para o espectro térmico e para o espectro rápido [58].....	34
Tabela 6: Fatores de recuperação das técnicas de reprocessamento PUREX, DIAMEX, TRUEX, UREX+ e GANEX.....	35
Tabela 7: Comparação das principais propriedades dos combustíveis nucleares UN e UO_2 . (Adaptado de Peakman e Rossiter [68]).	37
Tabela 8: Informações complementares à Figura 9 sobre materiais constituintes do modelo simplificado ARC.....	48
Tabela 9: Composição dos materiais da camada transmutadora.	49
Tabela 10: Fatores de recuperação para a técnica GANEX [66].....	50
Tabela 11: Composição isotópica do combustível reprocessado (TRU, Th) O_2 , com 15% de material fissil.	51
Tabela 12: Composição normalizada do combustível reprocessado (TRU, Th)N com 15% de material fissil.	51
Tabela 13: Dados de fluxo de nêutrons calculados nas camadas: Tungstênio, Inconel718, Refrigerante, Berílio, Inconel718 e na manta (FLiBe 90% de Li).	58
Tabela 14: Taxas de reações calculados para o reator de fusão ARC.	59
Tabela 15: Parâmetros calculados no reator de fusão ARC.	60
Tabela 16: Taxa de produção de trítio calculadas para as mantas FLiBe, Berílio e FLiBe- ^6Li do sistema reator ARC sem a camada de transmutação.	61
Tabela 17: Taxa de produção de trítio calculadas para as mantas FLiBe, Berílio e FLiBe- ^6Li do sistema do reator ARC com a camada de transmutação.....	61
Tabela 18: Sistema de fusão ARC com a camada de fissão, organizado por células sendo a célula 14 a que corresponde a camada transmutadora.....	62

Tabela 19: Valores de k_{eff} calculados para os modelos HF, H4, H6, H9 e H12 com (TRU, Th) O_2	64
Tabela 20: Parâmetros usados no design da camada de transmutação por fissão para ambos os modelos HF, H4, H6, H9 e H12 com o combustível (TRU, Th) O_2	65
Tabela 21: Taxa de reação calculada no volume da camada de transmutação nos modelos híbridos HF, H4, H6, H9 e H12.....	65
Tabela 22: Transmutação dos actinídeos calculada para os modelos H4, H6, H9 e H12 com o combustível (TRU, Th) O_2	75
Tabela 23: Valores de k_{eff} calculados para os modelos HF, H4, H6, H9 e H12 com (TRU, Th)N.	77
Tabela 24: Parâmetros usados no design da camada de transmutação por fissão para ambos os modelos HF, H4, H6, H9 e H12 com o combustível (TRU, Th)N.....	77
Tabela 25: Taxa de reação calculada no volume da camada de transmutação nos modelos híbridos H4 e H6 contendo o combustível reprocessado (TRU, Th)N.	78
Tabela 26: Transmutação dos actinídeos calculada para os modelos H4, H6, H9 e H12 com o combustível (TRU, Th)N.....	84
Tabela 27: Parâmetros neutrônicos calculados no volume da camada de transmutação nos sistemas (TRU, Th) O_2 e (TRU, Th)N.	84
Tabela 28: Variação total da massa de actinídeos menores e maiores após a simulação de queima de combustível.	88
Tabela 29: Produtos de fissão acumulados após a queima do combustível.	88
Tabela 30: Variação da massa de actinídeos transurânicos e menores após a queima dos combustíveis (TRU,Th) O_2 e (TRU,Th)N.	89

Lista de abreviaturas e acrônimos

ARC	Affordable Robust Compact Reactor
ARIES-AT	Advanced and Innovative Reactor for Energy Sustainability – Advanced Tokamak
CFS	Commonwealth Fusion Systems
UO ₂	Dióxido de Urânio
DEN/UFMG	Departamento de Engenharia Nuclear
ENDF	Evaluated Nuclear Data File
k_{eff}	Fator de multiplicação efetivo
NPS	Número de Partículas por História (Number of Particle Histories)
GANEX	Group Actinide Extraction
ITER	International Thermonuclear Experimental Reactor
JEFF 3.3	Joint Evaluated Fission and Fusion File 3.3
JET	Joint European Torus
JT-60	Japan Torus-60
TFTR	Tokamak Fusion Test Reactor
LWR	Light Water Reactor
LANL	Los Alamos National Laboratory
MIT	Massachusetts Institute of Technology
UN	Nitreto de Uranio
NEA	Nuclear Energy Agency
PSFC	Plasma Science and Fusion Center
PWR	Pressurized Water Reactor
STEP	Spherical Tokamak for Energy Production
HTS	Supercondutores de Alta Temperatura
TBR	Taxa produção de trítio

SUMÁRIO

1. INTRODUÇÃO	17
1.1 Objetivo Geral e Específicos.....	19
2. REVISÃO DA LITERATURA	20
2.1 Reatores de Fusão	20
2.2 O reator de fusão ARC.....	24
2.2.1 <i>Material supercondutor de alta temperatura</i>	26
2.2.2 <i>Materiais do reator ARC</i>	28
2.3 Reatores Híbridos de fusão-fissão.....	30
2.3.1 <i>Estudos sobre reatores híbridos</i>	31
2.3.2 <i>Transmutação por fissão</i>	32
2.3.3 <i>Reprocessamento do combustível</i>	34
2.4 Vantagens e desafios do combustível UO ₂ e UN.....	36
2.5 Códigos computacionais	38
2.5.1 <i>Método de Monte Carlo (MCNP)</i>	39
2.5.2 <i>NJOY e a Biblioteca JEFF 3.3</i>	40
2.5.3 <i>Código ORIGEN 2.1</i>	40
2.5.4 <i>Código MONTEBURNS</i>	41
3. METODOLOGIA	44
3.1 Modelagem do reator ARC.....	45
3.1.1 <i>Verificação da fonte de fusão</i>	46
3.1.2 <i>Materiais do sistema de fusão</i>	47
3.2 Modelagem de sistema híbrido baseado no modelo ARC	48
3.2.1 <i>Material combustível</i>	50
3.2.2 <i>Modelos da camada transmutadora</i>	52
3.3 Análise do sistema híbrido com (TRU, Th)O ₂	53
3.4 Análise do sistema híbrido com (TRU, Th)N.....	53

3.5 Critérios para simulação de queima dos combustíveis reprocessados	54
3.6 Comparação dos sistemas (TRU, Th)O ₂ e (TRU, Th)N	55
4. RESULTADOS E DISCUSSÃO	56
4.1 Análise do fluxo de nêutrons no reator ARC	56
4.2 Análise das reações no sistema ARC	58
4.3 Taxa de produção de trítio	59
4.4 Localização da camada de fissão	61
4.5 Análise do volume da camada de transmutação com (TRU, Th)O ₂	63
4.6 Análise de taxas de reação no sistema híbrido com (TRU, Th)O ₂	65
4.7 Análise de queima do combustível (TRU, Th)O ₂	69
4.8 Análise do volume da camada de transmutação com (TRU, Th)N.....	75
4.9 Análise neutrônica do sistema híbrido com (TRU, Th)N	77
4.10 Análise de queima do combustível (TRU, Th)N	79
4.11 Comparação neutrônica entre os combustíveis (TRU, Th)O ₂ e (TRU, Th)N	84
4.12 Comparação da queima dos combustíveis (TRU, Th)N e (TRU, Th)O ₂	86
5. CONCLUSÕES	91
REFERÊNCIAS	93
ANEXO I	99

1. INTRODUÇÃO

Vários estudos foram realizados no Departamento de Engenharia Nuclear (DEN/UFMG) sobre sistemas híbridos de fusão-fissão envolvendo a integração de uma camada de transmutação subcrítica no projeto de reatores de fusão [1]-[4]. A inserção de uma camada de transmutação nesses sistemas tem como objetivo principal o aproveitamento do fluxo de nêutrons de alta energia de 14,1 MeV produzidos pelas reações de fusão do deutério e trítio (D-T). Os nêutrons com esta energia aumentam a probabilidade de transmutação por fissão em núclídeos transurânicos [1]-[4].

A maioria dos núclídeos transurânicos que são formados durante a queima do combustível nuclear em reatores de água leve (*Light Water Reactor* - LWR), tem uma meia-vida longa e alta radiotoxicidade. Conseqüentemente, o emprego de reações de fissão para transmutação surge como uma estratégia eficaz para reduzir tanto a meia-vida quanto a alta radiotoxicidade do combustível queimado e posteriormente reprocessado [3], [5].

No entanto, à medida que a fusão nuclear se torna realidade, algumas questões como estabilidade física do plasma, propriedades mecânicas dos materiais, tecnologias necessárias para aquecer o plasma acima de 150 milhões de graus Celsius e fortes campos magnéticos para confinar e fundir núclídeos de deutério e trítio, são desafios a serem bem estabelecidos [6]. Esses desafios e os altos custos dos componentes estendem os cronogramas de construção do reator de fusão baseado no tokamak como o ITER (*International Thermonuclear Experimental Reactor*). Com isso, estudos inovadores sobre materiais supercondutores de alta temperatura (HTS), foram capazes de reduzir o tamanho da bobina de um reator do tipo tokamak e as temperaturas de trabalho em até 77 K [7].

Os materiais HTS permitem a elaboração de projetos, como o *Affordable Robust Compact Reactor (ARC)*, que oferece uma alternativa mais compacta, econômica e eficiente em termos de tempo de construção, caracterizada por requisitos de infraestrutura simplificados [7]-[9]. Embora compacto, esse reator opera com plasma de deutério-trítio, produzindo nêutrons com energia de 14,1 MeV [9]. Além disso, o uso de fitas HTS em reatores ARC simplifica a desmontagem, minimizando a necessidade de procedimentos de manutenção longos e complexos [10].

O reator de fusão ARC, desenvolvido como uma proposta compacta e robusta, foi utilizado como base para o presente estudo. A análise inicial concentrou-se na modelagem do reator de fusão simplificado, com o objetivo de compreender o comportamento do fluxo de

nêutrons proveniente da fonte externa e identificar a posição mais adequada para a inserção da camada de transmutação. Essa etapa foi essencial para avaliar a influência do endurecimento espectral e a viabilidade de alcançar taxas satisfatórias de produção de trítio (TBR), aspecto crítico para a retroalimentação do combustível de fusão.

A segunda etapa do trabalho consistiu no desenvolvimento do sistema híbrido de fusão-fissão, no qual diferentes configurações da camada de transmutação foram propostas e avaliadas. Foram modelados cinco arranjos distintos, denominados HF, H4, H6, H9 e H12, considerando a razão entre os volumes de refrigerante e combustível. Esses modelos foram comparados inicialmente com o combustível reprocessado à base de dióxido (TRU, Th)O₂, possibilitando a análise das taxas de reação, do fator de multiplicação efetivo (k_{eff}) e da evolução da queima ao longo do tempo.

Na etapa seguinte, o estudo foi expandido para incluir um combustível alternativo, o nitreto (TRU, Th)N, aplicado aos modelos híbridos (H4, H6, H9 e H12). Analisando o k_{eff} e as taxas de reações nesses modelos e também a queima desse combustível nesses modelos. O interesse pela análise do combustível à base de nitreto se deve às vantagens de utilização do nitreto de urânio (UN), em relação aos tradicionais combustíveis à base de dióxido de urânio (UO₂) [15]. O UN possui maior condutividade térmica, facilitando uma melhor transferência de calor dentro do sistema [11]-[14]. Além disso, sua maior densidade diminui a razão captura-fissão, aumentando a probabilidade de fissão. Devido a essas características, de acordo com Jones et al. [14], o combustível UN tem o potencial de queimar um volume de combustível maior que UO₂.

Por fim, realizou-se uma comparação entre os dois combustíveis estudados, ao longo do processo de queima, visando identificar as implicações do tipo de combustível no desempenho do sistema e na eficiência da transmutação. Ao longo do trabalho, as simulações foram conduzidas utilizando o código MCNP5, devido à sua capacidade de resolver problemas de transporte de partículas e lidar com várias faixas de energia e geometrias, ao mesmo tempo em que permite a simulação da fonte de fusão para geração de nêutrons [15].

Para todas as simulações utilizou-se a biblioteca de dados nucleares JEFF 3.3 (*Joint Evaluated Fission and Fusion File*) [16] que apresenta bom desempenho para reatores de fusão e fissão, com seções de choque atualizadas em uma faixa ampla de energia (até 20 MeV, cobrindo 14,1 MeV). Além disso, possui rendimentos de fissão, dados de decaimento consistentes e covariâncias adequadas à análise de incertezas [16].

A queima dos combustíveis foi conduzida por meio do código MONTEBURNS, que vincula o código de transporte de MCNP5 ao código ORIGEN 2.1. Esse acoplamento permite,

a cada passo de queima, calcular no MCNP5 o fluxo de nêutrons (incluindo a fonte externa de fusão) na geometria do sistema e, em seguida, usar esses fluxos no ORIGEN 2.1 para resolver as equações de Bateman e atualizar o inventário isotópico [17]-[19]. Tal abordagem é importante para este estudo, pois viabiliza simular de forma consistente sistemas híbridos fusão–fissão com combustível reprocessado sob a ação de uma fonte de nêutrons de fusão (D-T) ao longo de todo o processo de queima.

1.1 Objetivo Geral e Específicos

Este estudo objetiva propor, desenvolver e realizar uma análise de um sistema híbrido fusão-fissão baseado no modelo do *Affordable Robust Compact Reactor* (ARC) e comparar o desempenho de um sistema com o combustível reprocessado à base de nitreto com um sistema com o combustível reprocessado à base de dióxido. Os objetivos específicos deste plano de tese incluem:

- Identificar a posição radial ideal para inserção da camada de transmutação por fissão no reator de fusão ARC, visando o aproveitamento do espectro de nêutrons de alta energia proveniente da reação de fusão deutério-trítio, e assim, aumentar a probabilidade de reações de fissão no sistema;
- Desenvolvimento da camada de transmutação por fissão, determinando a proporção ideal entre volumes de refrigerante e combustível nuclear na camada de fissão;
- Análise de cinco configurações de camadas de transmutação (modelos HF, H4, H6, H9 e H12), diferenciando-se pela quantidade de camadas de combustível nuclear, revestimento e refrigerante, a fim de investigar a influência dessas configurações nas taxas de reação, criticalidade e desempenho da transmutação utilizando o combustível (TRU, Th)O₂;
- Análise das cinco configurações de camadas de transmutação (modelos HF, H4, H6, H9 e H12), considerando o combustível reprocessado (TRU, Th)N, a fim de investigar o comportamento neutrônico, taxas de reação e a queima nesses sistemas com o nitreto; e
- Realização de análises comparativas entre os combustíveis nucleares reprocessados baseados em dióxido ((TRU,Th)O₂) e nitreto ((TRU,Th)N), avaliando parâmetros como criticalidade, energia dos nêutrons que induzem fissão, fluxo neutrônico e eficiência na queima dos combustíveis.

2. REVISÃO DA LITERATURA

Nesta revisão da literatura são apresentados os avanços, as principais características e conceitos importantes para este trabalho sobre os reatores de fusão, sobre o reator de fusão ARC e reatores híbridos de fusão-fissão, bem como a importância do processo de transmutação.

2.1 Reatores de Fusão

Os reatores de fusão do tipo tokamak são amplamente estudados por sua capacidade de utilizar campos magnéticos para confinar o plasma e poder alcançar a fusão nuclear controlada [6], [20]-[22]. O design do tokamak emprega um sistema de confinamento magnético para estabilizar o plasma de fusão. A Figura 1 ilustra a disposição das bobinas e os campos magnéticos gerados no reator do tipo tokamak [23]. O confinamento magnético gerado nesse sistema é obtido por meio do campo magnético toroidal e poloidal. O campo magnético toroidal é criado por bobinas ao redor do toro, fornecendo o confinamento primário do plasma, mantendo as partículas de plasma em caminhos circulares [22].

Por outro lado, o campo magnético poloidal é gerado tanto pela corrente elétrica fluindo através do próprio plasma, quanto pelas bobinas de campo poloidal externa e o solenoide central, auxiliando na estabilização do plasma [23]. A interação entre esses dois campos resulta em uma configuração magnética helicoidal, que mantém o plasma confinado no centro do toro.

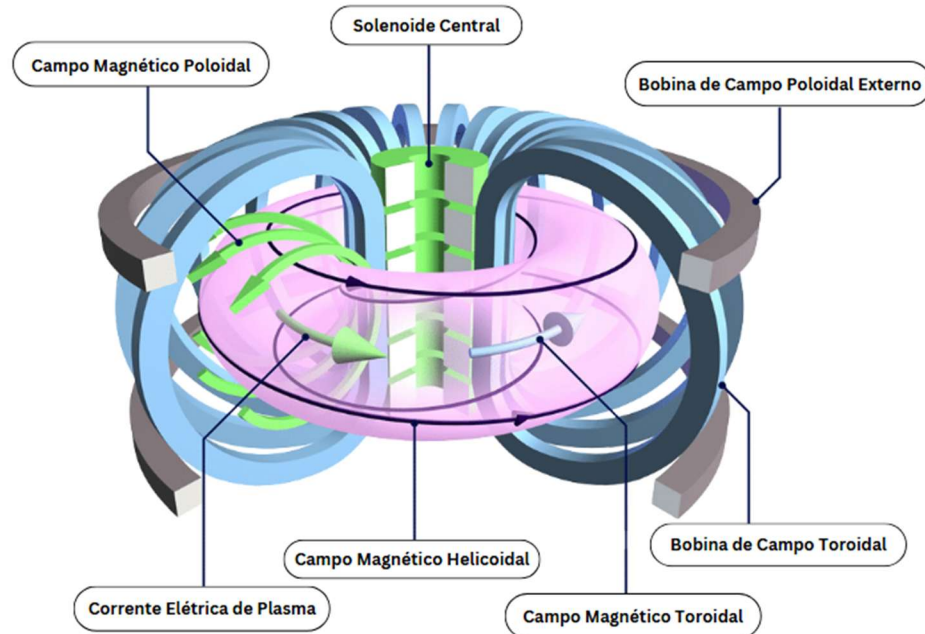


Figura 1: Componentes básicos do tokamak incluem as bobinas de campo toroidal (em azul), o solenóide central (em verde) e as bobinas de campo poloidal (em cinza). O campo magnético total helicoidal (em preto) ao redor do toro confina o caminho das partículas de plasma carregadas (Adaptado de Gaye et al. [23]).

Desde os anos 1990, reatores tokamaks como JET (*Joint European Torus*) [24], JT-60 (*Japan Torus-60*) [25] e TFTR (*Tokamak Fusion Test Reactor*) [26], têm conduzido estudos com plasmas de deutério-trítio (D-T), possibilitando o avanço na produção experimental de potência de fusão. Esses estudos também contribuíram para o entendimento de mecanismos de confinamento, transporte e estabilidade do plasma, aspectos que são importantes para o desenvolvimento futuros reatores e a fusão controlada.

Atualmente, a construção do ITER (*International Thermonuclear Experimental Reactor*) [27], representa o maior projeto experimental na abordagem de reator tokamak. Esse reator possui grandes dimensões (~6,2 m de raio de plasma) e foi projetado para produzir 500 MW de potência de fusão por até 400 segundos, visando alcançar um ganho de fusão de $Q \approx 10$, ou seja, gerar dez vezes mais energia do que a fornecida ao plasma. Em paralelo, reatores stellarators avançados como o Wendelstein7-X (estudado na Alemanha) buscaram melhorar a estabilidade do confinamento magnético em configurações intrinsecamente estáveis, conseguindo plasmas quase estacionários de 30 minutos [28].

Contudo, esses projetos de grandes dimensões são complexos e de grande custo, e a expectativa de uma usina comercial baseada nesses reatores foi postergada para meados do século XXI (o *Demonstration Power Plant DEMO*, sucessor do ITER, é projetado para ~2050) [29]. Em resposta, nos últimos anos, diversos estudos têm sido realizados para desenvolver

reatores de fusão compactos, que tenha menor custo de construção e que sejam capazes de reproduzir o desempenho de grandes reatores como o ITER [9], [30]-[32]. Para isso, empresas e governos têm investido em soluções baseadas em campos magnéticos intensos e geometrias alternativas.

Por exemplo, o reator ARIES-AT (*Advanced and Innovative Reactor for Energy Sustainability – Advanced Tokamak*), que apresenta raio maior de 5,2 metros e corrente de plasma de 12,5 MA, prevê uma produção de saída de potência de 1.000 MWe [30]. Outro exemplo, é a aposta do Reino Unido em tokamaks esféricos (reator de menor raio de curvatura) no programa STEP (*Spherical Tokamak for Energy Production*), e startups como a *Tokamak Energy* vêm testando esferas de plasma [33]. Da mesma forma, iniciativas privadas nos EUA, Canadá e Ásia exploram conceitos como fusão por alvo magnetizado e aceleradores pulsados [34]. Essas diferentes abordagens demonstra um esforço global para reduzir a escala e os custos da fusão nuclear, tornando viável a construção de reatores comerciais.

Entre essas iniciativas promissoras, destaca-se o reator ARC, desenvolvido inicialmente em 2015, pelo *Massachusetts Institute of Technology* (MIT) em parceria com a *startup Commonwealth Fusion Systems* (CFS) [8]. Diferente das estratégias focadas em novas geometrias e configurações de plasma, o ARC aposta no aumento de campos magnéticos para alcançar alto desempenho em um dispositivo de tamanho compacto. O diferencial desse projeto está no uso de ímãs supercondutores de alta temperatura (HTS), capazes de gerar campos magnéticos muito superiores aos dos tokamaks convencionais [10].

A Figura 2 apresenta o reator ARC, que foi projetado para demonstrar que um reator menor que o ITER pode atingir desempenho semelhante [7]. O ARC possui raio maior de 3,3 metros (aproximadamente metade do reator ITER) operando com plasma de deutério-trítio (D-T), com um campo magnético de cerca de 9,2 T, podendo gerar 525 MW de potência de fusão e 200 MWe de potência de saída [8].

Além disso, o projeto prevê um plasma de alto ganho ($Q \approx 13,6$) operando de forma contínua, visando maximizar a estabilidade e o controle do plasma [8]. Em 2023, a *Commonwealth Fusion Systems* anunciou planos para construir a primeira usina de fusão baseada no ARC no estado da Virgínia (nos Estados Unidos da América - EUA), com expectativa de entrar em operação no início da década de 2030 [35]. Devido a essas características o reator ARC foi escolhido para o desenvolvimento deste trabalho. A Tabela 1 apresenta uma comparação entre alguns parâmetros principais dos reatores ARC, ITER, JET e ARIES-AT.

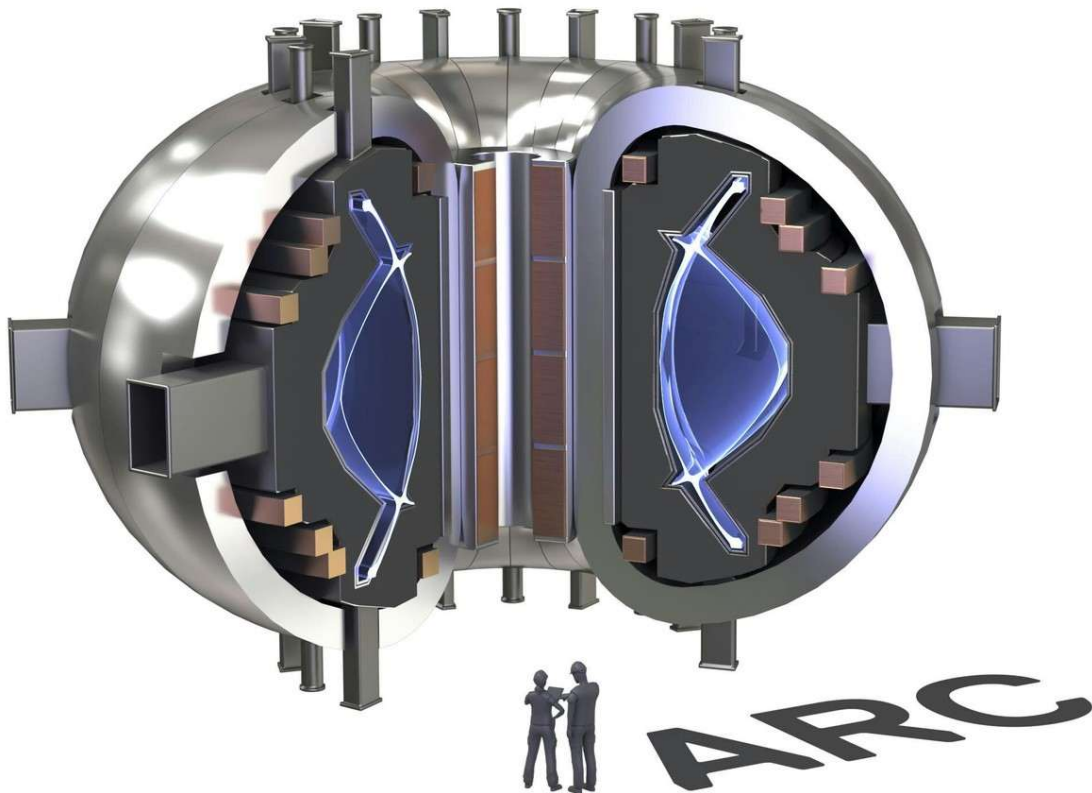


Figura 2: Ilustração do reator *Affordable Robust Compact* (ARC).

Tabela 1: Comparação entre os reatores ARC, ITER, JET e ARIES-AT, onde S_{plasma} é a área de superfície do plasma.

	ARC [8]	ITER [27]	JET [24]	ARIES-AT [30]
Raio maior, R_0 (m)	3,30	6,20	2,92	5,20
Raio menor, a (m)	1,13	2,00	0,95	1,30
Elongação do plasma, k	1,84	1,75	1,81	2,20
Campo magnético toroidal, B_0 (T)	9,20	5,30	3,60	5,80
Corrente de Plasma, I_p (MA)	7,80	15,00	4,00	12,50
Potência total de aquecimento, $P_{\text{aquecimento}}$ (MW)	143	150	28,90	389
Inverso do campo magnético poloidal, $1/B_p$ (T^{-1})	1,07	0,95	1,74	0,89
$P_{\text{aquecimento}} \cdot B_p / R_0$ (MW*T/m)	41,00	25,50	5,69	84,20
$P_{\text{aquecimento}} / S_{\text{plasma}}$ (MW/m ²)	0,67	0,21	0,18	0,85

2.2 O reator de fusão ARC

O reator de fusão ARC é um projeto promissor desenvolvido pelo *Plasma Science and Fusion Center (PSFC)* de *Massachusetts Institute of Technology (MIT)* em colaboração com a *startup* privada de fusão *Commonwealth Fusion Systems (CFS)*, visando reduzir o tamanho, custo e complexidade dos projetos tradicionais de reatores de fusão [7]. O reator ARC possui formato tipo D com raio interno de 113 cm e raio maior de 330 cm. O diâmetro do reator possui aproximadamente 6,6 metros, o que corresponde a quase duas vezes menor que o diâmetro de 12,4 metros do reator ITER [4].

O ARC opera com plasma do tipo deutério-trítio (D-T) a uma potência de fusão de 525MW e possui uma potência de saída de 200 MWe [8]. A Figura 3(a) ilustra a configuração do conceito de reator ARC. Nesse projeto, as bobinas toroidais podem ser desmontáveis e divididas em duas partes, permitindo um sistema de manutenção mais otimizado para dispositivos de fusão (Figura 3 (b)). A Tabela 2 apresenta os parâmetros do *design* do reator ARC compacto, que são possibilitados devido ao alto campo magnético gerado no sistema [8]. O estudo das fitas supercondutoras HTS, gera um campo magnético máximo na bobina em torno de 23T e 9,2T no eixo do plasma, que viabiliza a redução do tamanho do reator, além de facilitar a desmontagem e minimizar a necessidade de longos e complexos procedimentos de manutenção [7]-[9].

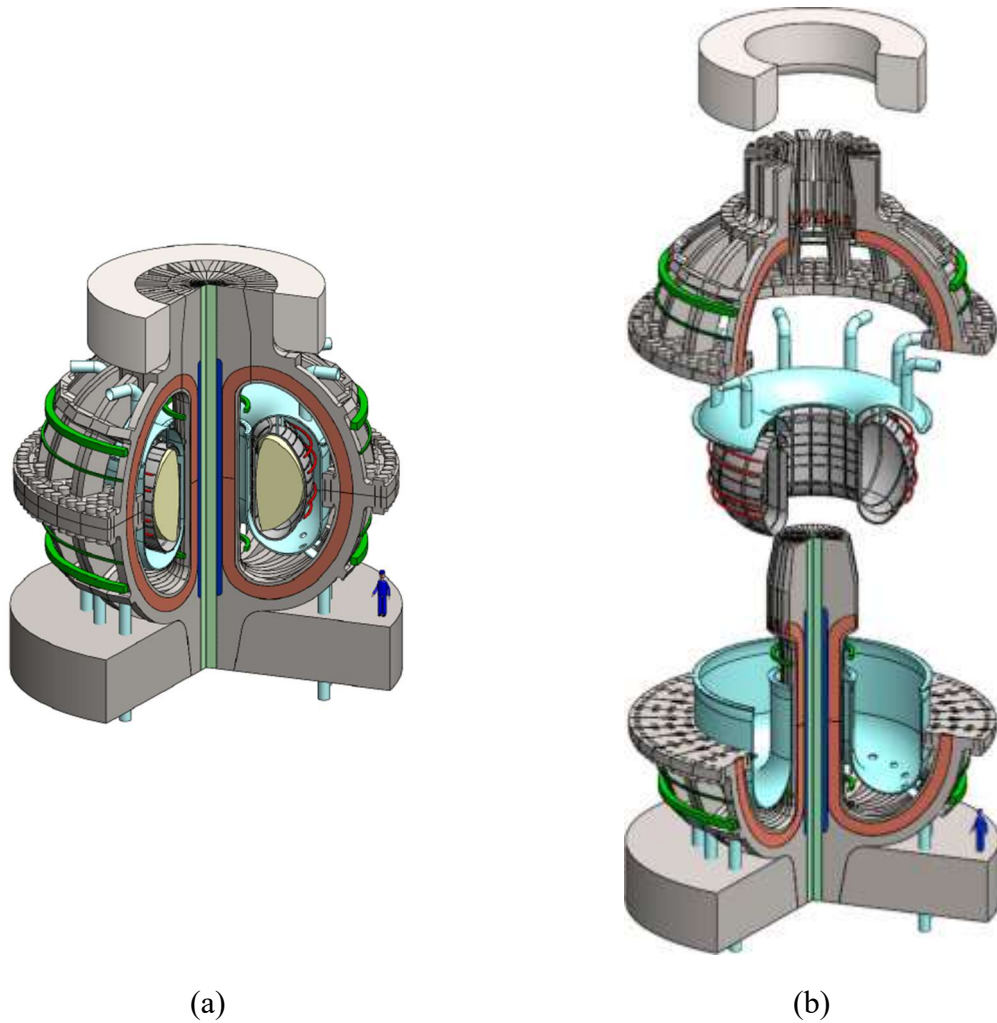


Figura 3: (a) Ilustração do reator ARC de referência, mostrado com o plasma em amarelo e a fita supercondutora TF em vermelho, omitindo o escudo de nêutrons para maior clareza e visualização. (b) Apresenta a desmontagem do reator: a metade superior são bobinas supercondutoras e o recipiente de vácuo, na qual foram removidos do tanque de manta como uma única peça [8].

