



UM NOVO MODELO DE CINÉTICA PONTUAL DE REATORES
NUCLEARES SUBCRÍTICOS DO TIPO ADS USANDO COMO FUNÇÃO
PESO A FUNÇÃO IMPORTÂNCIA ASSOCIADA À TAXA DE FISSÃO

Luis Lionel Salas Ramón

Tese de Doutorado apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Nuclear, COPPE, da Universidade Federal do Rio de Janeiro, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Doutor em Engenharia Nuclear.

Orientador: Fernando Carvalho da Silva

Rio de Janeiro
Novembro de 2023

UM NOVO MODELO DE CINÉTICA PONTUAL DE REATORES
NUCLEARES SUBCRÍTICOS DO TIPO ADS USANDO COMO FUNÇÃO
PESO A FUNÇÃO IMPORTÂNCIA ASSOCIADA À TAXA DE FISSÃO

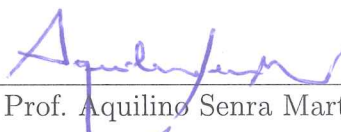
Luis Lionel Salas Ramón

TESE SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DO INSTITUTO ALBERTO LUIZ
COIMBRA DE PÓS-GRADUAÇÃO E PESQUISA DE ENGENHARIA (COPPE)
DA UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO COMO PARTE DOS
REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE DOUTOR
EM CIÊNCIAS EM ENGENHARIA NUCLEAR.

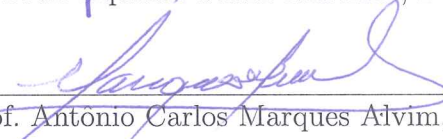
Examinada por:



Prof. Fernando Carvalho da Silva, D.Sc.



Prof. Aquilino Senra Martinez, D.Sc.



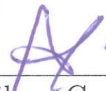
Prof. Antônio Carlos Marques Alvim, Ph.D.



Prof. Hermes Alves Filho, D.Sc.



Prof. Antônio Carlos de Abreu Mol, D.Sc.



Prof. Adilson Costa da Silva, D.Sc.

RIO DE JANEIRO, RJ – BRASIL
NOVEMBRO DE 2023

Salas Ramón, Luis Lionel

Um Novo Modelo de Cinética Pontual de Reatores Nucleares Subcríticos do Tipo ADS Usando como Função Peso a Função Importância Associada à Taxa de Fissão/Luis Lionel Salas Ramón. – Rio de Janeiro: UFRJ/COPPE, 2023.

XVI, 49 p.: il.; 29, 7cm.

Orientador: Fernando Carvalho da Silva

Tese (doutorado) – UFRJ/COPPE/Programa de Engenharia Nuclear, 2023.

Referências Bibliográficas: p. 40 – 45.

1. Reatores Subcríticos tipo ADS. 2. Função Importância. 3. Cinética Pontual. 4. Cinética Espacial.
I. Silva, Fernando Carvalho da. II. Universidade Federal do Rio de Janeiro, COPPE, Programa de Engenharia Nuclear.
III. Título.

"I do not know what I may appear to the world, but to myself I seem to have been only like a boy playing on the seashore, and diverting myself in now and then finding a smoother pebble or a prettier shell than ordinary, whilst the great ocean of truth lay all undiscovered before me."

Sir. Issac Newton

*A mi querida madre y a mi
abuelo que está cuidandome
desde algún lugarsito del
universo.*

Agradecimentos

É verdade que a realização de um trabalho de tese acarreta um sacrifício individual no que diz respeito à construção solitária, melancólica e apaixonante a que o investigador está destinado. Não obstante, tendo consciência absoluta de que sozinho nada teria sido possível, dirijo um agradecimento especial à minha mãe, meu maior motivo para nunca desistir, por ser meu modelo de coragem, pelo apoio incondicional nas minhas loucuras, pela paciência e a liberdade que me deu. Ao meu pai muito obrigado por confiar em mim plenamente, pelo orgulho que sempre demonstrou em cada um de meus passos. A vocês pais dedico este trabalho e minha vida toda.

Professor Fernando Carvalho, o senhor não foi apenas um orientador excepcional, mas também um mentor e modelo. Esta conquista representa não só o meu esforço, mas também o seu, e estou profundamente grato a você por acreditar em mim e na minha capacidade de realizar este projeto. Ao professor Aquilino Senra, sua amabilidade e paciência para responder às minhas dúvidas e preocupações, por menores ou complexas que sejam, foram essenciais para o meu crescimento como pesquisador. Aos professores Alessandro Gonçalves e Adilson da Silva, sua capacidade de comunicar conceitos difíceis de maneira clara e acessível foi fundamental para minha compreensão e sucesso nesta jornada acadêmica. Sou grato pelos conselhos, apoio e empatia que me demonstraram em situações complexas.

Agradeço muito aos membros da banca por aceitarem participar da minha defesa e pelo tempo dedicado na leitura de meu trabalho, assim como as críticas e sugestões na elaboração da minha tese. Aos todos os professores do Programa de Engenharia Nuclear (PEN) que me ajudaram ativa ou passivamente neste projeto. A sua influência na minha formação acadêmica e pessoal foi fundamental e, sem dúvida, continuará a ter um impacto positivo no meu futuro. Aos funcionários do PEN, agradeço pela disponibilidade, simpatia e gentileza. Ao Cnpq pela bolsa de estudos concedida. Aos colegas do laboratório LANCER, que se tornaram mais que amigos e talvez uma família para min.

Aos colegas e os amigos que conheci no percurso deste caminho, obrigado pelo apoio e por que sempre estiveram disponíveis nos momentos difíceis apesar de minha falta de dedicação à eles nesses últimos meses; aos meus amigos do curso obrigado pelo apoio. Ao meu irmãozinho que mesmo longe teve a maior das contribuições

neste processo, obrigado por me dar a paz de saber que você pode cuidar de meus pais, estou orgulhoso. Enfim, agradeço a todas as pessoas que fizeram parte dessa etapa da minha vida, vocês tornaram mais leve meu trabalho.

Por último, mas não menos importante, quero agradecer a min mesmo, por acreditar em min mesmo, por simplesmente ser eu em todo momento, e porque apesar de tudo nunca desisti desse sonho que tinha desde criança. Obrigado Lionel.

Resumo da Tese apresentada à COPPE/UFRJ como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Doutor em Ciências (D.Sc.)

UM NOVO MODELO DE CINÉTICA PONTUAL DE REATORES
NUCLEARES SUBCRÍTICOS DO TIPO ADS USANDO COMO FUNÇÃO
PESO A FUNÇÃO IMPORTÂNCIA ASSOCIADA À TAXA DE FISSÃO

Luis Lionel Salas Ramón

Novembro/2023

Orientador: Fernando Carvalho da Silva

Programa: Engenharia Nuclear

Neste trabalho, um novo modelo de cinética pontual para reatores nucleares subcríticos guiados por uma fonte externa de nêutrons do tipo ADS (Accelerator Driven System), foi desenvolvido. As equações e os parâmetros cinéticos foram obtidos usando como função peso a função importância associada à taxa de fissão. Das equações da cinética pontual, deste novo modelo, foi possível obter uma nova definição do fator de multiplicação para o sistema subcrítico do tipo ADS. A comparação dos resultados obtidos por este novo modelo de cinética pontual com os resultados da cinética espacial, para os transientes postulados ABI (Accelerator Beam Interruptions) e ABO (Accelerator Beam Overpower), mostram uma excelente concordância.

Abstract of Thesis presented to COPPE/UFRJ as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Doctor of Science (D.Sc.)

A NEW POINT KINETICS MODEL FOR ADS-TYPE SUBCRITICAL
NUCLEAR REACTORS USING THE IMPORTANCE FUNCTION
ASSOCIATED TO THE FISSION RATE AS WEIGHT FUNCTION

Luis Lionel Salas Ramón

November/2023

Advisor: Fernando Carvalho da Silva

Department: Nuclear Engineering

This work describes the development of a new point kinetics model for sub-critical nuclear reactors driven by an external neutron source of the Accelerator Driven System type. The equations and kinetic parameters were obtained with the use of the importance function, associated to the fission rate, as the weight function. Based on the point kinetics equations of this new model it was possible to get a new definition for the multiplication factor for the ADS-type sub-critical system. The comparison of results obtained by this new point kinetics model with those of spatial kinetics, for the ABI (Accelerator Beam Interruption) and ABO (Accelerator Beam Overpower) transients postulated showed outstanding agreement.

Sumário

Lista de Tabelas	xii
Lista de Figuras	xiii
Lista de Símbolos	xiv
Lista de Abreviaturas	xvi
1 Introdução	1
1.1 Motivação	1
1.2 Antecedentes de Reatores ADS	3
1.3 A cinética dos reatores subcríticos guiados por fonte externa tipo ADS	4
1.4 Objetivo	5
1.5 Divisão do trabalho	6
2 Função Importância e Revisão de Modelos	7
2.1 Introdução	7
2.2 Função Importância	7
2.3 Revisão de Modelos	10
2.3.1 Modelo de Gandini e Salvatores	11
2.3.2 Modelo de Nishihara et al.	12
2.3.3 Modelo de Dulla et al.	12
2.3.4 Modelo de Da Silva et al.	13
2.3.5 Modelo de Gonçalves et al.	14
2.3.6 Modelo de Shim et al.	14
3 Novo Modelo de Cinética Pontual de um Reator Subcrítico	16
3.1 Introdução	16
3.2 A Função Importância Associada à Taxa de Fissão	16
3.3 O Modelo Proposto	19
3.4 Definição de Fator de Multiplicação Subcrítico (k_{sub})	25

4 Apresentação e Análise dos Resultados	27
4.1 Introdução	27
4.2 Configuração do sistema subcrítico	27
4.3 Resultados dos cálculos para o transiente ABI	30
4.4 Resultados dos cálculos para o transiente ABO	34
5 Conclusões	38
Referências Bibliográficas	40
A Dados Nucleares e Parâmetros Cinéticos	46
A.1 Introdução	46

Lista de Tabelas

4.1	Parâmetros de ajuste de subcríticidade.	29
4.2	Parâmetros cinéticos para cada nível de subcríticidade.	29
4.3	Fator de multiplicação subcrítico.	30
4.4	Desvios máximos relativos (%), transiente ABI.	34
4.5	Desvios máximos relativos (%), transiente ABO.	37
A.1	Dados nucleares da região alvo de espalação.	46
A.2	Dados nucleares da região buffer <i>LBE</i> .	46
A.3	Dados nucleares da região refletor <i>LBE</i> .	47
A.4	Dados nucleares da região da blindagem <i>SUS</i> .	47
A.5	Dados nucleares da região da blindagem de B_4C .	47
A.6	Dados nucleares do núcleo interno.	47
A.7	Dados nucleares do núcleo externo.	48
A.8	Dados nucleares do absorvedor de controle.	48
A.9	Parâmetros cinéticos para o núcleo interno.	48
A.10	Parâmetros cinéticos para o núcleo externo.	48
A.11	Constantes de decaimento.	48
A.12	Velocidades.	49
A.13	Espectro de energia de nêutrons da fonte externa.	49

Lista de Figuras

1.1	Reator subcrítico guiado por uma fonte externa de nêutrons do tipo ADS adotado da referência DE BRUYN <i>et al.</i> (2015).	3
4.1	Configuração 1D do sistema subcrítico ($a = 18.56$ cm).	28
4.2	Comportamento de $R(t)$ para o caso de $k_{eff} = 0.91$, para o transiente ABL.	31
4.3	Comportamento de $R(t)$ para o caso de $k_{eff} = 0.93$, para o transiente ABL.	32
4.4	Comportamento de $R(t)$ para o caso de $k_{eff} = 0.95$, para o transiente ABL.	32
4.5	Comportamento de $R(t)$ para o caso de $k_{eff} = 0.97$, para o transiente ABL.	33
4.6	Comportamento de $R(t)$ para o caso de $k_{eff} = 0.99$, para o transiente ABL.	33
4.7	Comportamento de $R(t)$ para o caso de $k_{eff} = 0.91$, para o transiente ABO.	35
4.8	Comportamento de $R(t)$ para o caso de $k_{eff} = 0.93$, para o transiente ABO.	35
4.9	Comportamento de $R(t)$ para o caso de $k_{eff} = 0.95$, para o transiente ABO.	36
4.10	Comportamento de $R(t)$ para o caso de $k_{eff} = 0.97$, para o transiente ABO.	36
4.11	Comportamento de $R(t)$ para o caso de $k_{eff} = 0.99$, para o transiente ABO.	37

Lista de Símbolos

$\chi(\vec{r}, E)$	Espectro de fissão de nêutrons
$\chi_i(\vec{r}, E)$	Espectro de energia dos nêutrons retardados do i -ésimo grupo de precursores
A_0	Operador de perda (fuga + remoção)
A_0^+	Operador adjunto de A_0
$D(\vec{r}, E, t)$	Coefficiente de difusão nêutrons
F_0	Operador de fissão
F_0^+	Operador adjunto de F_0
$I_s(t)$	Intensidade da fonte externa de nêutrons
Q	Quantidade integral
$S_{ext}(\vec{r}, t)$	Fonte externa de nêutrons
$T(t)$	Amplitude do fluxo de nêutrons
$T_f(t)$	Taxa de fissão de nêutrons
Λ	Tempo médio de geração de nêutrons
$\Sigma_s(\vec{r}, E' \rightarrow E, t)$	Seção de choque macroscópica de espalhamento de nêutrons de energia E' para energia E
$\Sigma_t(\vec{r}, E, t)$	Seção de choque macroscópica total
$\bar{\beta}(t)$	Fração efetiva de nêutrons retardados
$\beta(\vec{r})$	Fração total de nêutrons retardados
$\beta_i(\vec{r})$	Fração do i -ésimo grupo de precursores de nêutrons retardados

λ_i	Constante de decaimento do i -ésimo grupo de precursores de nêutrons retardados
$\nu(E)$	Número médio de nêutrons liberados por fissão
$\phi(\vec{r}, E, t)$	Fluxo de nêutrons
$\rho(t)$	Reatividades
$v(E)$	Velocidade dos nêutrons
$c_i(\vec{r}, t)$	Concentração da i -ésima família de precursores de nêutrons retardados
$f_s(\vec{r}, t)$	Distribuição da fonte externa de nêutrons
k_{sub}	Fator de multiplicação do sistema subcrítico com fonte externa
$n(\vec{r}, \hat{\Omega}, E, t)$	Densidade angular de nêutrons
$n^*(\vec{r}, \hat{\Omega}, E, t)$	Importância do nêutron para uma certa medida
s	Fonte de nêutrons
$s^+(\vec{r}, \hat{\Omega}, E, t)$	Sensibilidade do detetor para a medida
$C_i(t)$	Densidade efetiva do i -ésimo grupo de precursores de nêutrons retardados
\mathfrak{S}_F	Importância da fonte de fissão
\mathfrak{S}_s	Importância da fonte externa de nêutrons
$\Sigma_f(\vec{r}, E, t)$	Seção de choque macroscópica de fissão
$\psi^*(\vec{r}, E)$	Função importância de nêutrons
$\phi(\vec{r}, E, t_0)$	Fluxo de nêutrons do problema de fonte fixa

Lista de Abreviaturas

ABI	Accelerator Beam Interruption	□
ABO	Accelerator Beam Overpower	□
ADS	Accelerator Driven System	□
GPT	Generalized Perturbation Theory	□
LWR	Light Water Reactor	□
SMR	Small Modular Reactor	□

Capítulo 1

Introdução

1.1 Motivação

A energia há muito tempo desempenha um papel vital na sociedade moderna. Atualmente, é uma das prioridades da agenda científica, política, econômica e social, dada a importância que tem no planeta. Ademais, possibilita o funcionamento de sistemas que atendem às necessidades humanas, como alimentação, abrigo, trabalho e transporte. A forte dependência das nações de combustíveis fósseis para gerar energia, principalmente derivados do petróleo e carvão, é uma grande preocupação para a segurança energética, não só devido à sua natureza não renovável, como também as grandes emissões de gases de efeito estufa geradas por estes combustíveis. A energia é vital nas economias industrializadas, mas também na geração de progresso econômico e social nas áreas em desenvolvimento como Brasil e os outros países desta região.

As emissões de CO_2 relacionadas à energia, principalmente de hidrocarbonetos, aumentaram 1% ao ano na última década. Embora a crise sanitária causada pela pandemia Covid-2019 e a queda da produção de petróleo tenham conseguido conter as emissões em 2020, a recuperação restauraria a tendência de longo prazo (INTERNATIONAL RENEWABLE ENERGY AGENCY, 2020). Agora, manter o aquecimento global abaixo de $2^\circ C$ exigirá uma transição de fontes de energia muito maior e mais rápida do que qualquer coisa antes. No entanto, a pandemia causou mais alterações no setor de energia do que qualquer outro evento na história recente, reduzindo o investimento em energia em 18% em 2020 segundo o descrito pela (INTERNATIONAL ENERGY AGENCY, 2020).

Para 2050, o consumo global de energia final deverá aumentar em aproximadamente 30% (IAEA-TECDOC-1766, 2020). Perante esta situação, a incorporação

de novas fontes de energias primárias assume grande relevância, de forma a cumprir os compromissos assumidos no âmbito do Acordo de Paris sobre Alterações Climáticas de 2015. De acordo com a Agência Internacional de Energia (ou IEA, sigla em inglês) ([INTERNATIONAL ENERGY AGENCY, 2019](#)), o uso de núcleo-eletricidade evitou mais de 60 gigatoneladas de emissões de CO_2 nos últimos 50 anos. Portanto, a energia nuclear surge como a melhor alternativa, uma vez que, além de mitigar as alterações climáticas, poderia oferecer soluções para o aumento do consumo de eletricidade, preocupações com a qualidade do ar, segurança do abastecimento energético e instabilidade dos preços dos outros combustíveis ([IAEA-TECDOC-1766, 2020](#)). Nas projeções da Agência Internacional de Energia Atômica (ou IAEA, sigla em inglês) também para 2050, a energia nuclear será 11% da energia consumida no mundo. No entanto, um dos maiores desafios da energia nuclear é como lidar adequadamente com os resíduos altamente radioativos gerados durante a queima do combustível nuclear em reatores nucleares ([OECD-NEA \(2002\)](#)). As usinas nucleares de reatores de água leve (Light Water Reactor, LWR), que hoje representam quase todo o montante de usinas nucleares em operação no mundo, foram desenvolvidas ao longo de cinquenta anos e atingiram alta maturidade industrial. No entanto, a tecnologia LWR tem várias desvantagens relacionadas às características do ciclo do combustível. Em particular, porque não permite aproveitar todo o potencial energético do recurso natural (ou combustível), gerando problemas e preocupações relacionadas à sua preservação e gestão de rejeitos radioativos ([IAEA-TECDOC-1766, 2015](#)). Com o início da guerra entre Rússia e Ucrânia em 2022, que trouxe como consequência desabastecimento de gás na Europa, acelerou-se a transição energética ([INTERNATIONAL ENERGY AGENCY, 2022](#)), abrindo uma grande oportunidade para a energia nuclear se mostrar eficiente em termos de controle de resíduos nucleares.

Felizmente, a comunidade nuclear mundial está dedicando esforços ao desenvolvimento de tecnologias inovadoras para tornar o uso da energia nuclear mais seguro e sustentável em termos de uso de recursos e gestão de resíduos. Para atingir esses objetivos, sistemas inovadores e opções avançadas de ciclo de combustível nuclear estão sendo estudados e desenvolvidos em vários países. Dentro deste quadro, o mundo tem demonstrado grande interesse em reatores subcríticos guiados por fonte externa de nêutrons, em particular, aqueles sistemas guiados por aceleradores (Accelerator Driven System, ADS), para produção de energia e transmutação do resíduo radioativo de uma forma possivelmente mais limpa e segura do que hoje. Na Figura [1.1](#) mostra-se um esquema do reator MYRRHA cuja construção da infraestrutura está prevista para começar em 2026 ([ORLOV e GABARAEV, 2023](#)).

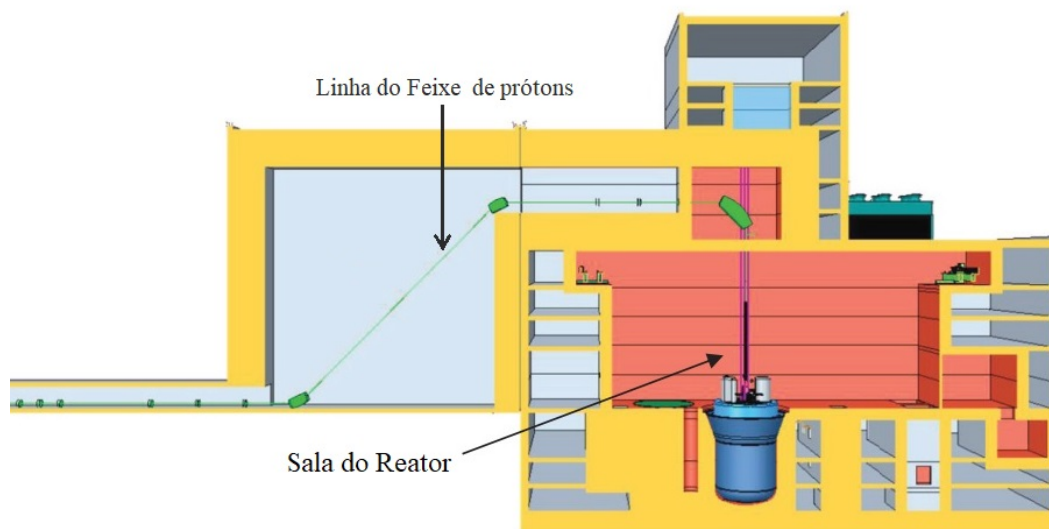


Figura 1.1: Reator subcrítico guiado por uma fonte externa de nêutrons do tipo ADS adotado da referência [DE BRUYN *et al.* \(2015\)](#).

1.2 Antecedentes de Reactores ADS

Estes sistemas que operam subcríticos, utilizam uma fonte externa de nêutrons que permite manter a reação de fissão em cadeia dentro do núcleo do reator. Os pioneiros nesta configuração foram Furukawa ([FURUKAWA *et al.*, 1983](#)), Bowman ([BOWMAN *et al.*, 1992](#)) e Rubbia ([RUBBIA *et al.*, 1995](#)). Ideias semelhantes foram propostas pela primeira vez há quase 50 anos, porém construção destes tipo de reatores naquela época não foram realizadas, nem tanto por dificuldades técnicas, mas por falta de incentivo econômico ([NIFENECKER *et al.*, 2001](#)).

A pesquisa atual, o estado de desenvolvimento tecnológico e o potencial do ADS constituem um caso forte para uma colaboração internacional aprimorada, para a qual o projeto MYRRHA é o programa mais avançado para atender aos requisitos de uma tecnologia em evolução ([DE BRUYN *et al.*, 2015](#)). Existem países com uma maior contribuição em pesquisas sobre ADS, como Japão, Coreia do Sul, França, Itália e Estados Unidos ([NUCLEAR ENERGY AGENCY, 2002](#)).

Mais recentemente, países como China com o CiADS ([WANG *et al.*, 2023](#)) e Índia com o IFSR ([YEE-RENDÓN, 2022](#)) somam-se de forma interessante dentre estes projetos ADS. E com o rápido crescimento de projetos de pequenos

reatores modulares ou SMR (Small Modular Reactors) (BHOWMIK *et al.*, 2022), o reator subcrítico HoloGen que usa um sistema de conversão de calor de alta eficiência (FILIPPONE e JORDAN, 2017), também mostra-se como uma grande opção. E, finalmente, cabe mencionar o reator nuclear e termonuclear (fissão-fusão) (BEDENKO *et al.*, 2022) que é um reator subcrítico sustentado por uma fonte de nêutrons oriundos do processo de fusão Deutério e Trítio acoplados ao núcleo do reator.

Não obstante, estes reatores precisam ainda de um esforço maior em pesquisas, para desenvolvimento de novas técnicas de processamento e análise das equações dinâmicas que descrevem a dinâmica dos nêutrons. Porém, tais programas não foram totalmente desenvolvidos. Isto se evidencia claramente nos diferentes resultados e escolhas de modelos matemáticos para calcular os parâmetros que descrevem o comportamento deste tipo de reatores (FIROOZABADI *et al.*, 2022; MALKAWI *et al.*, 2021).

Esta ausência de conceitos físicos claros, motivou o estudo nesta tese deste tipo de reatores nucleares guiados por fonte externa de nêutrons, o qual derivou na publicação de um artigo científico (SALAS *et al.*, 2023) com revisão por pares.

1.3 A cinética dos reatores subcríticos guiados por fonte externa tipo ADS

Na operação de um reator nuclear tem que se prever pequenas mudanças no sistema, estas mudanças são chamadas de transientes. Existem transientes que ocorrem em núcleos de reatores nucleares, que afetam apenas a amplitude do fluxo de nêutrons e, para lidar com estes transientes, as equações da cinética pontual de reatores nucleares podem ser usadas. Estas equações da cinética pontual são obtidas pesando-se as equações da cinética espacial com uma função peso adequada, realizando a integração nas variáveis do espaço de fase e definindo os chamados parâmetros cinéticos. É pertinente mencionar que no caso da teoria da difusão de nêutrons poderia ser usado o modelo de difusão original (HENRY, 1975) ou modelos que adotem efeito não-Fickiano (ou seja, que não empreguem a Ley de Fick) (ESPINOSA-PAREDES *et al.*, 2011; NUNES *et al.*, 2015).

Para reatores que operam em condições de criticidade, aqueles para os quais

o fator de multiplicação é igual à unidade, a função peso usada é o chamado fluxo adjunto de nêutrons (DUDERSTADT e HAMILTON, 1976), pois as equações envolvidas representam problemas de autovalor (LIMA *et al.*, 2004), ou seja, são equações homogêneas. No entanto, para o caso de reatores subcríticos, que operam guiados por uma fonte externa de nêutrons, as equações envolvidas representam problemas de fonte fixa (LIMA *et al.*, 2004). Sendo assim, o fluxo adjunto de nêutrons não seria a função peso adequada para obtenção das equações da cinética pontual para reatores subcríticos que operam guiados por uma fonte externa de nêutrons, conforme verificado previamente por NISHIHARA *et al.* (2003). Portanto, neste caso, uma função importância associada a um mensurável (quantidade integral) (GANDINI, 1967) que não seja o fator de multiplicação efetivo, cuja função importância associada é o fluxo adjunto de nêutrons, tem que ser usada.

Na literatura existem alguns modelos de cinética pontual para reatores subcríticos, que operam guiados por uma fonte externa de nêutrons, propostos por vários autores, cada um com a sua função peso. GANDINI e SALVATORES (2002) usaram, como função peso, a função importância associada à potência dividida pela potência nominal do reator. NISHIHARA *et al.* (2003) usaram uma função importância cuja equação não contém o operador adjunto de fissão e a chamaram de “função de Green”. Mas, o termo de fonte da equação desta função importância era o produto do número médio de nêutrons emitidos na fissão pela seção de choque macroscópica de fissão. Já DULLA *et al.* (2006) usaram uma função importância associada ao número total de nêutrons de fissão, portanto, com o mesmo termo de fonte que a equação do modelo de NISHIHARA *et al.* (2003). DA SILVA *et al.* (2012) usaram, como função peso, uma função importância associada à uma quantidade integral que é proporcional ao número total de nêutrons de fissão, com a constante de proporcionalidade sendo obtida de forma empírica. GONÇALVES *et al.* (2015), em seu modelo de cinética pontual, usaram uma função importância associada à razão entre os valores da fonte de fissão e da fonte externa de nêutrons. Portanto, para o desenvolvimento deste modelo, faz-se necessário o cálculo do fluxo adjunto de nêutrons. Finalmente, SHIM *et al.* (2019) no seu trabalho, utilizaram uma função importância idêntica àquela usada por DULLA *et al.* (2006).

1.4 Objetivo

Neste trabalho propõe-se como função peso uma função importância associada à taxa de fissão, para a obtenção de um novo modelo de cinética pontual para tratar

transientes em reatores nucleares subcríticos, que operam guiados por uma fonte externa de nêutrons.

Embora não fizesse parte dos objetivos da tese, do conjunto de equações da cinética pontual, que compõem este novo modelo, foi possível obter uma nova definição para o fator de multiplicação k_{sub} associado ao sistema subcrítico guiado por uma fonte externa de nêutrons.

1.5 Divisão do trabalho

O restante da tese é dividido da forma como se segue. Na seção 2 é estabelecida o conceito de função importância e feita a revisão de modelos existentes. Na seção 3 é apresentado a função importância a ser usada como função peso. Nesta seção também é apresentado o novo modelo de cinética pontual para reatores subcríticos guiados por uma fonte externa de nêutrons, com a definição de cada um dos seus parâmetros cinéticos. Inclusive, nesta mesma seção, mostra-se uma nova definição de fator de multiplicação subcrítico para este tipo de reatores ADS. A seção 4 é dedicada à apresentação e análise de resultados dos casos simulados. Nesta seção, apresenta-se a configuração do núcleo do reator e os resultados obtidos com as equações da cinética pontual aqui desenvolvidas, os quais foram comparados com os respectivos resultados obtidos com a solução das equações de cinética espacial. E, por fim, na seção 5 são apresentadas as conclusões deste trabalho de tese e possíveis sugestões para trabalhos futuros.

Capítulo 2

Função Importância e Revisão de Modelos

2.1 Introdução

Neste capítulo, são apresentados os fundamentos teóricos que descrevem os modelos matemáticos usados na proposta desta tese. Será conceptualizado a função importância e os axiomas que dão suporte a esta teoria. Em seguida, apresenta-se um apanhado dos modelos existentes na literatura até hoje, usados para determinar as equações da cinética pontual para reatores subcríticos guiados por fonte externa de nêutrons. E será apresentado também, as respectivas funções importâncias usadas como função peso para a determinação dos parâmetros cinéticos de cada modelo. No final deste capítulo é feita uma breve análise teórica desses modelos e, com base nela, é feita a escolha da função importância a ser usada nesta tese.

2.2 Função Importância

Como foi mencionado no capítulo anterior, as equações de cinética pontual são obtidas ponderando as equações de cinética espacial por uma função peso adequada. A relevância desta função peso no sistema vem porque o impacto de uma mudança na reatividade do núcleo do reator será necessariamente afetado pela importância relativa ao local onde a mudança é feita. Em consequência, devido ao carácter físico considerável para o sistema analisado, a função peso pode ser chamado de função importância (CARO, 1976; MANWARING e BORRELLI, 2023).

Se bem que inicialmente tenha sido associada a uma função adjunta decorrente do campo matemático, a interpretação da função importância com cada pesquisa

foi desenvolvendo-se até atingir um conceito mais geral como os descritos nos trabalhos de LEWINS (1960) e GANDINI (1967). Como menciona HENRY (1975), esta função importância, tem um papel fundamental na perturbação, nas técnicas de sensibilidade e nos cálculos dinâmicos. Não obstante -Como introduziu-se a ideia de função importância na física de reatores?-. Em Junho de 1945, Wigner no seu trabalho chamado “effect of small perturbations on pile period” (WIGNER, 1945) introduz o conceito de “densidade adjunta de nêutrons” isto com o intuito de calcular valores da reatividade em diferentes materiais. Este primeiro trabalho aonde se menciona esta “densidade adjunta”, estava baseado em conceitos derivados da mecânica quântica. Já em 1948, Soodak (SOODAK, 1948), deu uma interpretação heurística desta densidade adjunta proporcional à contribuição de um nêutron introduzido em um sistema crítico para uma potência assintótica. Usachev em 1956 (USACHEV, 1956), discute uma função importância de um nêutron como uma quantidade proporcional ao nível de potência originada por um nêutron introduzido no reator e demonstra que a equação associada a importância de um nêutron coincide com a equação adjunta de transporte. Outro aporte foi dado por KADOMTZEV (1957), que relaciona o conceito de importância no campo do transporte de radiação. Já no 1960, LEWINS (1960) define a importância de um nêutron como a contribuição deste nêutron para algum processo final arbitrário detectável. Este conceito seria utilizado por GANDINI (1967) para derivar algumas propriedades relevantes para a função importância de nêutrons, segundo a Teoria de Perturbação Generalizada (ou GPT, pelas siglas em inglês). Lembrando que, tanto a abordagem GPT (GANDINI, 1967) e a variacional (CACUCI *et al.*, 1980) diferem apenas no procedimento para chegar às expressões de sensibilidade(ou perturbação), sendo estas equivalentes entre si, como já foi mostrado por GREENSPAN (1975).

Por fim, adotando nesta tese a abordagem da escola da GPT (GANDINI, 1967; LEWINS, 1960) para a função importância, podemos manifestar o seguinte:

-Pode-se definir a importância de um nêutron, como a provável contribuição deste nêutron a um processo arbitrário detectável (um mensurável ou uma quantidade integral), em um instante selecionado, digamos t_F .

-De modo axiomático a importância de um nêutron em um instante t qualquer, antes de t_F , é igual a importância total de sua provável prole, em qualquer instante posterior, antes de t_F .