Tabela 2: Parâmetros geométricos para o sistema ARC [8].

Parâmetros	ARC
Raio maior, R_0 (m)	3,30
Raio menor, r (m)	1,13
Potência de Fusão (MW)	525
Alongamento do plasma, k	1,84
Campo magnético toroidal (T)	9,20
Corrente do plasma, I_p (MA)	7,8
Tipo do plasma	D-T
Volume da câmara do plasma (m^3)	141

2.2.1 Material supercondutor de alta temperatura

O material supercondutor de alta temperatura HTS é composto de óxido de cobre de bário de terras raras ((RE)Ba₂Cu₃O_{7-δ}) também chamado REBCO (onde RE indica terras raras, por exemplo, Y, Gd) [8], [10]. O REBCO é utilizado no projeto do reator ARC nos campos toroidal (TF), bobinas de campo poloidal (PF), solenoide central (CS) e bobinas auxiliares (AUX) [8]. A Figura 4 esquemática apresenta a localização das bobinas do *design* do reator ARC, no qual as fitas supercondutoras REBCO são mostrados em marrom, dentro da estrutura de suporte de aço [8].

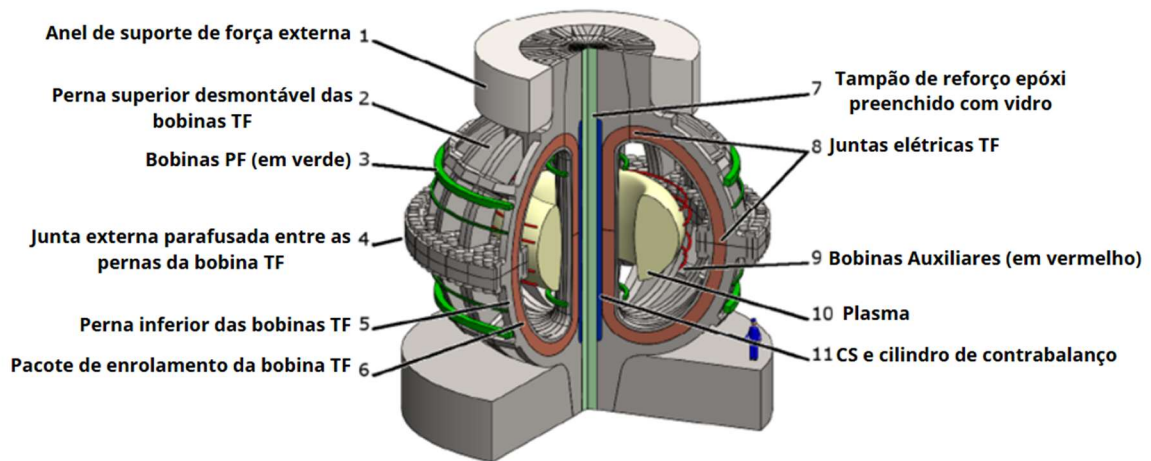


Figura 4: Desenho esquemático dos sistemas de bobinas. As fitas supercondutoras nas bobinas TF são mostrados em marrom, dentro da estrutura de suporte de aço [8].

Estudos sobre o material REBCO em campos magnéticos elevados, apresenta vantagem operacional sobre outros supercondutores bem desenvolvidos, como NbTi e Nb₃Sn, materiais que são usados na construção das bobinas do reator ITER [7], [8], [36]. O REBCO é capaz de operar em temperaturas de até aproximadamente 80 K, permitindo atingir um campo magnético máximo na bobina em torno de 23 T e 9,2 T no eixo do plasma [9]. No entanto, para o ARC o material REBCO opera a temperatura de 20 K, ou seja, está “sub-resfriado” e abaixo de sua temperatura crítica. Essas características do REBCO são atrativas quando comparadas ao material Nb₃Sn do reator ITER, que opera a cerca de 4,2 K e gera um campo magnético máximo em torno de 11,8 T e no eixo do plasma em torno de 5,3T [7], [37].

A Figura 5 mostra uma vista esquemática da seção transversal da fita REBCO que é elaborada comercialmente pela SuperPower Inc. [38]. A estrutura da fita é composta principalmente de cobre e Hastelloy, com uma camada muito fina (aproximadamente 1% da

espessura total) do supercondutor REBCO [8]. Segundo Sorbom et al. [8] a fita apresenta vantagens operacionais como a redução do custo termodinâmico total do resfriamento, por operar na temperatura de 20K, possuir estabilidade térmica, já que a capacidade térmica dos materiais é muito maior (quase oitenta vezes maior no caso do cobre [39], entre cinco e dez vezes maior para Hastelloy [40] e aço [41]) e possibilitar o uso de diferentes refrigerantes como hélio líquido, hidrogênio ou gás hélio [8].

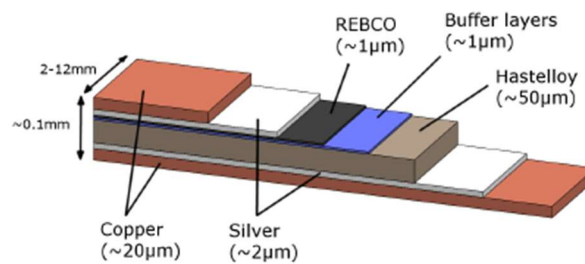


Figura 5: Vista da seção transversal da fita REBCO [8].

A Figura 6 apresenta a construção da bobina toroidal, realizada pela *startup* CFS em setembro de 2021 [42]. O teste dessa bobina toroidal atingiu um campo magnético de 20 T – um recorde mundial para uma bobina desse tamanho (raio interno de 2,70 m) – demonstrando na prática o desempenho exigido para um reator compacto de fusão com saída de potência líquida [42]. Esse feito foi celebrado pelo diretor do projeto Dennis Whyte com “possivelmente o avanço mais importante em 30 anos de pesquisa em fusão, pois de um dia para o outro, basicamente reduziu em 40 vezes o custo por watt de um reator de fusão”, ao viabilizar projetos de reatores de fusão menores e mais otimizados termos geométricos, neutrônicos e operacionais [43].



(a) (b)
 Figura 6: (a) Registro da construção da bobina toroidal desenvolvida pela Commonwealth Fusion Systems (CFS) e (b) Registro do laboratório de testes [42].

2.2.2 Materiais do reator ARC

A Tabela 3 apresenta os principais componentes e os respectivos materiais utilizados para o *design* do reator de fusão ARC. A câmara de vácuo do reator ARC é composto por Tungstênio, Inconel 718, refrigerante FLiBe, o multiplicador de nêutrons de material Berílio e 3 cm de estrutura na parte externa da câmara de vácuo com material Inconel 718 [8]. Esta câmara serve como a barreira primária entre o plasma e o restante da estrutura do reator. A primeira parede interna, que é a primeira barreira de contato após o plasma, é composta por uma liga de Tungstênio (W-1.1% TiC). Este material foi escolhido devido ao seu alto ponto de fusão e baixo coeficiente de expansão térmica, o que proporciona maior estabilidade em altas temperaturas [14].

O Inconel 718 é uma liga à base de níquel utilizada no reator devido à sua alta resistência à corrosão em altas temperaturas. No entanto, estudos indicam que a presença de níquel torna o Inconel 718 um material propenso à ativação nuclear e sugerem que esta liga possa ser substituída por ligas de baixa ativação como Eurofer97 e Vanádio (V-15Cr-5Ti), reduzindo significativamente a radioatividade residual dos componentes [44]-[46]. Isso permite a reutilização do material após algumas décadas de decaimento radioativo.

A configuração do ARC proposta por Sorbom [8] prevê uma câmara de vácuo colocado em uma manta de imersão líquida. Esta manta é um composto de fluoreto de lítio e fluoreto de berílio (FLiBe) em sua composição eutética (F_4Li_2Be). O refrigerante FLiBe possui excelentes propriedades de transferência de calor e estabilidade em altas temperaturas devido à sua

composição eutética, o que significa que o composto possui um ponto de fusão constante e inferior ao de seus constituintes individuais [47].

O segundo componente apresentado na Tabela 3, consiste em uma manta lateral composta por FLiBe com 90% de enriquecimento de Li-6, uma blindagem térmica com silicato de alumínio e uma blindagem de nêutrons utilizando o material TiH₂. A manta de FLiBe-⁶Li foi inserida no reator para melhorar a produção de trítio no sistema para nêutrons de baixa energia [8]. Para garantir a autossuficiência do reator de fusão na produção de trítio, é essencial que a taxa de produção de trítio (TBR, do inglês *Tritium Breeding Ratio*) seja maior que 1,0, indicando que o reator produz mais trítio do que consome. Com a adição desta camada Sorbon et al. [8] apresentou o valor de TBR>1,1. Além disso, segundo Kuang et al. [48], o TBR no reator ARC pode atingir mais de 1,8, garantindo autossuficiência no ciclo do trítio e a possibilidade de gerar um excedente para armazenamento.

O silicato de alumínio é um isolante eficaz devido à sua baixa condutividade térmica, alto ponto de fusão e resistência à degradação em altas temperaturas. Esse material foi utilizado para isolar termicamente a manta de blindagem de nêutrons (TiH₂), que opera à 900 K, mantendo os gradientes de temperatura entre a manta TiH₂ e os sistemas magnéticos [7], [8]. Os outros componentes são a bobina de campo toroidal composta pelos materiais REBCO e liga de aço inoxidável 316L(N)IG, o solenóide central formado também por REBCO, o criostato constituído por uma liga de aço inoxidável 304L e a blindagem biológica do reator elaborada com concreto.

Tabela 3: Materiais e componentes do reator ARC [8].

Componentes	Materiais
Câmara de Vácuo	Tungstênio (primeira parede), Inconel 718, Refrigerante FLiBe e Berílio
Manta	FLiBe 90% de ⁶ Li, Inconel 718, Silicato de Alumínio e Blindagem de Nêutrons (TiH ₂)
Bobina de Campo Toroidal	REBCO e Liga de aço inoxidável 316L(N)IG
Solenóide Central	REBCO
Criostato	Liga de aço inoxidável 304L
Blindagem Biológica	Concreto Br ₃

2.3 Reatores Híbridos de fusão-fissão

Uma das propostas deste trabalho é o desenvolvimento de um reator híbrido de fusão-fissão. Os reatores híbridos de fusão-fissão combinam o sistema de fusão e fissão nuclear para a produção de energia elétrica, a transmutação de rejeitos nucleares, geração de combustível nuclear fissionável e a geração de material fissil [49]. Este sistema híbrido consiste em um reator de fusão nuclear com uma camada de fissão subcrítica. Os nêutrons de alta energia (14.1 MeV) provindos da fusão nuclear são utilizados como fonte externa para induzir e aumentar a probabilidade das reações de fissão no combustível nuclear [49].

A fusão ocorre no núcleo do reator e serve como fonte primária de nêutrons. As reações de fusão envolvem a combinação de núcleos atômicos leves para formar núcleos mais pesados, liberando grandes quantidades de energia no processo [13]. Para reatores do tipo tokamak, a reação mais promissora a ser utilizada no plasma é a fusão entre o Deutério (D) e o Trítio (T), apresentada na Equação (1), devido à alta seção de choque de fusão a baixas energias cinéticas entre os isótopos de hidrogênio e alta liberação de energia [13], [49].



Em contraste, as reações de fissão envolvem núcleos atômicos pesados, como o urânio-235 ou o plutônio-239, que se fissionam pela absorção de um nêutron e produzem núcleos dois núcleos menores [50]. O processo de fissão nuclear envolve uma liberação de energia total de cerca de aproximadamente 200 MeV, bem como nêutrons adicionais que podem sofrer diferentes tipos de reações nucleares como absorção ou fissão em outros núcleos, sendo este último usado para sustentar a reação em cadeia [50]. Embora a fissão nuclear seja uma tecnologia consolidada para a produção de energia, ela apresenta desafios, como a geração de actínídeos menores e produtos de fissão, na queima de combustível em reatores a água leve (*Light-Water Reactor* - LWR), os quais possuem alta radiotoxicidade [49], [51].

Em um ciclo de combustível nuclear aberto, a presença de radionuclídeos com meia-vida extensa implica que o combustível queimado seria considerado como rejeito nuclear e após o período de resfriamento este deveria ser colocado em uma disposição final, ou seja, um armazenamento em repositórios profundos por dezenas ou centenas de milhares de anos [49]. Os ambientes nos quais são colocados os rejeitos nucleares, em geral, apresentam desafios técnicos e institucionais, como o calor de decaimento, a garantia da integridade de barreiras de contenção e controle sobre esses materiais, que devem ser constantemente monitorados ao

longo do armazenamento. Neste contexto, os reatores de fusão-fissão podem ser utilizados como uma estratégia para reduzir os custos de armazenamento, por meio da transmutação por reações de fissão, para reduzir a alta radiotoxicidade desses nuclídeos, minimizando a necessidade de armazenamento de rejeitos durante milhares de anos [49].

Esses nuclídeos, que provém do combustível queimado, são compostos em sua maioria por produtos de fissão (^{99}Tc , ^{131}I , ^{129}I , ^{137}Cs , ^{93}Zr e outros), plutônio e actinídeos menores (Np, Am, Cm). Muitos dos isótopos transurânicos e certos produtos de fissão gerados na queima do combustível possuem meias-vidas longas e constitui uma fonte significativa de radiação com duração de centenas de milhares de anos [12], [51], para reduzir essa meia vida efetivamente, é necessário recorrer ao processo de fissão nuclear desses transurânicos. A Tabela 4 apresenta a meia-vida dos principais isótopos presentes em um combustível irradiado de um reator LWR [52].

Tabela 4: Meia-vida dos principais isótopos de longa duração do combustível irradiado do reator LWR [52].

Nuclídeo	Meia-vida (anos)	Nuclídeo	Meia-vida (anos)
^{241}Am	432,7	^{235}U	$7,0 \times 10^8$
^{243}Am	$7,4 \times 10^3$	^{236}U	$2,3 \times 10^7$
^{243}Cm	29,1	^{238}U	$4,5 \times 10^9$
^{244}Cm	18,1	^{79}Se	$1,1 \times 10^6$
^{245}Cm	$8,5 \times 10^3$	^{90}Sr	28,79
^{246}Cm	$4,7 \times 10^3$	^{93}Zr	$2,1 \times 10^5$
^{237}Np	$2,1 \times 10^6$	^{99}Tc	$1,5 \times 10^6$
^{238}Pu	87,7	^{107}Pd	$6,5 \times 10^6$
^{239}Pu	$2,4 \times 10^4$	^{126}Sn	$1,0 \times 10^5$
^{240}Pu	$6,6 \times 10^3$	^{129}I	$1,6 \times 10^7$
^{241}Pu	14,3	^{135}Cs	$2,3 \times 10^6$
^{242}Pu	$3,7 \times 10^5$	^{137}Cs	30,1
^{234}U	$2,5 \times 10^5$		

2.3.1 Estudos sobre reatores híbridos

Apesar dos desafios de construção comercial de um reator híbrido de fusão-fissão, pesquisas teóricas, computacionais e de engenharia conceitual vem crescendo nas últimas décadas. Após os anos 2000, houve um aumento nos estudos explorando *designs* de reatores híbridos, nos quais apontam para os avanços nas tecnologias de operação e desempenho de sistemas nucleares [53]. Em 2020, Kuteev e Goncharov apresentaram uma análise intitulada “*Fusion–Fission Hybrid Systems: Yesterday, Today, and Tomorrow*”, discutindo os desafios no desenvolvimento dos sistemas híbridos de fusão-fissão em três fases: no período inicial das

décadas 1950 a 2000, o estágio contemporâneo (2000–2020) e as metas de longo prazo [53]. Os autores destacam que os sistemas híbridos são uma alternativa promissora para sustentar um ciclo de combustível fechado e gerenciar rejeitos nucleares [53].

Atualmente, projetos conceituais avançados de reatores híbridos estão sendo desenvolvidos em vários países. Na Rússia, estudos de sistema indicaram que mesmo uma única instalação híbrida poderia dar contribuição substancial na redução de rejeitos com projeções que mostram que, até 2130, um único reator híbrido poderia reduzir em cerca de 28% a massa acumulada de actínidos menores no estoque de combustível nuclear usado do país [54]. Sem o sistema híbrido, o estudo indica que a quantidade de rejeitos continuaria a crescer no cenário do país e atingiria cerca de 287 toneladas de actínidos menores até 2130 [54]. Isso ilustra o impacto potencial dos híbridos na estratégia de gestão de rejeitos de longo prazo. Na China, equipes de pesquisa (como o projeto FDS – *Fusion Driven System*) investigam o *design* de sistemas híbridos para geração de energia e queima de combustíveis reprocessados [55].

Reatores híbridos baseados no ITER, desenvolvidos pelo Departamento de Engenharia Nuclear da UFMG (DEN/UFMG), no Brasil, incluíram uma camada subcrítica de transmutação por fissão no sistema de fusão, sendo avaliados quanto ao desempenho neutrônico, otimização de geometria e à queima de combustível nuclear reprocessado [1]–[4]. Também nos Estados Unidos, propostas como o SABR (*Subcritical Advanced Burner Reactor*), desenvolvido por W. M. Stacey [56], integra um tokamak, com potência de fusão de 100 MW, a um núcleo subcrítico destinado à queima de elementos transurânicos, resultando em um sistema com ganhos de potência de fissão. De acordo com Stacey [56], os sistemas híbridos como o SABR podem operar eficientemente mesmo com fatores de ganho de fusão moderados ($Q \sim 2-5$).

2.3.2 Transmutação por fissão

Elementos transurânicos são gerados principalmente por capturas de nêutrons no combustível de dióxido de urânio (UO_2) em um reator de fissão LWR [49]. Por exemplo, o U-238 ao capturar um nêutron produz U-239, que decai em Np-239 e então em Pu-239, que por sua vez, pode capturar nêutrons produzindo isótopos mais pesados (Pu-240, Pu-241, Pu-242) e, por decaimentos beta, formar amerício e cúrio [49]. Assim, actínidos menores como Np, Am e Cm são continuamente formados durante a queima de combustível em reatores térmicos, juntamente com o plutônio [49]. Esses transurânicos respondem pela maior parte da radiotoxicidade de longo prazo e meia-vida longa.

A transmutação por fissão consiste em um processo de induzir a fissão em isótopos transurânicos e actínidos menores, convertendo-os em produtos de fissão que geralmente possuem meias-vidas menores [49]. No entanto, a probabilidade de fissão de cada isótopo transurânico depende do espectro de nêutrons. Em reatores que utilizam um espectro de nêutrons menos endurecido, como os reatores LWR, muitos desses núclídeos apresentam baixas seções de choque de fissão, o que favorece as reações de captura neutrônica. Esse processo leva à formação de isótopos ainda núclídeos mais pesados (por exemplo, Am-241 ao capturar um nêutron produz Am-242, que decai para Cm-242) [54], [57].

No entanto, em um espectro rápido, no qual os nêutrons apresentam maior energia, a probabilidade de fissão aumenta significativamente para a maioria dos transurânicos [54]. A Figura 7 apresenta a probabilidade de fissão por nêutron absorvido para os isótopos transurânicos. Observa-se que, para os principais isótopos férteis e fisséis (^{232}Th , ^{238}U , ^{235}U , ^{239}Pu e ^{241}Pu), nêutrons com energias acima de 10 MeV, esses isótopos apresentam uma probabilidade de fissão predominante sob outras reações. Além disso, para ^{232}Th e ^{238}U , a partir de aproximadamente 1,0 MeV a probabilidade passa a ter valores significativos, embora não seja nula a probabilidade em energias inferiores.

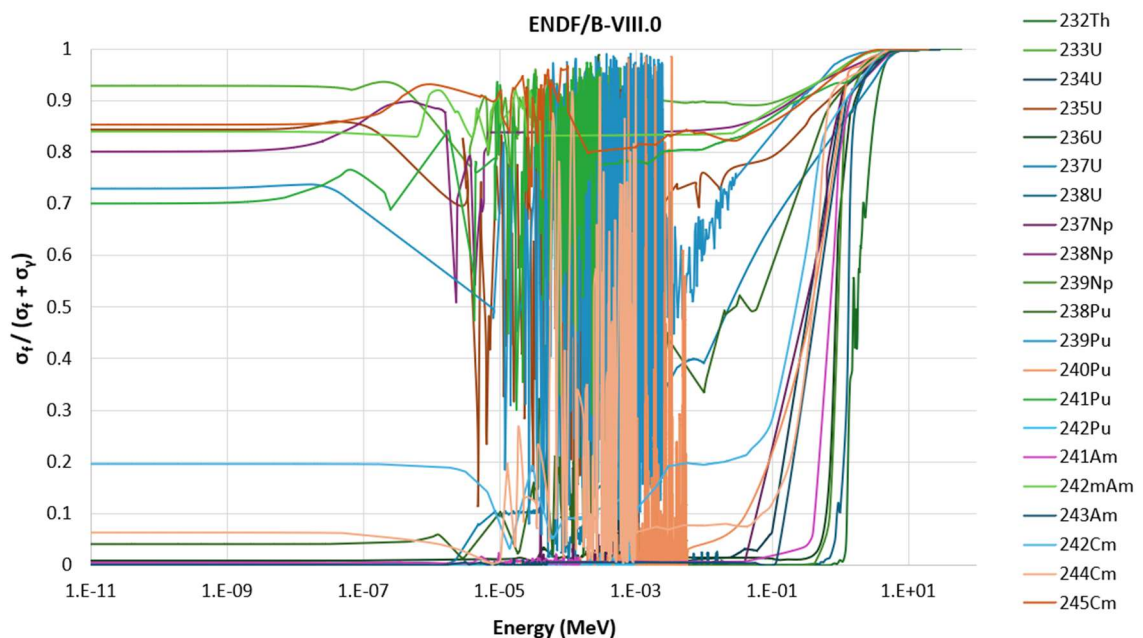


Figura 7: Probabilidade de fissão por nêutron absorvido para isótopos transurânicos.

No estudo de Till e Chang [58], intitulado “*The Story of the Integral Fast Reactor*”, apresentam dados indicando que a probabilidade de transmutação é maior para o espectro de nêutrons rápidos (Tabela 5). Por exemplo, para a fração de Am-241, após um único ciclo de

irradiação, a probabilidade de transmutação sobe de aproximadamente 1% no espectro térmico para cerca de 21% no espectro rápido. Para o Pu-240, essa probabilidade sobe de 1% para 55% [58]. Assim, esses resultados evidenciam que um espectro neutrônico mais endurecido é preferível para a transmutação por fissão desses radionuclídeos de longa meia-vida.

Tabela 5: Comparação da probabilidade de transmutação para o espectro térmico e para o espectro rápido [58].

Isótopo	Espectro Térmico	Espectro Rápido
Np-237	03 %	27 %
Pu-238	07 %	70 %
Pu-239	63 %	85 %
Pu-240	01 %	55 %
Pu-241	75 %	85 %
Pu-242	01 %	53 %
Am-241	01 %	21 %
Am-242m	75 %	94 %
Am-243	01 %	23 %
Cm-242	01 %	10 %
Cm-243	78 %	94 %
Cm-244	04 %	33 %

2.3.3 Reprocessamento do combustível

O reprocessamento envolve o tratamento do combustível nuclear irradiado em um reator, com o objetivo de separar os materiais que ainda podem ser reutilizados daqueles que se tornaram rejeito radioativo. O primeiro passo é a retirada do combustível queimado, seguido do armazenamento intermediário nas piscinas de resfriamento, e/ou armazenamento posterior a seco. Posteriormente, este processo é seguido da separação química onde a separação dos diferentes elementos químicos presentes no combustível nuclear proveniente de reatores do tipo LWR. O principal objetivo da maioria das técnicas de reprocessamento é recuperar e reciclar o urânio e plutônio presente no combustível queimado, e actínídeos menores, separando os produtos de fissão [59], [60].

Dentre as técnicas de reprocessamento do combustível irradiado mais conhecidos são o PUREX [61], DIAMEX [62], TRUEX [63], UREX+ [64] e o GANEX [65], [66]. A Tabela 6 apresenta um comparativo dos fatores de recuperação considerados em cada técnica de reprocessamento. Entre essas técnicas de reprocessamento, o GANEX e o UREX+ destacam-se não proliferantes, por não separarem o plutônio em sua forma pura, dificultando seu uso em armas nucleares.

Tabela 6: Fatores de recuperação das técnicas de reprocessamento PUREX, DIAMEX, TRUEX, UREX+ e GANEX.

	PUREX [61]	DIAMEX [62]	TRUEX [63]	UREX+ [64]	GANEX [65]
U	0,999	0,035	0,999	0,9995	0,001
Np	0,950	0,494	-	0,71	0,95
Pu	0,998	0,264	0,9997	0,995	0,995
Am	-	0,997	0,998	0,98	0,995
Cm	-	0,9994	-	0,79	0,995
Nd	-	-	-	-	0,05
Sm	-	-	-	-	0,05
Eu	-	-	-	-	0,05

A técnica de reprocessamento PUREX (*Plutonium Uranium Reduction Extraction*) realiza a recuperação de urânio e plutônio, independentemente, dos produtos de fissão do combustível irradiado. Essa técnica utiliza a extração por meio de um solvente de fosfato de tributílica (TBP) em um diluente de hidrocarboneto. De acordo com Lanham e Runion [61], essa técnica recupera 99,9% de urânio, 99,8% de recuperação de plutônio e 95% de recuperação de neptúlio (Tabela 6).

Já a técnica DIAMEX (*DIAMide Extraction*) é uma inovação francesa que usa agentes de extração. Essa técnica recupera os actinídeos menores e possui a vantagem de evitar a formação de resíduos orgânicos contendo diferentes elementos de carbono, hidrogênio, nitrogênio e oxigênio. De acordo com Berthon et al. [62], há a recuperação de U, Np, Pu, Am e Cm, com as porcentagens de 35%, 49,4%, 26,4%, 99,7% e 99,94%, respectivamente (Tabela 6). Na técnica TRUEX (TRansUranic EXtraction) é empregado a extração por solvente CMPO (óxido de octil(fenil)-N, N-diisobutilcarbamoilmetilfosfina) dissolvido em solvente orgânico para coextrair transurânicos e lantanídeos menores. De acordo com Law et al. [63], as porcentagens de recuperação para o processo TRUEX de U, Pu, Am são de 99,9%, 99,97%, 99,8% respectivamente (Tabela 6).

No reprocessamento UREX+ (*URanium EXtraction Plus*) ocorre cinco etapas principais de extração por solvente [64]. Na primeira, o tecnécio (Tc) e o urânio (U) são recuperados juntos e, em uma etapa seguinte, separados. O céscio (Cs) e estrôncio (Sr) são removidos na segunda etapa de extração. Na terceira, o plutônio (Pu) e o neptúlio (Np) são extraídos e reciclados com o urânio da primeira fase para a produção de combustível MOX. Na quarta etapa, essa técnica permite a separação de actinídeos menores. Na etapa final, são extraídos o amerício (Am), cúrio (Cm), rutênio (Ru), zircônio (Zr), neodímio (Nd) e cério (Ce). Segundo Vandergrift et al. [64], as taxas de recuperação são: urânio 99,95%, neptúlio 71%, plutônio 99,5%, amerício 98% e cúrio 79% (Tabela 6).

A técnica de reprocessamento GANEX (Group ActiNide EXtraction) [66], desenvolvido pelo CEA (Comissão de Energia Atômica e Energias Alternativas), recupera de maneira homogênea os actinídeos, visando separar e recuperar todos os elementos actinídeos (urânio, neptúnio, plutônio, amerício, cúrio) juntos em um grupo, e não separadamente [66]. Esse processo de extração conjunta dos actinídeos reduz a necessidade de múltiplas etapas de separação, simplificando o processo como um todo.

Além disso, ao recuperar os actinídeos menores junto com o plutônio e o urânio, o GANEX reduz o volume de rejeitos de alta radiotoxicidade produzidos e dificulta a separação individual de materiais que poderiam ser desviados para fins de uso não pacíficos, contribuindo assim para a não proliferação nuclear [66]. Segundo Barros et al. [65], as taxas de recuperação são: urânio 0,01%, neptúnio 95%, e plutônio, amerício e cúrio com recuperação de 99,5%. Já para os lantanídeos — neodímio, samário e európio — a recuperação é de apenas 5% (Tabela 6). Essa técnica foi escolhida para o desenvolvimento da matriz do combustível transurânico deste trabalho por ser o reprocessamento que recupera vários actinídeos e é uma técnica não proliferante [66].

2.4 Vantagens e desafios do combustível UO_2 e UN

O combustível à base de nitreto de urânio (UN) está sendo amplamente estudado como um dos principais candidatos para uso em reatores rápidos de Geração IV, devido as propriedades vantajosas de segurança em comparação aos combustíveis à base de dióxido de urânio (UO_2) usados tradicionalmente [11]. De acordo com Solntceva et al. [67], a alta condutividade térmica desse combustível permite uma dissipação de calor eficiente durante a operação do reator. Esta propriedade ajuda a manter temperaturas do combustível mais baixas, reduzindo o risco de superaquecimento e potencial falha de operação do reator.

Outra propriedade atrativa do combustível à base de nitreto é o alto ponto de fusão. O ponto de fusão do nitreto de urânio é $2850\text{ }^\circ\text{C}$, sendo maior do que a temperatura de fusão do combustível de dióxido de urânio (UO_2), que é de $2827\text{ }^\circ\text{C}$ [68]. Essa característica do maior ponto de fusão do material combustível, aumenta a capacidade do combustível de suportar condições extremas, como aquelas que podem ocorrer durante um acidente de perda de refrigerante ou outros cenários de emergência, melhorando assim a segurança geral dos reatores nucleares [67], [69].

A Tabela 7 apresenta as principais propriedades do combustível UO_2 e UN, incluindo densidade teórica, condutividade térmica à $1000\text{ }^\circ\text{C}$ e temperatura de fusão do combustível. De

acordo com Widiawati e Suud [70], o combustível UN tem fatores de multiplicação efetivos (k_{eff}) mais altos, o que permite operações mais eficientes em termos de utilização do combustível, densidade de potência e espectro neutrônico, permitindo a obtenção da criticidade com menor massa de material fissil. Assim, devido a essas propriedades, de acordo com Jones et al. [14], o combustível UN tem o potencial de queimar um maior volume de combustível, permitindo maior probabilidade de reações de fissão por unidade de combustível em comparação ao UO_2 . Esse aspecto representa uma vantagem importante para a eficiência e economia nas usinas nucleares.

Tabela 7: Comparação das principais propriedades dos combustíveis nucleares UN e UO_2 . (Adaptado de Peakman e Rossiter [68]).

Material Combustível	Densidade teórica	Condutividade térmica à 1000 °C	Temperatura de fusão
UN	14,32 g/cm ³	24,5 W/m/K	2850 °C
UO_2	10,96 g/cm ³	3,2 W/m/K	2827 °C

No entanto, é importante salientar que o uso de combustíveis à base de nitreto apresenta alguns desafios significativos. A síntese de nitreto de urânio envolve processos complexos, como sinterização sob atmosferas controladas e redução carbotérmica, que exigem instalações especializadas e contribuem para altos custos de produção. De acordo com Jolkkonen [71], o processo de sinterização para UN é essencial para atingir a densidade e integridade estrutural desejadas. Entretanto, controlar a atmosfera de sinterização é um desafio, pois a presença contínua de nitrogênio é necessária para evitar perdas que possam comprometer as propriedades do combustível. Além disso, esses processos podem originar subprodutos indesejados, dificultando ainda mais os esforços de purificação [71], [72].

Outro desafio é o uso de UN em reatores que pode levar à geração de isótopos radioativos, como carbono-14 pela reação $^{14}\text{N}(n,p)^{14}\text{C}$, durante interações de nêutrons. O carbono-14 é um radionuclídeo com meia-vida longa (aproximadamente 5.730 anos). Para mitigar a produção de carbono-14, é recomendado usar nitrogênio-15 (N-15), que não gera carbono ao interagir com nêutrons. Isso adiciona complexidade às estratégias de gerenciamento de rejeitos e conformidade regulatória, impactando o custo geral do ciclo de vida do combustível de nitreto [73], [74].

Entretanto, quando analisamos o gráfico de seção de choque microscópica de espalhamento e captura para oxigênio e nitrogênio (Figura 8), observamos que o nitrogênio tem uma probabilidade maior de absorção de nêutrons, especialmente para a faixa de nêutrons

rápidos, $E > 1,0$ MeV, onde há maior probabilidade para a reação $^{14}\text{N}(n,p)^{14}\text{C}$. Devido à maior densidade do nitrogênio, a multiplicação de nêutrons no combustível com nitreto é mais favorável do que no combustível com o dióxido implicando em uma maior geração de transurânicos fissionáveis. Devido a esses desafios e características do combustível com o nitreto, buscou-se avaliar e comparar o desempenho de um combustível a base de nitreto no reator híbrido ARC.

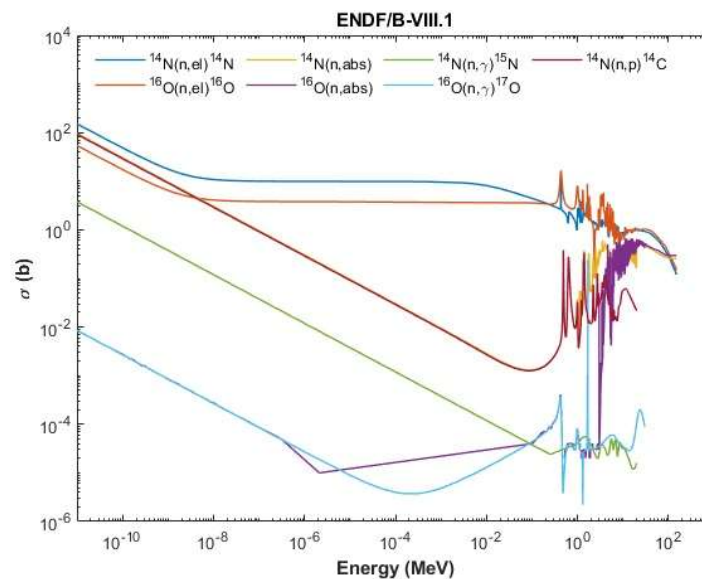


Figura 8: Seção choque de espalhamento e captura microscópica para ^{14}N e ^{16}O .

2.5 Códigos computacionais

Os códigos utilizados para avaliação do sistema de fusão e do sistema híbrido foram: MCNP5 (Monte Carlo N-Particle), ORIGIN 2.1 e MONTEBURNS, cuja descrição segue nos tópicos abaixo. A biblioteca de dados nucleares base utilizada foi a JEFF 3.3 (*Joint Evaluated Fission and Fusion File*), processada pelo código NJOY (*Nuclear Data Processing System*) em temperaturas específicas característica de cada material do reator [75]. O MCNP5 foi escolhido especialmente por permitir a definição e modelagem de fontes externas flexíveis, fundamentais para a simulação dos complexos sistemas de fusão ou híbridos, enquanto ORIGIN 2.1 e MONTEBURNS suportam a análise da evolução isotópica e interação com o transporte de partículas.

Para todos os cálculos neutrônicos utilizando o MCNP5, adotou-se o número de partículas por história (NPS - *Number of Particle Histories*) igual a 10^6 . Essa escolha decorre de uma análise custo-benefício sobre: (1) erro estatístico dos cálculos do fluxo de nêutrons por faixa de

energia e cálculos das taxas de reação; e (2) tempo computacional. Em geometrias tipo tokamak, Velasquez [76] mostra que aumentar o NPS é mais eficaz para reduzir o erro relativo do espectro de fluxo de nêutrons do que usar fontes de superfície (SSW/SSR), e que os maiores ganhos ocorrem ao passar de 10^5 para 10^6 números de histórias. Acima desse valor, o ganho adicional é menor frente ao aumento de custo de tempo computacional [76].

2.5.1 Método de Monte Carlo (MCNP)

O MCNP é um código de simulação computacional amplamente usado para cálculos de transporte de partículas. Baseando-se no método Monte Carlo, este utiliza uma amostragem aleatória para simular processos físicos complexos. No caso do MCNP, o método é empregado para acompanhar o transporte de nêutrons, fótons e elétrons em diversos meios, permitindo a análise detalhada de interações nucleares e radiação [15].

O código MCNP foi desenvolvido pelo *Los Alamos National Laboratory* (LANL) na década de 1940 e passou por diversas atualizações, estabelecendo-se atualmente como uma ferramenta confiável e versátil [77]. O sistema permite a criação de geometrias tridimensionais complexas, e a simulação de diferentes materiais e configurações-para o desenvolvimento de pesquisas nas áreas de física de reatores nucleares, proteção radiológica, medicina nuclear e pesquisa em física de partículas [77], [78].

Para realizar a simulação, é necessário descrever a modelagem do sistema, bem como as células, materiais e fonte, e utilizar uma biblioteca de dados nucleares selecionada adequadamente para o sistema. Com o código MCNP, é possível analisar o comportamento de nêutrons, fótons e elétrons em sistemas complexos, simulando a trajetória individual de um grande número de partículas [78], [79]. As interações das partículas com os materiais são determinadas a partir das seções de choque presentes na biblioteca nuclear. A partir disso, pode-se obter parâmetros como fluxos de partículas, taxas de reação, deposição de energia e parâmetros de criticidade, entre outros [78], [79]. A faixa de energia de interação dos nêutrons com os isótopos varia entre 10^{-5} eV a 20 MeV, mas para alguns isótopos pode chegar até 150 MeV, para os fótons entre energias de 1 keV até 100 GeV, e para elétrons entre 1 keV até 1 GeV [77].

2.5.2 NJOY e a Biblioteca JEFF 3.3

O NJOY é um sistema computacional modular desenvolvido pelo *Los Alamos National Laboratory* (LANL) para processar dados nucleares no formato ENDF (*Evaluated Nuclear Data File*). O objetivo desse código é gerar bibliotecas de dados utilizáveis por códigos de transporte de radiação e análise neutrônica, como o MCNP. O sistema funciona através de uma sequência de módulos independentes, constituídos por etapas de processamento de dados, até a produção de bibliotecas no formato ACE para uso no MCNP [75].

Entre as principais vantagens do NJOY, destacam-se a versatilidade, permitindo o processamento de dados para múltiplas temperaturas simultaneamente, e a capacidade de gerar bibliotecas para diversos códigos de transporte (MCNP, SERPENT, OpenMC). Além disso, o código oferece ao usuário flexibilidade para ajustar parâmetros via *input* e processar diferentes reações nucleares incluídas nos arquivos ENDF [75].

Neste trabalho, a biblioteca de dados nucleares utilizada foi a JEFF 3.3 (*Joint Evaluated Fission and Fusion File*), desenvolvida com foco em aplicações avançadas, incluindo reatores de fusão e fissão. Lançado em 2017, a biblioteca versão 3.3 é um projeto colaborativo da Nuclear Energy Agency (NEA) da OECD. Esta biblioteca apresenta melhorias em reações nucleares específicas para condições de fusão, como seções transversais mais detalhadas para reações envolvendo trítio e deutério, que são essenciais para plasmas de fusão [16].

O NJOY foi então utilizado para processar os dados da JEFF 3.3 considerando as temperaturas características dos materiais do reator ARC, considerando o efeito Doppler, que pode modificar o espectro de ressonância nas seções de choque com a variação da temperatura. Essa etapa de processamento da biblioteca foi importante para o trabalho, já que as temperaturas nos diferentes componentes do reator ARC variam significativamente de acordo com o material.

2.5.3 Código ORIGEN 2.1

O ORIGEN 2.1 é um código utilizado para o estudo de combinação de combustíveis nucleares, com e sem reprocessamento, aplicados em reatores térmicos e rápidos. Desenvolvido pelo *Oak Ridge National Laboratory* (ORNL) no início da década de 1970, o código utiliza um banco de dados com extensas bibliotecas, que inclui informações sobre decaimento, seção choque, rendimento do produto de fissão e emissão de fótons [18]. Essas bibliotecas são essenciais para a precisão dos cálculos.

Além disso, o código pode ser facilmente integrado com outros códigos de análise e ser capaz de realizar cálculos relacionados à queima de combustível nuclear e à análise do inventário isotópico ao longo do tempo. Para isso, o ORIGEN 2.1 emprega o método exponencial de matriz para resolver as equações diferenciais acopladas que governam cadeias de decaimento e transmutação radioativa. Esses sistemas são tipicamente representados pelas equações de *Bateman* [80], que descrevem a evolução temporal das concentrações de nuclídeos. A forma geral da solução exponencial de matriz pode ser descrita como:

$$N(t) = e^{At} \cdot N_0 \quad (2)$$

Onde $N(t)$ é o vetor que representa a quantidade de nuclídeos no tempo t e A é a matriz de transição, que inclui as taxas de decaimento, razões de ramificação e taxas de reação. N_0 é o vetor de quantidade inicial de nuclídeos. Com isso, pode-se determinar a produção de radionuclídeos, a atividade residual e os espectros de radiação gerados em diferentes cenários operacionais e ciclos de queima de combustível. Essas equações consideram tanto o decaimento radioativo quanto a transmutação induzida por nêutrons, permitindo a modelagem precisa do inventário isotópico ao longo do tempo [19], [80].

2.5.4 Código MONTEBURNS

O MONTEBURNS é um código computacional que integra as capacidades de simulação de transporte de partículas do MCNP com o cálculo de evolução isotópica e decaimento radioativo do ORIGEN 2.1 [17], [81]. Desenvolvido pelo *Los Alamos LANL*, o MONTEBURNS facilita a análise de queima de combustível nuclear. O código processa a informação de entrada a partir das especificações de geometria (obtidas por meio da entrada do MCNP), composição inicial do combustível nuclear, especificações de remoção ou inserção de material, volume do material combustível, potência total do sistema, energia recuperável por fissão, número total de dias de queima, número de etapas do processo de queima e indicação da biblioteca do ORIGEN 2.1 [81].

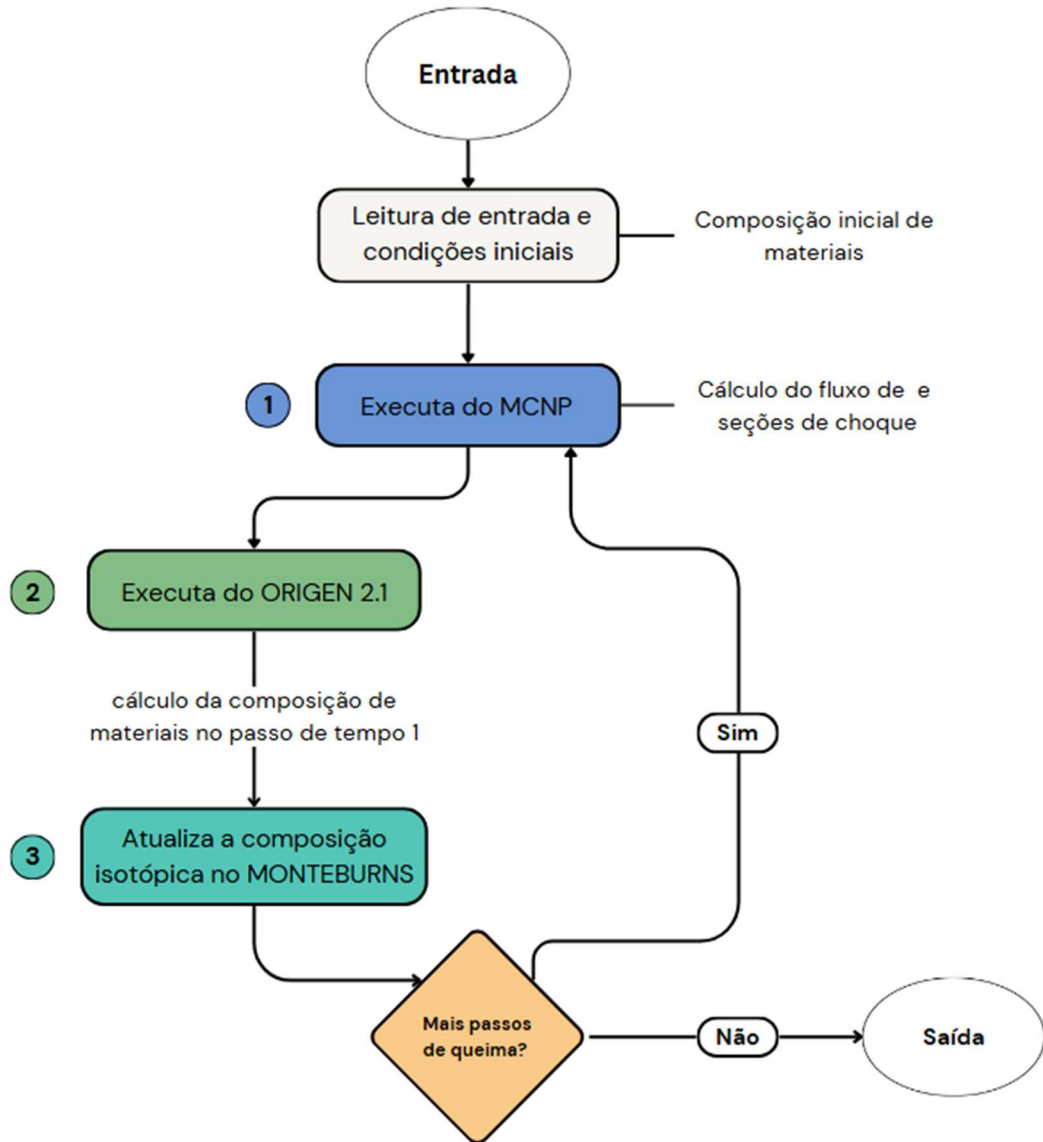
No processo de interação, o MONTEBURNS colapsa as seções de choque em função do espectro de energia dos nêutrons calculado pelo MCNP colapsado para um grupo de energia média. Esses resultados são então usados como entrada para o ORIGEN 2.1, que calcula a

queima do combustível ao longo do tempo ou ao longo da taxa de queima, considerando o *buildup*, o decaimento e processamento de materiais radioativos [17].

A Figura 9 apresenta o fluxograma do processo de interação que o MONTEBURNS opera no MCNP e no ORIGEN 2.1 de forma sequencial e automática. Inicialmente, o usuário prepara um arquivo de entrada do MCNP5 representando o sistema nuclear de interesse e fornece os parâmetros de queima, como os passos de tempo, potência e eventuais operações de reprocessamento. Assim, a simulação então segue para:

1. Execução do MCNP5: Em cada passo, o MONTEBURNS executa o MCNP5 para calcular o fluxo de nêutrons e as seções de choque (de um grupo) para a composição inicial do material ou região de interesse [82]. Essas seções de choque de um grupo representam a probabilidade média de reações de fissão, captura, e entre outras reações ponderada pelo espectro de nêutrons real no sistema – abordagem conhecida como *one-group collapse* [17].
2. Execução do ORIGEN2.1: Em seguida, o MONTEBURNS alimenta o código ORIGEN2.1 com as seções de choque e fluxos provenientes do MCNP5, juntamente com o intervalo de tempo de queima atual. O ORIGEN2.1 então realiza o cálculo da composição de materiais, computando os decaimentos radioativos e reações nucleares ao longo do passo de tempo [17]. Assim, o resultado dessa etapa é a nova composição isotópica de cada material após o período de irradiação e/ou decaimento considerado. Como o ORIGEN2.1 possui bibliotecas de dados de decaimento e espectros de emissão pré-compilados, também realiza o cálculo de atividades, calor de decaimento e toxicidade dos produtos gerados. O MONTEBURNS captura diversos parâmetros ao final de cada passo, incluindo o fator de multiplicação k_{eff} , fluxos médios, inventários de isótopos, atividade e radiotoxicidade dos materiais [17], [83].
3. Atualização e Iteração: Ao término de um passo de queima, o MONTEBURNS substitui as composições de material no modelo MCNP5 pelas composições atualizadas fornecidas pelo ORIGEN2.1 [17]. Posteriormente, decide se o processo continua para o próximo passo de tempo. Geralmente, o critério de parada é atingir o tempo total de queima do combustível. Caso ainda haja passos seguintes, o ciclo retorna à etapa com o MCNP5 rodando novamente, agora com o combustível parcialmente queimado. Essa realimentação MCNP5–ORIGEN2.1 prossegue até a conclusão da simulação, gerando o arquivo de saída.

Figura 9: Fluxograma do processo de interação utilizando o código MONTEBURNS.



3. METODOLOGIA

Esta seção apresenta a metodologia na qual este trabalho foi desenvolvido. O trabalho foi estruturado em três etapas principais. A seção 3.1, apresenta o desenvolvimento do modelo simplificado do reator ARC utilizando o MCNP5, baseado no projeto de um reator de fusão descrito por Sorbom *et al.* [8]. Em seguida, será analisado o fluxo de nêutrons no reator para entender a interação dos nêutrons provenientes da fonte externa de fusão com os materiais estruturais do reator e, conseqüentemente, escolher a melhor posição para inserir a camada de transmutação no sistema de fusão.

Na seção 3.2, é apresentado o desenvolvimento do sistema híbrido de fusão-fissão. Nesse processo, foi modelada uma camada de transmutação por fissão, seguindo a geometria em formato em D do reator, considerando a razão entre o volume do refrigerante e o volume do combustível (TRU, Th)O₂ na camada. A partir disso, foram elaborados cinco modelos diferentes de sistema híbrido, denominados HF, H4, H6, H9 e H12, cada um apresentando configurações distintas para a camada de transmutação.

O modelo HF consiste em uma camada homogeneizada, onde o combustível reprocessado, o revestimento e o refrigerante estão homogeneizados. Nos modelos H4, H6, H9 e H12, a camada de transmutação é heterogênea, separando os três materiais (combustível reprocessado, revestimento e refrigerante). O modelo H4 foi subdividido em quatro camadas de combustível, o H6 em seis, o H9 em nove, e o H12 em doze camadas. Estes modelos estão detalhados na *subseção 3.2.2*.

Os modelos foram analisados primeiramente quanto ao desempenho do sistema, considerando o combustível reprocessado (TRU, Th)O₂ (seção 3.3). Foram calculadas as taxas de reação, fluxo de nêutrons no volume da camada de transmutação, e realizado a análise da queima desse combustível. Na seção 3.4, foi utilizado a mesma metodologia descrita na anterior (seção 3.3) para realização da análise dos sistemas híbridos com o combustível reprocessado (TRU, Th)N. Para isso, foram calculadas as taxas de reação, fluxo de nêutrons no volume da camada de transmutação, e queima desse combustível.

Na seção 3.6 está relacionado à análise comparativa entre os combustíveis (TRU, Th)O₂ e (TRU, Th)N. Neste processo, foi ajustado os parâmetros da simulação de queima para otimizar o desempenho do reator híbrido. Esses modelos foram comparados em estado estacionário para cada sistema (no início da vida do combustível). Em seguida, foi realizada uma análise da queima dos combustíveis, visando avaliar o comportamento e a eficiência do novo combustível ao longo do processo.

Todas as simulações em estado estacionário, conduzidas neste trabalho, foram realizadas com o código MCNP5 [15], utilizando em torno de 10^6 partículas por número de histórias simuladas para garantir que o erro relativo dos cálculos seja inferior a 0,01% [76]. Já as simulações do processo de queima de cada combustível reprocessado foram realizadas utilizando o código MONTEBURNS [17], que integra o MCNP5 ao código de depleção ORIGEN2.1 [18].

3.1 Modelagem do reator ARC

O reator do tipo *tokamak* ARC foi modelado utilizando o código MCNP5 e a biblioteca de dados nucleares JEFF 3.3 [16]. A modelagem foi realizada em um formato D simplificado, com um raio menor de 113 cm e um raio maior de 330 cm. O sistema modelado inclui múltiplas camadas de materiais, baseadas no *design* original do reator de fusão ARC. Cada camada foi composta por materiais sugeridos e estudados por Sorbom *et al.* [8], mantendo a eficiência térmica e estrutural do reator. A Figura 10 ilustra uma seção axial do modelo ARC no plano XZ, destacando as diferentes regiões e os materiais usados em cada camada.

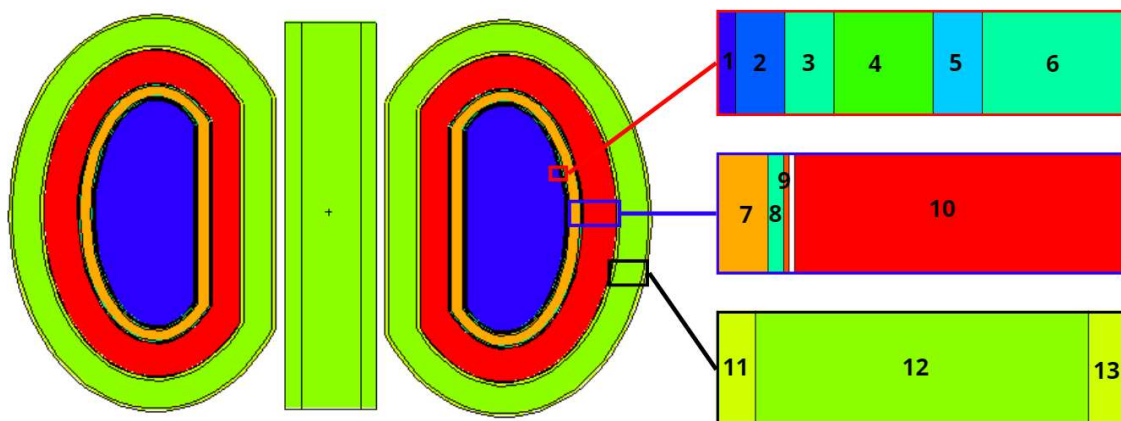


Figura 10: Modelo de reator ARC em formato de D (vista no plano XZ) com a localização dos componentes: o destaque em vermelho indica 1- Plasma, 2- Tungstênio, 3- Inconel 718, 4- Refrigerante FLiBe, 5- Berílio e 6- Inconel718; o destaque em azul representa 7- FLiBe com 90% de 6Li , 8- Inconel 718, 9- Silicato de alumínio, 10- Blindagem de nêutrons; o destaque em preto denota 11- Aço inoxidável 316, 12- REBCO e 13- Aço inoxidável 316.

3.1.1 Verificação da fonte de fusão

No reator ARC, a fonte de fusão foi representada como uma fonte externa utilizando o cartão de definição de fonte (SDEF) do código MCNP5 [15]. Essa abordagem permite que os cálculos de transporte e interação considerem seu impacto direto dos nêutrons gerados por fusão (D-T) nas estruturas do reator e nos materiais da camada de transmutação.

A intensidade da fonte de nêutrons foi determinada a partir da potência de fusão nominal do reator ARC, igual a 525 MW. Considerou-se que aproximadamente 80% dessa potência é transportada pelos nêutrons gerados nas reações de fusão deutério-trítio (D-T), uma vez que a energia liberada pela reação é de 14,1 MeV. Assim, a potência efetivamente associada aos nêutrons é dada por:

$$P_n = 0,8 \times 525 \text{ MW} = 420 \text{ MW} \quad (3)$$

Esse valor foi convertido para unidades de MeV, utilizando o fator de conversão de que 1 Joule é igual a $6,242 \times 10^{12}$ MeV. Assim, a intensidade de emissão de nêutrons foi então obtida dividindo-se essa potência pela energia de 14,1 MeV, obtendo o valor de:

$$N_n = \frac{P_n}{14,1 \text{ MeV}} \approx 1,86 \times 10^{20} \text{ nêutrons/s} \quad (4)$$

Esse valor foi adotado como a intensidade da fonte externa no cartão SDEF do código MCNP5, representando a emissão de nêutrons rápidos associada à potência de fusão do reator ARC. Portanto, essa fonte foi caracterizada como isotrópica, possuindo um espectro de nêutrons das reações de deutério-trítio (D-T), com intensidade de emissão de $1,86 \times 10^{20}$ nêutrons.s⁻¹, correspondendo a uma potência de fusão de 525 MW.

De acordo com a fonte de default do MCNP5, os nêutrons liberados nas reações de fusão D-T a uma temperatura de 10 keV são representados por um espectro de energia gaussiano:

$$p(E) = C \exp \left[- \left(\frac{E-b}{a} \right)^2 \right] \quad (5)$$

Onde a é a largura em MeV e b é um parâmetro que define a energia média em MeV. Essa largura foi definida como a energia ΔE igual a -0,01 MeV; e b igual a -1,00 MeV; e energia máxima do nêutron de 14,1 MeV [4], [15]. A Figura 11(a) ilustra a distribuição da geração de nêutrons produzidos pela fonte de externa de fusão no reator ARC. Na Figura 11(b) é apresentado o espectro de nêutrons normalizado obtido na primeira parede interna do reator

ARC, que corresponde ao espectro da fonte inserida, na qual é possível notar o pico de energia dos nêutrons em 14,1 MeV.

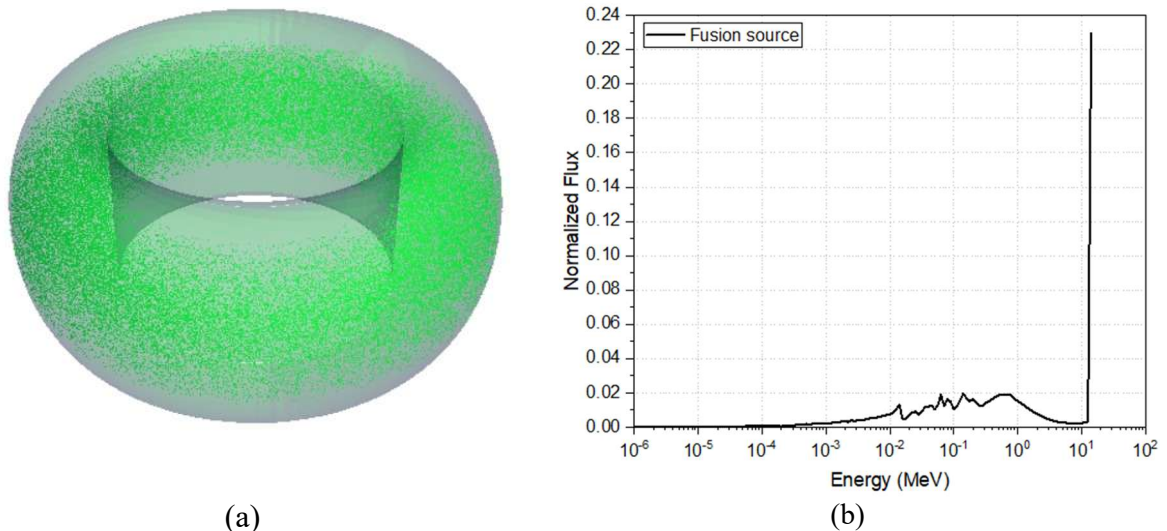


Figura 11: (a) Ilustração da distribuição de nêutrons produzidos pela fonte de fusão em verde e (b) Espectro de nêutrons normalizado calculado na primeira parede interna do reator ARC.

3.1.2 Materiais do sistema de fusão

A Tabela 8 apresenta os componentes, os materiais, o número de células, a espessura e a temperatura de trabalho de cada material inseridos no reator ARC. A câmara de vácuo contém cinco paredes diferentes, cada uma classificada por célula. A célula 2 é composta de uma liga de tungstênio (W-1,1% TiC), com espessura de 0,7 cm. A estrutura interna da câmara de vácuo é composta por uma liga à base de níquel chamada Inconel718 com 1,0 cm de espessura.

Posteriormente, a célula 4 se refere ao canal de resfriamento, com espessura de 2,0 cm, que utiliza como material o fluoreto de lítio e fluoreto de berílio (FLiBe) em sua composição eutética (F_4Li_2Be). Este material tem excelentes propriedades de transferência de calor e estabilidade em altas temperaturas [47]. A célula 5 é composta de berílio e possui espessura de 1,0 cm. Esta camada é usada como moderador e multiplicador de nêutrons por meio da reação ${}^9Be(n,2n){}^4He$ [8]. Para a estrutura externa do recipiente de vácuo, é utilizado o material Inconel718 com 3,0 cm da espessura.

O componente cobertor é formado por quatro células diferentes. A célula 7 é constituída por uma manta lateral de FLiBe com enriquecimento de uma abundância isotópica de 90% de 6Li em sua composição e possui uma espessura de 20 cm. Esta camada foi inserida no reator

para melhorar a produção de trítio para nêutrons de baixa energia [8]. As camadas seguintes do cobertor são compostas pelo material Inconel718 de 3,0 cm de espessura e uma camada de 1,0 cm de silicato de alumínio (célula 8 e célula 9). A parte externa do cobertor é composta pela blindagem de nêutrons com espessura de 50 cm usando o material TiH_2 .

Para a bobina de campo toroidal (células 11, 12 e 13) o material REBCO, com espessura de 52 cm está entre aço inoxidável 316L(N)I, com espessura de 6,0 cm cada. O material REBCO, foi utilizado na bobina de campo toroidal e solenóide central do reator ARC com uma temperatura definida de 20 K para a simulação, longe de seu ponto crítico de temperatura. De acordo com Sorbom et al. [8], esse valor de temperatura reduz o custo geral de resfriamento termodinâmico e fornece estabilidade térmica à bobina.