Mas, uma definição operacional de importância de um nêutron pode ser dada tomando-se uma quantidade integral, como o mensurável de interesse, ou seja, a

grandeza que está sendo medida. Procedendo-se do seguinte modo:

Se no instante t um nêutron caminhando na direção $\hat{\Omega}$, com velocidade $v(E)$ (ou seja, com energia cinética E), é inserido na posição \vec{r} do sistema, então, haverá um acréscimo (médio) na densidade angular de nêutrons n e isto, conseqüentemente, levará a um acréscimo na quantidade integral Q . De uma forma esquemática pode-se escrever:

$$\bigcirc \xrightarrow[\text{em } (\vec{r}, \hat{\Omega}, E, t)]{\text{nêutron}} [\text{Sistema}] \rightarrow \Delta n \rightarrow \Delta Q$$

Define-se tal acréscimo ΔQ como a importância de tal nêutron para a medida de Q e esta importância é denotada por $n^*(\vec{r}, \hat{\Omega}, E, t)$. Esquemáticamente pode-se escrever:

$$\Delta Q \equiv n^*(\vec{r}, \hat{\Omega}, E, t) \times 1 \text{ nêutron em } (\vec{r}, \hat{\Omega}, E, t).$$

Então, observa-se que a importância de um nêutron, para o mensurável, é a contribuição que ele dá para a medida deste mensurável, ou seja, para a quantidade integral que está sendo medida.

No entanto, se o sistema for multiplicativo, ou seja, um meio no qual um nêutron pode dar origem a outros nêutrons através da fissão, este acréscimo ΔQ pode não ser dado diretamente pelo nêutron que foi inserido no sistema, mas sim pela sua prole. De forma esquemática pode-se escrever:

$$\begin{aligned} \Delta Q = \Delta Q_1 + \Delta Q_2 + \Delta Q_3 + \dots = & n^*(\vec{r}_1, \hat{\Omega}_1, E_1, t_1) \times 1 \text{ nêutron em } (\vec{r}_1, \hat{\Omega}_1, E_1, t_1) + \\ & n^*(\vec{r}_2, \hat{\Omega}_2, E_2, t_2) \times 1 \text{ nêutron em } (\vec{r}_2, \hat{\Omega}_2, E_2, t_2) + \\ & n^*(\vec{r}_3, \hat{\Omega}_3, E_3, t_3) \times 1 \text{ nêutron em } (\vec{r}_3, \hat{\Omega}_3, E_3, t_3) + \dots \end{aligned}$$

Esta última sentença estabelece o chamado Princípio de Conservação de Importância. Este princípio diz que se não é o nêutron que originalmente foi inserido no sistema quem contribuirá diretamente para a medida, então, será a sua prole, em um instante mais tarde, porém com a mesma contribuição (ou importância) que ele (o nêutron original) daria para a medida.

A magnitude de uma medida Q (ou quantidade integral), na área de física de reatores nucleares pode ser assim definida:

$$Q \equiv \int_{t_0}^{t_F} \int_V \int_0^\infty \int_{4\pi} s^+(\vec{r}, \hat{\Omega}, E, t) n(\vec{r}, \hat{\Omega}, E, t) d\hat{\Omega} dE d^3r dt, \quad (2.1)$$

onde $s^+(\vec{r}, \hat{\Omega}, E, t)$ é dito ser a sensibilidade do detector para a medida feita no intervalo de tempo entre t_0 e t_F , enquanto que $n(\vec{r}, \hat{\Omega}, E, t)$ é a densidade angular de nêutrons no sistema de volume V .

Agora, pesando todos os nêutrons inseridos no sistema, vamos supor que uma fonte $s(\vec{r}, \hat{\Omega}, E, t)$, com a importância correspondente $n^*(\vec{r}, \hat{\Omega}, E, t)$ dará obviamente a resposta em si (GANDINI, 2021), ou seja:

$$\int_{t_0}^{t_F} \int_V \int_0^\infty \int_{4\pi} n^*(\vec{r}, \hat{\Omega}, E, t) s(\vec{r}, \hat{\Omega}, E, t) d\hat{\Omega} dE d^3r dt = Q. \quad (2.2)$$

Equiparando a equação (2.1) com a equação (2.2), observa-se que representa Relação de Reciprocidade de Fontes. Esta relação é assim denominada porque enquanto $s(\vec{r}, E, \hat{\Omega}, t)$ é o termo de fonte da equação para a densidade angular de nêutrons $n(\vec{r}, E, \hat{\Omega}, t)$, $s^+(\vec{r}, E, \hat{\Omega}, t)$ será o termo de fonte para a equação da função importância $n^*(\vec{r}, E, \hat{\Omega}, t)$.

Este conceito de importância oriundo da GPT, e suas propriedades foram utilizadas para pesar as equações de cinética espacial e assim construir um novo modelo para as equações da cinética pontual, como será apresentado no Capítulo 3. Na continuação faremos uma revisão dos modelos existentes na literatura, a escolha da quantidade integral de cada um destes e discutiremos os mesmos.

2.3 Revisão de Modelos

Para reatores nucleares subcríticos, que operam guiados por uma fonte externa de nêutrons, as equações de cinética pontual foram derivadas em diferentes modelos, que têm como funções peso, a função importância associada a um *termo fonte* arbitrário. Dentre os modelos propostos na literatura, estão aquelas propostas por Gandini e Salvatores (GANDINI e SALVATORES, 2002), Nishihara (NISHIHARA *et al.*, 2003), Dulla (DULLA *et al.*, 2006), Da Silva (DA SILVA *et al.*, 2012), Gonçalves (GONÇALVES *et al.*, 2015) e Shim (SHIM *et al.*, 2019) como mencio-

nado no Capítulo 1. Todos estes modelos fizeram uso de uma função peso, $\psi^*(\vec{r}, E)$, satisfazendo a seguinte equação:

$$A_0^+ \psi^*(\vec{r}, E) = F_0^+ \psi^*(\vec{r}, E) + s^+, \quad (2.3)$$

onde A_0^+ e F_0^+ são os operadores de perda e de fissão.

A escolha do *termo fonte*, s^+ , definido para cada modelo determinará a função peso, e conseqüentemente definirá os parâmetros cinéticos que constroem as equações de cinética pontual. E como as nomenclaturas das formulações desses artigos são completamente diferentes do modelo proposto nesta tese, houve a necessidade de padronizá-las na teoria da difusão de nêutrons com o intuito de apresentar os *termos fonte* e quanto relevante ela é para calcular a função importância e descrever finalmente comportamento dos nêutrons dentro de um sistema que sofre um transiente.

2.3.1 Modelo de Gandini e Salvatores

A função importância $\psi^*(\vec{r}, E)$ usada neste modelo, para obter as suas equações de cinética pontual de reatores subcríticos guiados por fonte externa, é solução da seguinte equação:

$$A_0^+ \psi^*(\vec{r}, E) = F_0^+ \psi^*(\vec{r}, E) + \frac{1}{P_0} w(E) \Sigma_f(\vec{r}, E, t_0), \quad (2.4)$$

onde $w(E)$ é a energia liberada por fissão e P_0 é a potência do reator em um estado estacionário não perturbado. O *termo fonte* é definido da seguinte forma:

$$s^+ \equiv \frac{1}{P_0} w(E) \Sigma_f(\vec{r}, E, t_0), \quad (2.5)$$

observa-se que para este modelo de Gandini e Salvatores (GANDINI e SALVATORES, 2002), tem-se, como função peso uma função importância associada à seguinte quantidade integral:

$$Q \equiv \frac{1}{P_0} \int_V \int_0^\infty w(E) \Sigma_f(\vec{r}, E, t_0) \phi_0(\vec{r}, E) dE d^3r. \quad (2.6)$$

2.3.2 Modelo de Nishihara et al.

No modelo de [NISHIHARA et al. \(2003\)](#), a função importância $\psi^*(\vec{r}, E)$ usada, é solução da seguinte equação:

$$A_0^+ \psi^*(\vec{r}, E) = \nu(E) \Sigma_f(\vec{r}, E, t_0). \quad (2.7)$$

Nishihara ([NISHIHARA et al. 2003](#)) sugeriu uma “Função de Green”, G . Tal que, $G \equiv \psi^*(\vec{r}, E)$, é a solução da equação não homogênea Eq. (2.3) porém sem considerar o termo do operador adjunto de fissão $F_0^+ \psi^*(\vec{r}, E)$. Sendo *termo fonte* para este modelo definido como:

$$s^+ \equiv \nu(E) \Sigma_f(\vec{r}, E, t_0). \quad (2.8)$$

Deve ser observado que este modelo de [NISHIHARA et al. \(2003\)](#) não considera perturbações nos parâmetros nucleares, ou seja, apenas a intensidade da fonte externa de nêutrons pode mudar com o tempo. Isto significa que este modelo só pode tratar transientes causados por mudanças na intensidade da fonte externa de nêutrons.

No entanto, a função peso G como sendo $\psi^*(\vec{r}, E)$ está associada à seguinte quantidade integral:

$$Q = \int_V \int_0^\infty \nu(E) \Sigma_f(\vec{r}, E, t_0) \phi_0(\vec{r}, E) dE d^3r. \quad (2.9)$$

2.3.3 Modelo de Dulla et al.

A função peso $\psi^*(\vec{r}, E)$ usada neste modelo ([DULLA et al. 2006](#)), para obter as suas equações de cinética pontual de reatores, é solução da seguinte equação:

$$A_0^+ \psi^*(\vec{r}, E) = F_0^+ \psi^*(\vec{r}, E) + \nu(E) \Sigma_f(\vec{r}, E, t_0), \quad (2.10)$$

onde $\nu(E)$ é número médio de nêutrons liberados por fissão. Sendo o *termo fonte* da seguinte forma:

$$s^+ = \nu(E) \Sigma_f(\vec{r}, E, t_0). \quad (2.11)$$

Cabe ressaltar que a função peso $\psi^*(\vec{r}, E)$ é a função importância associada à seguinte quantidade integral:

$$Q = \int_V \int_0^\infty \nu(E) \Sigma_f(\vec{r}, E, t_0) \phi_0(\vec{r}, E) dE d^3r. \quad (2.12)$$

2.3.4 Modelo de Da Silva et al.

A função peso $\psi^*(\vec{r}, E)$ usada neste modelo (DA SILVA *et al.*, 2012), para obter as suas equações de cinética pontual de reatores, é solução da seguinte equação:

$$A_0^+ \psi^*(\vec{r}, E) = F_0^+ \psi^*(\vec{r}, E) + \frac{\eta}{N_0} \nu(E) \Sigma_f(\vec{r}, E, t_0), \quad (2.13)$$

com $\eta \equiv \frac{1}{\tan^\alpha(k_{eff} \cdot \pi/2)}$, sendo N_0 o número total de nêutrons de fissão em um estado estacionário, ν o número promédio de nêutrons emitidos por fissão e α um número racional arbitrário, o *termo fonte* é definido como:

$$s^+ \equiv \frac{\eta}{N_0} \nu \Sigma_f(\vec{r}, E, t_0). \quad (2.14)$$

É imperativo mencionar que (DA SILVA *et al.*, 2012) modificou empiricamente a equação não homogênea dividindo o termo $F_0^+ \psi^*(\vec{r}, E)$ da equação (2.13) pelo fator de multiplicação k_{sub} e definindo um fator η como o ajuste empírico, em seguida de uma aproximação $k_{sub} \approx k_{eff}$, dado que foi considerado uma faixa de subcriticalidade perto da criticalidade, portanto, a equação de autovalor é semelhante. A quantidade integral caracterizando este modelo, pode-se escrever como:

$$Q = \int_V \int_0^\infty \frac{\eta}{N_0} \nu(E) \Sigma_f(\vec{r}, E, t_0) \phi_0(\vec{r}, E) dE d^3r. \quad (2.15)$$

2.3.5 Modelo de Gonçalves et al.

A função peso $\psi^*(\vec{r}, E)$ usada neste modelo (GONÇALVES *et al.*, 2015), para obter as equações de cinética pontual de reatores, é solução da seguinte equação:

$$A_0^+ \psi^*(\vec{r}, E) = F_0^+ \psi^*(\vec{r}, E) + \alpha_G \int_0^\infty \chi(\vec{r}, E') \phi_0^*(\vec{r}, E') dE' \nu(E) \Sigma_f(\vec{r}, E, t_0), \quad (2.16)$$

onde $\alpha_G \equiv -\rho_{sub} / \int_V \int_0^\infty \phi_0^*(\vec{r}, E) s_{ext}(\vec{r}, E, t_0) dE d^3r$ é proporcional à reatividade do sistema analisado e $\phi_0^*(\vec{r}, E)$ é o fluxo adjunto de nêutrons. (GONÇALVES *et al.*, 2015) definiu o *termo fonte* como:

$$s^+ \equiv \alpha_G \int_0^\infty \chi(\vec{r}, E') \phi_0^*(\vec{r}, E') dE' \nu(E) \Sigma_f(\vec{r}, E, t_0), \quad (2.17)$$

com

$$\rho_{sub} \equiv 1 - \frac{1}{k_{eff}} < 0, \text{ por ser um sistema subcrítico.} \quad (2.18)$$

Cabe ressaltar que $\psi^*(\vec{r}, E)$ é a função importância associada à seguinte quantidade integral:

$$Q \equiv \int_V \int_0^\infty \alpha_G F_0^+ \phi_0^*(\vec{r}, E') \phi_0(\vec{r}, E) dE d^3r. \quad (2.19)$$

2.3.6 Modelo de Shim et al.

Finalmente, a função peso $\psi^*(\vec{r}, E)$ usada neste modelo (SHIM *et al.*, 2019), para obter as equações de cinética pontual de reatores, é solução da seguinte equação:

$$A_0^+ \psi^*(\vec{r}, E) = F_0^+ \psi^*(\vec{r}, E) + \nu(E) \Sigma_f(\vec{r}, E, t_0). \quad (2.20)$$

Pode-se observar no trabalho que (SHIM *et al.*, 2019), utilizou o mesmo *termo fonte* da (DULLA *et al.*, 2006), para calcular os parâmetros cinéticos que constroem as equações da cinética pontual, mediante o algoritmo Monte Carlo. Sendo o *termo*

fonte definido como:

$$s^+ \equiv \nu(E) \Sigma_f(\vec{r}, E, t_0). \quad (2.21)$$

E obviamente tanto quanto [DULLA et al. \(2006\)](#), $\psi^*(\vec{r}, E)$, é a função importância associada à seguinte quantidade integral:

$$Q = \int_V \int_0^\infty \nu(E) \Sigma_f(\vec{r}, E, t_0) \phi_0(\vec{r}, E) dE d^3r. \quad (2.22)$$

Observa-se que cada um destes autores [GANDINI e SALVATOREs \(2002\)](#), [DULLA et al. \(2006\)](#) e [GONÇALVES et al. \(2015\)](#), empregou o conceito de função importância na obtenção da função peso para modelar as equações da cinética pontual, em contraste com [NISHIHARA et al. \(2003\)](#), [DA SILVA et al. \(2012\)](#) e [SHIM et al. \(2019\)](#). Porém, é possível também observar que todos eles têm uma quantidade integral Q como medida de interesse.

No entanto, deve-se notar que em todos os modelos apresentados neste capítulo, a seção de choque macroscópica de fissão Σ_f , aparece explicitamente associada ao *termo fonte* da equação da função importância de cada modelo, como é mostrado nas equações [\(2.5\)](#), [\(2.8\)](#), [\(2.11\)](#), [\(2.14\)](#), [\(2.17\)](#) e [\(2.21\)](#). Apesar de evidenciar que a escolha do *termo fonte* é arbitrária (determinada pela medida de interesse escolhida), o fenômeno analisado é a fissão, que caracteriza um sistema multiplicativo. Em consequência, é notória a relevância fenomenológica que tem Σ_f na equação da função importância de nêutrons, como pode-se inferir dos modelos apresentados. E portanto, será este parâmetro Σ_f , o escolhido como *termo fonte* da função importância neste trabalho de tese, como apresentado no seguinte capítulo.

Capítulo 3

Novo Modelo de Cinética Pontual de um Reator Subcrítico

3.1 Introdução

No estudo do comportamento do reator nuclear é importante ser capaz de prever a evolução temporal da população de nêutrons no núcleo de um reator induzida por mudanças no sistema, este tópico é chamado de cinética do reator (DUDERSTADT e HAMILTON, 1976). Embora a cinética pontual seja o modelo mais simples, este modelo permite não só a análise como também a previsão de mudanças globais do núcleo do reator, associadas a transientes que afetam apenas a amplitude do fluxo de nêutrons.