Tabela 8: Informações complementares à Figura 9 sobre materiais constituintes do modelo simplificado ARC.

Componentes	Camada	Materiais	Espessura (cm)	Temperatura (K)
Câmara de Plasma	célula 1	Vácuo	~113 cm	-
Câmara de vácuo	célula 2	Tungstênio (primeira parede)	0,7 cm	1013
	célula 3	Inconel 718	1,0 cm	950
	célula 4	Coolant FLiBe	2,0 cm	800
	célula 5	Berílio	1,0 cm	950
	célula 6	Inconel 718	3,0 cm	950
Cobertor	célula 7	FLiBe 90% de 6Li	20,0 cm	800
	célula 8	Inconel 718	3,0 cm	950
	célula 9	Silicato de Alumínio	1,0 cm	900
	célula 10	Blindagem de nêutrons (TiH_2)	50,0 cm	900
Bobina de Campo Toroidal	célula 11	Aço inoxidável 316L(N)IG	6,0 cm	80
	célula 12	REBCO	52,0 cm	20
	célula 13	Aço inoxidável 316L(N)IG	6,0 cm	80
Solenóide Central	célula 14	REBCO	70,0 cm	20

3.2 Modelagem de sistema híbrido baseado no modelo ARC

A camada de transmutação por fissão a ser inserida no sistema do reator ARC, foi modelada usando o código MCNP5. A camada de fissão foi projetada com base na metodologia

usada no Departamento de Engenharia Nuclear (DEN/UFMG) [1], [3]. Como a geometria do reator ARC foi modelada em um formato D, usado para reatores do tipo *tokamak*, a camada de transmutação a ser inserida no sistema seguiu o mesmo formato em D da geometria, sem alterar as dimensões do sistema de fusão. A Figura 12 apresenta o sistema ARC com a camada de transmutação inserida no reator. Ao comparar a Figura 10 com a Figura 12, temos, portanto, um raio total do reator na configuração com a camada de transmutação é 55 cm maior.

A camada de transmutação inserida no reator de fusão é composta por refrigerante, combustível nuclear reprocessado e revestimento. A Tabela 9 apresenta os materiais que compõem essa camada, bem como as temperaturas de trabalho de cada material. O refrigerante usado é o material chumbo-bismuto (Pb-Bi), que possui propriedades químicas estáveis e alta condutividade térmica [84], [85]. O revestimento é composto por uma liga à base Fe¹²Cr, nomeado como HT9, que possui excelente resistência a altas temperaturas e demonstra compatibilidade com refrigerantes de metais líquidos à base de chumbo e chumbo-bismuto [84], [86].

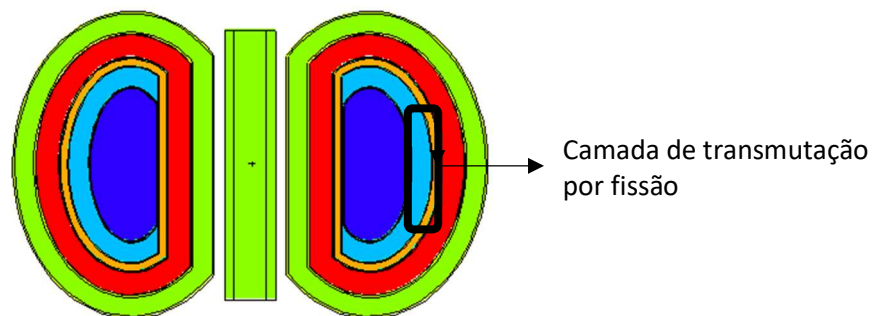


Figura 12: Sistema de fusão com a camada de transmutação em destaque (vista no plano XZ).

Tabela 9: Composição dos materiais da camada transmutadora.

Componentes	Material	Composição	Temperatura (K)
Combustível	Combustível reprocessado	*	1200
Revestimento	Fe ¹² Cr	Fe ¹² Cr [86]	900
Refrigerante	Chumbo-Bismuto (LBE)	PbBi [85]	650

*Composição do material combustível é apresentado nas Tabelas Tabela 11 e 12.

3.2.1 Material combustível

O combustível reprocessado utilizado na camada de transmutação foi obtido do combustível irradiado do reator Angra I (tipo *Pressurized Water Reactor*-PWR) [87]. Esse combustível teve um enriquecimento inicial de 3,1% e passou pelo processo de queima de 33.000 MWd/t. Após o processo de queima, esse combustível foi então mantido por mais 5 anos em uma piscina de resfriamento. Posteriormente, a matriz de combustível irradiado foi então reprocessada pela técnica GANEX (*Group Actinide Extraction*). O processo do reprocessamento do combustível é realizado por dois ciclos de extração após a dissolução do combustível irradiado no ácido nítrico [59], [87].

No primeiro ciclo a massa do urânio residual é separada da solução dissolvente de combustível irradiado e no segundo ciclo os actínídeos restantes (Np, Pu, Am, Cm) são co-extraídos juntos como um grupo [65]. A Tabela 10 apresenta os fatores de recuperação deste processo, no qual, as percentagens de recuperação para U, Np, Pu, Am, Cm são 0,1%, 95%, 99,5%, 99,5%, 99,5% respectivamente, e 5% para Nd, Sm e Eu. Após o reprocessamento obtém-se uma mistura de actínídeos menores que possui alta radiotoxicidade [65].

Tabela 10: Fatores de recuperação para a técnica GANEX [66].

Fator de recuperação	
U	0,001
Np	0,95
Pu	0,995
Am	0,995
Cm	0,995
Nd	0,05
Sm	0,05
Eu	0,05

Para viabilizar a reutilização desse combustível de forma segura em sistemas subcríticos, como em reatores híbridos de fusão-fissão, é importante controlar a reatividade do sistema e garantir a estabilidade do combustível [59]. Nesse contexto, a diluição do combustível reprocessado em tório (Th-232) foi adotada. A diluição em tório permite ajustar o fator de multiplicação efetivo (k_{eff}) do sistema, mantendo-o em níveis subcríticos adequados para a operação segura de reatores híbridos [1], [88].

Estudos demonstram que a diluição com tório resulta em valores de k_{eff} mais baixos em comparação com a diluição em urânio empobrecido, devido à menor seção de choque de fissão

do Th-232 em relação ao U-238, ambos isótopos férteis [88], [89]. Isso contribui para uma operação mais segura e controlada do reator. O Th-232 ao capturar nêutrons, se transforma em Pa-233 e, subsequentemente, em U-233, um isótopo fissil [88], [89]. Essa transmutação contribui para a regeneração do combustível durante a operação do reator, aumentando a eficiência do ciclo do combustível e prolongando o tempo de queima [1], [88], [89].

A Tabela 11 apresenta a composição do material combustível com dióxido (TRU, Th)O₂ normalizado com 15% de material fissil, mantendo os modelos analisados em regime subcrítico. Já para o combustível reprocessado com nitreto (TRU, Th)N é acrescentado 14N e 15N em sua composição. A Tabela 12 apresenta a composição isotópica normalizada (TRU, Th)N com 15% de material fissil. Ambos os combustíveis reprocessados tiveram temperatura de operação de 1200 K.

Tabela 11: Composição isotópica do combustível reprocessado (TRU, Th)O₂, com 15% de material fissil.

Nuclídeo	Fração de peso	Nuclídeo	Fração de peso	Nuclídeo	Fração de peso
²³² Th	$6,62 \times 10^{-01}$	²³⁹ Np	$1,75 \times 10^{-05}$	²⁴² Cm	$9,62 \times 10^{-06}$
²³³ U	$7,75 \times 10^{-13}$	²³⁸ Pu	$3,81 \times 10^{-03}$	²⁴⁴ Cm	$1,10 \times 10^{-05}$
²³⁴ U	$3,20 \times 10^{-06}$	²³⁹ Pu	$9,97 \times 10^{-02}$	²⁴⁵ Cm	$3,83 \times 10^{-07}$
²³⁵ U	$1,66 \times 10^{-04}$	²⁴⁰ Pu	$3,41 \times 10^{-02}$	¹⁴³ Nd	$2,54 \times 10^{-03}$
²³⁶ U	$8,50 \times 10^{-05}$	²⁴¹ Pu	$3,20 \times 10^{-02}$	¹⁵⁰ Sm	$5,10 \times 10^{-04}$
²³⁷ U	$2,19 \times 10^{-09}$	²⁴² Pu	$1,21 \times 10^{-02}$	¹⁵³ Eu	$1,08 \times 10^{-04}$
²³⁸ U	$2,02 \times 10^{-02}$	²⁴¹ Am	$3,09 \times 10^{-05}$	¹⁶ O	$1,20 \times 10^{-01}$
²³⁷ Np	$9,34 \times 10^{-03}$	²⁴² Am	$5,68 \times 10^{-08}$		
²³⁸ Np	$2,77 \times 10^{-07}$	²⁴³ Am	$2,31 \times 10^{-03}$		

Tabela 12: Composição normalizada do combustível reprocessado (TRU, Th)N com 15% de material fissil.

Nuclídeo	Fração de peso	Nuclídeo	Fração de peso	Nuclídeo	Fração de peso
²³² Th	$6,98 \times 10^{-01}$	²³⁹ Np	$1,98 \times 10^{-05}$	²⁴² Cm	$1,09 \times 10^{-05}$
²³³ U	$8,75 \times 10^{-13}$	²³⁸ Pu	$4,30 \times 10^{-03}$	²⁴⁴ Cm	$1,24 \times 10^{-05}$
²³⁴ U	$3,61 \times 10^{-06}$	²³⁹ Pu	$1,13 \times 10^{-01}$	²⁴⁵ Cm	$4,33 \times 10^{-07}$
²³⁵ U	$1,88 \times 10^{-04}$	²⁴⁰ Pu	$3,85 \times 10^{-02}$	¹⁴³ Nd	$2,87 \times 10^{-03}$
²³⁶ U	$9,61 \times 10^{-05}$	²⁴¹ Pu	$3,62 \times 10^{-02}$	¹⁵⁰ Sm	$5,76 \times 10^{-04}$
²³⁷ U	$2,48 \times 10^{-09}$	²⁴² Pu	$1,37 \times 10^{-02}$	¹⁵³ Eu	$1,22 \times 10^{-04}$
²³⁸ U	$2,28 \times 10^{-02}$	²⁴¹ Am	$3,49 \times 10^{-05}$	¹⁴ N	$5,64 \times 10^{-02}$
²³⁷ Np	$1,06 \times 10^{-02}$	^{242m} Am	$6,42 \times 10^{-08}$	¹⁵ N	$2,06 \times 10^{-04}$
²³⁸ Np	$3,13 \times 10^{-07}$	²⁴³ Am	$2,62 \times 10^{-03}$		

3.2.2 Modelos da camada transmutadora

Para selecionar a proporção adequada dos materiais na camada de transmutação, manteve-se constante a composição do combustível reprocessado (TRU, Th)O₂, com 15% de material físsil. A partir dessa composição fixa, variou-se a razão entre o volume de refrigerante e o volume de combustível (V_R/V_C), de forma a analisar o comportamento da reatividade do sistema. Essa análise da relação entre os volumes considerou a obtenção de um fator de multiplicação efetivo máximo (k_{eff}) de até $\sim 0,980$, visando garantir a segurança de criticidade e permitindo a operação em regime subcrítico [90]. Após essa análise, a melhor razão V_R/V_C foi aplicada aos modelos híbridos de fusão-fissão. Recomendações apresentados nesta avaliação são resultados exclusivamente de análises neutrônicas. Não foi efetuada, nesta etapa, qualquer modelagem termo-hidráulica detalhada, avaliação de corrosão, transferência de massa ou análise mecânica dos componentes.

Foram desenvolvidos cinco modelos do sistema híbrido, denominados HF, H4, H6, H9 e H12, conforme mostrado na Figura 13. Todos os modelos mantêm a volume de materiais de combustível e refrigerante, diferenciando-se pela quantidade de camadas. No modelo HF, a camada de transmutação é completamente homogeneizada, contendo uma mistura de refrigerante, combustível reprocessado e revestimento. Por outro lado, os modelos H4, H6, H9 e H12 apresentam quatro, seis, nove e doze camadas de combustível, respectivamente (Figura 13).

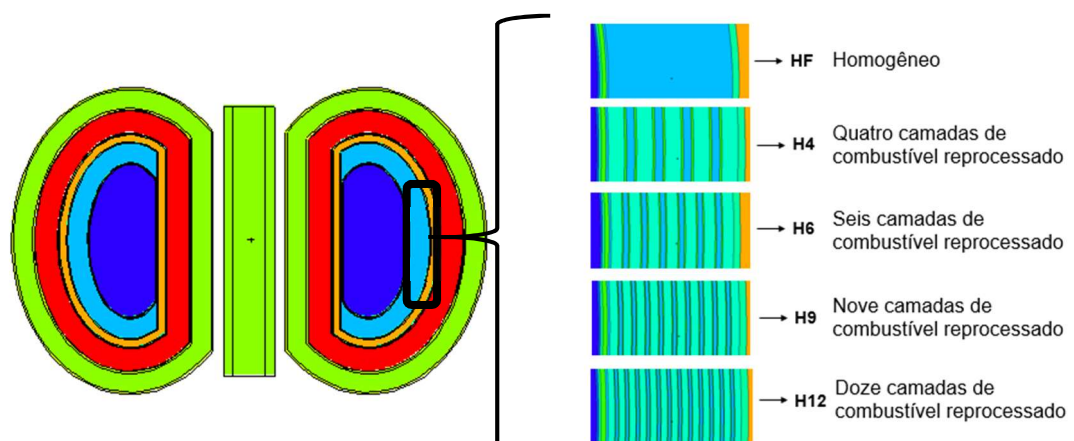


Figura 13: Em destaque a localização da camada de transmutação inserida no reator ARC e ao lado direito os diferentes modelos de camada definidos como HF, H4, H6, H9 e H12.

3.3 Análise do sistema híbrido com (TRU, Th)O₂

Os sistemas com a camada de transmutação HF, H4, H6, H9 e H12 foram analisados contendo em cada sistema o combustível reprocessado (TRU, Th)O₂ (composição isotópica com 15% de material fissil). O intuito dessa análise foi identificar o modelo que promove maior transmutação por fissão nuclear e que minimize o impacto em termos de rejeitos nucleares. O primeiro passo consistiu na análise do fator de multiplicação efetivo (k_{eff}), verificando qual a melhor razão entre o volume do refrigerante e o volume do combustível. Posteriormente foi feito a avaliação das taxas de reação e o fluxo de nêutrons no volume da camada de transmutação. As simulações dessa etapa foram realizadas com o código MCNP5. Após esse processo, foi realizada a queima do combustível reprocessado (TRU, Th)O₂ com os modelos híbridos H4, H6, H9 e H12 com o uso do código MONTEBURNS [18].

3.4 Análise do sistema híbrido com (TRU, Th)N

Após à análise dos modelos híbridos HF, H4, H6, H9 e H12 descritos na seção anterior (seção 3.3), foi utilizado a mesma metodologia para análise com o combustível reprocessado à base de nitreto (TRU, Th)N, ampliando a investigação além do combustível reprocessado previamente estudado à base de dióxido de urânio. O objetivo desse estudo foi avaliar as possíveis vantagens e desafios do uso de combustíveis de nitreto, considerando a segurança e o desempenho do sistema em condições subcríticas.

O combustível (TRU, Th)N foi alocado na região da camada de transmutação por fissão no sistema de híbrido, considerando a composição isotópica normalizada com 15% de material fissil (Tabela 12). Para os modelos com o combustível nitreto foi analisado o fator de multiplicação efetivo (k_{eff}), verificando qual a melhor razão entre o volume do refrigerante e o volume do combustível. Posteriormente foi feito a avaliação das taxas de reação e o fluxo de nêutrons no volume da camada de transmutação. As simulações dessa etapa foram realizadas com o código MCNP5. Após esse processo, foi realizada a queima do combustível reprocessado (TRU, Th)N com os modelos híbridos H4, H6, H9 e H12 com o uso do código MONTEBURNS [18].

3.5 Critérios para simulação de queima dos combustíveis reprocessados

Para a simulação de *burnup* do combustível reprocessado, foi calculada a taxa de queima para os modelos de reator H4, H6, H9 e H12. Essa taxa representa a energia extraída por unidade de massa de combustível durante o processo de fissão nuclear. A taxa é expressa em gigawatts-dia por tonelada de metal pesado (GWd/tHM), onde "metal pesado" refere-se aos isótopos actínídeos presentes no combustível [91]. Assim, a taxa de queima pode ser representada por:

$$\text{Taxa de Burnup} \left[\frac{\text{GWd}}{\text{tHM}} \right] = \frac{\text{Potência de fissão [GW]} \cdot \text{Tempo [d]}}{\text{Massa inicial [tHM]}} \quad (6)$$

Considerando que os modelos operam com uma determinada potência P em megawatts (MW), e que a energia recuperável por fissão é de aproximadamente 200 MeV (equivalente a $3,20 \times 10^{-11}$ Joule), a taxa de fissões por segundo em toda a camada de transmutação por fissão no reator pode ser calculada por:

$$\text{Taxa de fissão} = \frac{P \times 10^6}{3,20 \times 10^{-11}} = 3,13 \times 10^{16} \cdot P \text{ fissões/s} \quad (7)$$

Convertendo para a taxa diária, podemos obter uma taxa de fissão de:

$$\text{Taxa de fissão} = 3,13 \times 10^{16} \cdot P \cdot \frac{84600\text{s}}{\text{dia}} = 2,70 \times 10^{21} \cdot P \text{ fissões/dia} \quad (8)$$

Para obter a taxa de queima em gramas por dia, pode-se dividir o número de fissões por dia pelo número de Avogadro ($6,022 \times 10^{23}$) e multiplicar pelo peso atômico dos isótopos fissionáveis e fissionáveis. Assim, a taxa de queima diária em gramas por dia é dada por:

$$\text{Burnup [g/dia]} = \frac{2,70 \times 10^{21} \cdot P}{6,022 \times 10^{23}} \cdot A_c \quad (9)$$

Onde A_c é o peso atômico de metal pesado no combustível. Esse valor representa a quantidade de material fissionável efetivamente consumida por dia na camada de transmutação por fissão operando à potência determinada pela taxa de queima. Assim, para a análise dos sistemas H4, H6, H9 e H12, tanto com o combustível (TRU,Th)O₂ e (TRU,Th)N foi estabelecido uma duração de 5 anos (1825 dias) de queima a uma taxa de queima diária de 20 MW/t, considerando as equações acima.

3.6 Comparação dos sistemas (TRU, Th)O₂ e (TRU, Th)N

Para a comparação dos modelos (TRU, Th)O₂ e (TRU, Th)N, primeiramente foi ajustado a fração de material fissil de 15% para 16%, com o objetivo de realizar uma análise sob os limites de criticalidade dos sistemas, garantindo que ambos permanecessem em regime subcrítico durante todas as condições simuladas, sem atingir, em nenhuma circunstância, o estado crítico ($k_{\text{eff}} = 1$).

Posteriormente, foi realizada a análise neutrônica dos sistemas em estado estacionário (no início da vida do combustível) e análise de queima para cada tipo de combustível. As simulações estacionárias foram executadas no MCNP5 [15], com cerca de 10^6 histórias por simulação para controle do erro estatístico.

Já para as simulações de queima de combustível foi utilizado o código MONTEBURNS [17]. Para esse processo de comparação da queima, foi aumentado a taxa de queima diária para 40 MW/tHM, considerando os critérios de queima definidos na *subseção 3.3.1*. Além disso, foi estabelecido uma potência térmica de fissão de 3000 MWth para um processo de queima de 3,5 anos (1277,5 dias).

4. RESULTADOS E DISCUSSÃO

Nesta seção, são apresentados os resultados obtidos por meio das simulações realizadas com o reator ARC. Inicialmente, na Seção 4.1, é discutido o comportamento do fluxo de nêutrons ao longo do sistema. Na Seção 4.2, procede-se à avaliação das principais reações nucleares que ocorrem no sistema de fusão ARC. A Seção 4.3 aborda a taxa de produção de trítio, parâmetro essencial à operação de reatores de fusão, cuja autossuficiência em trítio é fundamental para a viabilidade do sistema.

A Seção 4.4 descreve a localização ideal da camada de fissão no sistema. Em seguida, a Seção 4.5 é dedicada à análise da camada de transmutação. Essa análise é aprofundada na Seção 4.6, a qual apresenta as taxas de reação obtidas no sistema híbrido de fusão-fissão com o combustível reprocessado (TRU, Th)O₂. Na Seção 4.7, apresenta os resultados obtidos da simulação de queima do combustível (TRU, Th)O₂ dos modelos híbridos H4, H6, H9 e H12.

Nas Seções 4.8, são discutidos os resultados obtidos do desempenho do combustível reprocessado (TRU, Th)N, bem como as taxas de reações nesses sistemas. Na Seção 4.9 apresenta a comparação do comportamento dos sistemas (TRU, Th)O₂ e (TRU, Th)N em regime estacionário, discutindo os principais parâmetros neutrônicos. Por fim, a Seção 4.10 discute a comparação queima com os diferentes combustíveis (TRU, Th)N e (TRU, Th)O₂.

4.1 Análise do fluxo de nêutrons no reator ARC

A Figura 14 apresenta o fluxo de nêutrons calculado no volume de cada célula do reator ARC, destacando a variação do fluxo ao longo das diferentes camadas do sistema. Observa-se que o fluxo de nêutrons permanece mais endurecido na faixa de energia 0,1–14,1 MeV, desde a primeira parede do reator, composta por tungstênio, até o material Inconel718, conforme ilustrado em verde na Figura 14(a). Informações complementares sobre o fluxo de nêutrons nas diferentes camadas — incluindo tungstênio, Inconel718, refrigerante (FLiBe), berílio, Inconel718 e a manta (FLiBe 90% de Li) — estão apresentadas na Tabela 13.

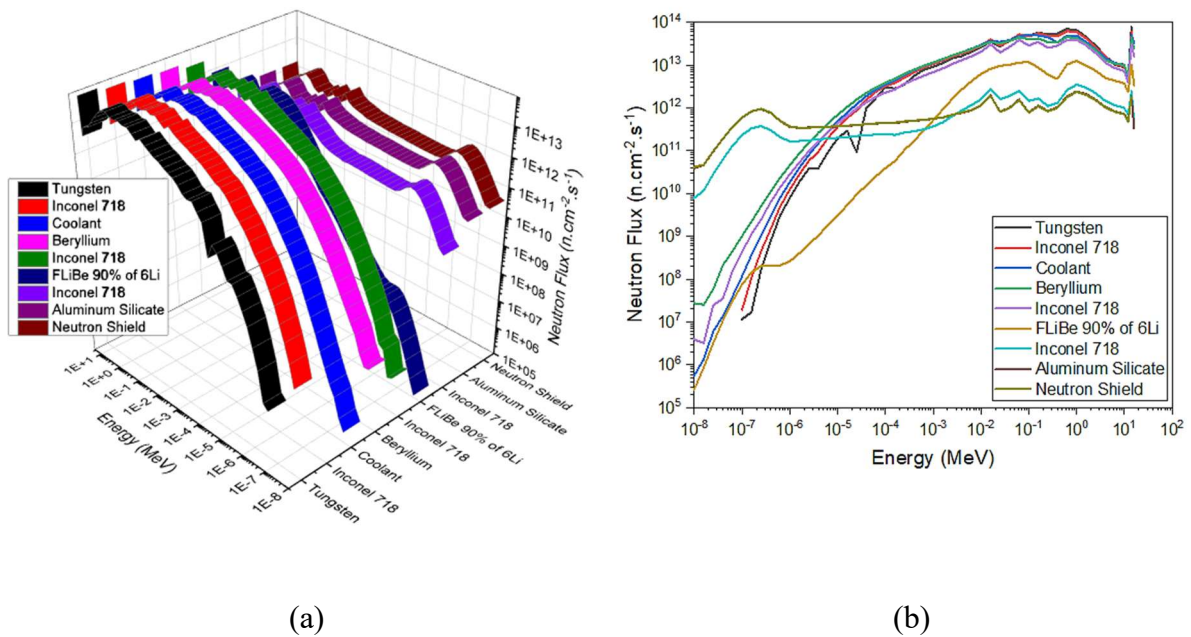


Figura 14: Fluxo de nêutrons calculado para o sistema do reator de fusão ARC (a) Vista 3D e (b) Vista 2D para melhor visualização do fluxo de nêutrons.

Os valores do fluxo de nêutrons são analisados em três faixas de energia: térmica ($E < 1,0 \text{ eV}$), intermediária ($1,0 \text{ eV} < E < 0,1 \text{ MeV}$) e rápida ($E > 0,1 \text{ MeV}$). Os resultados indicam que a maior parte do fluxo de nêutrons está concentrada na região rápida ($E > 0,1 \text{ MeV}$) e que o fluxo total diminui conforme se distância da câmara de plasma devido à atenuação causada pelas colisões inelásticas, espalhamentos e absorções de nêutrons nos materiais estruturais do reator, resultando em um espectro de fluxo cada vez mais moderado conforme se afasta da fonte primária de fusão.

Considerando que os elementos transurânicos apresentam maiores taxas de fissão por captura no espectro de nêutrons rápidos do que no espectro de nêutrons térmicos, a posição ideal para inserção da camada de transmutação no sistema de fusão encontra-se logo após a camada de berílio. Dessa forma, o espectro de nêutrons endurecido poderá ser utilizado de forma eficiente na camada de transmutação, aumentando a probabilidade de reações de fissão e aprimorando o desempenho do sistema.

Tabela 13: Dados de fluxo de nêutrons calculados nas camadas: Tungstênio, Inconel718, Refrigerante, Berílio, Inconel718 e na manta (FLiBe 90% de Li).

Região de energia	Tungstênio	Inconel718	FLiBe	Berílio	Inconel718	FLiBe - ⁶ Li
Térmico (%)	0,00070	0,00075	0,00111	0,00290	0,00146	0,00044
Intermediário (%)	29,39260	32,60400	37,43764	39,12399	33,51696	35,56270
Rápido (%)	70,60670	67,39525	62,56126	60,87311	66,48158	64,43686
Fluxo Total (n.cm ⁻² .s ⁻¹)	7,85 x 10 ⁺¹⁴	7,36 x 10 ⁺¹⁴	6,86 x 10 ⁺¹⁴	6,20 x 10 ⁺¹⁴	4,87 x 10 ⁺¹⁴	1,76 x 10 ⁺¹⁴

4.2 Análise das reações no sistema ARC

A Tabela 14 apresenta as taxas de reação calculadas para os materiais estruturais do reator ARC, incluindo tungstênio, Inconel718, refrigerante (FLiBe), berílio, Inconel718 e a manta FLiBe enriquecida com 90% de ⁶Li. As taxas foram obtidas para diferentes tipos de interações nucleares, abrangendo reações de captura, colisão elástica, colisão inelástica e a reação de multiplicação (n,2n). A análise dessas taxas permite compreender o impacto das propriedades de cada material na modificação do fluxo de nêutrons dentro do sistema.

A liga de tungstênio apresentou maiores reações de espalhamento elástico e multiplicação de nêutrons (n,2n). O material Inconel718 apresenta uma taxa de reação de captura maior, influenciando na redução do fluxo de nêutrons ao longo do sistema. O material refrigerante FLiBe possui baixa seção de choque de absorção de nêutrons, o que favorece reações de espalhamento, principalmente devido à presença do flúor-19 (¹⁹F) em sua composição [9], [47]. Esse comportamento contribui para a moderação dos nêutrons rápidos, aumentando o fluxo de nêutrons térmicos na camada subsequente.

O material berílio apresentou maior número reações de espalhamento elástico e reação de multiplicação de nêutrons (n, 2n), indicando que nêutrons de alta energia são moderados e produzidos por meio da reação ⁹Be(n,2n)⁴He. O efeito desse processo pode ser observado pelo aumento do fluxo de nêutrons rápidos logo após essa camada, na região do material Inconel718. Na camada com o material FLiBe enriquecido com lítio-6 (90% ⁶Li), apresenta maior ocorrência de reações de espalhamento e absorção de nêutrons devido à composição isotópica do flúor.

No entanto, o berílio presente no material FLiBe-⁶Li atua como moderador e multiplicador de nêutrons através da reação ⁹Be(n,2n)⁴He. Conseqüentemente, o lítio na

composição desse material gera trítio através das reações exotérmicas ${}^6\text{Li}(n,t){}^4\text{He}$ e endotérmicas ${}^7\text{Li}(n,t+n){}^4\text{He}$ [8]. Esses resultados aponta a influência de cada camada no comportamento do espectro de nêutrons no reator ARC, contribuindo para a definição da configuração ideal que otimiza o desempenho da camada de transmutação quando inserida no reator.

Tabela 14: Taxas de reações calculados para o reator de fusão ARC.

Taxa de reação	Tungstênio	Inconel 718	FLiBe	Berílio	Inconel 718	FLiBe - ${}^6\text{Li}$
Reação n,2n	$1,87 \times 10^{+13}$	$1,79 \times 10^{+12}$	$1,05 \times 10^{+12}$	$7,35 \times 10^{+12}$	$9,29 \times 10^{+11}$	$2,78 \times 10^{+11}$
Captura	$6,81 \times 10^{+12}$	$7,48 \times 10^{+13}$	$2,22 \times 10^{+12}$	$8,14 \times 10^{+11}$	$5,14 \times 10^{+13}$	$3,27 \times 10^{+12}$
Colisão Elástica	$3,45 \times 10^{+14}$	$1,98 \times 10^{+14}$	$1,74 \times 10^{+14}$	$3,08 \times 10^{+14}$	$1,22 \times 10^{+14}$	$4,40 \times 10^{+13}$
Colisão Inelástica	$9,39 \times 10^{+12}$	$3,93 \times 10^{+12}$	$2,46 \times 10^{+09}$	$4,09 \times 10^{+09}$	$2,55 \times 10^{+12}$	$7,98 \times 10^{+08}$
Taxa Total	$4,13 \times 10^{+14}$	$2,89 \times 10^{+14}$	$1,98 \times 10^{+14}$	$3,16 \times 10^{+14}$	$1,85 \times 10^{+14}$	$5,31 \times 10^{+13}$

4.3 Taxa de produção de trítio

O trítio é produzido principalmente na camada do refrigerante (FLiBe) e manta de FLiBe com lítio-6. Para calcular a taxa de produção de trítio (TBR, do inglês *Tritium Breeding Ratio*), é necessário considerar tanto a taxa de produção quanto a taxa do consumo de trítio no sistema, levando em conta a deposição total de energia [92]. Por definição, o TBR é dado por:

$$TBR = \frac{\text{Taxa de produção}}{\text{Taxa de consumo}} \quad (3)$$

A taxa de consumo de trítio pode ser calculada por:

$$\text{Taxa de consumo} = \frac{P_{\text{fusão}}}{W_{DT}} \quad (4)$$

Onde $P_{\text{fusão}}$ é a potência de fusão e W_{DT} é energia liberada por fusão na reação D-T [92]. Para o cálculo da taxa de consumo a energia liberada por fusão pode ser descrita como:

$$W_{DT} = (3,5 \text{ MeV} + 14,1 \text{ MeV} \cdot M) 1,6 \times 10^{-13} \quad (5)$$

No qual, inclui o fator de ganho de energia na manta M que pode ser descrito como:

$$M = \frac{\text{Deposição de energia total}}{0,8 \cdot P_{\text{fusão}}} \quad (6)$$

A Tabela 15 apresenta os parâmetros de deposição total de energia e densidade de aquecimento calculados no reator ARC, por meio da simulação com MCNP5, bem como a potência de fusão e o valor da taxa de consumo de trítio calculado para o reator.

Tabela 15: Parâmetros calculados no reator de fusão ARC.

	Reator ARC
Potência de fusão	525 MW
Deposição de energia total (MeV)	$1,814 \times 10^{+21} \pm 0,0001$
Densidade de Aquecimento nuclear (MeV/g)	$7,246 \times 10^{+13} \pm 0,0001$
Energia liberada por fusão (MeV)	$2,042 \times 10^{+01} \pm 0,0001$
Taxa de consumo de trítio (átomos/s)	$1,605 \times 10^{+20} \pm 0,0001$

Com base na taxa de consumo de trítio no sistema de fusão, foi calculado os valores de TBR de acordo com a produção de trítio nas camadas FLiBe, berílio e FLiBe com lítio-6. A Tabela 16 apresenta a contribuição das camadas de FLiBe, berílio e FLiBe com lítio-6 para a produção total de trítio. O valor total do TBR obtido para o sistema de fusão é 1,0723, próximo ao valor de referência de Sorbom et al. [8] (TBR~1,1), indicando uma autossuficiência da produção de trítio no sistema. A maior parte do trítio produzido é gerado na camada reprodutora de trítio (FLiBe - ^6Li), contribuindo 93,2% do TBR geral do sistema. Enquanto a menor fração, cerca de aproximadamente 0,2%, é produzida na região da camada de berílio. Além disso, o ^9Be presente na camada de produção, contribui com aproximadamente 0,11% para o TBR geral.

Tabela 16: Taxa de produção de trítio calculadas para as mantas FLiBe, Berílio e FLiBe-⁶Li do sistema reator ARC sem a camada de transmutação.

	Taxa de produção de trítio			Total
	⁶ Li	⁷ Li	⁹ Be	
FLiBe	0,0681 ± 0,0001	0,0018 ± 0,0001	0,0007 ± 0,0001	0,0706 ± 0,0001
Berílio	-	-	0,0020 ± 0,0001	0,0020 ± 0,0001
FLiBe - ⁶ Li	0,9981 ± 0,0001	0,0004 ± 0,0001	0,0012 ± 0,0001	0,9997 ± 0,0001
Total	1,0662 ± 0,0002	0,0022 ± 0,0002	0,0039 ± 0,0003	1,0723 ± 0,0003

Com a introdução da camada de transmutação por fissão logo após a manta de berílio, isso desencadeará um aumento no TBR. As reações de transmutação liberam nêutrons secundários, que são moderados e posteriormente atingem a camada de produção de trítio. Esse processo aumenta o valor total de TBR no sistema híbrido, otimizando a produção de trítio. A Tabela 17, apresenta os valores de TBR calculados no reator híbrido, na qual apresenta o valor de TBR total de 1,85. Observa-se que a presença da camada de transmutação resulta em um aumento de 41,1% na produção de trítio em FLiBe-⁶Li. Assim, essa configuração de reator híbrido contribui para o aumento do TBR geral do sistema híbrido, que é fator essencial para sustentar o ciclo do reator de fusão, ao mesmo tempo em que reduz a dependência de fontes externas de trítio.

Tabela 17: Taxa de produção de trítio calculadas para as mantas FLiBe, Berílio e FLiBe-⁶Li do sistema do reator ARC com a camada de transmutação.

	Taxa de produção de trítio			Total
	⁶ Li	⁷ Li	⁹ Be	
FLiBe	0,1520 ± 0,0001	0,0019 ± 0,0001	0,0007 ± 0,0001	0,1546 ± 0,0001
Berílio	-	-	0,0020 ± 0,0001	0,0020 ± 0,0001
Camada de transmutação	-	-	-	-
FLiBe - ⁶ Li	1,6967 ± 0,0001	0,0001 ± 0,0001	0,0004 ± 0,0001	1,6972 ± 0,0001
Total	1,8487 ± 0,0002	0,0020 ± 0,0002	0,0031 ± 0,0003	1,8539 ± 0,0003

4.4 Localização da camada de fissão

A Tabela 18 dispõe a localização da camada de transmutação inserida no sistema do reator ARC que corresponde a célula 15. Portanto, a melhor posição para inserir a camada de

transmutação é imediatamente após a manta de berílio, atrás do material inconel718. A Figura 15 ilustra uma seção axial do modelo com a camada de transmutação, no plano XZ, destacando as regiões de cada material.

Tabela 18: Sistema de fusão ARC com a camada de fissão, organizado por células sendo a célula 14 a que corresponde a camada transmutadora.

Componentes	Camada	Material
Plasma	célula 1	Vácuo
Câmara de Vácuo	célula 2	Tungstênio (primeira parede)
	célula 3	Inconel 718
	célula 4	Coolant FLiBe
	célula 5	Berílio
	célula 15	Camada de transmutação por fissão
	célula 6	Inconel 718
Cobertor	célula 7	FLiBe 90% de ^6Li
	célula 8	Inconel 718
	célula 9	Silicato de Alumínio
	célula 10	Blindagem de nêutrons (TiH_2)
Bobina de Campo Toroidal	célula 11	Aço inoxidável 316L(N)IG
	célula 12	REBCO
	célula 13	Aço inoxidável 316L(N)IG
Solenóide Central	célula 14	REBCO

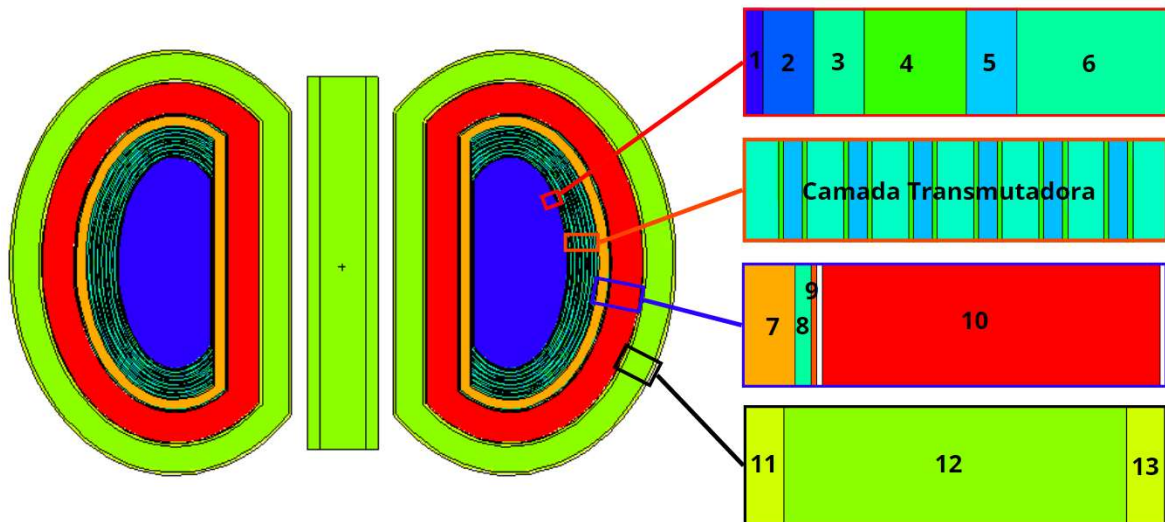


Figura 15: Modelo de reator híbrido em formato de D (vista no plano XZ) com a localização dos componentes: o destaque em vermelho indica 1- Plasma, 2- Tungstênio, 3- Inconel 718, 4- Refrigerante FLiBe, 5- Berílio e 6- Inconel718; o destaque em azul representa 7- FLiBe com 90% de 6Li, 8- Inconel 718, 9- Silicato de alumínio, 10- Blindagem de nêutrons; o destaque em preto denota 11- Aço inoxidável 316, 12- REBCO e 13- Aço inoxidável 316.

4.5 Análise do volume da camada de transmutação com (TRU, Th)O₂

A proporção de materiais de combustível, revestimento e refrigerante usados na camada de transmutação foi analisada variando gradualmente a razão entre o volume do refrigerante e o volume do combustível (V_R/V_C) a fim de atingir os valores de k_{eff} desejados para o sistema subcrítico, que opera dentro da faixa de $0,95 < k_{eff} < 1,00$ [90], [93]. Salienta-se que para este estudo manteve-se constante a composição do combustível (TRU, Th)O₂, com 15% de material fissil. A Figura 16 apresenta o k_{eff} calculado para diferentes razões de V_R/V_C .

Para a análise variou-se primeiramente o volume do combustível, fixando-se o volume do refrigerante. Em seguida, variou-se então o volume do refrigerante, fixando-se o volume do combustível. Observa-se, em ambas as curvas, que para uma razão de V_R/V_C menor que 2,00, o valor de k_{eff} se torna supercrítico ($k_{eff} > 1$), o que não é desejável. Os pontos que estão dentro da faixa de $0,95 < k_{eff} < 1,00$ correspondem as razões de 2,10, 2,15, 2,20, 2,30, 2,35, 2,40 e 2,50 destacadas no gráfico (Figura 16).

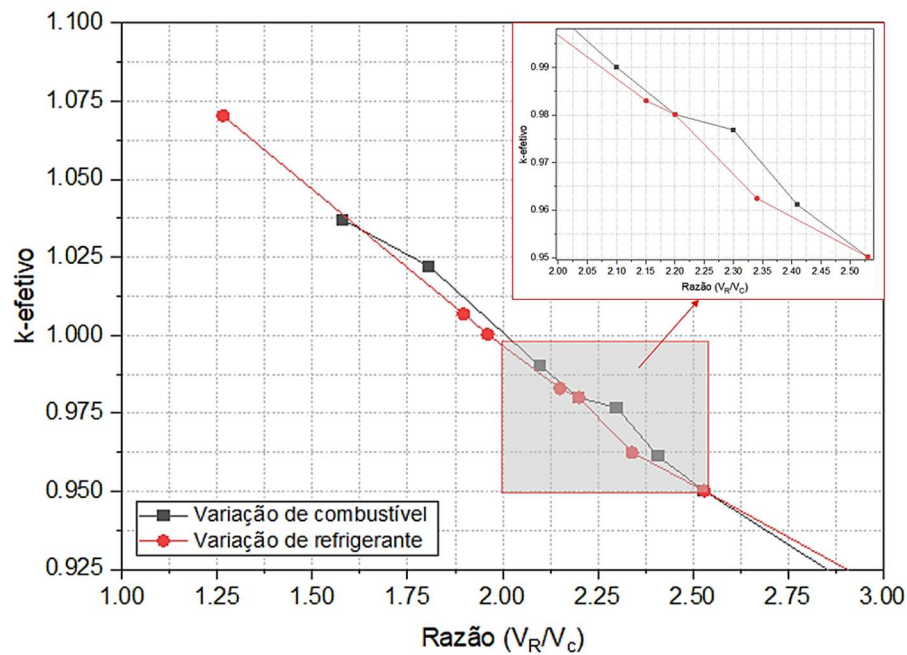


Figura 16: Valores k-efetivos calculados para diferentes razões de V_R/V_C no sistema com (TRU, Th)O₂.

Entre essas razões, os valores de k_{eff} foram calculados para os modelos híbridos HF, H4, H6, H9 e H12. Para os sistemas híbridos a razão V_R/V_C de 2,20 apresentou em todos os sistemas o valor de k_{eff} na faixa de segurança desejada de $0,95 < k_{\text{eff}} < 1,00$ (Tabela 19). Portanto, essa razão foi escolhida como o valor ótimo para a camada de transmutação, com o maior valor de k_{eff} sendo aproximadamente 0,98 calculado no modelo H4 (Tabela 19) [90], [93]. Nota-se também, que o número de camadas presentes no sistema influencia diretamente no valor k-efetivo.

Tabela 19: Valores de k_{eff} calculados para os modelos HF, H4, H6, H9 e H12 com (TRU, Th)O₂.

Modelos híbridos	Valor k-efetivo para $V_R/V_C = 2,20$	Desvio padrão
HF	0,937	0,00068
H4	0,979	0,00071
H6	0,968	0,00073
H9	0,958	0,00070
H12	0,953	0,00072

O valor de k_{eff} é menor para o modelo H12, que contém doze camadas de combustível em seu sistema, em comparação com modelos com menor número de camadas de combustível. Quanto mais camadas de combustível são adicionadas ao sistema, observa-se uma tendência de

homogeneização da camada transmutadora (semelhante ao modelo HF), por isso, no modelo HF, o valor de k_{eff} é menor quando comparado aos demais modelos.

Para as proporções de 2,10 e 2,15, os valores de k_{eff} para modelos heterogêneos (H4, H6, H9 e H12) estavam acima da faixa de segurança, enquanto para as proporções de 2,30, 2,35, 2,40 e 2,50, os valores de k_{eff} para os sistemas híbridos estavam abaixo da faixa de segurança. A Tabela 20 apresenta os parâmetros de volume, a massa e a temperatura dos materiais utilizados na camada de transmutação para os modelos HF, H4, H6, H9 e H12.

Tabela 20: Parâmetros usados no design da camada de transmutação por fissão para ambos os modelos HF, H4, H6, H9 e H12 com o combustível (TRU, Th)O₂.

Componentes	Material	Volume (cm ³)	Massa (ton)	Temperatura (K)
Combustível	Combustível (TRU, Th)O ₂	7,13 x10 ⁶	74,90	1200
Revestimento	HT-9	3,62 x10 ⁶	28,23	900
Refrigerante	Chumbo-Bismuto (LBE)	1,57 x10 ⁷	141,75	650
Total		2,65 x10 ⁷		

4.6 Análise de taxas de reação no sistema híbrido com (TRU, Th)O₂

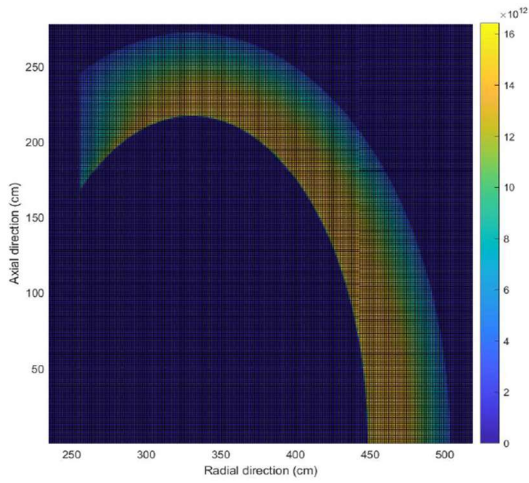
A Tabela 21 apresenta as taxas de reação calculadas no volume da camada de transmutação para os modelos HF, H4, H6, H9 e H12. Para todos os modelos, as maiores taxas de reação são de colisão elástica, fissão e captura. Observa-se que com o aumento do número de camadas de combustível no sistema para os modelos H4, H6, H9 e H12, há uma diminuição nas reações de captura e nas reações de fissão. Nota-se também o mesmo comportamento sob a taxa de reação total nos sistemas. No modelo HF, há uma maior probabilidade de induzir reações elásticas devido à homogeneização do combustível, revestimento e refrigerante.

Tabela 21: Taxa de reação calculada no volume da camada de transmutação nos modelos híbridos HF, H4, H6, H9 e H12.

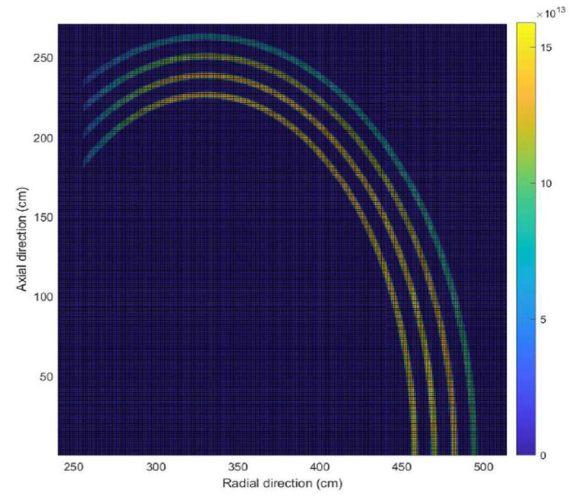
	HF	H4	H6	H9	H12
Taxa de reação Total	1,56 x 10 ⁺¹⁵	5,93 x 10 ⁺¹⁵	3,97 x 10 ⁺¹⁵	3,18 x 10 ⁺¹⁵	2,93 x 10 ⁺¹⁵
Reação (n,2n)	5,63 x 10 ⁺¹¹	8,66 x 10 ⁺¹¹	6,68 x 10 ⁺¹¹	6,03 x 10 ⁺¹¹	5,85 x 10 ⁺¹¹
Reação de Captura	1,15 x 10 ⁺¹³	1,04 x 10 ⁺¹⁴	7,05 x 10 ⁺¹³	5,71 x 10 ⁺¹³	5,29 x 10 ⁺¹³
Colisão Elástica	1,49 x 10 ⁺¹⁵	5,40 x 10 ⁺¹⁵	3,62 x 10 ⁺¹⁵	2,90 x 10 ⁺¹⁵	2,67 x 10 ⁺¹⁵
Colisão Inelástica	5,86 x 10 ⁺¹²	5,40 x 10 ⁺¹³	3,39 x 10 ⁺¹³	2,59 x 10 ⁺¹³	2,33 x 10 ⁺¹³
Reação de Fissão	9,97 x 10 ⁺¹²	1,03 x 10 ⁺¹⁴	6,87 x 10 ⁺¹³	5,49 x 10 ⁺¹³	5,05 x 10 ⁺¹³

A Figura 17 apresenta as taxas de reação de fissão para os diferentes modelos de camada de transmutação nos sistemas HF, H4, H6, H9 e H12. Nas camadas internas do combustível, mais próximas da fonte, ocorrem mais reações de fissão do que nas camadas externas. Esse comportamento está diretamente associado ao espectro de nêutrons mais endurecido, o que aumenta a probabilidade de fissão dos actínídeos presentes no combustível reprocessado.

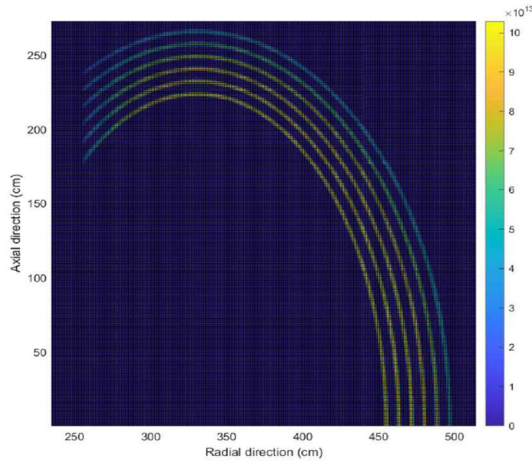
À medida que o número de camadas de combustível aumenta, nota-se uma diminuição da taxa de fissão, uma vez que os nêutrons perdem energia ao interagir com os materiais internos antes de atingir as regiões mais externas da camada. Com isso, nos sistemas com maior número de camadas (como H9 e H12), as taxas de fissão apresentam valores menores em comparação com os sistemas de menor espessura (como H4 e H6).



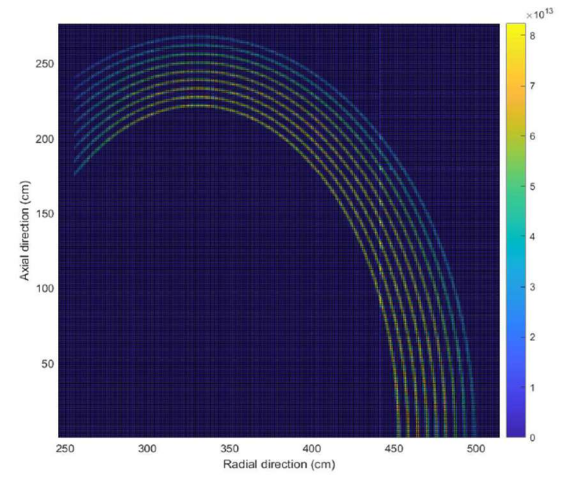
HF



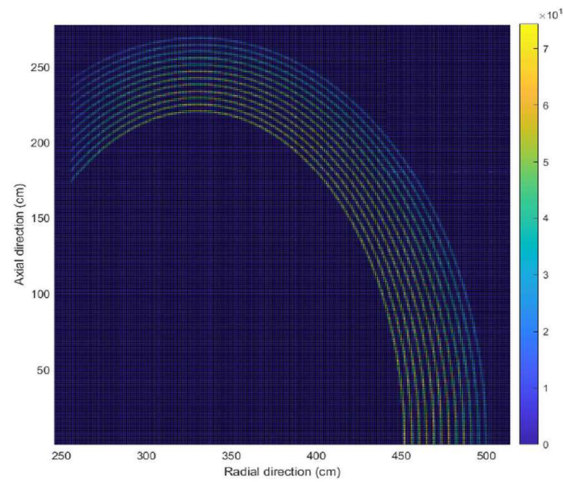
H4



H6



H9



H12

Figura 17: Cálculo da taxa de reação de fissão para a camada de transmutação nos sistemas HF, H4, H6, H9 e H12.

A Figura 18 apresenta os espectros de fluxo de nêutrons em função da energia para as diferentes configurações de camada de transmutação, HF, H4, H6, H9 e H12. O espectro cobre uma faixa energética que se estende desde a região térmica ($E < 0,1$ eV), até a região de nêutrons rápidos, com energia até 20 MeV.

Na região de nêutrons rápidos ($E > 0,1$ MeV), onde o fluxo atinge seu valor máximo de aproximadamente 1×10^{15} n/cm²·s, observa-se uma tendência sistemática: o modelo H4 apresenta os maiores níveis de fluxo, seguido por H6, H9 e H12 em ordem decrescente. Este comportamento reflete o aumento da probabilidade de interações sucessivas entre os nêutrons e o material combustível à medida que a heterogeneidade radial da camada de transmutação é aumentada.

Os modelos com mais camadas de combustíveis atenuam o fluxo de nêutrons rápidos, devido as reações de espalhamento e absorção. Na região epitérmica (entre 1 eV e 0,1 MeV), que apresenta o comportamento característico de $1/E$ associado ao processo de moderação, e na região térmica ($E < 1$ eV), as diferenças entre as configurações tornam-se mais evidentes. Os modelos com maior número de camadas, particularmente H9 e H12, exibem fluxos menores nessa faixa quando comparado ao H4 e H6.

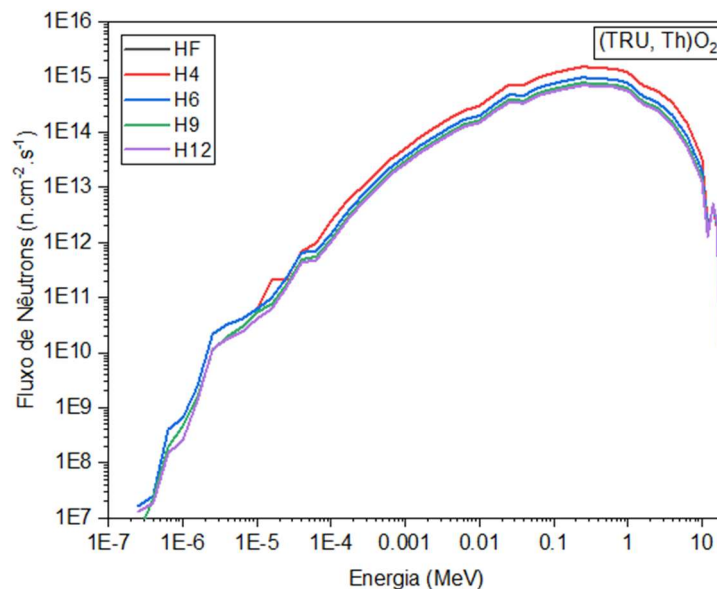


Figura 18: Fluxo de nêutrons calculado no volume da camada de transmutação por fissão para os modelos HF, H4, H6, H9 e H12 com (TRU, Th)O₂.

4.7 Análise de queima do combustível (TRU, Th)O₂

Para o processo de queima do combustível (TRU, Th)O₂, os dados da Tabela 20 foram utilizados para estabelecer a potência de fissão, considerando uma duração de queima de 5 anos. Com base na equação (6), foi determinada para os modelos H4, H6, H9 e H12, uma potência de 1556 MWth, correspondente a uma taxa de queima diária de 20 MW/tHM. A Figura 19 apresenta a evolução temporal do valor de k_{eff} ao longo da queima do combustível, nos diferentes modelos H4, H6, H9 e H12, nos quais os valores no início da queima correspondiam a 0,98, 0,97, 0,96 e 0,96, respectivamente. O modelo H4 apresenta maior fator de multiplicação de nêutrons ao longo da queima, seguido pelos modelos H6 e H9. O modelo H12 tem o menor fator de multiplicação em comparação aos outros sistemas.

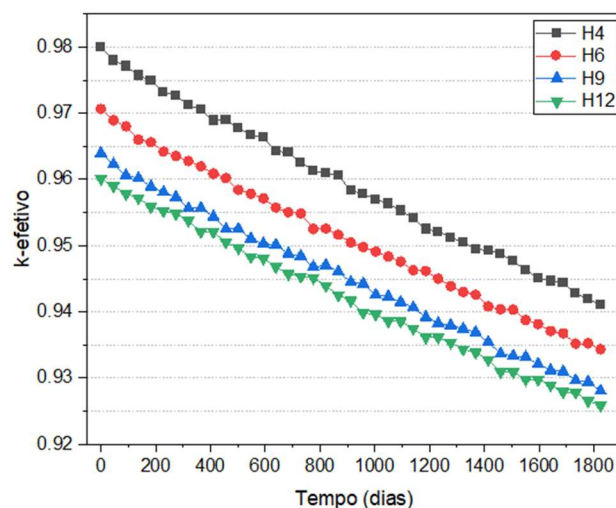


Figura 19: Valores de k_{eff} ao longo da queima de combustível (TRU, Th)O₂ para os sistemas H4, H6, H9 e H12.

A Figura 20 apresenta o espectro do fluxo de nêutrons sob diferentes faixas de energia calculadas na região da camada de transmutação durante a queima para os sistemas H4, H6, H9 e H12. As Figura 20 (a) e (b) mostram o fluxo de nêutrons na região intermediária de nêutrons, enquanto as (c) e (d) apresentam o espectro na região de nêutrons rápidos. O comportamento do fluxo de nêutrons para região de energia de $E < 100\text{eV}$, permanece semelhante entre os modelos (Figura 20 (a)).

Para região de energia de $100\text{eV} < E < 100\text{keV}$, o fluxo de nêutrons é maior para o modelo H12, apesar de ter um k_{eff} menor ao longo da queima (Figura 20 (b)). Esse comportamento sugere que seja devido ao reator necessariamente aumentar o número de nêutrons de fissão na

camada de transmutação para manter a potência constante durante o tempo de queima. Entretanto, para o espectro na região de nêutrons rápidos ($0,1 \text{ MeV} < E < 20 \text{ MeV}$), observa-se um comportamento inverso: os fluxos de nêutrons nos modelos H4 e H6 são superiores quando comparados aos modelos H9 e H12 (Figura 18(c) e (d)). Logo, esse resultado sugere que, nos sistemas com maior número de camadas de combustível, há uma maior termalização dos nêutrons rápidos, que acabam migrando para a região de nêutrons epitérmicos. Esse processo favorece o aumento das reações de captura na região de ressonância das seções de choque, especialmente para núclidos férteis como o ^{232}Th , reduzindo a disponibilidade relativa de nêutrons rápidos nas camadas externas.

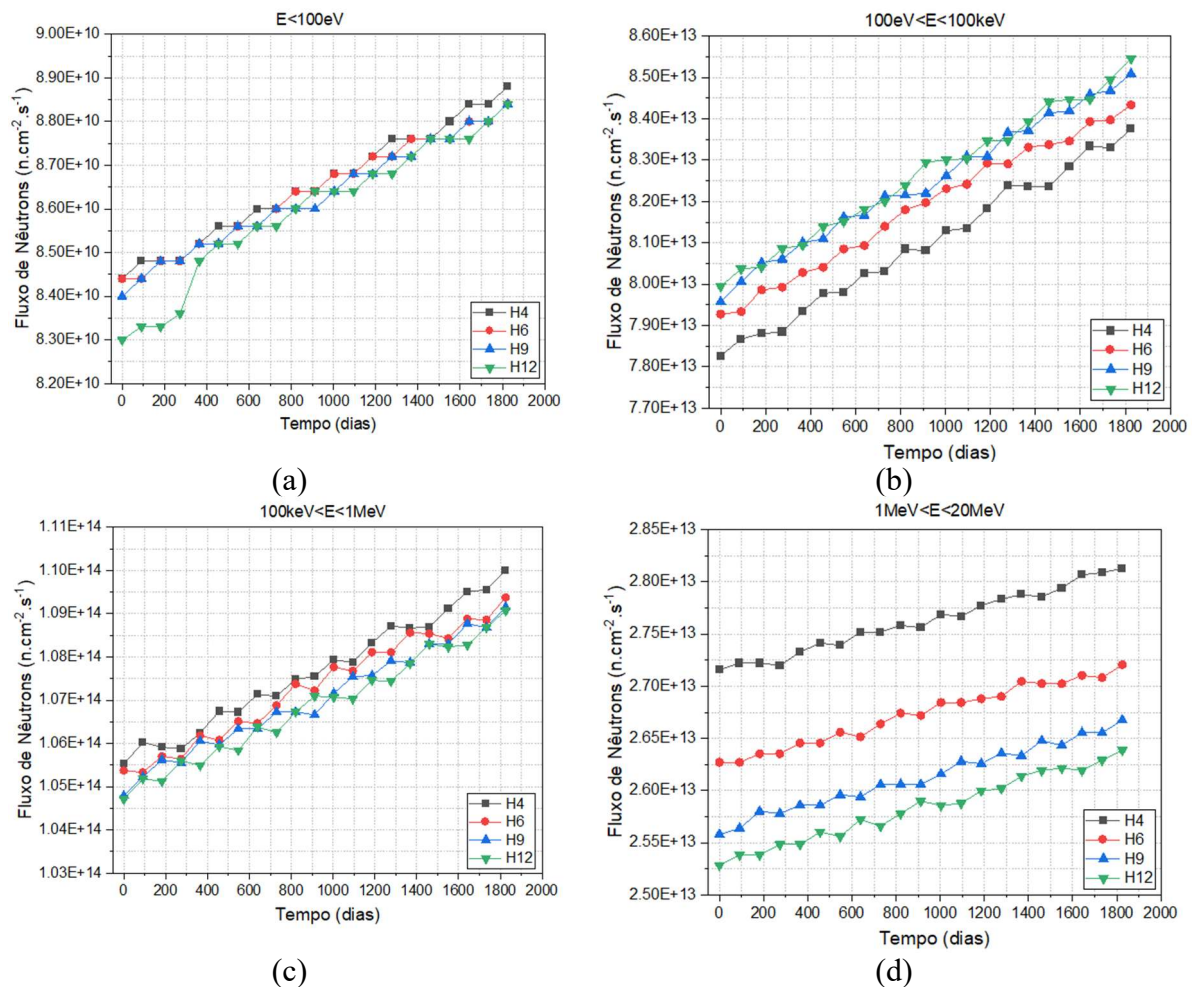


Figura 20: Fluxo de nêutrons calculado ao longo da queima com o combustível (TRU, Th) O_2 para os sistemas H4, H6, H9 e H12, em diferentes regiões de energia: a) $E < 10\text{keV}$, b) $100\text{eV} < E < 100\text{keV}$, c) $100\text{keV} < E < 1\text{MeV}$ e d) $1\text{MeV} < E < 20\text{MeV}$

Os actínídeos foram acompanhados durante a queima do combustível nos diferentes modelos híbridos H4, H6, H9 e H12. Na Figura 21, os núclídeos são expressos em unidades de

quilogramas (kg). Durante o processo da queima para os H4, H6, H9 e H12 foi observado uma transmutação significativa nos nuclídeos: ^{241}Pu , ^{239}Pu , ^{237}Np , ^{238}U e ^{232}Th . Ao analisar a transmutação desses nuclídeos, o modelo H6 apresenta a maior transmutação desses isótopos, seguido pelo modelo H4 e depois H12. Embora o modelo H9 apresente a menor transmutação desses nuclídeos, este apresenta o maior acúmulo de ^{241}Am . Esse acúmulo de amerício é devido à captura radioativa sucessiva por ^{239}Pu [3].