O novo modelo de cinética pontual proposto neste trabalho, para aplicações em reatores nucleares subcríticos guiados por fonte externa de nêutrons do tipo ADS, faz uso do conceito da função importância descrita no capítulo anterior. A função importância, que será escolhida como função peso neste novo modelo, está associada à taxa de fissão de um reator subcrítico, como apresentado na seção que se segue.

3.2 A Função Importância Associada à Taxa de Fissão

Para um sistema subcrítico, que é guiado por uma fonte externa de nêutrons, o fluxo de nêutrons no núcleo do reator, quando o sistema se encontra no estado estacionário (BELL e GLASSTONE, 1970), pode ser obtido resolvendo-se a seguinte equação (problema de fonte fixa), na teoria de difusão de neutrôns (DUDERSTADT e HAMILTON, 1976):

$$A_0\phi(\vec{r}, E, t_0) = F_0\phi(\vec{r}, E, t_0) + S_{ext}(\vec{r}, E, t_0), \quad (3.1)$$

onde t_0 é um instante qualquer durante o período em que o sistema está operando no estado estacionário. Enquanto que os operadores $A_0(\bullet)$ e $F_0(\bullet)$, são assim definidos:

$$A_0(\bullet) \equiv -\vec{\nabla} \bullet (D(\vec{r}, E, t_0) \vec{\nabla}(\bullet)) + \Sigma_t(\vec{r}, E, t_0) (\bullet) - \int_0^\infty \Sigma_s(\vec{r}, E' \rightarrow E, t_0) (\bullet) dE' \quad (3.2)$$

e

$$F_0(\bullet) \equiv \chi(\vec{r}, E) \int_0^\infty \nu(E') \Sigma_f(\vec{r}, E', t_0) (\bullet) dE', \quad (3.3)$$

com

$$\chi(\vec{r}, E) \equiv (1 - \beta(\vec{r})) \chi_p(\vec{r}, E) + \sum_{i=1}^6 \beta_i(\vec{r}) \chi_i(\vec{r}, E). \quad (3.4)$$

Mas se a fonte externa de nêutrons, para qualquer instante t , for da forma:

$$S_{ext}(\vec{r}, E, t) = f_s(\vec{r}, E) I_s(t), \quad (3.5)$$

a intensidade $I_s(t)$, da fonte externa de nêutrons, em unidade de nêutrons/segundo, para qualquer instante t , é dada por:

$$I_s(t) = \int_V \int_0^\infty S_{ext}(\vec{r}, E, t) dE d^3r. \quad (3.6)$$

então, segundo a equação (3.6), a distribuição da fonte externa, $f_s(\vec{r}, E)$, nas variáveis do espaço de fase (\vec{r}, E) , é tal que

$$\int_V \int_0^\infty f_s(\vec{r}, E) dE d^3r = 1. \quad (3.7)$$

Substituindo a equação (3.5), para $t = t_0$, na equação (3.1), pode-se escrever:

$$A_0 \phi_0(\vec{r}, E) = F_0 \phi_0(\vec{r}, E) + f_s(\vec{r}, E), \quad (3.8)$$

com

$$\phi(\vec{r}, E, t_0) \equiv I_s(t_0) \phi_0(\vec{r}, E), \quad (3.9)$$

onde $\phi_0(\vec{r}, E)$ é solução da equação (3.8).

A taxa de fissão no instante t_0 é definido tal que:

$$T_f(t_0) = \int_V \int_0^\infty \Sigma_f(\vec{r}, E, t_0) \phi(\vec{r}, E, t_0) dE d^3r. \quad (3.10)$$

Substituindo a equação (3.9) na equação (3.10) pode-se definir a seguinte quantidade integral:

$$Q \equiv T_f(t_0)/I_s(t_0) = \int_V \int_0^\infty \Sigma_f(\vec{r}, E, t_0) \phi_0(\vec{r}, E) dE d^3r. \quad (3.11)$$

A função importância $\psi^*(\vec{r}, E)$, associada a esta quantidade integral Q , dada pela equação (3.11), é solução da seguinte equação:

$$A_0^+ \psi^*(\vec{r}, E) = F_0^+ \psi^*(\vec{r}, E) + \Sigma_f(\vec{r}, E, t_0), \quad (3.12)$$

onde os operadores $A_0^+(\bullet)$ e $F_0^+(\bullet)$ são assim definidos:

$$A_0^+(\bullet) \equiv -\vec{\nabla} \bullet (D(\vec{r}, E, t_0) \vec{\nabla}(\bullet)) + \Sigma_t(\vec{r}, E, t_0) (\bullet) - \int_0^\infty \Sigma_s(\vec{r}, E \rightarrow E', t_0) (\bullet) dE' \quad (3.13)$$

e

$$F_0^+(\bullet) \equiv \nu(E) \Sigma_f(\vec{r}, E, t_0) \int_0^\infty \chi(\vec{r}, E') (\bullet) dE'. \quad (3.14)$$

A função importância $\psi^*(\vec{r}, E)$, obtida como solução da equação (3.12), será usada como função peso para obter o novo modelo de cinética pontual de reatores subcríticos guiados por uma fonte externa de nêutrons, como é mostrado a seguir.

3.3 O Modelo Proposto

Se imediatamente após o instante t_0 quando o sistema ainda se encontrava no estado estacionário, ocorre um transiente no sistema, o fluxo de nêutrons passa a ser dado pelas equações da cinética espacial (HENRY, 1975), que para um reator subcrítico guiado por uma fonte externa de nêutrons são da seguinte forma:

$$\frac{1}{v(E)} \frac{\partial}{\partial t} \phi(\vec{r}, E, t) + A \phi(\vec{r}, E, t) = F_p \phi(\vec{r}, E, t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i \chi_i(E) c_i(\vec{r}, t) + S_{ext}(\vec{r}, E, t) \quad (3.15)$$

e

$$\frac{\partial}{\partial t} \{ \chi_i(E) c_i(\vec{r}, t) \} = F_i \phi(\vec{r}, E, t) - \lambda_i \{ \chi_i(E) c_i(\vec{r}, t) \} \quad ; \quad \text{para } i = 1, \dots, 6. \quad (3.16)$$

Onde os operadores $A(\bullet)$, $F_p(\bullet)$ e $F_i(\bullet)$ são assim definidos:

$$A(\bullet) \equiv -\vec{\nabla} \bullet (D(\vec{r}, E, t) \vec{\nabla}(\bullet)) + \Sigma_t(\vec{r}, E, t) (\bullet) - \int_0^{\infty} \Sigma_s(\vec{r}, E' \rightarrow E, t) (\bullet) dE', \quad (3.17)$$

$$F_p(\bullet) \equiv (1 - \beta(\vec{r})) \chi_p(\vec{r}, E) \int_0^{\infty} \nu(E') \Sigma_f(\vec{r}, E', t) (\bullet) dE' \quad (3.18)$$

e

$$F_i(\bullet) \equiv \beta_i(\vec{r}) \chi_i(\vec{r}, E) \int_0^{\infty} \nu(E') \Sigma_f(\vec{r}, E', t) (\bullet) dE'. \quad (3.19)$$

As equações de cinética pontual podem ser obtidas a partir das equações de cinética espacial assumindo que a forma do fluxo de nêutrons pode variar mais

lentamente que a amplitude do fluxo de nêutrons em um passo de tempo definido. Para muitos transientes, tal como por exemplo, aqueles relacionados a perturbações na fonte externa de nêutrons, usualmente, a seguinte aproximação é feita:

$$\phi(\vec{r}, E, t) \cong T(t) \phi(\vec{r}, E, t_0) \quad . \quad (3.20)$$

Então, substituindo as equações (3.5) e (3.20) na equação (3.15) e ainda a equação (3.20) na equação (3.16), mas levando-se em conta a equação (3.9), segue que:

$$\begin{aligned} \frac{1}{v(E)} \phi_0(\vec{r}, E) \frac{dT(t)}{dt} = (F_p - A) \phi_0(\vec{r}, E) T(t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i \chi_i(E) \frac{c_i(\vec{r}, t)}{I_s(t_0)} + \\ + \frac{I_s(t)}{I_s(t_0)} f_s(\vec{r}, E) \quad (3.21) \end{aligned}$$

e

$$\frac{\partial}{\partial t} \left\{ \chi_i(E) \frac{c_i(\vec{r}, t)}{I_s(t_0)} \right\} = F_i \phi_0(\vec{r}, E) T(t) - \lambda_i \left\{ \chi_i(E) \frac{c_i(\vec{r}, t)}{I_s(t_0)} \right\} \quad ; \quad \text{para } i = 1, \dots, 6. \quad (3.22)$$

Multiplicando as equações (3.21) e (3.22) por $\psi^*(\vec{r}, E)$, e integrando a equação resultante nas variáveis do espaço de fase (\vec{r}, E) , vem:

$$\begin{aligned} \int_V \int_0^\infty \psi^*(\vec{r}, E) \frac{1}{v(E)} \phi_0(\vec{r}, E) dE d^3r \frac{dT(t)}{dt} = \\ \int_V \int_0^\infty \psi^*(\vec{r}, E) (F_p - A) \phi_0(\vec{r}, E) dE d^3r T(t) + \\ + \sum_{i=1}^6 \lambda_i \int_V \int_0^\infty \psi^*(\vec{r}, E) \chi_i(E) \frac{c_i(\vec{r}, t)}{I_s(t_0)} dE d^3r + \\ + \frac{I_s(t)}{I_s(t_0)} \int_V \int_0^\infty \psi^*(\vec{r}, E) f_s(\vec{r}, E) dE d^3r \quad (3.23) \end{aligned}$$

e

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \int_V \int_0^\infty \psi^*(\vec{r}, E) \chi_i(E) \frac{c_i(\vec{r}, t)}{I_s(t_0)} dE d^3r &= \int_V \int_0^\infty \psi^*(\vec{r}, E) F_i \phi_0(\vec{r}, E) dE d^3r T(t) - \\ &- \lambda_i \int_V \int_0^\infty \psi^*(\vec{r}, E) \chi_i(E) \frac{c_i(\vec{r}, t)}{I_s(t_0)} dE d^3r \quad ; \\ &\text{para } i = 1, \dots, 6. \end{aligned} \quad (3.24)$$

Multiplicando a equação (3.12) por $\phi_0(\vec{r}, E) T(t)$, e integrando a equação resultante nas variáveis do espaço de fase (\vec{r}, E) , e utilizando a definição de operador adjunto (STACEY, 2007), resulta em:

$$\begin{aligned} 0 &= T(t) \int_V \int_0^\infty \psi^*(\vec{r}, E) (F_0 - A_0) \phi_0(\vec{r}, E) dE d^3r + \\ &+ T(t) \int_V \int_0^\infty \psi^*(\vec{r}, E) f_s(\vec{r}, E) dE d^3r, \end{aligned} \quad (3.25)$$

onde a relação de reciprocidade de fontes (GANDINI, 2001) foi usada, como sendo:

$$\int_V \int_0^\infty \Sigma_f(\vec{r}, E, t_0) \phi_0(\vec{r}, E) dE d^3r = \int_V \int_0^\infty \psi^*(\vec{r}, E) f_s(\vec{r}, E) dE d^3r. \quad (3.26)$$

Agora, subtraindo a equação (3.25) da equação (3.23), vem:

$$\begin{aligned}
& \int_V \int_0^\infty \psi^*(\vec{r}, E) \frac{1}{v(E)} \phi_0(\vec{r}, E) dE d^3r \frac{dT(t)}{dt} = \\
& \int_V \int_0^\infty \psi^*(\vec{r}, E) \{\delta F - \delta A\} \phi_0(\vec{r}, E) dE d^3r T(t) - \\
& - \sum_{i=1}^6 \int_V \int_0^\infty \psi^*(\vec{r}, E) F_i \phi_0(\vec{r}, E) dE d^3r T(t) - \\
& - \int_V \int_0^\infty \psi^*(\vec{r}, E) f_s(\vec{r}, E) dE d^3r T(t) + \\
& + \sum_{i=1}^6 \lambda_i \int_V \int_0^\infty \psi^*(\vec{r}, E) \chi_i(E) \frac{c_i(\vec{r}, t)}{I_s(t_0)} dE d^3r + \\
& + \frac{I_s(t)}{I_s(t_0)} \int_V \int_0^\infty \psi^*(\vec{r}, E) f_s(\vec{r}, E) dE d^3r, \quad (3.27)
\end{aligned}$$

onde:

$$\delta F \equiv F(\bullet) - F_0(\bullet) = \chi(E) \int_0^\infty \nu(E') \{\Sigma_f(\vec{r}, E', t) - \Sigma_f(\vec{r}, E', t_0)\}(\bullet) dE' \quad (3.28)$$

e

$$\begin{aligned}
\delta A \equiv A(\bullet) - A_0(\bullet) = & -\vec{\nabla} \bullet (\{D(\vec{r}, E, t) - D(\vec{r}, E, t_0)\} \vec{\nabla}(\bullet)) + \\
& + (\Sigma_t(\vec{r}, E, t) - \Sigma_t(\vec{r}, E, t_0))(\bullet) - \\
& - \int_0^\infty \{\Sigma_s(\vec{r}, E' \rightarrow E, t) - \Sigma_s(\vec{r}, E' \rightarrow E, t_0)\}(\bullet) dE'. \quad (3.29)
\end{aligned}$$

Agora, para obter as equações de cinética pontual e os seus respectivos parâmetros cinéticos, as equações (3.27) e (3.24) são divididas pela importância da fonte de nêutrons, que para este caso, inclui tanto a fonte de fissão quanto a fonte externa de nêutrons, no instante t_0 , tem-se:

$$\mathfrak{S} = \int_V \int_0^\infty \psi^*(\vec{r}, E) F_0 \phi_0(\vec{r}, E) dE d^3r + \int_V \int_0^\infty \psi^*(\vec{r}, E) f_s(\vec{r}, E) dE d^3r. \quad (3.30)$$

Este procedimento nos conduz ao seguinte conjunto de equações de cinética pontual, para reatores subcríticos guiados por uma fonte externa de nêutrons:

$$\Lambda \frac{dT(t)}{dt} = \{\rho(t) - \bar{\beta}(t) - \mathfrak{S}_s/\mathfrak{S}\} T(t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(t) + \{\mathfrak{S}_s/\mathfrak{S}\} \frac{I_s(t)}{I_s(t_0)} \quad (3.31)$$

e

$$\frac{dC_i(t)}{dt} = \bar{\beta}_i(t) T(t) - \lambda_i C_i(t) \quad ; \quad \text{para } i = 1, \dots, 6. \quad (3.32)$$

Com os parâmetros cinéticos deste modelo, sendo assim definidos:

Tempo médio de geração de nêutrons:

$$\Lambda \equiv \frac{1}{\mathfrak{S}} \int_V \int_0^\infty \psi^*(\vec{r}, E) \frac{1}{v(E)} \phi_0(\vec{r}, E) dE d^3r. \quad (3.33)$$

Reatividade:

$$\rho(t) \equiv \frac{1}{\mathfrak{S}} \int_V \int_0^\infty \psi^*(\vec{r}, E) \{\delta F - \delta A\} \phi_0(\vec{r}, E) dE d^3r. \quad (3.34)$$

Fração efetiva de nêutrons retardados:

$$\bar{\beta}(t) = \sum_{i=1}^6 \bar{\beta}_i(t). \quad (3.35)$$

Fração efetiva do i -ésimo grupo de precursores de nêutrons retardados:

$$\bar{\beta}_i(t) \equiv \frac{1}{\mathfrak{S}} \int_V \int_0^\infty \psi^*(\vec{r}, E) F_i \phi_0(\vec{r}, E) dE d^3r. \quad (3.36)$$

Densidade efetiva do i -ésimo grupo de precursores de nêutrons retardados:

$$C_i(t) \equiv \frac{1}{\mathfrak{S}} \int_V \int_0^\infty \psi^*(\vec{r}, E) \chi_i(\vec{r}, E) \frac{c_i(\vec{r}, t)}{I_s(t_0)} dE d^3r. \quad (3.37)$$

Importância da fonte de fissão:

$$\mathfrak{S}_F \equiv \int_V \int_0^\infty \psi^*(\vec{r}, E) F_0 \phi_0(\vec{r}, E) dE d^3r. \quad (3.38a)$$

Importância da fonte externa de nêutrons:

$$\mathfrak{S}_s \equiv \int_V \int_0^\infty \psi^*(\vec{r}, E) f_s(\vec{r}, E) dE d^3r. \quad (3.38b)$$

É relevante mencionar que diferente das equações da cinética pontual convencional (BELL e GLASSTONE, 1970; HENRY, 1975), este novo modelo proposto não considera o fluxo adjunto de nêutrons como a função peso, porém sim leva em conta a contribuição da importância da fonte externa de neutrôns no denominador. Não obstante, as equações (3.31) a (3.38b) têm a mesma forma, conseqüentemente, a interpretação física de cada um dos parâmetros de ambos modelos é exatamente o mesmo.