Em relação ao isótopo ^{232}Th , o modelo H6 teve uma transmutação ligeiramente maior, seguido por H4 e H12, que tiveram resultados semelhantes. Essa transmutação se deve ao ciclo do combustível de tório [60]. O ^{232}Th tem um comportamento regenerativo, que produz ^{233}U . Essa produção é mostrada na Figura 21, na qual o maior acúmulo de ^{233}U ocorre em H6, seguido pelo modelo H12 e posteriormente H4.

Os isótopos ^{239}Pu e ^{241}Pu exibem uma seção de choque de fissão maior para nêutrons térmicos do que para nêutrons rápidos, mas durante a queima, estes foram transmutados em grandes quantidades. Essa transmutação contribui para a quantidade de transmutação total em ambos os modelos híbridos, embora o fluxo de nêutrons se concentre na região intermediária e na região de nêutrons rápidos. De acordo com os dados da Figura 21, o modelo H6, que tem seis camadas de combustível, apresentou maior transmutação, seguido pelo modelo H4, que tem quatro camadas de combustível em seu sistema.

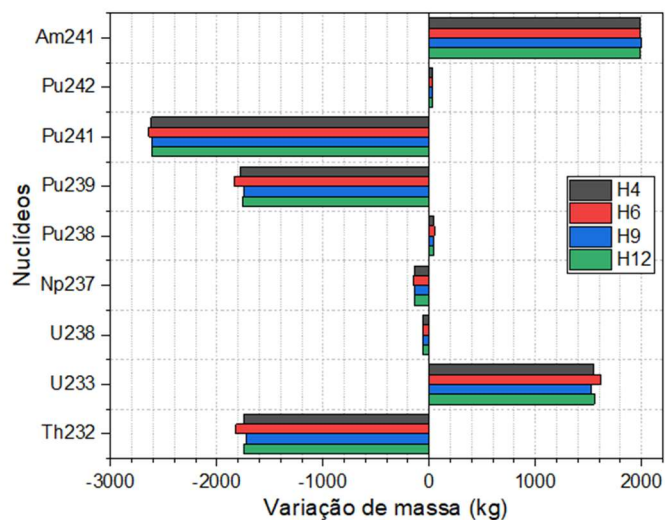


Figura 21: Variação de massa em kg dos isótopos acompanhados durante a queima do combustível (TRU, Th)O₂ para os modelos H4, H6, H9 e H12.

A Figura 22 apresenta outros actinídeos, em unidades de grama, acompanhados durante a queima para os modelos H4, H6, H9 e H12. Para todos os modelos, houve apenas acúmulo

dos isótopos ^{245}Cm , ^{244}Cm , ^{242}Cm , ^{243}Am , ^{242}Am , ^{242}Pu , ^{240}Pu , ^{236}U , ^{235}U , ^{234}U , ^{232}U , ^{233}Pa e ^{231}Pa . De acordo com os dados, a maioria dos isótopos mostrou uma produção maior para os modelos H6 e H12. Nos modelos H4 e H9, há acúmulos menores.

O modelo H6 apresenta maiores produções dos isótopos: ^{245}Cm , ^{244}Cm , ^{242}Am , ^{242}Pu e ^{234}U e a menor produção do isótopo ^{235}U . Para o modelo H12, os isótopos ^{243}Am , ^{240}Pu , ^{236}U , ^{232}U e ^{231}Pa apresentam maior produção. A produção do nuclídeo ^{232}U é maior para H12 e H6 devido a uma maior quantidade de transmutação por captura de nêutrons do ^{232}Th . Embora o modelo H4 tenha apresentado um menor acúmulo de alguns isótopos, apresentou uma maior produção de ^{242}Cm e ^{233}Pa .

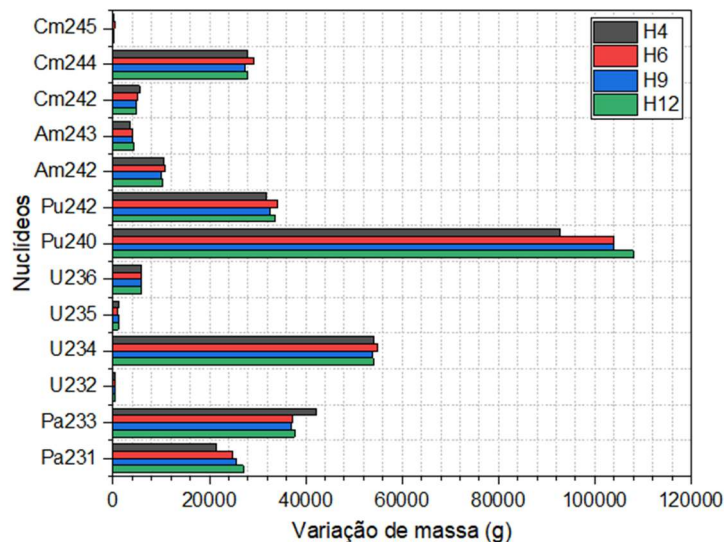


Figura 22: Variação de massa em grama dos isótopos acompanhados durante a queima do combustível (TRU, Th) O_2 para os modelos H4, H6, H9 e H12.

A Figura 22 apresenta a quantidade de produtos de fissão gerados nos diferentes modelos analisados. Verifica-se que a maior produção ocorre no modelo H6, seguido, em ordem decrescente, pelos modelos H4, H12 e H9. Esse comportamento está diretamente associado à forma como o combustível é distribuído em camadas, uma vez que todos os modelos possuem o mesmo volume total de combustível, diferenciando-se apenas pelo número de subdivisões internas.

No modelo H6, a divisão em seis camadas de combustível estabelece um equilíbrio entre o fluxo de nêutrons e a quantidade de material exposto às interações nucleares, ou seja, maximiza a ocorrência de reações de fissão nas camadas mais internas do sistema. Esse arranjo permite que uma fração significativa de nêutrons rápidos interaja com os actinídeos antes de

sofrerem termalização para faixas de energia menos favoráveis à fissão, resultando em uma produção maior de produtos de fissão.

No modelo H4, o menor número de camadas resulta em subdivisões mais espessas de combustível. Essa configuração permite que parte significativa do fluxo de nêutrons incidente ainda provoque fissão, porém a distribuição menos refinada do combustível reduz a eficiência global na utilização do espectro. Como consequência, o desempenho do modelo H4 se mantém intermediário, inferior ao do modelo H6, no qual a divisão em mais camadas favorece um aproveitamento mais equilibrado do fluxo de nêutrons.

Por outro lado, nos modelos H12 e H9, a subdivisão excessiva promove uma atenuação progressiva do fluxo de nêutrons à medida que atravessa as camadas internas, reduzindo significativamente a intensidade de nêutrons rápidos disponíveis nas regiões mais externas. Esse efeito é particularmente crítico porque os nêutrons que atingem as últimas camadas já apresentam um espectro mais moderado, o que aumenta a probabilidade de capturas em ressonância (especialmente em férteis como o ^{232}Th) em detrimento de reações de fissão, diminuindo a produção global de produtos de fissão.

Esses resultados evidenciam que a maior subdivisão do combustível em camadas não implica, necessariamente, em maior eficiência de transmutação. Há um ponto de equilíbrio ótimo na forma como a espessura total do combustível é particionada, no qual a interação nêutron-combustível é potencializada sem comprometer a interação do fluxo de nêutrons nas regiões das camadas externas. Essa condição é observada no modelo H6, que apresentou a melhor relação entre aproveitamento do fluxo de nêutrons e a geração de produtos de fissão.

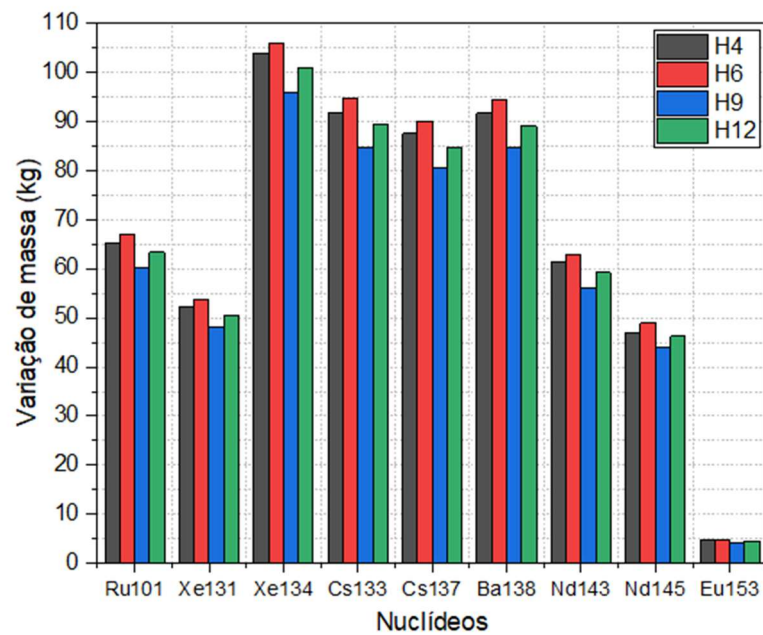


Figura 23 Produtos de fissão calculados na queima do combustível (TRU, Th)O₂ nos modelos H4, H6, H9 e H12.

A Figura 24 apresenta a taxa de transmutação dos actínídeos calculada durante a queima do combustível nos diferentes modelos híbridos. Analisando a taxa de transmutação dos actínídeos, observa-se uma porcentagem de transmutação relativa à quantidade inicial de combustível no sistema de 1,087% para H4, 1,085% para H6, 1,084% para H9 e 1,082% para o modelo H12 (Tabela 22). Essa taxa de transmutação é consistente com a quantidade de acúmulo de produtos de fissão, indicando que mais fissões ocorreram durante a queima nos modelos H4 e H6. Portanto, apesar da diferença no número de camadas de combustível nos sistemas, os modelos H4 e H6 foram os melhores em relação às opções de transmutação entre os modelos analisados.

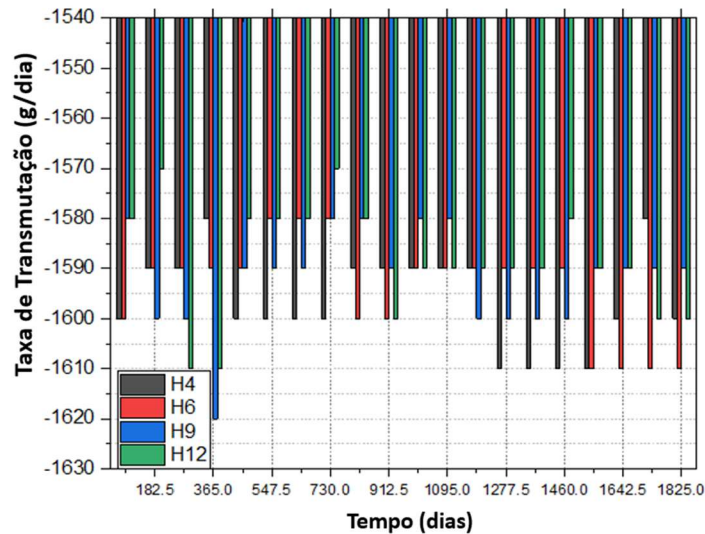


Figura 24: Taxa de transmutação dos actínidos calculada nos modelos H4, H6, H9 e H12.

Tabela 22: Transmutação dos actínidos calculada para os modelos H4, H6, H9 e H12 com o combustível (TRU, Th)O₂.

	Média da taxa de transmutação (g/dia)	Transmutação total (g)	Porcentagem transmutada (%)
H4	$1,597 \times 10^{+03}$	$2,914 \times 10^{+06}$	1,087
H6	$1,594 \times 10^{+03}$	$2,909 \times 10^{+06}$	1,085
H9	$1,592 \times 10^{+03}$	$2,905 \times 10^{+06}$	1,084
H12	$1,589 \times 10^{+03}$	$2,899 \times 10^{+06}$	1,082

4.8 Análise do volume da camada de transmutação com (TRU, Th)N

A análise da proporção entre combustível, revestimento e refrigerante na camada de transmutação para o sistema com combustível (TRU, Th)N foi realizada utilizando a mesma metodologia adotada na seção 4.5 para o caso (TRU, Th)O₂, isto é, variando-se gradualmente a razão entre o volume do refrigerante e o volume do combustível (V_R/V_C) com o objetivo de manter o sistema híbrido na faixa subcrítica de interesse, $0,95 < k_{eff} < 0,98$ [90], [93].

Para esse estudo, manteve-se constante a composição do combustível (TRU, Th)N, com 15% de material fissil, e avaliou-se o comportamento do k_{eff} em função de diferentes razões de V_R/V_C , conforme mostrado na Figura 25.

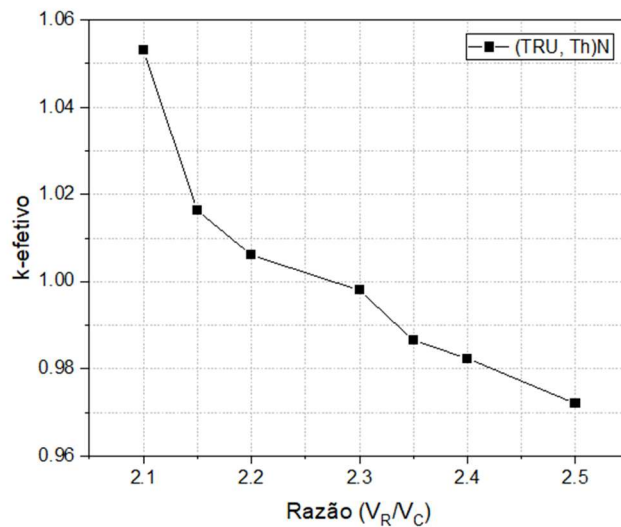


Figura 25: Valores k-efetivos calculados para diferentes razões de V_R/V_C no sistema com (TRU, Th)N.

Observa-se uma tendência de redução do k_{eff} com o aumento de V_R/V_C . Para razões mais baixas, o sistema torna-se supercrítico: em $V_R/V_C = 2,10$, obtém-se k_{eff} em torno de 1,05, e com a razão de 2,15 o valor ainda permanece acima de 1 ($\approx 1,02$). Mesmo com a razão de 2,20, que foi utilizada no sistema com o sistema (TRU, Th)O₂, o k_{eff} se mantém supercrítico ($\approx 1,01$), indicando que, para o combustível nitreto, é necessário um maior volume relativo de refrigerante (isto é, menor fração volumétrica de combustível) para reduzir a reatividade e atender ao critério de subcriticidade.

Os pontos que passam a atender ao intervalo de segurança $0,95 < k_{eff} < 1,00$ iniciam-se a partir de $V_R/V_C = 2,30$, para o qual o k_{eff} é próximo de 1,00 ($\approx 0,998$). Para razões mais elevadas, como 2,35, 2,40 e 2,50, os valores de k_{eff} permanecem dentro da faixa subcrítica desejada, decrescendo aproximadamente para 0,99, 0,98 e 0,97, respectivamente. Em termos de projeto, isso evidencia que o sistema com (TRU, Th)N demanda razões V_R/V_C mais altas do que o caso com dióxido para operar com margens adequadas de subcriticidade, o que é consistente com a maior densidade atômica de metal pesado e menores perdas por absorções associadas ao oxigênio, exigindo maior razão de V_R/V_C para controlar o k_{eff} .

Como etapa subsequente, as razões V_R/V_C que permanecem dentro da janela subcrítica ($0,95 < k_{eff} < 1,00$) foram adotadas como candidatas para o cálculo do k_{eff} nos modelos híbridos HF, H4, H6, H9 e H12. Assim, para o combustível (TRU, Th)N, a razão 2,40 apresentou, em todos os modelos, valores de k_{eff} dentro da faixa subcrítica desejada, conforme os resultados obtidos mostrados na Tabela 23. Dessa forma, essa razão foi selecionada como o valor ótimo

para a camada de transmutação no caso nitreto, garantindo margem adequada frente à criticidade.

Tabela 23: Valores de k_{eff} calculados para os modelos HF, H4, H6, H9 e H12 com (TRU, Th)N.

Modelos híbridos	Valor k-efetivo para $V_R/V_c=2,40$	Desvio padrão
HF	0,948	0,001
H4	0,982	0,001
H6	0,968	0,001
H9	0,958	0,001
H12	0,955	0,001

O maior valor de k-efetivo calculado foi para o modelo H4, com apresentando o valor de 0,98, enquanto o menor valor ocorreu no modelo HF, com o valor de 0,95. Observa-se ainda que o número de camadas de combustível influencia diretamente o valor de k_{eff} . Os modelos heterogêneos (H4 e H6) apresentam maior reatividade em comparação aos modelos com maior discretização (H9 e H12), que tendem a se aproximar do comportamento do caso homogêneo (HF), resultando em valores menores de k_{eff} .

Esses resultados confirmam que a escolha da razão de V_R/V_c deve considerar o efeito da heterogeneidade da camada de transmutação, de modo a assegurar que todas as configurações permaneçam dentro do intervalo subcrítico. Assim, para a camada de transmutação com o combustível (TRU, Th)N os parâmetros de volume, a massa e a temperatura dos materiais utilizados para os modelos HF, H4, H6, H9 e H12 são apresentados na Tabela 24.

Tabela 24: Parâmetros usados no design da camada de transmutação por fissão para ambos os modelos HF, H4, H6, H9 e H12 com o combustível (TRU, Th)N.

Componentes	Material	Volume (cm³)	Massa (ton)	Temperatura (K)
Combustível	Combustível (TRU, Th)N	6,72 x10 ⁶	96,10	1200
Revestimento	HT-9	3,62 x10 ⁶	28,23	900
Refrigerante	Chumbo-Bismuto (LBE)	1.61 x10 ⁷	146,09	650
Total		2,65 x10 ⁷		

4.9 Análise neutrônica do sistema híbrido com (TRU, Th)N

A Tabela 25 apresenta as taxas de reação calculadas no volume da camada de transmutação para os modelos H4, H6, H9 e H12 utilizando o combustível (TRU,Th)N (15% de material fissil Tabela 12) e mantendo-se $VR/VC = 2,40$. Para todos os modelos, as maiores contribuições correspondem à colisão elástica, fissão e captura, semelhante comportamento quando comparado aos modelos com o combustível (TRU, Th)O₂. Observa-se que, com o aumento do número de camadas de combustível (de H4 para H12), ocorre uma redução progressiva das taxas de fissão e também da taxa de reação total. O modelo H4 apresentou maiores taxas em todas as reações analisadas, o que se correlaciona diretamente com o k_{eff} em H4 cuja o valor é de 0,98 ser maior em relação ao H6 que possui um valor de $k_{eff}=0,97$.

Tabela 25: Taxa de reação calculada no volume da camada de transmutação nos modelos híbridos H4 e H6 contendo o combustível reprocessado (TRU, Th)N.

	(TRU, Th)N			
	H4	H6	H9	H12
Taxa de reação Total	$1,97 \times 10^{+16}$	$1,27 \times 10^{+16}$	$1,09 \times 10^{+16}$	$9,71 \times 10^{+15}$
Reação (n,2n)	$4,23 \times 10^{+12}$	$3,18 \times 10^{+12}$	$2,27 \times 10^{+12}$	$1,30 \times 10^{+12}$
Reação de Captura	$6,41 \times 10^{+14}$	$3,88 \times 10^{+14}$	$2,79 \times 10^{+14}$	$1,55 \times 10^{+13}$
Colisão Elástica	$1,73 \times 10^{+16}$	$1,11 \times 10^{+16}$	$5,98 \times 10^{+15}$	$4,87 \times 10^{+15}$
Colisão Inelástica	$2,26 \times 10^{+14}$	$1,40 \times 10^{+14}$	$1,05 \times 10^{+14}$	$3,54 \times 10^{+13}$
Reação de Fissão	$5,97 \times 10^{+14}$	$3,69 \times 10^{+14}$	$1,98 \times 10^{+14}$	$5,87 \times 10^{+13}$

A Figura 26 apresenta os espectros de fluxo de nêutrons em função da energia para as diferentes configurações de camada de transmutação, H4, H6, H9 e H12 com o combustível (TRU, Th)N. O espectro cobre uma faixa energética que se estende desde a região térmica ($E < 0,1$ eV), até a região de nêutrons rápidos, com energia até 20 MeV.

Na região de nêutrons rápidos ($E > 0,1$ MeV), onde o fluxo atinge seu valor máximo de aproximadamente 1×10^{15} n/cm²·s, observa-se uma tendência sistemática: o modelo H4 apresenta os maiores níveis de fluxo, seguido por H6, H9 e H12 em ordem decrescente. Este comportamento reflete o aumento da probabilidade de interações sucessivas entre os nêutrons e o material combustível à medida que a heterogeneidade radial da camada de transmutação é aumentada.

Com as reações de espalhamento e absorção, os modelos com mais camadas de combustíveis atenuam o fluxo de nêutrons rápidos. Esse comportamento do fluxo é semelhante ao sistema com o combustível (TRU, Th)O₂, porém com valores maiores totais de fluxo de nêutrons. Na região de correspondente aos nêutrons térmicos ($E < 1$ eV), observa-se que a variação no número de camadas de combustível, contendo o combustível (TRU, Th)N, na

camada de transmutação influencia nessa região apresentando um comportamento de fluxo com maiores valores para H4, seguido do H6, H12 e posteriormente H9.

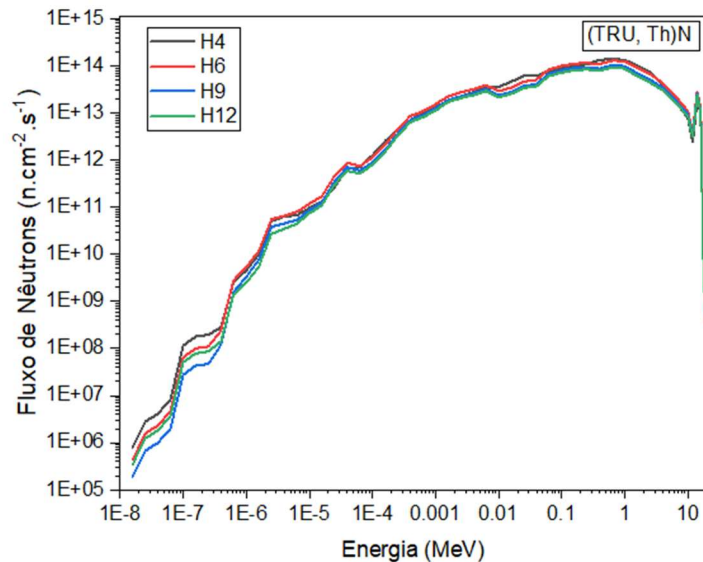


Figura 26: Fluxo de nêutrons calculado no volume da camada de transmutação por fissão para os modelos HF, H4, H6, H9 e H12 com (TRU, Th)N.

4.10 Análise de queima do combustível (TRU, Th)N

Para o processo de queima do combustível reprocessado (TRU,Th)N, adotou-se a mesma metodologia empregada na análise com (TRU,Th)O₂, considerando uma duração de queima de 5 anos e mantendo a taxa de queima diária de 20 MW/t. Nessas condições, para uma massa total de combustível de 96,1 toneladas, obtém-se uma potência térmica de fissão de aproximadamente 1922 MWth.

A Figura 27 apresenta a evolução temporal do fator de multiplicação efetivo (k_{eff}) ao longo da queima para os modelos H4, H6, H9 e H12, nos quais os valores no início da queima correspondiam a 0,98, 0,97, 0,96 e 0,95, respectivamente. Observa-se que o H4 mantém os maiores valores de k_{eff} durante todo o período, seguido por H6, enquanto H9 e H12 apresentam valores inferiores, comportamento que pode estar associado ao maior particionamento de camadas de combustível na camada de transmutação, que intensifica a atenuação do fluxo de nêutrons e reduz os valores de k_{eff} ao longo das camadas mais externas.

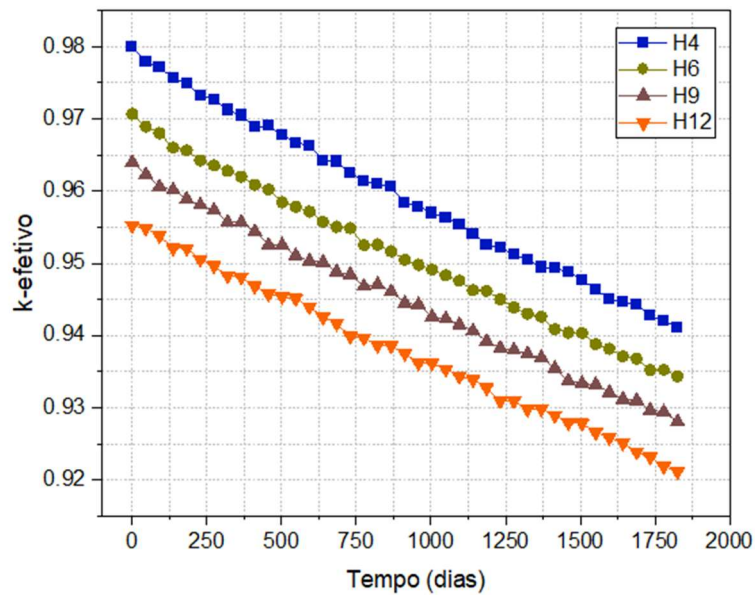


Figura 27: Valores de k_{eff} ao longo da queima de combustível (TRU, Th)N para os sistemas H4, H6, H9 e H12.

A Figura 28 apresenta o espectro do fluxo de nêutrons na região da camada de transmutação, em diferentes faixas de energia, ao longo da queima para os modelos analisados. Na região $E < 100$ eV, verifica-se que o espectro permanece semelhante entre os modelos. Na faixa $100 \text{ eV} < E < 100 \text{ keV}$, observa-se um incremento relativo do fluxo nos modelos com maior número de camadas, com ênfase para o H9, mesmo apresentando menor k_{eff} quando comparado ao H4 e H6, mostra resultado consistente com a normalização do sistema para sustentar a potência de fissão térmica ao longo do processo de queima.

Por outro lado, na região de nêutrons rápidos (0,1–20 MeV), os modelos H4 e H6 exibem maiores níveis de fluxo quando comparados aos modelos H9 e H12. Esse comportamento confirma que o aumento do número de camadas promove maior número de interfaces e trajetórias efetivas na camada de transmutação, intensificando a termalização dos nêutrons rápidos e deslocando parte do espectro para a região epitérmica, onde se tornam mais relevantes as capturas em ressonância, particularmente em núclídeos férteis como o ^{232}Th . Isso faz com que ocorra a redução da disponibilidade relativa de nêutrons rápidos nas regiões externas da camada de transmutação.

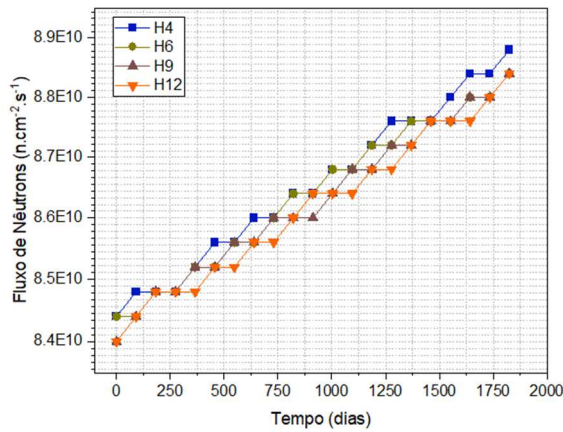
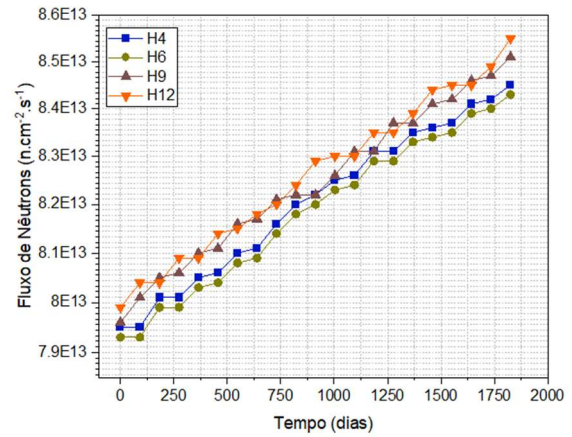
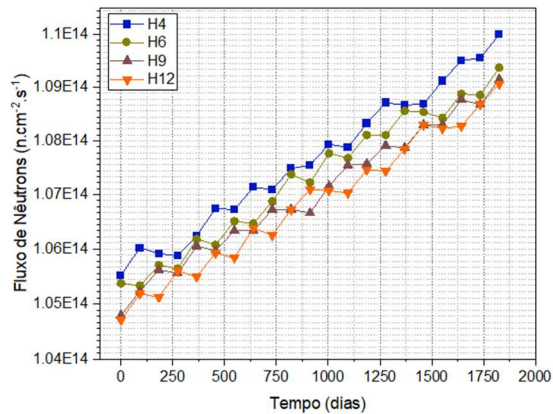
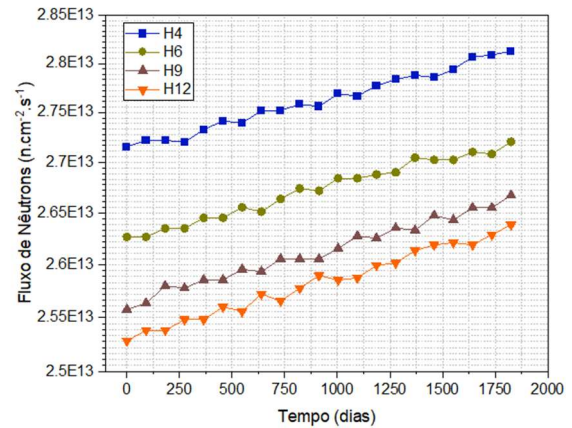
(a) $E < 100 \text{ eV}$ (b) $100 \text{ eV} < E < 100 \text{ keV}$ (c) $100 \text{ keV} < E < 1 \text{ MeV}$ (d) $1 \text{ MeV} < E < 20 \text{ MeV}$

Figura 28: Fluxo de nêutrons calculado ao longo da queima com o combustível (TRU, Th)N para os sistemas H4, H6, H9 e H12, em diferentes regiões de energia: a) $E < 10 \text{ keV}$, b) $100 \text{ eV} < E < 100 \text{ keV}$, c) $100 \text{ keV} < E < 1 \text{ MeV}$ e d) $1 \text{ MeV} < E < 20 \text{ MeV}$.

A evolução isotópica dos actínidos foi acompanhado ao longo da queima do combustível (TRU, Th)N para os modelos H4, H6, H9 e H12, destacando-se a transmutação dos principais nuclídeos ^{241}Pu , ^{239}Pu , ^{237}Np , ^{238}U e ^{232}Th (Figura 29, em quilogramas). Também foi acompanhado o comportamento de outros nuclídeos em unidades de grama (Figura 30), na qual houve acúmulo dos isótopos: ^{245}Cm , ^{244}Cm , ^{242}Cm , ^{243}Am , ^{242}Am , ^{242}Pu , ^{240}Pu , ^{236}U , ^{235}U , ^{234}U , ^{232}U , ^{233}Pa e ^{231}Pa . De acordo com os dados, a maioria dos isótopos mostrou uma produção maior para os modelos H6 e H12. Nos modelos H4 e H9, há acúmulos menores.

Assim, os resultados obtidos demonstraram que o modelo H6 apresenta a maior quantidade de transmutação dos actínidos menores, seguido por H4, apontando o melhor aproveitamento do fluxo de nêutrons provindos da fonte externa de fusão. Já nos modelos mais discretizados (H9 e H12), com o maior fluxo de nêutrons na região epitérmica ocorrem maiores

reações de captura, o que tende a reduzir a transmutação total nuclídeos fissionáveis e favorecer o acúmulo de isótopos como ^{241}Am no H9, associado a cadeias de captura sucessivas a partir do plutônio. Já para o ^{232}Th , verifica-se o comportamento regenerativo do ciclo do tório, com produção de ^{233}U , sendo maiores quantidade observado no H6, seguido do H4, H9 e H12.

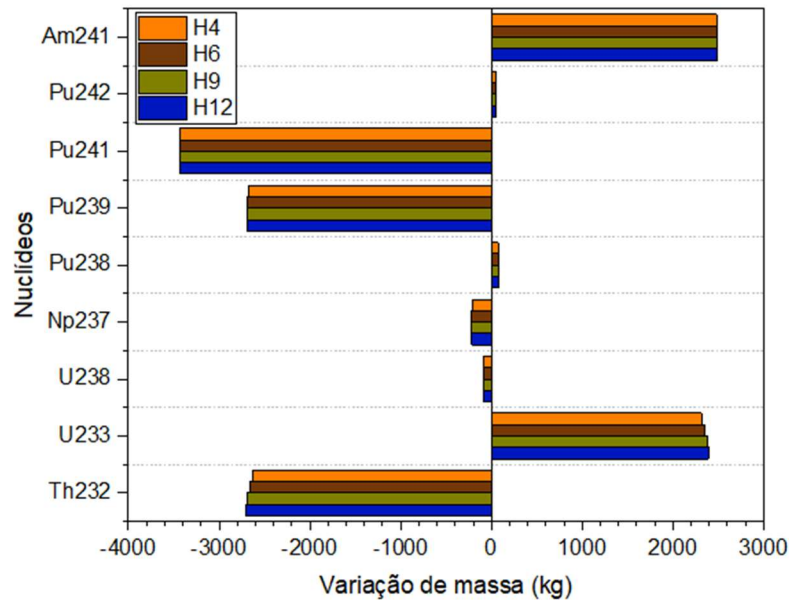


Figura 29: Variação de massa em kg dos isótopos acompanhados durante a queima do combustível (TRU, Th)N para os modelos H4, H6, H9 e H12.

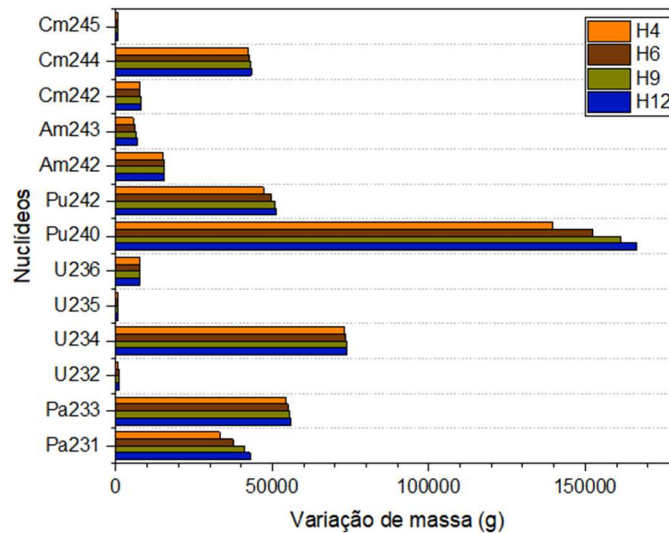


Figura 30: Variação de massa em grama dos isótopos acompanhados durante a queima do combustível (TRU, Th)N para os modelos H4, H6, H9 e H12.

A Figura 31 apresenta a produção de produtos de fissão ao longo da queima para os modelos H4, H6, H9 e H12 com (TRU,Th)N. Observa-se que o modelo H6 apresenta a maior

produção de produtos de fissão, seguido por H4, enquanto H9 e H12 exibem valores menores. Esse resultado reforça a interpretação de que um número intermediário de camadas de combustível favorece uma distribuição das interações nucleares. A ocorrência de reações de fissão nas regiões internas da camada de transmutação antes que os nêutrons rápidos sofram termalização excessiva pelo refrigerante contribui para reações de captura em regiões de energia menos favoráveis à fissão.

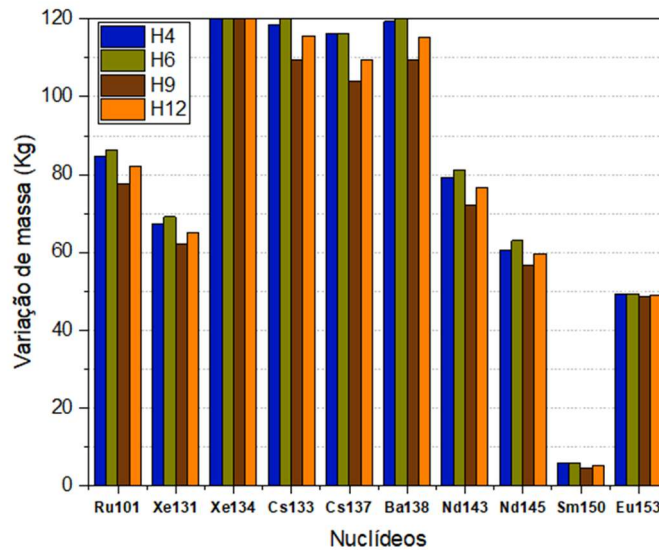


Figura 31: Produtos de fissão calculados na queima do combustível (TRU, Th)N dos modelos H4, H6, H9 e H12.

A Tabela 26 apresenta a taxa de transmutação dos actinídeos ao longo da queima do combustível (TRU, Th)N para cada modelo. Mantendo-se a taxa de queima diária de 20 MW/t, observa-se que os valores totais de transmutação permanecem próximos entre os modelos, preservando o mesmo comportamento relativo observado nas demais análises. As taxas médias de transmutação situam-se em torno de $2,0 \times 10^3$ g/dia, com transmutação total ao final de 5 anos da ordem de $\sim 3,6 \times 10^6$ g, apresentando variações pequenas entre os casos e com H4 e H6 ligeiramente superiores. Além disso, a taxa de transmutação é consistente com a quantidade de acúmulo de produtos de fissão, indicando que mais fissões ocorreram durante a queima nos modelos H4 e H6. Esse comportamento também foi observado com a queima do combustível (TRU, Th)O₂.

Tabela 26: Transmutação dos actínidos calculada para os modelos H4, H6, H9 e H12 com o combustível (TRU, Th)N.

	Média da taxa de transmutação (g/dia)	Transmutação total (g)	Porcentagem transmutada (%)
H4	$1,97 \times 10^3$	$3,60 \times 10^6$	1,097
H6	$1,97 \times 10^3$	$3,59 \times 10^6$	1,096
H9	$1,97 \times 10^3$	$3,59 \times 10^6$	1,094
H12	$1,96 \times 10^3$	$3,58 \times 10^6$	1,091

4.11 Comparação neutrônica entre os combustíveis (TRU, Th)O₂ e (TRU, Th)N

Para a comparação neutrônica entre os combustíveis (TRU, Th)O₂ e (TRU, Th)N foi escolhido o modelo H6. Nesta etapa, considerou-se para ambos os combustíveis a composição isotópica com 16% de material fissil diluído em tório e massa de 75 toneladas de combustível. Considerando esse aumento de material fissil nos sistemas foi observado que para (TRU, Th)O₂ obteve-se um valor de k_{eff} igual a 0,981 e para (TRU, Th)N o alcançou-se um valor de k_{eff} próximo ao limite de subcriticalidade de 0,987, , uma diferença entre os sistemas de 656 pcm (Tabela 27). Além disso, a Tabela 27 apresenta outros parâmetros neutrônicos calculados para os sistemas (TRU, Th)O₂ e (TRU, Th)N, como a energia média dos nêutrons induzindo a fissão ($\bar{E}_{\text{fissão}}$) e a distribuição percentual do fluxo de nêutrons.

Tabela 27: Parâmetros neutrônicos calculados no volume da camada de transmutação nos sistemas (TRU, Th)O₂ e (TRU, Th)N.

	(TRU,Th)O ₂	(TRU,Th)N	Diferença
k_{eff}	$0,980 \pm 69$ pcm	$0,987 \pm 71$ pcm	656 pcm
$\bar{E}_{\text{fissão}}$	0,473 MeV	0,508 MeV	7,0 %
Fluxo de nêutrons térmicos (0,025 eV - 0,625 eV)	0,004 %	0,004 %	0,0 pp*
Fluxo de nêutrons intermediários (0,625 eV – 100 keV)	44,611 %	41,430 %	3,18 pp*
Fluxo de nêutrons rápidos (> 100 keV)	55,385 %	58,566 %	3,18 pp*
Fluxo de nêutrons total (n.cm ⁻² .s ⁻¹)	$4,121 \times 10^{16}$	$5,665 \times 10^{16}$	27,25 %

*pp – pontos percentuais.

A Figura 32 apresenta o fluxo de nêutrons calculado no volume da camada de transmutação para os sistemas (TRU, Th)O₂ e (TRU, Th)N. Embora o nitrogênio tenha uma probabilidade maior de absorção de nêutrons, especialmente para a faixa de nêutrons rápidos, ($E > 1,0$ MeV) a multiplicação de nêutrons neste combustível é mais favorável devido à sua maior densidade atômica do nitrogênio, implicando uma maior concentração de transurânicos fissionáveis. A menor densidade atômica de nitrogênio no combustível também contribui para o ligeiro endurecimento do espectro de nêutrons apresentado na Figura 32.

Além disso, conforme mostrado pelos dados calculados para a energia média de fissão e porcentagem da população de nêutrons rápidos na camada de transmutação (Tabela 27). Este comportamento pode indicar um desempenho melhor em (TRU, Th)N para a transmutação de actínídeos durante a queima de combustível do que (TRU, Th)O₂. Apesar do comportamento do fluxo de nêutrons ser semelhante em ambos os sistemas, o (TRU,Th)N tem uma população de nêutrons maior na região de nêutrons rápidos, aproximadamente $5,66E+16$ n.cm⁻².s⁻¹ tendo uma diferença de 27 % quando comparado a população de nêutrons em (TRU,Th)O₂, que possui um valor de $4,12E+16$ n.cm⁻².s⁻¹.

Embora o oxigênio tenha menor probabilidade de captura para a faixa de $1,0$ eV $< E < 0,1$ MeV em comparação ao nitrogênio, a porcentagem de fluxo de nêutrons nessa região é ~3,18 pp maior com esse combustível, (TRU, Th)O₂, correspondendo também à região de ressonâncias de isótopos transurânicos, na qual nêutrons podem ser absorvidos e gerar fissão, ser capturados e ter sua energia reduzida, ou apenas ser capturados.

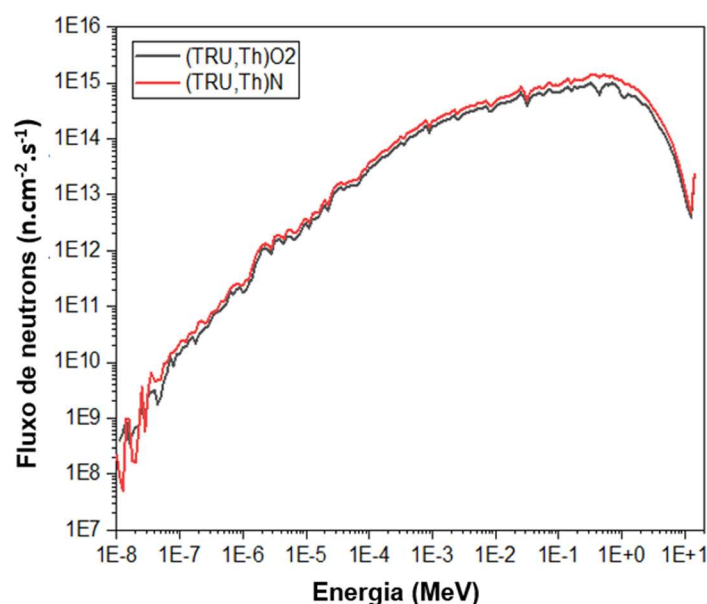


Figura 32: Fluxo de nêutrons calculado no volume da camada de transmutação por fissão para os modelos (TRU, Th)O₂ e (TRU, Th)N.

4.12 Comparação da queima dos combustíveis (TRU, Th)N e (TRU, Th)O₂

Para a análise de queima dos sistemas (TRU, Th)N e (TRU, Th)O₂, considerou-se o modelo H6 com massa total de combustível de aproximadamente 75 toneladas. Com base na equação (6), definiu-se uma queima com duração total de 3,5 anos (1277,5 dias) para ambos os modelos, à uma taxa de queima diária de 40 MW/t, operando a uma potência de fissão de 3000 MWth. Salientando que nessa análise de queima foi considerado 16% de material fissil para ambos os sistemas. A Figura 33 apresenta os valores de k_{eff} durante a queima de combustível nos sistemas. Embora apresentem comportamentos semelhantes, (TRU, Th)N mostra valores de k_{eff} maiores que o sistema com (TRU, Th)O₂ durante a queima.

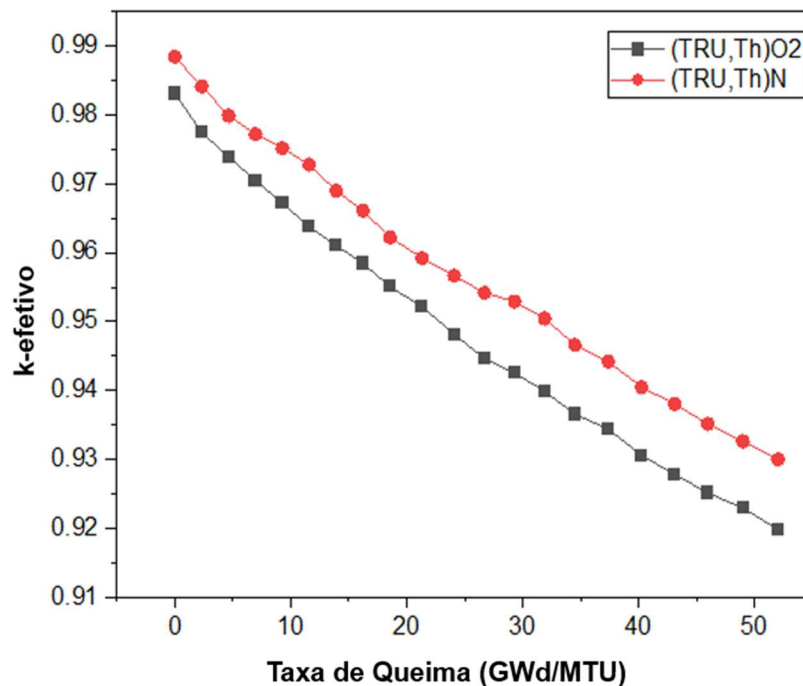


Figura 33: Valores de k_{eff} calculados durante a queima dos combustíveis (TRU, Th)O₂ com 16% de material fissil e (TRU, Th)N com 16% de material fissil.

A Tabela 28 apresenta a variação na massa total de actínídeos para os isótopos analisados após a simulação da queima de combustível nos sistemas (TRU, Th)O₂ e (TRU, Th)N. Valores positivos indicam acúmulo, enquanto valores negativos indicam depleção dos isótopos após a simulação. Para os isótopos de urânio, houve um acúmulo significativo de U-

233 devido à captura de nêutrons por Th-232, com resultados semelhantes para ambos os combustíveis.

A produção de U-233 excedeu 100 kg em cada sistema, o que poderia ser utilizado para geração de energia em reatores convencionais, como LWRs. O maior acúmulo observado foi de U-232, sendo maior em (TRU, Th)O₂ do que em (TRU, Th)N. Por outro lado, U-238 apresentou a maior transmutação, com valores comparáveis entre os dois sistemas. O acúmulo total de urânio foi maior em (TRU, Th)O₂ do que em (TRU, Th)N, sugerindo que a transmutação de urânio por fissão foi menos eficiente no sistema com dióxido.

Em relação aos isótopos de plutônio, observou-se a transmutação significativa de Pu-239 e Pu-241, contribuindo para a transmutação total de plutônio nos sistemas analisados. A variação de massa desses isótopos foi bastante semelhante entre os combustíveis (TRU, Th)O₂ e (TRU, Th)N após o processo de queima, indicando um comportamento próximo no que se refere à transmutação do plutônio. Por outro lado, ao avaliar os actínidos menores, a principal diferença entre os combustíveis está associada ao acúmulo de amerício (Am), em especial do isótopo Am-241.

Esse acúmulo decorre predominantemente de processos de captura radiativa, em vez de reações de fissão, como corroborado pelos dados de probabilidade de fissão por absorção de nêutrons. Os resultados mostram que, ao final da queima, houve um aumento de 308,0 kg de Am-241 no combustível (TRU, Th)O₂, enquanto no combustível (TRU, Th)N o valor foi ainda mais elevado, atingindo 347,0 kg. Embora o combustível (TRU, Th)N apresente maior densidade em relação ao (TRU, Th)O₂, o maior acúmulo de Am-241 nesse sistema sugere uma produção mais expressiva de rejeitos nucleares de longa vida, implicando em desafios adicionais para o gerenciamento do ciclo do combustível.

Para o isótopo Np-237, houve transmutação maior para o sistema (TRU, Th)O₂ em comparação ao combustível de nitreto. Para Np-239, o sistema (TRU, Th)N apresentou maior transmutação. Além disso, os isótopos de cúrio (Cm) exibiram a menor variação de massa entre os actínidos menores, com um acúmulo maior observado em (TRU, Th)O₂ em comparação com (TRU, Th)N.

O acúmulo de produtos de fissão para os sistemas estudados é apresentado na Tabela 29. Em todos os produtos de fissão listados, o (TRU, Th)O₂ acumula ~3–5% a mais de produtos de fissão do que o (TRU, Th)N, resultando em um total de ~3,8% superior (819,20 para (TRU, Th)O₂ vs. 789,16 kg para (TRU, Th)N). A exceção do comportamento para Eu-153 (mais elevado no combustível nitreto) apontam para rotas de captura ligeiramente favorecidas nesse sistema.

Tabela 28: Variação total da massa de actínídeos menores e maiores após a simulação de queima de combustível.

Isótopo	Δm (kg)	
	(TRU, Th)O ₂	(TRU, Th)N
Th-232	-1960,00	-1820,00
Pa-231	32,10	30,60
Pa-233	67,00	63,90
U-232	3,72	2,98
U-233	1420,00	1360,00
U-234	63,70	54,00
U-235	-1,71	-2,08
U-236	1,84	1,85
U-237	0,018	0,017
U-238	-110,00	-102,00
Np-237	-243,00	-229,00
Np-238	0,51	0,49
Np-239	-1,26	-1,39
Pu-238	125,00	114,00
Pu-239	-2480,00	-2380,00
Pu-240	290,00	252,00
Pu-241	-1180,00	-1190,00
Pu-242	63,40	56,20
Am-241	308,00	347,00
Am-242 ^m	10,30	10,10
Am-243	13,30	11,20
Cm-242	11,30	11,00
Cm-244	56,00	50,90
Cm-245	3,46	2,71

Tabela 29: Produtos de fissão acumulados após a queima do combustível.

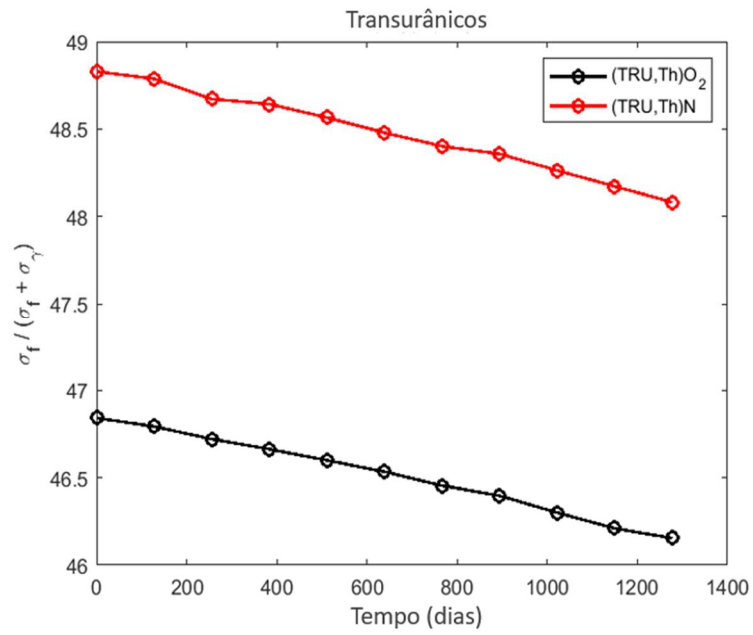
Isótopo	Δm (kg)	
	(TRU, Th)O ₂	(TRU, Th)N
Ru-101	85,20	82,80
Xe-131	70,50	68,00
Xe-134	145,00	139,00
Cs-133	123,00	119,00
Cs-137	125,00	120,00
Ba-138	129,00	123,00
Nd-143	75,90	73,60
Nd-145	64,20	62,00
Sm-150	-1,94	-1,86
Eu-153	3,34	3,62
Total	819,20	789,16

A Tabela 30 apresenta a variação da massa total de actínidos transurânicos e actínidos menores nos combustíveis analisados. Observa-se que, no sistema (TRU, Th)O₂, a transmutação de transurânicos foi ligeiramente maior em comparação ao combustível à base de nitreto. Essa diferença pode ser atribuída pelo fato de que, no combustível de dióxido, há uma maior contribuição de processos de captura radiativa o que promove a conversão de nuclídeos pesados em outros isótopos por meio de sucessivas capturas de nêutrons, resultando em uma transmutação da massa total de transurânicos ligeiramente maior para o sistema (TRU, Th)O₂.

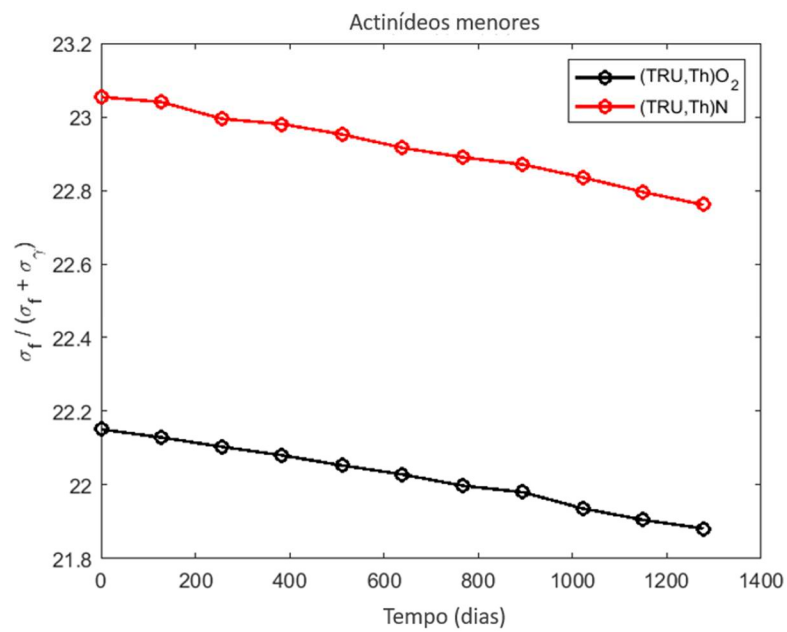
Ao analisar a razão média de fissão-captura dos combustíveis, os valores encontrados foram 28,614 para (TRU, Th)O₂ e 30,031 para (TRU, Th)N. Esses valores indicam que no sistema dióxido há mais captura em comparação ao sistema nitreto. Conseqüentemente, o combustível nitreto apresenta maior transmutação por fissão de actínidos menores do que o combustível de dióxido. Esse comportamento pode explicar a maior eficiência na transmutação de transurânicos e actínidos menores observada no sistema (TRU, Th)N (Tabela 30 e Figura 34).

Tabela 30: Variação da massa de actínidos transurânicos e menores após a queima dos combustíveis (TRU,Th)O₂ e (TRU,Th)N.

	Δm (kg)	
	(TRU,Th)O ₂	(TRU,Th)N
Transurânicos	-1648,14	-1633,27
Actínidos menores	-150,00	-196,00



(a)



(b)

Figura 34: Razão de fissão por captura calculada durante a queima dos combustíveis (TRU, Th)O₂ e (TRU, Th)N para (a) transurânicos e (b) actinídeo menores.

5. CONCLUSÕES

O sistema híbrido de fusão-fissão foi elaborado com base no reator de fusão ARC. Primeiramente, a análise do sistema de fusão indica que a inserção estratégica da camada de transmutação imediatamente após a manta de berílio, pode oferecer vantagens quanto a utilização de nêutrons para fins de transmutação por fissão. A posição escolhida para a camada de transmutação, mostrou-se ideal devido ao endurecimento do espectro de nêutrons ($E > 0,1$ MeV), o que elevou significativamente a taxa de produção de trítio (TBR). Com essa configuração, o TBR total atingiu aproximadamente 1,85, indicando capacidade satisfatória de autossustentação na produção de trítio e reduzindo a dependência de fontes externas.

No desenvolvimento e análise da camada de transmutação, a razão de 2,20 entre o volume de refrigerante e o volume de combustível (V_R/V_C), foi escolhida como a mais adequada para ser aplicada aos cinco modelos híbridos desenvolvidos: HF, H4, H6, H9 e H12. A avaliação desses modelos utilizando o combustível (TRU, Th)O₂ quanto as taxas de reação calculadas no volume da camada de transmutação, apresentou padrões significativos, onde as diferenças no número de camadas de combustível na camada de fissão resultam em variação nas taxas de reação de captura e fissão ao longo da camada de transmutação.

A análise de queima do combustível reprocessado (TRU, Th)O₂ para os modelos H4, H6, H9 e H12 indicam que o número de camadas de combustível na camada de transmutação pode influenciar na eficácia do processo de transmutação por fissão. O fator de multiplicação efetivo calculado ao longo da queima mostrou que o modelo H4 apresentou os maiores valores, seguido pelo modelo H6. Isso pode ter influenciado, os modelos H4 e H6 a apresentar maiores taxas de transmutação dos actínidos menores. Essa transmutação reflete em uma maior produção de produtos de fissão nesses modelos.

Embora o modelo H6 tenha um k_{eff} menor que o modelo H4, este modelo apresentou um fluxo de nêutrons mais endurecido do que os outros modelos estudados, favorecendo a transmutação neste modelo. Já o modelo H12, apesar de apresentar um k_{eff} menor ao longo da queima, demonstrou transmutações significativas de actínidos menores, enquanto o modelo H9 apresentou a menor eficiência nesse aspecto. Esses resultados mostram que a configuração da camada de transmutação impacta diretamente a eficiência do processo de queima.

No caso específico do combustível reprocessado (TRU, Th)N à base de nitreto, analisado a seção 4.8, verificou-se que os modelos híbridos se mantiveram subcríticos com uma razão de V_R/V_C ótima de 2,40, diferente ao combustível à base de dióxido. As taxas de reação calculadas indicaram predominância de colisões elásticas, seguidas por fissão e captura,

comportamento análogo ao observado no combustível (TRU, Th)O₂. O modelo H4 apresentou maiores taxas em todas as reações, em consonância com seu k_{eff} mais elevado.

A evolução isotópica e a distribuição dos produtos de fissão, na queima do combustível (TRU, Th)N, indicam que H4 e H6 apresentam um melhor aproveitamento do fluxo de nêutrons rápidos durante a queima. O sistema H6 apresentou a maior produção de produtos de fissão e melhor desempenho na transmutação de actínidos menores, seguido por H4.

Em contrapartida, nos modelos mais discretizados, favoreceu o acúmulo de nuclídeos como o ²⁴¹Am, especialmente em H9, ao mesmo tempo em que reduz a fração de eventos de fissão. Ainda assim, as taxas totais de transmutação permanecem próximas entre os diferentes modelos híbrido (cerca de $2,0 \times 10^3$ g/dia e $3,6 \times 10^6$ g ao final de 5 anos), com H4 e H6 apresentando valores ligeiramente superiores, em concordância com o maior inventário de produtos de fissão observado nesses modelos.