A solução das equações (3.31) e (3.32) requer condições iniciais. Estas condições são obtidas considerando que no instante t_0 o sistema estava no estado estacionário. Como resultado, tem-se que $\left. \frac{dC_i(t)}{dt} \right|_{t=t_0} = 0$; $\forall i = 1, \dots, 6$. Com isto, da equação (3.32), aparece na forma:

$$C_i(t_0) = \frac{\bar{\beta}_i(t_0)}{\lambda_i} T(t_0) \quad ; \quad \text{para } i = 1, \dots, 6. \quad (3.39)$$

Para obter $T(t_0)$ é necesario usar a equação (3.20) com $t = t_0$, o qual resulta em:

$$T(t_0) = 1. \quad (3.40)$$

Por outro lado, é possível observar que as equações (3.31) e (3.32) podem ser usadas para obter uma expressão para o fator de multiplicação de um sistema subcrítico guiado por uma fonte externa de nêutrons, como será descrito em seguida.

3.4 Definição de Fator de Multiplicação Subcrítico (k_{sub})

A definição do fator de multiplicação é estabelecida na literatura associada com sistemas críticos, no entanto, esta definição tem sido arbitrariamente estendida para sistemas subcríticos (GANDINI e SALVATORES, 2002). Por esta razão, elaboradas definições do fator de multiplicação para sistemas subcríticos tem sido propostas, em consequência, se gerou uma ambiguidade no entendimento deste parâmetro. Nesta seção propomos uma definição de fator de multiplicação subcrítico k_{sub} , partindo da interpretação física que temos da reatividade do sistema.

Reescreva-se as equações da cinética pontual (3.31) e (3.32), anteriormente apresentadas:

$$\Lambda \frac{dT(t)}{dt} = \left\{ \rho(t) - \bar{\beta}(t) - \frac{\mathfrak{S}_s}{\mathfrak{S}} \right\} T(t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(t) + \left\{ \frac{\mathfrak{S}_s}{\mathfrak{S}} \right\} \frac{I_s(t)}{I_s(t_0)} \quad (3.41)$$

e

$$\frac{dC_i(t)}{dt} = \bar{\beta}_i(t) T(t) - \lambda_i C_i(t) \quad ; \quad \text{para } i = 1, \dots, 6. \quad (3.42)$$

Observa-se, principalmente pela equação (3.41), que o transiente pode ser causado por uma mudança tanto nos parâmetros nucleares, representada por $\rho(t)$, quanto por uma mudança na intensidade da fonte externa de nêutrons, $I_s(t)$.

Se ocorrer um transiente no sistema após a desconexão da fonte externa de nêutrons, isto é, se $I_s(t)$ torna-se nula in $t = t_0 + \tau$, com τ sendo um intervalo de tempo infinitesimal, o sistema desligará se $\rho(t)$ é feita igual a zero. Isto acontece porque o sistema é subcrítico e não se sustenta sem a presença da fonte externa de nêutrons. Mas, se com o desligamento da fonte externa de nêutrons uma reatividade positiva for inserida no sistema, dada por:

$$\rho(t_0 + \tau) = \frac{1 - k_{sub}}{k_{sub}} \quad (3.43)$$

onde $k_{sub} < 1$, é o fator de multiplicação caracterizando este sistema subcrítico, de tal modo que o sistema permaneça no estado estacionário, no mínimo em $t = t_0 + \tau$, ou seja, que $\left. \frac{dT(t)}{dt} \right|_{t=t_0+\tau} = 0$ e $\left. \frac{dC_i(t)}{dt} \right|_{t=t_0+\tau} = 0$; $\forall i = 1, \dots, 6$. Por tanto, das equações (3.41) e (3.42), obtem-se:

$$\left\{ \frac{1 - k_{sub}}{k_{sub}} - \bar{\beta}(t_0 + \tau) - \frac{\mathfrak{S}_s}{\mathfrak{S}} \right\} T(t_0 + \tau) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(t_0 + \tau) = 0 \quad (3.44)$$

e

$$\lambda_i C_i(t_0 + \tau) = \bar{\beta}_i(t_0 + \tau) T(t_0 + \tau) \quad ; \quad \text{para } i = 1, \dots, 6. \quad (3.45)$$

Substituindo a equação (3.45) em (3.44), vem:

$$\frac{1 - k_{sub}}{k_{sub}} T(t_0 + \tau) = \frac{\mathfrak{S}_s}{\mathfrak{S}} T(t_0 + \tau), \quad (3.46)$$

sendo que $T(t_0 + \tau)$ não é nulo, pois o sistema mantém-se no estado estacionário, da equação (3.46) obtém-se a seguinte expressão para k_{sub} , fator de multiplicação para o sistema subcrítico guiado por uma fonte externa de nêutrons:

$$k_{sub} = \frac{\mathfrak{S}}{\mathfrak{S}_s + \mathfrak{S}}, \quad (3.47)$$

sostituindo as equações (3.38b) e (3.38a) na equação (3.47), obtém-se que:

$$k_{sub} = \frac{\int_V \int_0^\infty \psi^*(\vec{r}, E) \{F_0 \phi_0(\vec{r}, E) + f_s(\vec{r}, E)\} dE d^3r}{\int_V \int_0^\infty \psi^*(\vec{r}, E) \{F_0 \phi_0(\vec{r}, E) + 2f_s(\vec{r}, E)\} dE d^3r}. \quad (3.48)$$

Esta nova definição de k_{sub} apresentado nesta tese é certamente uma consequência de dividir o sistema de equações (3.27) e (3.24) pela importância total da primeira geração de nêutrons introduzidos no sistema, ou seja, a soma de ambas contribuições \mathfrak{S}_F (importância dos nêutrons gerados pela fissão) e \mathfrak{S}_s (importância dos nêutrons emitidos pela fonte externa de nêutrons) como dado pela equação (3.30). Isto dado pelo fato que, para o sistema multiplicativo, a origem dos nêutrons (tanto pela fonte externa e quanto pela fonte de fissão) é fisicamente indistinguível.

Capítulo 4

Apresentação e Análise dos Resultados

4.1 Introdução

Neste Capítulo 4, são apresentados e analisados os resultados dos cálculos realizados, resolvendo-se as equações do novo modelo de cinética pontual aqui desenvolvido, para tratar os transientes postulados ABI (Accelerator Beam Interruptions) e ABO (Accelerator Beam Overpower) (FIGUEIRA *et al.*, 2016). O modelo proposto foi validado comparando os resultados obtidos da cinética pontual, contra os resultados da equação da cinética espacial; esta última foi utilizada como referência por ser mais precisa do que a equação da cinética pontual convencional. Além disso, as equações da cinética espacial também foram resolvidas, para os mesmos transientes, a fim de servir como base de comparação. A metodologia usada para estas comparações seguem o processo descrito detalhadamente na dissertação de mestrado de SALAS RAMÓN (2017).

4.2 Configuração do sistema subcrítico

Todos os cálculos foram feitos a uma dimensão e a 4 (quatro) grupos de energia. A configuração do sistema 1D utilizada é exatamente a linha central (na horizontal) da figura 11 da referência TSUJIMOTO *et al.* (2004). A configuração 1D usada nos cálculos é, então, apresentada na Figura 4.1, na qual estão indicadas as diferentes regiões que compõem o sistema subcrítico. As condições de contorno utilizadas foram de fluxo nulo nos dois contornos. Já os dados nucleares e os parâmetros cinéticos utilizados nos cálculos, para cada região da configuração, foram obtidos

através do código OpenMC (BOYD *et al.*, 2019), usando as densidades atômicas apresentadas na mesma referência (TSUJIMOTO *et al.* (2004)). Estes dados são apresentados no Apêndice A.

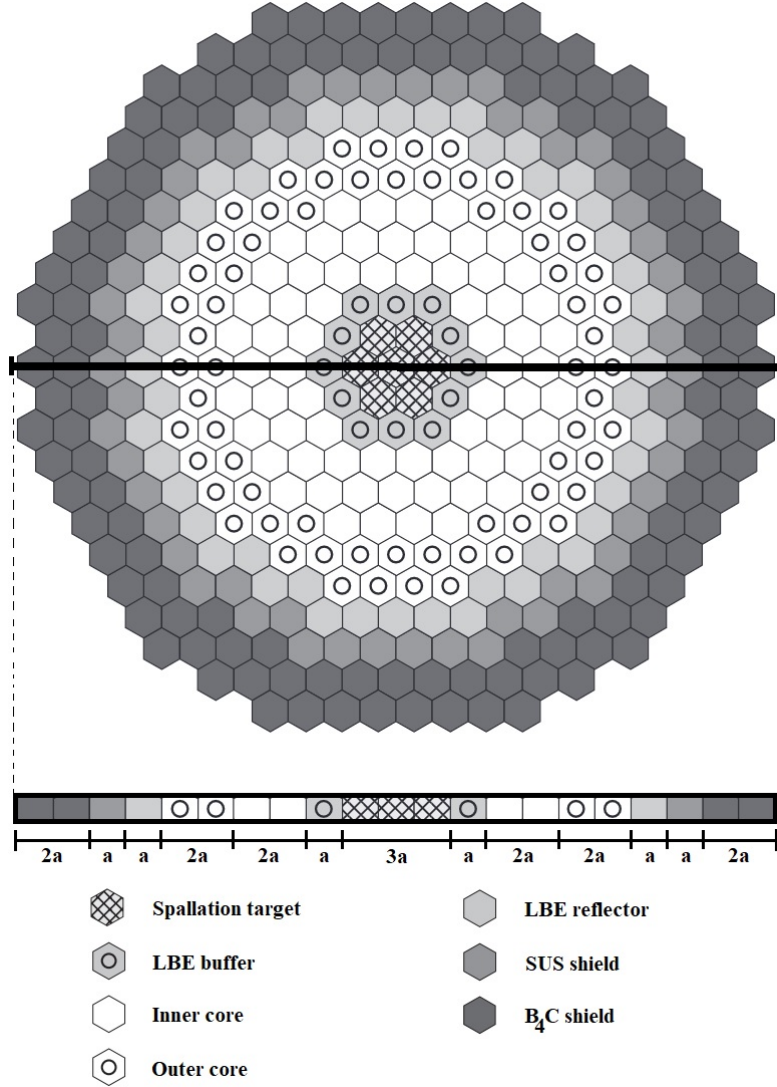


Figura 4.1: Configuração 1D do sistema subcrítico ($a = 18.56$ cm).

Foram tratados sistemas com diferentes níveis de subcríticidade e, para isto, problemas de autovalor (para cálculo de k_{eff}) foram executados com a finalidade de ajustar o nível de subcríticidade desejado, alterando-se as seções de choque macroscópicas do absorvedor de controle presente no núcleo ativo. Nestes cálculos, na região onde se encontraria a fonte externa de nêutrons estão apenas os materiais estruturais. O mecanismo de ajuste da subcríticidade é feito de acordo com (BELO e SILVA (2022)), implicando que:

$$\Sigma_a(\vec{r}, E, t_0) = \Sigma_a^0(\vec{r}, E, t_0) + \alpha \Sigma_c^{Absorber}(\vec{r}, E) \quad (4.1)$$

e

$$\Sigma_s(\vec{r}, E' \rightarrow E, t_0) = \Sigma_s^0(\vec{r}, E' \rightarrow E, t_0) + \alpha \Sigma_s^{Absorber}(\vec{r}, E' \rightarrow E), \quad (4.2)$$

com Σ_a^0 , Σ_s^0 , $\Sigma_c^{Absorber}$ e $\Sigma_s^{Absorber}$ sendo os dados nucleares apresentados no Apêndice [A](#).

Os parâmetros de ajuste da subcríticidade, para cada um dos diferentes níveis de subcríticidade, considerados neste trabalho, são apresentados na Tabela [4.1](#).

Tabela 4.1: Parâmetros de ajuste de subcríticidade.

k_{eff}	0.91	0.93	0.95	0.97	0.99
α	69.73	59.28	49.61	40.66	32.36

Os parâmetros cinéticos calculados para o novo modelo de cinética pontual desenvolvido, para cada nível de subcríticidade escolhido ($k_{eff} = 0.91, 0.93, 0.95, 0.97$ e 0.99), são apresentados na Tabela [4.2](#).

Tabela 4.2: Parâmetros cinéticos para cada nível de subcríticidade.

	0.91	0.93	0.95	0.97	0.99
Λ	1.89532E-05	1.78341E-05	1.66786E-05	1.54901E-05	1.42728E-05
$\bar{\beta}_1$	5.68292E-05	5.87838E-05	6.07487E-05	6.27199E-05	6.46930E-05
$\bar{\beta}_2$	4.38733E-04	4.53572E-04	4.68471E-04	4.83399E-04	4.98326E-04
$\bar{\beta}_3$	2.75224E-04	2.85947E-04	2.96779E-04	3.07697E-04	3.18677E-04
$\bar{\beta}_4$	6.40349E-04	6.61915E-04	6.83558E-04	7.05235E-04	7.26900E-04
$\bar{\beta}_5$	3.27155E-04	3.38776E-04	3.50468E-04	3.62207E-04	3.73970E-04
$\bar{\beta}_6$	1.04407E-04	1.08342E-04	1.12309E-04	1.16303E-04	1.20313E-04
$\bar{\beta}$	1.84270E-03	1.90733E-03	1.97233E-03	2.03756E-03	2.10288E-03
\mathfrak{S}_s	3.61904E-01	4.80211E-01	6.93300E-01	1.19068E+00	3.67800E+00
\mathfrak{S}	3.83996E+00	6.60870E+00	1.34862E+01	3.90072E+01	3.65594E+02

Os k_{sub} , conforme a equação [\(3.48\)](#), para cada um dos diferentes sistemas subcríticos, são apresentados na Tabela [4.3](#). Adicionalmente, para fins de comparação, a Tabela [4.3](#) também mostra o fator de multiplicação subcrítico resultante das equações da cinética pontual convencional com seus respectivos parâmetros cinéticos, usando o fluxo de nêutrons adjunto como função de importância.

Tabela 4.3: Fator de multiplicação subcrítico.

	0.91	0.93	0.95	0.97	0.99
k_{sub}^a	0.91387	0.93226	0.95111	0.97038	0.99004
k_{sub}^b	0.91000	0.93000	0.95000	0.97000	0.99000

^a Equações de cinética pontual proposta.

^b Equações de cinética pontual convencional.

Conforme pode-se ver dos resultados apresentados na Tabela 4.3, k_{sub} , dado pela equação (3.48) decorrente do novo modelo proposto nesta tese, é sempre maior do que k_{eff} , como é esperado (ABDERRAHIM e D'HONDT, 2007; ABDERRAHIM *et al.*, 2005; HAECK *et al.*, 2006). É observado também que o k_{sub} , obtido usando equações de cinética pontual convencional não é adequado para reproduzir sistemas subcríticos e, além disso, o fluxo de nêutrons adjunto não deve de ser usado como uma função peso, conforme verificado por NISHIHARA *et al.* (2003) e analisado por ERIKSSON *et al.* (2005).

4.3 Resultados dos cálculos para o transiente ABI

Neste tipo de transiente a fonte externa de nêutrons é desligada e mantida assim por um intervalo de 2 segundos, e depois é religada. Isto foi levado em conta tanto nas equações da cinética pontual quanto nas equações da cinética espacial da seguinte forma:

$$I_s(t) = \begin{cases} I_s(t_0) & ; \text{para } t < t_0 \\ 0 & ; \text{para } t_0 \leq t \leq t_0 + 2 \\ I_s(t_0) & ; \text{para } t > t_0 + 2 \end{cases} . \quad (4.3)$$

Usando os parâmetros cinéticos apresentados na Tabela 4.2, para cada nível de subcriticalidade, os resultados obtidos com as equações da cinética pontual do novo modelo desenvolvido, para este tipo de transiente, são comparados com aqueles obtidos pela cinética espacial. Para esta comparação se utilizaram as taxas de fissão.

A taxa de fissão decorrente da cinética espacial:

$$T_f(t) = \int_V \int_0^\infty \Sigma_f(\vec{r}, E, t) \phi(\vec{r}, E, t) dE d^3r , \quad (4.4)$$

com $\phi(\vec{r}, E, t)$ dado pelas equações (3.15) e (3.16).

A taxa de fissão decorrente da cinética pontual:

$$\begin{aligned} T_f(t) &= \int_V \int_0^\infty \Sigma_f(\vec{r}, E, t) T(t) \phi(\vec{r}, E, t_0) dE d^3r \\ &= T(t) \int_V \int_0^\infty \Sigma_f(\vec{r}, E, t) I_s(t_0) \phi_0(\vec{r}, E) dE d^3r, \end{aligned} \quad (4.5)$$

com $\phi_0(\vec{r}, E)$ dado pela equação (3.8) e $T(t)$ dado pelas equações (3.31) e (3.32).

As Figuras de 4.2 a 4.6, mostram estas comparações para a seguinte grandeza adimensional $R(t) = T_f(t)/T_f(t_0)$. Sendo que $T_f(t)$ para o caso da cinética espacial esta dada pela equação (4.4), $T_f(t)$ para o caso da cinética pontual esta dada pela equação (4.5) e $T_f(t_0)$ é a taxa de fissão no instante t_0 quando o sistema se encontra em estado estacionário. E, como pode-se observar nas Figuras de 4.2 a 4.6, não se vê diferenças significativas.

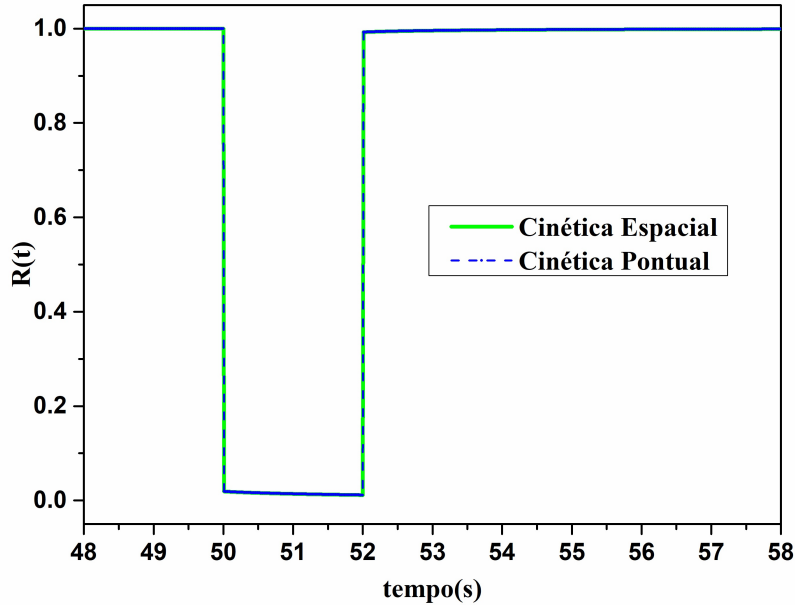


Figura 4.2: Comportamento de $R(t)$ para o caso de $k_{eff} = 0.91$, para o transiente ABI.

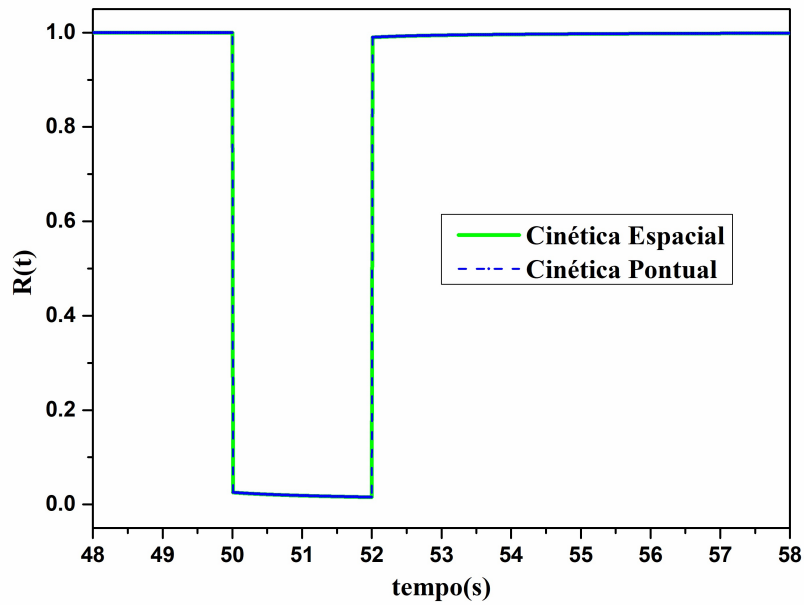


Figura 4.3: Comportamento de $R(t)$ para o caso de $k_{eff} = 0.93$, para o transiente ABI.

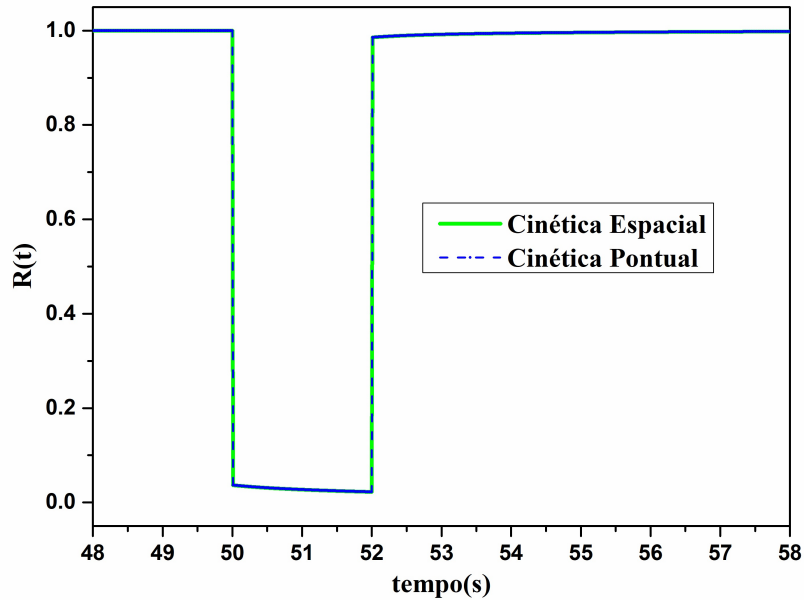


Figura 4.4: Comportamento de $R(t)$ para o caso de $k_{eff} = 0.95$, para o transiente ABI.

Na Tabela [4.4](#) são apresentados os maiores desvios obtidos no tratamento deste tipo de transiente, para cada sistema subcrítico considerado, tanto para o novo modelo cinético pontual quanto para o modelo cinético pontual convencional.

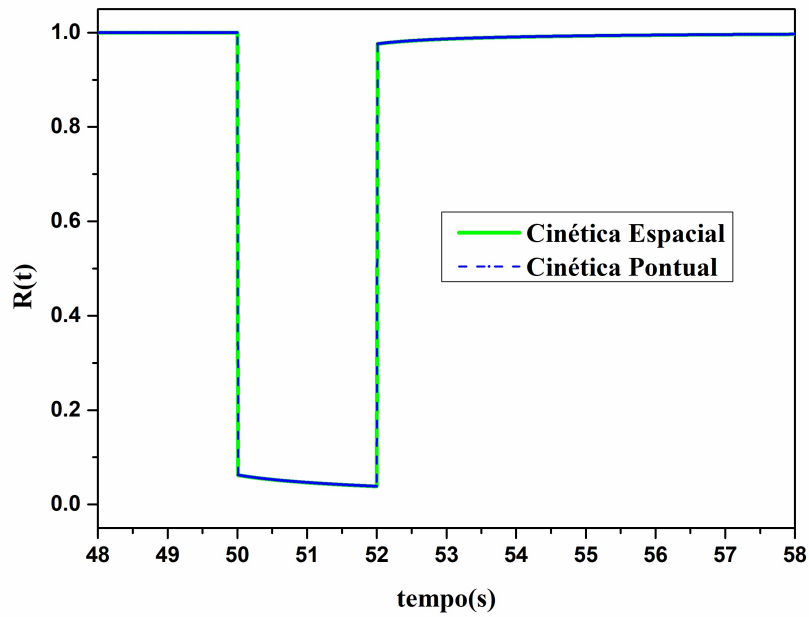


Figura 4.5: Comportamento de $R(t)$ para o caso de $k_{eff} = 0.97$, para o transiente ABI.

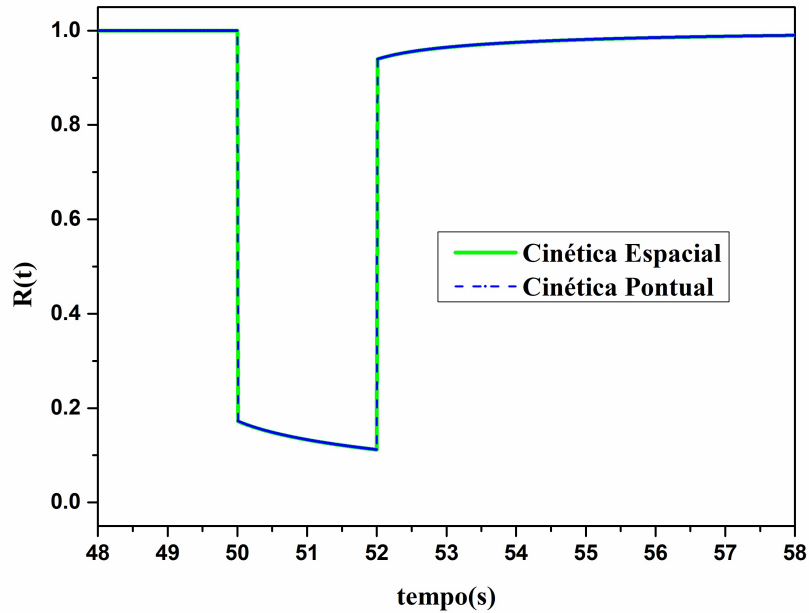


Figura 4.6: Comportamento de $R(t)$ para o caso de $k_{eff} = 0.99$, para o transiente ABI.

Pode-se observar dos dados apresentados na Tabela 4.4 que há uma concordância muito boa dos resultados obtidos com o novo modelo de cinética pontual para sistemas subcríticos, guiados por uma fonte externa de nêutrons, quando comparados

Tabela 4.4: Desvios máximos relativos (%), transiente ABI.

	0.91	0.93	0.95	0.97	0.99
Desvios ^a	-0.612	-0.300	-0.090	0.111	0.119
Desvios ^b	5.087	4.014	2.915	1.785	0.621

^a Equações de cinética pontual proposta.

^b Equações de cinética pontual convencional.

com os resultados fornecidos pela cinética espacial. Embora não tenha sido o foco do trabalho, é pertinente mencionar que conforme observado nos desvios da Tabela 4.4, as equações da cinética pontual convencional não são adequadas para descrever o comportamento de um sistema subcrítico guiado por fonte externa de nêutrons, para este transiente ABI.

4.4 Resultados dos cálculos para o transiente ABO

Neste tipo de transiente a intensidade da fonte externa de nêutrons é dobrada e mantida assim por um intervalo de 2 segundos, e depois retorna ao seu valor inicial. Isto foi levado em conta tanto nas equações da cinética pontual quanto naquelas da cinética espacial da seguinte forma:

$$I_s(t) = \begin{cases} I_s(t_0) & ; \text{para } t < t_0 \\ 2I_s(t_0) & ; \text{para } t_0 \leq t \leq t_0 + 2 \\ I_s(t_0) & ; \text{para } t > t_0 + 2 \end{cases} \quad (4.6)$$

Usando os parâmetros cinéticos apresentados na Tabela 4.2, para cada nível de subcriticalidade, os resultados obtidos com as equações da cinética pontual do novo modelo desenvolvido, para este tipo de transiente, são comparados com aqueles obtidos pela cinética espacial.

As Figuras de 4.7 a 4.11 mostram estas comparações para $R(t)$ e, como pode-se observar, aqui também não se vê diferenças significativas.

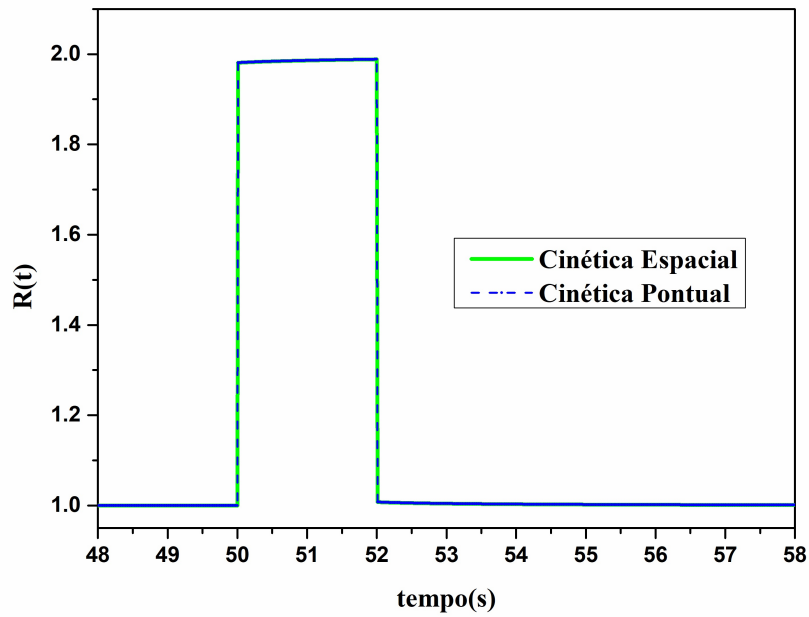


Figura 4.7: Comportamento de $R(t)$ para o caso de $k_{eff} = 0.91$, para o transiente ABO.

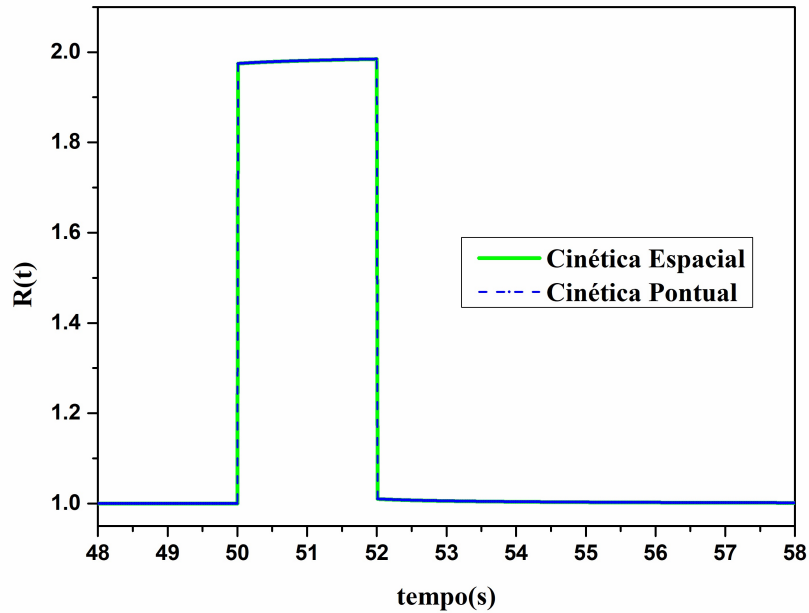


Figura 4.8: Comportamento de $R(t)$ para o caso de $k_{eff} = 0.93$, para o transiente ABO.

Na Tabela [4.5](#) são apresentados os maiores desvios obtidos no tratamento deste tipo de transiente, para cada sistema subcrítico considerado, tanto para o novo modelo cinético pontual quanto para o modelo cinético pontual convencional.

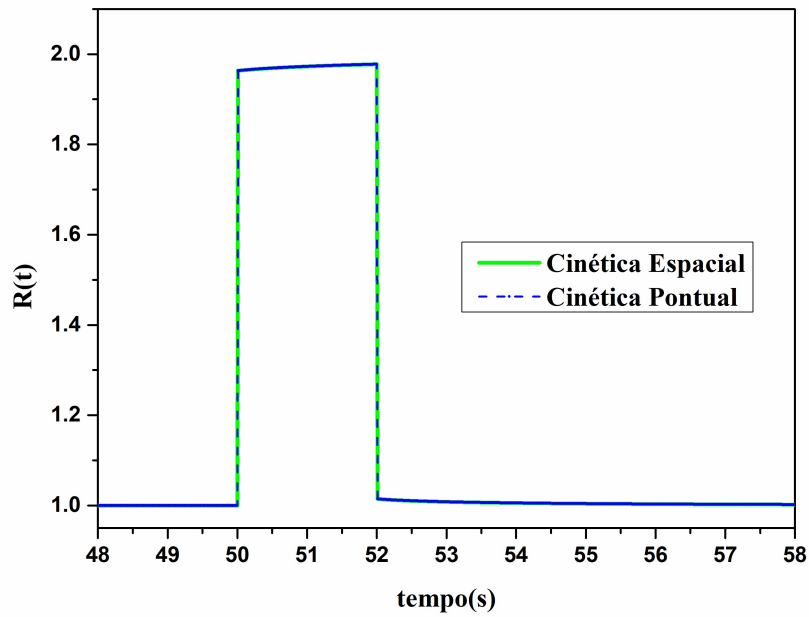


Figura 4.9: Comportamento de $R(t)$ para o caso de $k_{eff} = 0.95$, para o transiente ABO.