A análise dos combustíveis reprocessados ((TRU,Th)O₂ e (TRU,Th)N), apresentam diferenças no comportamento do fluxo de nêutrons, eficiência de fissão e queima do combustível. O combustível à base de nitreto ((TRU,Th)N) mostrou maior fator de multiplicação efetivo (k_{eff}) e um fluxo de nêutrons mais rápido, favorecendo a transmutação de actínidos menores. As simulações indicaram que o combustível de nitreto promove maior depleção de actínidos devido ao espectro de nêutrons endurecido o que pode contribuir para a produção de trítio, possibilitando períodos operacionais mais longos.

No entanto, esse sistema também apresentou maior acúmulo de amerício-241, desafiando o gerenciamento de rejeitos devido à sua alta radiotoxicidade e meia-vida longa. Portanto, em trabalhos futuros, é essencial desenvolver estratégias eficazes para mitigar a formação e o acúmulo desse isótopo. Embora ambos modelos, ((TRU,Th)O₂ e (TRU,Th)N), reduzam a radiotoxicidade por transmutação da massa total do combustível reprocessado, o sistema (TRU,Th)N demonstrou maior eficiência na queima de actínidos menores.

REFERÊNCIAS

- [1] C. E. Velasquez, C. Pereira, M. A. F. Veloso, A. L. Costa, e G. De P. Barros, “Fusion–Fission Hybrid Systems for Transmutation”, *J. Fusion Energy*, vol. 35, n° 3, p. 505–512, jun. 2016, doi: 10.1007/s10894-016-0080-3.
- [2] N. G. P. L. Oliveira, C. E. V. Cabrera, e C. P. B. Lima, “Fusion-fission hybrid system-layer transmutation analysis after divertor insertion”, *Sem. Nac. Eng. Nucl. E Energ. E Ciênc. Radiações*, 2022, Acesso em: 28 de julho de 2024. [Online]. Disponível em: <https://repositorio.ufmg.br/handle/1843/57084>
- [3] C. E. Velasquez, G. De P. Barros, C. Pereira, M. A. Fortini Veloso, e A. L. Costa, “Axial Neutron Flux Evaluation in a Tokamak System: a Possible Transmutation Blanket Position for a Fusion–Fission Transmutation System”, *Braz. J. Phys.*, vol. 42, n° 3–4, p. 237–247, ago. 2012, doi: 10.1007/s13538-012-0081-2.
- [4] K. Corrêa, C. E. Velasquez, e C. Pereira, “Evaluation of the insertion of a transmutation layer in the ARC compact reactor”, em *Proceedings of the INAC 2021: international nuclear atlantic conference. Nuclear technology: reducing our carbon footprint and increasing quality of life*, 2021. Acesso em: 28 de julho de 2024. [Online]. Disponível em: <https://inac2021.aben.com.br/resumos/R0055-1.pdf>
- [5] W. Jeschki, H. Maxeiner, A. Nordström, M. Schweingruber, e B. Volmert, “Radioactivity buildup during fuel irradiation in light water reactors (LWR)”, *Chimia*, vol. 59, n° 12, p. 916–916, 2005.
- [6] F. Dobran, “Fusion energy conversion in magnetically confined plasma reactors”, *Prog. Nucl. Energy*, vol. 60, p. 89–116, 2012.
- [7] A. Aimetta, N. Abrate, S. Dulla, e A. Froio, “Neutronic Analysis of the Fusion Reactor ARC: Monte Carlo Simulations with the Serpent Code”, *Fusion Sci. Technol.*, vol. 78, n° 4, p. 275–290, maio 2022, doi: 10.1080/15361055.2021.2003151.
- [8] B. N. Sorbom *et al.*, “ARC: A compact, high-field, fusion nuclear science facility and demonstration power plant with demountable magnets”, *Fusion Eng. Des.*, vol. 100, p. 378–405, nov. 2015, doi: 10.1016/j.fusengdes.2015.07.008.
- [9] B. Bocci, Z. Hartwig, S. Segantin, R. Testoni, D. Whyte, e M. Zucchetti, “ARC reactor materials: Activation analysis and optimization”, *Fusion Eng. Des.*, vol. 154, p. 111539, maio 2020, doi: 10.1016/j.fusengdes.2020.111539.
- [10] S. Ito, H. Hashizume, N. Yanagi, e H. Tamura, “Advanced high-temperature superconducting magnet for fusion reactors: Segment fabrication and joint technique”, *Fusion Eng. Des.*, vol. 136, p. 239–246, 2018.
- [11] B. J. Jaques *et al.*, “Synthesis and sintering of UN-UO₂ fuel composites”, *J. Nucl. Mater.*, vol. 466, p. 745–754, nov. 2015, doi: 10.1016/j.jnucmat.2015.06.029.
- [12] G. Subhash, K.-H. Wu, e J. Tulenko, “Development of an Innovative High-Thermal Conductivity UO₂ Ceramic Composites Fuel Pellets with Carbon Nano-Tubes Using Spark Plasma Sintering”, UT-Battelle LLC/ORNL, Oak Ridge, TN (United States), 10–917, mar. 2014. doi: 10.2172/1128531.
- [13] I. Shaaban e M. Albarhoum, “Study of criticality safety and neutronic parameters of UO₂ fuel in MTR research reactors using the MCNP4C code”, *Ann. Nucl. Energy*, vol. 98, p. 144–156, dez. 2016, doi: 10.1016/j.anucene.2016.07.030.
- [14] S. Jones, C. Boxall, C. Maher, e R. Taylor, “A review of the reprocessability of uranium nitride based fuels”, *Prog. Nucl. Energy*, vol. 165, p. 104917, nov. 2023, doi: 10.1016/j.pnucene.2023.104917.
- [15] F. B. Brown *et al.*, “MCNP version 5”, *Trans Am Nucl Soc*, vol. 87, n° 273, p. 02–3935, 2002.

- [16] A. J. M. Plompen *et al.*, “The joint evaluated fission and fusion nuclear data library, JEFF-3.3”, *Eur. Phys. J. A*, vol. 56, n° 7, p. 181, jul. 2020, doi: 10.1140/epja/s10050-020-00141-9.
- [17] D. I. Poston e H. R. Trellue, “Users manual, version 1.00 for MonteBurns, version 3.01”, Los Alamos National Lab.(LANL), Los Alamos, NM (United States), 1998. Acesso em: 28 de julho de 2024. [Online]. Disponível em: <https://www.osti.gov/biblio/307942>
- [18] A. G. Croff, “User’s manual for the ORIGEN2 computer code”, Oak Ridge National Lab., 1980. Acesso em: 28 de julho de 2024. [Online]. Disponível em: https://inis.iaea.org/Search/search.aspx?orig_q=RN:11560149
- [19] M. Zheng *et al.*, “Development of a MCNP–ORIGEN burn-up calculation code system and its accuracy assessment”, *Ann. Nucl. Energy*, vol. 63, p. 491–498, jan. 2014, doi: 10.1016/j.anucene.2013.08.020.
- [20] J. D. Strachan *et al.*, “High-temperature plasmas in a tokamak fusion test reactor”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, n° 10, p. 1004–1007, mar. 1987, doi: 10.1103/PhysRevLett.58.1004.
- [21] A. V. Krasilnikov *et al.*, “Tokamak with Reactor Technologies (TRT): Concept, Missions, Key Distinctive Features and Expected Characteristics”, *Plasma Phys. Rep.*, vol. 47, n° 11, p. 1092–1106, nov. 2021, doi: 10.1134/S1063780X21110192.
- [22] S. Ding *et al.*, “A high-density and high-confinement tokamak plasma regime for fusion energy”, *Nature*, vol. 629, n° 8012, p. 555–560, maio 2024, doi: 10.1038/s41586-024-07313-3.
- [23] O. Gaye *et al.*, “Robust stabilization of the current profile in tokamak plasmas using sliding mode approach in infinite dimension”, *Control Eng. Pract.*, vol. 21, n° 10, p. 1350–1358, out. 2013, doi: 10.1016/j.conengprac.2013.05.003.
- [24] A. C. Neto *et al.*, “From use cases of the Joint European Torus towards integrated commissioning requirements of the ITER tokamak”, *Fusion Eng. Des.*, vol. 96–97, p. 672–675, out. 2015, doi: 10.1016/j.fusengdes.2015.02.024.
- [25] N. Oyama *et al.*, “Long-pulse hybrid scenario development in JT-60U”, *Nucl. Fusion*, vol. 49, n° 6, p. 065026, maio 2009, doi: 10.1088/0029-5515/49/6/065026.
- [26] “Results from deuterium-tritium tokamak confinement experiments | Rev. Mod. Phys.” Acesso em: 24 de março de 2025. [Online]. Disponível em: <https://journals.aps.org/rmp/abstract/10.1103/RevModPhys.70.537>
- [27] D. J. Campbell, “The first fusion reactor: ITER”, *Europhys. News*, vol. 47, n° 5–6, p. 28–31, 2016.
- [28] L. Wegener, J.-H. Feist, J. Sapper, F. Kerl, e F. Werner, “Final design and construction of the Wendelstein7-X coils”, *Fusion Eng. Des.*, vol. 58–59, p. 225–230, nov. 2001, doi: 10.1016/S0920-3796(01)00440-9.
- [29] M. Ni, Y. Wang, B. Yuan, J. Jiang, e Y. Wu, “Tritium supply assessment for ITER and DEMONstration power plant”, *Fusion Eng. Des.*, vol. 88, n° 9, p. 2422–2426, out. 2013, doi: 10.1016/j.fusengdes.2013.05.043.
- [30] F. Najmabadi *et al.*, “The ARIES-AT advanced tokamak, Advanced technology fusion power plant”, *Fusion Eng. Des.*, vol. 80, n° 1, p. 3–23, jan. 2006, doi: 10.1016/j.fusengdes.2005.11.003.
- [31] A. J. Creely *et al.*, “SPARC as a platform to advance tokamak science”, *Phys. Plasmas*, vol. 30, n° 9, p. 090601, set. 2023, doi: 10.1063/5.0162457.
- [32] M. D. Anderton *et al.*, “Novel high temperature tritium blanket designs for confined spaces in spherical tokamak fusion reactors”, *Fusion Eng. Des.*, vol. 210, p. 114732, jan. 2025, doi: 10.1016/j.fusengdes.2024.114732.
- [33] S. I. Muldrew *et al.*, “Conceptual design workflow for the STEP Prototype Powerplant”, *Fusion Eng. Des.*, vol. 201, p. 114238, abr. 2024, doi: 10.1016/j.fusengdes.2024.114238.

- [34] “Challenges in Developing Materials for Fusion Technology - Past, Present and Future: Fusion Science and Technology: Vol 64, No 2”. Acesso em: 24 de março de 2025. [Online]. Disponível em: <https://www.tandfonline.com/doi/abs/10.13182/FST13-631>
- [35] “Commonwealth Fusion Systems to Build World’s First Commercial Fusion Power Plant in Virginia”. Acesso em: 24 de março de 2025. [Online]. Disponível em: <https://cfs.energy/news-and-media/commonwealth-fusion-systems-to-build-worlds-first-commercial-fusion-power-plant-in-virginia>
- [36] P. Lee, “A comparison of superconductor critical currents”, *Online Available Httpwww Magn. Fsu Edumagnettechnologyresearchascplots Html*, 2014.
- [37] W. H. Fietz *et al.*, “High temperature superconductors for the ITER magnet system and beyond”, *Fusion Eng. Des.*, vol. 75–79, p. 105–109, nov. 2005, doi: 10.1016/j.fusengdes.2005.06.198.
- [38] T. LEHNER, “Development, manufacturing and applications of 2G HTS wire at SuperPower”, em *Center for Emergent Superconductivity (CES) Fall 2011 Workshop, November 8-9, Urbana, IL, USA, 2011*. Acesso em: 28 de julho de 2024. [Online]. Disponível em: <https://cir.nii.ac.jp/crid/1574231876080002944>
- [39] R. P. Reed e A. F. Clark, “Materials at low temperatures”, 1984, Acesso em: 28 de julho de 2024. [Online]. Disponível em: <https://www.osti.gov/biblio/6468761>
- [40] R. Batulin *et al.*, “The physical properties of Hastelloy® C-276TM and Hastelloy® C-276TM with Al₂O₃/Y₂O₃/MgO/LaMnO₃ buffer layers down to cryogenic temperatures for applications in superconducting magnets”, *Cryogenics*, vol. 137, p. 103776, 2024.
- [41] G. O. Zimmerman, “Experimental Techniques for Low-Temperature Measurements: Cryostat Design, Material Properties, and Superconductor Critical-Current Testing”. American Institute of Physics, 2007. Acesso em: 28 de julho de 2024. [Online]. Disponível em: <https://pubs.aip.org/physicstoday/article-abstract/60/5/67/394835>
- [42] “HTS magnets”. Acesso em: 24 de março de 2025. [Online]. Disponível em: <https://cfs.energy/technology/hts-magnets>
- [43] “Tests show high-temperature superconducting magnets are ready for fusion”, MIT News | Massachusetts Institute of Technology. Acesso em: 24 de março de 2025. [Online]. Disponível em: <https://news.mit.edu/2024/tests-show-high-temperature-superconducting-magnets-fusion-ready-0304>
- [44] S. Segantin, R. Testoni, e M. Zucchetti, “Neutronic comparison of liquid breeders for ARC-like reactor blankets”, *Fusion Eng. Des.*, vol. 160, p. 112013, nov. 2020, doi: 10.1016/j.fusengdes.2020.112013.
- [45] S. Segantin, R. Testoni, e M. Zucchetti, “ARC reactor – Neutron irradiation analysis”, *Fusion Eng. Des.*, vol. 159, p. 111792, out. 2020, doi: 10.1016/j.fusengdes.2020.111792.
- [46] S. Segantin, R. Testoni, Z. Hartwig, D. Whyte, e M. Zucchetti, “Optimization of tritium breeding ratio in ARC reactor”, *Fusion Eng. Des.*, vol. 154, p. 111531, maio 2020, doi: 10.1016/j.fusengdes.2020.111531.
- [47] A. Sagara e T. Tanaka, “Long-Life Flibe Blanket Design for the LHD-Type Reactor FFHR”, *Annu. Rep. Natl. Inst. Fusion Sci.*, p. 241.
- [48] A. Q. Kuang *et al.*, “Conceptual design study for heat exhaust management in the ARC fusion pilot plant”, *Fusion Eng. Des.*, vol. 137, p. 221–242, dez. 2018, doi: 10.1016/j.fusengdes.2018.09.007.
- [49] W. M. Stacey, “Transmutation missions for fusion neutron sources”, *Fusion Eng. Des.*, vol. 82, n° 1, p. 11–20, 2007.
- [50] N. Schunck e D. Regnier, “Theory of nuclear fission”, *Prog. Part. Nucl. Phys.*, vol. 125, p. 103963, jul. 2022, doi: 10.1016/j.pnpnp.2022.103963.
- [51] W. Gudowski, “Transmutation of nuclear waste”, *Nucl. Phys. Nucl. Hadron. Phys.*, vol. 663, n° 1, p. 169c–182c, 2000.

- [52] A. Herrera-Martinez, Y. Kadi, G. Parks, e M. Dahlfors, “Transmutation of nuclear waste in accelerator-driven systems: Fast spectrum”, *Ann. Nucl. Energy*, vol. 34, n° 7, p. 564–578, 2007.
- [53] B. V. Kuteev e P. R. and Goncharov, “Fusion–Fission Hybrid Systems: Yesterday, Today, and Tomorrow”, *Fusion Sci. Technol.*, vol. 76, n° 7, p. 836–847, out. 2020, doi: 10.1080/15361055.2020.1817701.
- [54] M. Shlenskii e B. Kuteev, “System Studies on the Fusion-Fission Hybrid Systems and Its Fuel Cycle”, *Appl. Sci.*, vol. 10, n° 23, Art. n° 23, jan. 2020, doi: 10.3390/app10238417.
- [55] Y. Wu, “Conceptual design activities of FDS series fusion power plants in China”, *Fusion Eng. Des.*, vol. 81, n° 23, p. 2713–2718, nov. 2006, doi: 10.1016/j.fusengdes.2006.07.068.
- [56] W. M. Stacey *et al.*, “Resolution of Fission and Fusion Technology Integration Issues: An Upgraded Design Concept for the Subcritical Advanced Burner Reactor”, *Nucl. Technol.*, vol. 187, n° 1, p. 15–43, jul. 2014, doi: 10.13182/NT13-96.
- [57] M. S. Khan, P. Xuebing, S. Yuntao, G. Bin, e M. Imran, “An optimization of efficient combined cycle power generation system for fusion power reactor”, *Case Stud. Therm. Eng.*, vol. 57, p. 104344, maio 2024, doi: 10.1016/j.csite.2024.104344.
- [58] C. E. Till, “Plentiful energy and the Integral Fast Reactor story”, *Int. J. Nucl. Gov. Econ. Ecol.*, vol. 1, n° 2, p. 212, 2006, doi: 10.1504/IJNGEE.2006.011242.
- [59] W. Aruquipa, C. E. Velasquez, C. Pereira, M. A. F. Veloso, A. L. Costa, e G. de P. Barros, “Reprocessing techniques of LWR spent fuel for reutilization in hybrid systems and IV generation reactors”, 2017, Acesso em: 28 de julho de 2024. [Online]. Disponível em: https://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig_q=RN:49018241
- [60] P. Baron *et al.*, “A review of separation processes proposed for advanced fuel cycles based on technology readiness level assessments”, *Prog. Nucl. Energy*, vol. 117, p. 103091, nov. 2019, doi: 10.1016/j.pnucene.2019.103091.
- [61] W. B. Lanham e T. C. Runion, “PUREX PROCESS FOR PLUTONIUM AND URANIUM RECOVERY”, Oak Ridge National Lab. (ORNL), Oak Ridge, TN (United States), ORNL-479(Del.), out. 1949. doi: 10.2172/4165457.
- [62] L. Berthon, Morel, J. M., Zorz, N., Nicol, C., Virelizier, H., e C. and Madic, “Diamex Process for Minor Actinide Partitioning: Hydrolytic and Radiolytic Degradations of Malonamide Extractants”, *Sep. Sci. Technol.*, vol. 36, n° 5–6, p. 709–728, jun. 2001, doi: 10.1081/SS-100103616.
- [63] J. D. Law, K. N. Brewer, R. S. Herbst, T. A. Todd, e D. J. Wood, “Development and demonstration of solvent extraction processes for the separation of radionuclides from acidic radioactive waste”, *Waste Manag.*, vol. 19, n° 1, p. 27–37, 1999.
- [64] G. F. Vandegrift *et al.*, “Designing and demonstration of the UREX+ process using spent nuclear fuel”, 2004, Acesso em: 28 de julho de 2024. [Online]. Disponível em: <https://www.osti.gov/etdeweb/biblio/20553191>
- [65] G. Barros, C. Velasquez, C. Pereira, M. A. Veloso, e A. Costa, “GANEX and UREX+ reprocessed fuels in ADS”, *Int. J. Hydrog. Energy*, vol. 41, n° 17, p. 7132–7138, maio 2016, doi: 10.1016/j.ijhydene.2016.02.139.
- [66] M. Miguiritchian, L. Chareyre, C. Sorel, I. Bisel, P. Baron, e M. Masson, “Development of the GANEX process for the reprocessing of Gen IV spent nuclear fuels”, 2008, Acesso em: 28 de julho de 2024. [Online]. Disponível em: <https://www.osti.gov/etdeweb/biblio/21156626>
- [67] E. S. Solntceva *et al.*, “Thermal conductivity of perspective fuel based on uranium nitride”, *Ann. Nucl. Energy*, vol. 87, p. 799–802, jan. 2016, doi: 10.1016/j.anucene.2014.08.011.

- [68] A. Peakman e G. Rossiter, “Incorporation of uranium nitride fuel capability into the ENIGMA fuel performance code: Model development and validation”, *Nucl. Eng. Des.*, vol. 429, p. 113604, dez. 2024, doi: 10.1016/j.nucengdes.2024.113604.
- [69] J. Zakova e J. Wallenius, “Fuel residence time in BWRs with nitride fuels”, *Ann. Nucl. Energy*, vol. 47, p. 182–191, set. 2012, doi: 10.1016/j.anucene.2012.03.033.
- [70] N. Widiawati e Z. Suud, “Neutronic performance of 208Pb-Bi eutectic-cooled fast reactor with uranium nitride fuel (enriched 15N)”, em *Journal of Physics: Conference Series*, IOP Publishing, 2024, p. 012060. Acesso em: 24 de março de 2025. [Online]. Disponível em: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/2734/1/012060/meta>
- [71] M. Jolkkonen, M. Streit, e J. Wallenius, “Thermo-chemical Modelling of Uranium-free Nitride Fuels”, *J. Nucl. Sci. Technol.*, vol. 41, n° 4, p. 457–465, abr. 2004, doi: 10.1080/18811248.2004.9715508.
- [72] E. S. Wood, J. T. White, B. Jaques, D. Burkes, e P. Demkowicz, “Advances in fuel fabrication”, em *Advances in Nuclear Fuel Chemistry*, Elsevier, 2020, p. 371–418. Acesso em: 24 de março de 2025. [Online]. Disponível em: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9780081025710000112>
- [73] J. K. Watkins, A. Gonzales, A. R. Wagner, E. S. Sooby, e B. J. Jaques, “Challenges and opportunities to alloyed and composite fuel architectures to mitigate high uranium density fuel oxidation: Uranium mononitride”, *J. Nucl. Mater.*, vol. 553, p. 153048, 2021.
- [74] M.-S. Yim e F. Caron, “Life cycle and management of carbon-14 from nuclear power generation”, *Prog. Nucl. Energy*, vol. 48, n° 1, p. 2–36, 2006.
- [75] D. W. Muir, R. M. Boicourt, e A. C. Kahler, “The NJOY nuclear data processing system, version 2012”, *Los Alamos USA Los Alamos Natl. Lab.*, 2012, Acesso em: 24 de março de 2025. [Online]. Disponível em: http://merlin.polymtl.ca/downloads/njoy12_rev_cepxsr.pdf
- [76] C. E. Velasquez, C. Pereira, M. A. F. Veloso, e A. L. Costa, “Modelling effects on axial neutron flux in a Tokamak device”, *Prog. Nucl. Energy*, vol. 78, p. 388–395, jan. 2015, doi: 10.1016/j.pnucene.2014.03.005.
- [77] J. T. Goorley *et al.*, “Initial MCNP6 release overview-MCNP6 version 1.0”, Los Alamos National Lab.(LANL), Los Alamos, NM (United States), 2013. Acesso em: 28 de julho de 2024. [Online]. Disponível em: https://mcnp.lanl.gov/pdf_files/TechReport_2013_LANL_LA-UR-13-22934Rev.1_GoorleyJamesEtAl.pdf
- [78] J. K. Shultis e R. E. Faw, “An introduction to the MCNP code”, *Revis. April*, vol. 20, 2005, Acesso em: 28 de julho de 2024. [Online]. Disponível em: <https://faculty.kfupm.edu.sa/PHYS/aanaqvi/MCNPprmr.pdf>
- [79] K. Zieb, H. G. Hughes, M. R. James, e X. G. Xu, “Review of heavy charged particle transport in MCNP6. 2”, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. Accel. Spectrometers Detect. Assoc. Equip.*, vol. 886, p. 77–87, 2018.
- [80] M. J. Bell, “ORIGEN: the ORNL isotope generation and depletion code”, Oak Ridge National Lab.(ORNL), Oak Ridge, TN (United States), 1973. Acesso em: 28 de julho de 2024. [Online]. Disponível em: <https://www.osti.gov/servlets/purl/4480214>
- [81] H. Trellue e D. Poston, “Monteburns: A Monte Carlo burnup code for accelerator applications”, Los Alamos National Lab.(LANL), Los Alamos, NM (United States), 2000. Acesso em: 28 de julho de 2024. [Online]. Disponível em: <https://www.osti.gov/servlets/purl/767429>
- [82] E. Bomboni, N. Cerullo, E. Fridman, G. Lomonaco, e E. Shwageraus, “Comparison among MCNP-based depletion codes applied to burnup calculations of pebble-bed HTR lattices”, *Nucl. Eng. Des.*, vol. 240, n° 4, p. 918–924, 2010.

- [83] H. R. Trellue, “Development of Monteburns: a code that links MCNP and ORIGEN2 in an automated fashion for burnup calculations”, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM, 1998. Acesso em: 28 de julho de 2024. [Online]. Disponível em: <https://www.osti.gov/biblio/2696>
- [84] M. P. Short e R. G. Ballinger, “A Functionally Graded Composite for Service in High-Temperature Lead- and Lead-Bismuth–Cooled Nuclear Reactors—I: Design”, *Nucl. Technol.*, vol. 177, n° 3, p. 366–381, mar. 2012, doi: 10.13182/NT12-A13481.
- [85] C. Wang *et al.*, “Flow and heat transfer evaluation of lead-bismuth eutectic coolant for nuclear power application”, *Nucl. Eng. Des.*, vol. 385, p. 111550, 2021.
- [86] X. Liu *et al.*, “Fuel-cladding chemical interaction of a prototype annular U-10Zr fuel with Fe-12Cr ferritic/martensitic HT-9 cladding”, *J. Nucl. Mater.*, vol. 544, p. 152588, 2021.
- [87] S. Cota e C. Pereira, “Neutronic evaluation of the non-proliferating reprocessed nuclear fuels in pressurized water reactors”, *Ann. Nucl. Energy*, vol. 24, n° 10, p. 829–834, jul. 1997, doi: 10.1016/S0306-4549(96)00051-5.
- [88] G. de P. Barros, C. Pereira, M. A. F. Veloso, e A. L. Costa, “Study of an ADS Loaded with Thorium and Reprocessed Fuel”, *Sci. Technol. Nucl. Install.*, vol. 2012, n° 1, p. 934105, 2012, doi: 10.1155/2012/934105.
- [89] V. F. Castro, C. E. Velasquez, e C. Pereira, “Criticality and depletion analysis of reprocessed fuel spiked with thorium in a PWR core”, *Nucl. Eng. Des.*, vol. 360, p. 110514, abr. 2020, doi: 10.1016/j.nucengdes.2020.110514.
- [90] S. Malkawi, F. Sweidan, e H. Khalifeh, “Reactivity determination in a subcritical reactor: Computational, analytical and experimental methods”, *Ann. Nucl. Energy*, vol. 161, p. 108432, 2021.
- [91] J. R. Lamarsh e A. J. Baratta, *Introduction to nuclear engineering*, 3rd ed. em Addison-Wesley series in nuclear science and engineering. Upper Saddle River, N.J: Prentice Hall, 2001.
- [92] T. J. Dolan, Org., *Magnetic Fusion Technology*, vol. 19. em Lecture Notes in Energy, vol. 19. London: Springer London, 2013. doi: 10.1007/978-1-4471-5556-0.
- [93] C. da Silva, A. S. Martinez, e F. C. da Silva, “A new formulation for the importance function in the kinetics of subcritical reactors”, *Ann. Nucl. Energy*, vol. 45, p. 68–72, 2012.

ANEXO I

Abaixo estão listados os trabalhos desenvolvidos durante o período acadêmico, nos quais foram publicados em revistas e anais de congresso.

- Trabalho publicado em revista:

- CORRÊA, K. M. S. et al. Analysis of reprocessed fuels inserted into a hybrid fusion-fission system based on the ARC reactor. **Annals of Nuclear Energy**, v. 216, p. 111291, 2025.

- Trabalho publicado em revista:

- CORRÊA, K. M. S.; PEREIRA, C.; VELASQUEZ, C. E. Performance Evaluation of Fission Transmutation Layers in ARC Reactor-Based Fusion-Fission Systems. **Brazilian Journal of Physics**, v. 55, n. 5, p. 244, 2025.

- Trabalhos publicados em anais de congresso:

- CORRÊA, K. M. S.; PEREIRA, C.; VELASQUEZ, C. **A Proposal of a Hybrid Fusion-Fission System Based on ARC**. In: VI SENCIR Semana Nacional de Engenharia Nuclear e da Energia e Ciências das Radiações, 2022, Belo Horizonte. Anais da Semana Nacional de Engenharia Nuclear e da Energia e Ciências das Radiações, 2022.
- CORRÊA, K. M. S.; PEREIRA, C.; VELASQUEZ, C. **Performance of Hybrid Fusion-Fission Reactor – A Comparison Between OPENMC and MCNP**. In: VII SENCIR Semana Nacional de Engenharia Nuclear e da Energia e Ciências das Radiações, 2024, Belo Horizonte. Anais da Semana Nacional de Engenharia Nuclear e da Energia e Ciências das Radiações, 2024.

- Resumos expandidos publicados em anais de congresso:

- CORRÊA, K. M. S.; PEREIRA, C. ; VELASQUEZ, C. E. . **Previous analysis of fuels with transuranic inserted into the hybrid fusion-fission ARC reactor**. In: International Nuclear Atlantic Conference INAC, 2024, Rio de Janeiro. Publicações Técnicas, 2024.
- CORRÊA, K. M. S.; VELASQUEZ, C. E.; PEREIRA, C. **Evaluation of the insertion of a transmutation layer in the ARC compact reactor**. In: International Nuclear Atlantic Conference. INAC, 2021, Brasil. 10° edition of the International Nuclear Atlantic Conference - INAC 2021, 2021. v. 10° ed.

-Outros trabalhos e colaborações:

- CORRÊA, K. M. S. et al. Cybersecurity Framework for Small Modular Reactors (SMR). **Instituto De Engenharia Nuclear: Progress Report**, v. 5, p. 1, 2024.
- MELO, João P. C. et al. Evaluation of different external neutron sources for a hybrid system based on the SEALER reactor. **Annals of Nuclear Energy**, v. 214, p. 111234, 2025.
- FERNANDES, Samuel et al. Reprocessed fuels in a PWR SMR based on NuScale. **Annals of Nuclear Energy**, v. 214, p. 111148, 2025.
- CORRÊA, K. M. S. et al. **Framework de Segurança Cibernética para Reatores Modulares Pequenos (SMR)**. In: VII SENCIR Semana Nacional de Engenharia Nuclear e da Energia e Ciências das Radiações, 2024, Belo Horizonte. Anais da Semana Nacional de Engenharia Nuclear e da Energia e Ciências das Radiações, 2024.
- MELO, João. P. C. et al. **Spent Fuels Evaluation from a Subcritical Fast Neutron Reactor with External Neutron Sources**. In: VII SENCIR Semana Nacional de Engenharia Nuclear e da Energia e Ciências das Radiações, 2024, Belo Horizonte. Anais da Semana Nacional de Engenharia Nuclear e da Energia e Ciências das Radiações, 2024.
- OLIVEIRA, Cristian et al. **Nuclear Installation Safety - An Exercise Applied to Angra 2 Power Plant**. In: VI SENCIR Semana Nacional de Engenharia Nuclear e da Energia e Ciências das Radiações, 2023, Belo Horizonte. Anais da Semana Nacional de Engenharia Nuclear e da Energia e Ciências das Radiações, 2022.