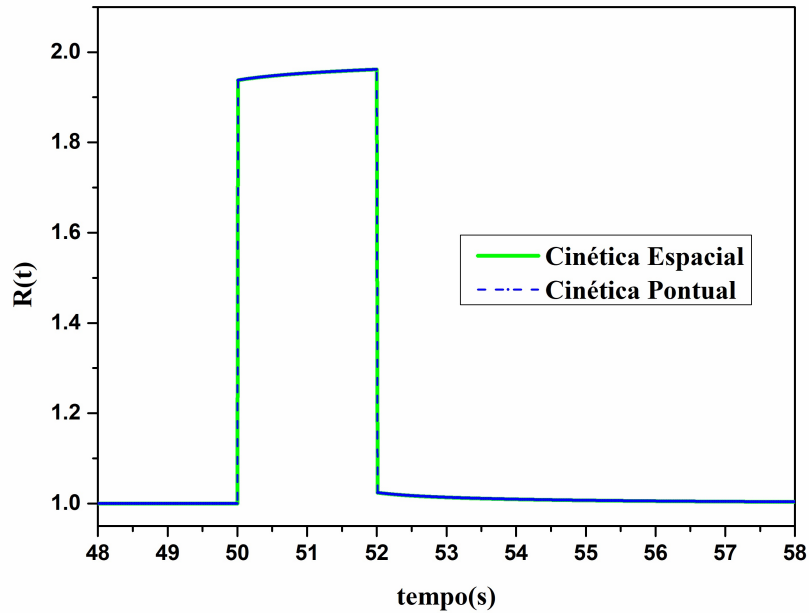


Figura 4.10: Comportamento de $R(t)$ para o caso de $k_{eff} = 0.97$, para o transiente ABO.

Pode-se observar dos dados apresentados na Tabela 4.5 a excelente concordância dos resultados obtidos com o novo modelo de cinética pontual para sistemas subcríticos, guiados por uma fonte externa de nêutrons, quando comparados com os

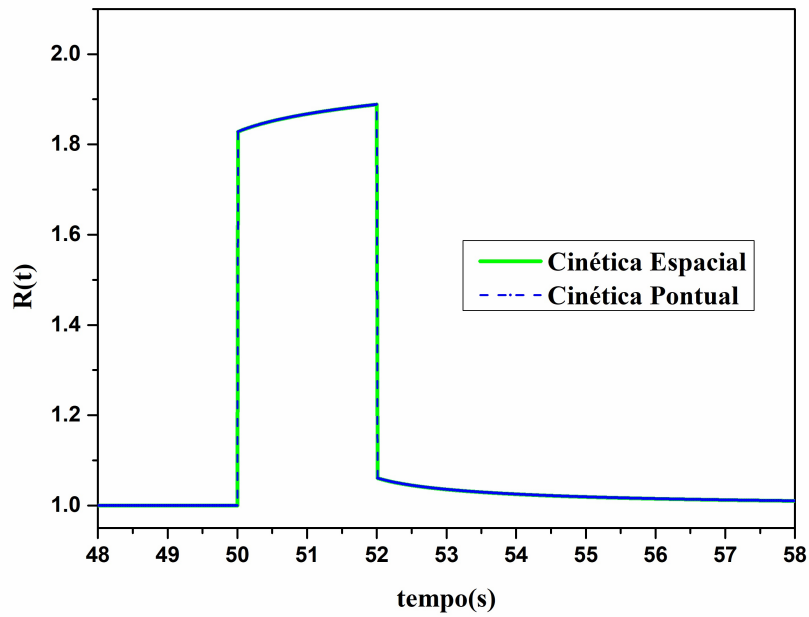


Figura 4.11: Comportamento de $R(t)$ para o caso de $k_{eff} = 0.99$, para o transiente ABO.

Tabela 4.5: Desvios máximos relativos (%), transiente ABO.

	0.91	0.93	0.95	0.97	0.99
Desvios ^a	-0.011	-0.008	-0.004	0.005	0.012
Desvios ^b	-0.049	-0.051	-0.054	-0.057	-0.059

^a Equações de cinética pontual proposta.

^b Equações de cinética pontual convencional.

resultados fornecidos pela cinética espacial. Embora os desvios do modelo cinético pontual convencional sejam baixos, para este tipo de transiente ABO, como pode ser visto na Tabela 4.5, eles são maiores do que o do novo modelo cinético pontual proposto, conforme já observado na Tabela 4.4. Conclusivamente, as equações da cinética pontual convencional não são adequadas para descrever o comportamento de um sistema subcrítico acionado por uma fonte externa de nêutrons.

Capítulo 5

Conclusões

A tese como finalidade principal, apresentou um novo modelo de cinética pontual para tratar transientes em reatores nucleares subcríticos, que operam guiados por uma fonte externa de nêutrons. Para obter as equações da cinética pontual deste modelo foi escolhida como função peso a função importância associada à taxa de fissão (SALAS *et al.*, 2023) como mostrado no Capítulo 3.

Para testar o comportamento deste modelo, apresentou-se uma configuração de núcleo unidimensional de 7 (sete) regiões cujas características nucleares foram convenientemente ajustadas para obter 5 (cinco) níveis de subcriticalidade. No tratamento de transientes neste tipo de reatores nucleares, os transientes postulados ABI (Accelerator Beam Interruptions) e ABO (Accelerator Beam Overpower) foram usados. Dos resultados obtidos, através da comparação com aqueles advindos da solução das equações da cinética espacial, pode-se verificar a excelente concordância entre as diferentes soluções. O maior desvio relativo obtido foi de apenas -0.612% para o transiente ABI, no caso de um sistema subcrítico com $k_{eff} = 0.91$. Observa-se que este desvio ocorre justamente no instante imediatamente após o desligamento da fonte externa de nêutrons. Isto pode ser atribuído ao método numérico usado para resolver as equações da cinética pontual, que foi o mesmo apresentado por ALVIM *et al.* (2010) e usado na solução das equações de depleção isotópica.

Também pode-se destacar que a partir das equações da cinética pontual deste novo modelo foi possível obter uma nova expressão para o fator de multiplicação de reatores nucleares subcríticos k_{sub} , que operam guiados por uma fonte externa de nêutrons. Os valores encontrados concordam com o que é apresentado na literatura, ou seja, que devem ser ligeiramente maiores que os correspondentes valores de k_{eff} . Então, pode-se concluir que esta tese finaliza evidenciando que este novo modelo de cinética pontual é bastante promissor para tratar transientes em reatores nucleares do tipo ADS.

O esforço despendido para concluir esse trabalho foi devido principalmente à procura do entendimento físico da importância da fonte, como sendo a soma da importância dos nêutrons gerados por fonte de fissão e a importância dos nêutrons emitidos pela fonte externa. Isto derivou em uma nova definição de fator de multiplicação subcrítico, e também na determinação dos parâmetros cinéticos que constroem a equação de cinética pontual. Como detalhe interessante a analisar, seria o parâmetro tempo médio de geração de nêutrons (Λ), o qual permite entender que o caminho escolhido era o adequado, pois este parâmetro está associado à geração de nêutrons no sistema, sendo que não pode-se distinguir aonde eles são gerados, neste caso, tanto a fonte de fissão de nêutrons quanto a fonte externa de nêutrons devem ser considerados neste parâmetro.

O uso do formalismo da importância, apresentou diversos benefícios dentre os quais podemos citar o *termo fonte* decorrente da quantidade de interesse como sendo a taxa de fissão, utilizando as propriedades descritas no Capítulo 2. Isto derivou no cálculo da função importância associada a este *termo fonte*.

Como proposta para trabalhos futuros, com a finalidade de atingir configurações mais realistas, poderia-se considerar tratar as equações em geometria cartesiana bidimensional (2D). Também poderia-se calcular o novo modelo cinético proposto nesta tese usando como função peso a função importância associada para cada um das quantidades integrais utilizadas nos modelos cinéticos mencionados no Capítulo 2. Outra sugestão seria padronizar as nomenclaturas de todos os modelos cinéticos propostos na literatura e comparar os resultados obtidos, com os resultados provenientes da cinética espacial para uma mesma configuração do reator.

Referências Bibliográficas

- ABDERRAHIM, H. A., D'HONDT, P., 2007, "MYRRHA: A European experimental ADS for R&D applications status at Mid-2005 and prospective towards implementation." *Journal of Nuclear Science and Technology*, v. 44, n. 3, pp. 433–441. doi: <https://doi.org/10.1080/18811248.2007.9711313>.
- ABDERRAHIM, H. A., AOUST, T., MALAMBU, E., et al., 2005, "MYRRHA, a Pb-Bi experimental ADS: specific approach to radiation protection aspects." *Radiation Protection Dosimetry*, v. 116, n. 1-4, pp. 433–441. doi: <https://doi.org/10.1093/rpd/nci280>. Disponível em: <<https://doi.org/10.1093/rpd/nci280>>.
- ALVIM, A. C. M., DA SILVA, F. C., MARTINEZ, A. S., 2010, "Depletion calculation for a nodal reactor physics code". In: *Proceedings of the 18th International Conference on Nuclear Engineering*, pp. –, Xi'an, China, maio. Disponível em: <<https://doi.org/10.1115/ICONE18-30310>>.
- ALVIM, A.C.M., L. F. S. R., 1988, "Application of the heuristically based GPT theory to thermohydraulic problems," Rio de Janeiro., abr. Proceedings of II Congresso Geral de Energia Nuclear.
- BEDENKO, S. V., LUTSIK, I. O., PRIKHODKO, V. V., et al., 2022, "Fusion-fission hybrid reactor with a plasma source of deuterium-tritium neutrons in a linear configuration", *Progress in Nuclear Energy*, v. 154 (dec), pp. 104477. doi: 10.1016/j.pnucene.2022.104477.
- BELL, G. I., GLASSTONE, S., 1970, *Nuclear Reactor Theory*. New York, Van Nostrand Reinhold Comoany.
- BELO, T. F., SILVA, F. C., 2022, "Two different methodologies for neutron flux calculation for the isotopic depletion problem in subcritical systems driven by an external neutron source in a coarse-mesh framework." *Annals of Nuclear Energy*, v. 169, pp. 108967. doi: <https://doi.org/10.1016/j.anucene.2022.108967>.

- BHOWMIK, P. K., SCHLEGEL, J. P., REVANKAR, S., 2022, “State-of-the-art and review of condensation heat transfer for small modular reactor passive safety: Experimental studies”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 192 (aug), pp. 122936. doi: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2022.122936>.
- BOWMAN, C. D., ARTHUR, E. D., LISOWSKI, P. W., et al., 1992, “Nuclear energy generation and waste transmutation using an accelerator-driven intense thermal neutron source.” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, v. 320, n. 1-2, pp. 336–367.
- BOYD, W., NELSON, A., ROMANO, P. K., et al., 2019, “Multigroup cross-section generation with the OpenMC Monte Carlo particle transport code.” *Nuclear Technology*, v. 205, n. 7, pp. 928–944. doi: <https://doi.org/10.1080/00295450.2019.1571828>.
- CACUCI, D. G., WEBER, C. F., OBLOW, E. M., et al., 1980, “Sensitivity Theory for General Systems of Nonlinear Equations”, *Nuclear Science and Engineering*, v. 75, n. 1 (jul), pp. 88–110. doi: 10.13182/NSE75-88.
- CARO, R., 1976, *Física de Reactores Nucleares*. Madrid, España, Sección de Publicaciones J.E.N.
- DA SILVA, C., MARTINEZ, A. S., DA SILVA, F. C., 2012, “A new formulation for the importance function in the kinetics of subcritical reactors”, *Annals of Nuclear Energy*, v. 45 (jul), pp. 68–72. doi: <https://doi.org/10.1016/j.anucene.2011.03.002>.
- DE BRUYN, D., ABDERRAHIM, H. A., BAETEN, P., et al., 2015, “The MYRRHA ADS Project in Belgium Enters the Front End Engineering Phase.” *Physics Procedia*, v. 66, pp. 75–84.
- DUDERSTADT, J. J., HAMILTON, L. J., 1976, *Nuclear reactor analysis*. New York, John Wiley & Sons, Inc.
- DULLA, S., RAVETTO, P., CARTA, M., et al., 2006, “Kinetic parameter for source driven systems”. In: *PHYSOR, ANS Topical Meeting on Reactor Physics*, pp. 10–14, Vancouver, Canada, maio. Disponível em: https://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig_q=RN:43129894.
- ERIKSSON, M., CAHALAN, J. E., YANG, W. S., 2005, “On the Performance of Point Kinetics for the Analysis of Accelerator-Driven Systems”, *Nuclear*

Science and Engineering, v. 149, n. 3 (mar), pp. 298–311. doi: <https://doi.org/10.13182/NSE03-103>.

ESPINOSA-PAREDES, G., POLO-LABARRIOS, M.-A., ESPINOSA-MARTÍNEZ, E.-G., et al., 2011, “Fractional neutron point kinetics equations for nuclear reactor dynamics”, *Annals of Nuclear Energy*, v. 38, n. 2-3 (feb), pp. 307–330. doi: <https://doi.org/10.1016/j.anucene.2010.10.012>.

FIGUEIRA, A. J., ALVIM, A. C. M., SILVA, F. C., 2016, “Non symmetric alternating direction explicit method applied to the calculation of ADS transients.” *Annals of Nuclear Energy*, v. 90, pp. 459–467. doi: <https://doi.org/10.1016/j.anucene.2015.11.016>.

FILIPPONE, C., JORDAN, K., 2017, “The Holos Reactor: A Distributable Power Generator with Transportable Subcritical Power Modules”, (jun). doi: <https://doi.org/10.31224/osf.io/jzac9>.

FIROOZABADI, M. M., ARHAMI, S., GOLAMZADEH, Z., et al., 2022, “The feasibility study of the Sub-criticalization of the Holos small modular reactor driven by an electron accelerator”, *Annals of Nuclear Energy*, v. 179 (dec), pp. 109421. doi: <https://doi.org/10.1016/j.anucene.2022.109421>.

FURUKAWA, K., KATO, Y., OHMACHI, T., et al., 1983, “Combined system of accelerator molten-salt breeder (AMSB) and molten-salt converter reactor (MSCR).” *Atomnaya Tekhnika za Rubezhom*, , n. 6, pp. 23–29.

GANDINI, A., 1967, “A generalized perturbation method for bi-linear functionals of real and adjoint neutron fluxes.” *Journal of Nuclear Energy*, v. 21, pp. 755–765. doi: [https://doi.org/10.1016/0022-3107\(67\)90086-X](https://doi.org/10.1016/0022-3107(67)90086-X).

GANDINI, A., 2001, “HGPT based sensitivity time-dependent methods for the analysis of subcritical systems.” *Annals of Nuclear Energy*, v. 29, pp. 1193–1217. doi: [https://doi.org/10.1016/S0306-4549\(00\)00117-1](https://doi.org/10.1016/S0306-4549(00)00117-1).

GANDINI, A., SALVATORES, M., 2002, “The physics of subcritical multiplying systems.” *Journal of Nuclear Science and Technology*, v. 39, n. 6, pp. 673–686. doi: <https://doi.org/10.1080/18811248.2002.9715249>.

GANDINI, A., 2021, “The heuristically-based generalized perturbation theory”, *EPJ Nuclear Sciences & Technologies*, v. 7 (mar.), pp. 7. doi: <https://doi.org/10.1051/epjn/2021003>.

- GONÇALVES, W. C., MARTINEZ, A. S., SILVA, F. C., 2015, “Point kinetics equations for subcritical systems based on the importance function associated to an external neutron source.” *Annals of Nuclear Energy*, v. 79, pp. 1–8. doi: <https://doi.org/10.1016/j.anucene.2015.01.006>.
- GREENSPAN, E., 1975, “Variational Versus Generalized Perturbation Theories—Are They Different”, *Nuclear Science and Engineering*, v. 57, n. 3 (jul), pp. 250–251. doi: <https://doi.org/10.13182/NSE75-A26759>.
- HAECK, W., ABDERRAHIM, H. A., WAGEMANS, C., 2006, “keff and ks burn-up swing compensation in MYRRHA”. In: *Utilization and Reliability of High-Power Proton Accelerators: Workshop Proceedings*, pp. 495–504, Daejeon, Republic of Korea, maio. Disponível em: <https://doi.org/10.1787/9789264013810-50-en>.
- HENRY, A. F., 1975, *Nuclear reactor analysis*. Cambridge, MIT Press.
- IAEA-TECDOC-1766, 2015, *Status of Accelerator Driven Systems Research and Technology Development*. Relatório técnico, Vienna, Austria.
- IAEA-TECDOC-1766, 2020, *Energy, electricity and nuclear power estimates for the period up to 2050*. Relatório técnico, Vienna, Austria.
- INTERNATIONAL ENERGY AGENCY, I., 2019, *Nuclear Power in a Clean Energy System*. Relatório técnico, Paris, France.
- INTERNATIONAL ENERGY AGENCY, I., 2020, *World Energy Outlook 2020*. Relatório técnico, Paris, France.
- INTERNATIONAL ENERGY AGENCY, I., 2022, *World Energy Outlook*. Relatório técnico. Disponível em: <https://iea.blob.core.windows.net/assets/830fe099-5530-48f2-a7c1-11f35d510983/WorldEnergyOutlook2022.pdf>.
- INTERNATIONAL RENEWABLE ENERGY AGENCY, I., 2020, “Global Renewables Outlook: Energy transformation 2050”, .
- KADOMTZEV, B. B., 1957, “On the importance function in radiation transport theory.” In: *In Dokl. An. USSR*, v. 113.
- LEWINS, J., 1960, “The Time-Dependent Importance of Neutrons and Precursors”, *Nuclear Science and Engineering*, v. 7, n. 3 (mar), pp. 268–274. doi: <https://doi.org/10.13182/NSE60-A25713>.

- LIMA, Z. R., SILVA, F. C., ALVIM, A. C. M., 2004, “Solution of the fixed source diffusion equation by using the pseudo-harmonics method.” *Annals of Nuclear Energy*, v. 31, pp. 1469–1666. doi: <https://doi.org/10.1016/j.anucene.2003.08.008>.
- MALKAWI, S., SWEIDAN, F., KHALIFEH, H., 2021, “Reactivity determination in a subcritical reactor: Computational, analytical and experimental methods”, *Annals of Nuclear Energy*, v. 161 (oct), pp. 108432. doi: <https://doi.org/10.1016/j.anucene.2021.108432>.
- MANWARING, N., BORRELLI, R., 2023, “At-power subcritical multiplication in the advanced test reactor”, *Nuclear Engineering and Design*, v. 401 (jan), pp. 112040. doi: <https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2022.112040>.
- NIFENECKER, H., DAVID, S., LOISEAUX, J. M., et al., 2001, “Basics of accelerator driven subcritical reactors.” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, v. 463, n. 3, pp. 428–467.
- NISHIHARA, K., IWASAKI, T., UDAGAWA, Y., 2003, “A new static and dynamic one-point equation and analytic and numerical calculations for a subcritical system”, *Nuclear Science and Technology*, v. 40, n. 7, pp. 481–492. doi: <https://doi.org/10.3327/jnst.40.481>.
- NUCLEAR ENERGY AGENCY, I., 2002, *Accelerator Driven Systems(ADS) and Fast Reactors(FR) in Advanced Nuclear Fuel Cycles: Acomparative Study*. Relatório Técnico Paris, France.
- NUNES, A. L., MARTINEZ, A. S., DA SILVA, F. C., et al., 2015, “A New Formulation to the Point Kinetics Equations Considering the Time Variation of the Neutron Currents”, v. 05, n. 01, pp. 57–71. doi: [10.4236/wjnst.2015.51006](https://doi.org/10.4236/wjnst.2015.51006).
- OECD-ENEA, 2002, *Accelerator Driven Systems(ADS) and Fast Reactors(FR) in Advanced Nuclear Fuel Cycles: Acomparative Study*. Relatório técnico, Nuclear Energy Agency.
- ORLOV, A. I., GABARAEV, B. A., 2023, “Heavy liquid metal cooled fast reactors: peculiarities and development status of the major projects”, *Nuclear Energy and Technology*, v. 9, n. 1 (mar), pp. 1–18. doi: <https://doi.org/10.3897/nucet.9.90993>.
- RUBBIA, C., ROCHE, C., RUBIO, J. A., et al., 1995, “Conceptual design of a fast neutron operated high power energy amplifier”, No. *CERN-AT-95-44-ET*.

- SALAS, L. L., DA SILVA, F. C., MARTINEZ, A. S., 2023, “A new importance function used as a weight function in obtaining the Point Kinetic Equations of ADS Type Nuclear Reactors”, *Annals of Nuclear Energy*.
- SALAS RAMÓN, L. L., 2017. “Uma Metodologia para Comparar os Resultados da Cinética Pontual de Reatores Subcríticos Guiados por Fonte com Aquelas da Cinética”. Disponível em: <https://minerva.ufrj.br/F/?func=direct&doc_number=000880611&local_base=UFR01>.
- SHIM, H. J., KIM, D., YAMANAKA, M., et al., 2019, “Estimation of kinetics parameters by Monte Carlo fixed-source calculations for point kinetic analysis of accelerator-driven system”, *Journal of Nuclear Science and Technology*, v. 57, n. 2 (dec), pp. 177–186. doi: <https://doi.org/10.1080/00223131.2019.1699188>.
- SOODAK, H., 1948, *The science and engineering of nuclear power*. United Nations, New York.
- STACEY, W. M., 2007, *Nuclear reactor physics*. Atlanta, Wiley-VCH, Verlag.
- TSUJIMOTO, K., SASA, T., NISHIHARA, K., et al., 2004, “Neutronics Design for Lead-Bismuth Cooled Accelerator-Driven System for Transmutation of Minor Actinide”, *Journal of Nuclear Science and Technology*, v. 41, n. 1 (jan), pp. 21–36. doi: [10.1080/18811248.2004.9715454](https://doi.org/10.1080/18811248.2004.9715454).
- USACHEV, L. N., 1956, “Equation for the importance of neutrons, reactor kinetics and the theory of perturbations.” In: *In Proc. Int. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy.*, v. 5, Geneva, Switzerland., ago.
- WANG, G., WALLENIUS, J., YU, R., et al., 2023, “Transient analyses for China initiative Accelerator Driven System using the extended BELLA code”, *Annals of Nuclear Energy*, v. 190 (sep), pp. 109892. doi: <https://doi.org/10.1016/j.anucene.2023.109892>.
- WIGNER, E. P., 1945, “Effect of Small Perturbations on Pile Period.” In: *Chicago Report CP-G-3048*.
- YEE-RENDÓN, B., 2022, “Overview of ADS Projects in the World”, *Proceedings of the 31st International Linear Accelerator Conference*, v. LINAC2022, pp. UK. doi: [doi:10.18429/JACoW-LINAC2022-TU2AA01](https://doi.org/10.18429/JACoW-LINAC2022-TU2AA01).

Apêndice A

Dados Nucleares e Parâmetros Cinéticos

A.1 Introdução

Neste apêndice são mostradas as tabelas com os dados nucleares e os parâmetros cinéticos usados na obtenção dos resultados dos cálculos apresentados no Capítulo 6 desta tese. Tais dados nucleares foram gerados pelo professor A. Heimlich do Instituto de Energia Nuclear (IEN-CNEN/UFRJ) segundo o método de código aberto OpenMC.

Tabela A.1: Dados nucleares da região alvo de espalção.

g	1	2	3	4
Σ_{ag}	7.366835E-05	1.037093E-04	1.121637E-04	3.028810E-04
D_g	2.597920E+00	1.778975E+00	1.146241E+00	1.050658E+00
$\Sigma_s^{g \rightarrow 1}$	1.622291E-01	0.000000E+00	0.000000E+00	0.000000E+00
$\Sigma_s^{g \rightarrow 2}$	3.669702E-03	2.059342E-01	0.000000E+00	0.000000E+00
$\Sigma_s^{g \rightarrow 3}$	4.871545E-04	1.048839E-03	3.011017E-01	0.000000E+00
$\Sigma_s^{g \rightarrow 4}$	7.896465E-06	0.000000E+00	2.016130E-04	3.190245E-01

Tabela A.2: Dados nucleares da região buffer *LBE*.

g	1	2	3	4
Σ_{ag}	4.844373E-04	3.589186E-04	6.083237E-04	2.140304E-03
D_g	2.007541E+00	1.446861E+00	9.334804E-01	4.588465E-01
$\Sigma_s^{g \rightarrow 1}$	2.015384E-01	0.000000E+00	0.000000E+00	0.000000E+00
$\Sigma_s^{g \rightarrow 2}$	1.070762E-02	2.512870E-01	0.000000E+00	0.000000E+00
$\Sigma_s^{g \rightarrow 3}$	1.703993E-03	4.276839E-03	3.651347E-01	0.000000E+00
$\Sigma_s^{g \rightarrow 4}$	1.034082E-04	9.541516E-07	1.580644E-03	7.287134E-01

Tabela A.3: Dados nucleares da região refletor *LBE*.

g	1	2	3	4
Σ_{ag}	5.420343E-04	3.561956E-04	5.964444E-04	2.217288E-03
D_g	2.007277E+00	1.450018E+00	9.411322E+00	4.596821E+00
$\Sigma_s^{g \rightarrow 1}$	2.046739E-01	0.000000E+00	0.000000E+00	0.000000E+00
$\Sigma_s^{g \rightarrow 2}$	1.022758E-02	2.509571E-01	0.000000E+00	0.000000E+00
$\Sigma_s^{g \rightarrow 3}$	1.725616E-03	4.041060E-03	3.624175E-01	0.000000E+00
$\Sigma_s^{g \rightarrow 4}$	1.054901E-04	7.668071E-07	1.536566E-03	7.289731E-01

Tabela A.4: Dados nucleares da região da blindagem *SUS*.

g	1	2	3	4
Σ_{ag}	4.867810E-04	3.868583E-04	6.478894E-04	2.557145E-03
D_g	1.719331E+00	1.230998E+00	7.765702E+00	4.189635E+00
$\Sigma_s^{g \rightarrow 1}$	2.366810E-01	0.000000E+00	0.000000E+00	0.000000E+00
$\Sigma_s^{g \rightarrow 2}$	1.140952E-02	2.960685E-01	0.000000E+00	0.000000E+00
$\Sigma_s^{g \rightarrow 3}$	1.891937E-03	4.670783E-03	4.389913E-01	0.000000E+00
$\Sigma_s^{g \rightarrow 4}$	1.152098E-04	1.793620E-06	1.965501E-03	7.979451E-01

Tabela A.5: Dados nucleares da região da blindagem de B_4C .

g	1	2	3	4
Σ_{ag}	4.555591E-03	1.325689E-02	3.002146E-02	8.952669E-02
D_g	1.589021E+00	9.197354E-01	6.689327E-01	4.858815E-01
$\Sigma_s^{g \rightarrow 1}$	2.254913E-01	0.000000E+00	0.000000E+00	0.000000E+00
$\Sigma_s^{g \rightarrow 2}$	2.770928E-02	3.543569E-01	0.000000E+00	0.000000E+00
$\Sigma_s^{g \rightarrow 3}$	6.198189E-04	3.480652E-02	4.715148E-01	0.000000E+00
$\Sigma_s^{g \rightarrow 4}$	3.574207E-05	0.000000E+00	8.020032E-03	5.895326E-01

Tabela A.6: Dados nucleares do núcleo interno.

g	1	2	3	4
Σ_{ag}	4.190824E-03	2.865453E-03	5.113172E-03	1.269101E-02
$\nu\Sigma_{fg}$	1.086334E-02	3.247110E-03	3.000683E-03	4.968756E-03
D_g	2.157902E+00	1.418634E+00	9.410911E-01	7.667917E-01
$w\Sigma_{fg}$	1.124479E-13	3.554931E-14	3.288447E-14	5.441332E-14
Σ_{fg}	3.518546E-03	1.112805E-03	1.027580E-03	1.698542E-03
χ_g	8.661432E-01	1.105303E-01	2.280112E-02	5.253822E-04
$\Sigma_s^{g \rightarrow 1}$	1.907977E-01	0.000000E+00	0.000000E+00	0.000000E+00
$\Sigma_s^{g \rightarrow 2}$	1.020526E-02	2.593864E-01	0.000000E+00	0.000000E+00
$\Sigma_s^{g \rightarrow 3}$	1.107766E-03	7.013337E-03	3.608449E-01	0.000000E+00
$\Sigma_s^{g \rightarrow 4}$	3.292465E-05	7.179389E-06	2.104282E-03	4.239374E-01

Tabela A.7: Dados nucleares do núcleo externo.

g	1	2	3	4
Σ_{ag}	4.218660E-03	2.902809E-03	4.782119E-03	1.180257E-02
$\nu\Sigma_{fg}$	1.122100E-02	4.266920E-03	4.145100E-03	6.999428E-03
D_g	2.161532E+00	1.422606E+00	9.417198E-01	7.700983E-01
$w\Sigma_{fg}$	1.163049E-13	4.672946E-14	4.557687E-14	7.698323E-14
Σ_{fg}	3.639022E-03	1.462786E-03	1.424941E-03	2.404704E-03
χ_g	8.655012E-01	1.109479E-01	2.298906E-02	5.618655E-04
$\Sigma_s^{g \rightarrow 1}$	1.906023E-01	0.000000E+00	0.000000E+00	0.000000E+00
$\Sigma_s^{g \rightarrow 2}$	1.010434E-02	2.588706E-01	0.000000E+00	0.000000E+00
$\Sigma_s^{g \rightarrow 3}$	1.090595E-03	6.877824E-03	3.609517E-01	0.000000E+00
$\Sigma_s^{g \rightarrow 4}$	3.187941E-05	5.855201E-06	2.193973E-03	4.233581E-01

Tabela A.8: Dados nucleares do absorvedor de controle.

g	1	2	3	4
Σ_{cg}	5.704413E-06	1.712912E-05	3.878546E-05	1.144450E-04
$\Sigma_s^{g \rightarrow 1}$	2.865389E-05	0.000000E+00	0.000000E+00	0.000000E+00
$\Sigma_s^{g \rightarrow 2}$	6.699862E-06	5.081609E-05	0.000000E+00	0.000000E+00
$\Sigma_s^{g \rightarrow 3}$	0.000000E+00	6.559936E-06	4.051690E-05	0.000000E+00
$\Sigma_s^{g \rightarrow 4}$	0.000000E+00	0.000000E+00	8.179245E-07	3.273630E-05

Tabela A.9: Parâmetros cinéticos para o núcleo interno.

i	1	2	3	4	5	6
β_i	8.865721E-05	6.352030E-04	4.390599E-04	9.395070E-04	4.847664E-04	1.571263E-04
$\chi_{1,i}$	3.637952E-01	3.841611E-01	2.395082E-01	3.792656E-01	3.313302E-01	2.958561E-01
$\chi_{2,i}$	3.029932E-01	4.669756E-01	5.000311E-01	4.562012E-01	5.109423E-01	4.788594E-01
$\chi_{3,i}$	3.332116E-01	1.447315E-01	2.604607E-01	1.565644E-01	1.577275E-01	1.830189E-01
$\chi_{4,i}$	0.000000E+00	4.131738E-04	0.000000E+00	7.968808E-03	0.000000E+00	4.226554E-02

Tabela A.10: Parâmetros cinéticos para o núcleo externo.

i	1	2	3	4	5	6
β_i	8.728405E-05	6.488428E-04	4.488331E-04	9.483998E-04	4.979830E-04	1.606835E-04
$\chi_{1,i}$	2.929431E-01	3.654704E-01	2.759835E-01	3.612759E-01	3.533951E-01	3.807345E-01
$\chi_{2,i}$	4.874735E-01	4.978316E-01	5.113733E-01	4.716669E-01	4.620406E-01	4.761123E-01
$\chi_{3,i}$	2.195834E-01	1.246371E-01	2.011409E-01	1.610786E-01	1.791401E-01	1.272650E-01
$\chi_{4,i}$	0.000000E+00	1.206087E-02	1.150235E-02	5.978654E-02	5.424298E-03	1.588823E-02

Tabela A.11: Constantes de decaimento.

i	1	2	3	4	5	6
λ_i	1.332595E-02	3.074652E-02	1.149815E-01	2.983722E-01	8.620929E-01	2.832087E+00

Tabela A.12: Velocidades.

g	1	2	3	4
v_g	2.971233E+07	1.551691E+07	6.558936E+06	2.108769E+06

Tabela A.13: Espectro de energia de nêutrons da fonte externa.

g	1	2	3	4
$\chi_{fonte,g}$	0.73	0.21	0.06	0.00