



CNE/SP

ipen Instituto de Pesquisas
Energéticas e Nucleares

AUTARQUIA ASSOCIADA A UNIVERSIDADE
DE SÃO PAULO

**CÁLCULO DA SENSIBILIDADE TÉRMICA DE
DETECTORES AUTO-ENERGIZÁVEIS DE COBALTO
UTILIZANDO O MÉTODO DE MONTE CARLO**

MIRIAM MEDEIROS DA SILVA

**Dissertação apresentada como parte
dos requisitos para obtenção do Grau
de Mestre em Tecnologia Nuclear.**

**Orientador:
Dr. José Rubens Maiorino**

**São Paulo
1991**

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES
AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

CÁLCULO DA SENSIBILIDADE TÉRMICA DE
DETECTORES AUTO-ENERGIZÁVEIS DE COBALTO
UTILIZANDO O MÉTODO DE MONTE CARLO

MIRIAM MEDEIROS DA SILVA



Dissertação apresentada ao Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares como parte dos requisitos para obtenção do grau de Mestre em Tecnologia Nuclear.

Orientador: Dr. José Rubens Maiorino

SÃO PAULO

1991

Até onde as leis da matemática se refiram à realidade elas estão longe de constituir algo certo; e, na medida em que constituem algo certo, não se referem à realidade.

Albert Einstein

Ao meu padrinho,
que sempre esteve presente
nos momentos importantes.

AGRADECIMENTOS

À Coordenadoria para Projetos Especiais (COPESP) do Ministério da Marinha, na pessoa de seu Presidente, Dr. Othon Luiz Pinheiro da Silva, pelo fornecimento das instalações, equipamento e apoio financeiro.

Ao Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares da Comissão Nacional de Energia Nuclear (IPEN/CNEN-SP) na pessoa de seu Superintendente, Dr. Spero Penha Morato, pelo fornecimento das instalações, equipamento e pelo curso de Pós-Graduação oferecido.

Ao Dr. Gilberto Gomes de Andrade, Chefe do Departamento de Sistemas Nucleares da COPESP, pelo suporte concedido.

Ao Prof. Dr. José Rubens Maiorino, pela orientação segura e pela importante contribuição à minha formação profissional.

Ao Dr. Adalberto José Soares e à Prof.^a Dr.^a Emico Okuno, pela participação na banca examinadora e pelas sugestões valiosas à este trabalho.

Ao M.Sc. Antonio Soares de Gouvea, da Divisão de Processamento de Dados do IPEN/CNEN-SP, pela ajuda com o sistema SAS.

Às colegas Maria Aparecida H. Trezza e Maria do Carmo Costa Falcão, da Divisão de Processamento de Dados do IPEN/CNEN-SP, pela ajuda com a codificação do programa computacional desenvolvido neste trabalho.

Aos colegas Gelson Toshio Otani e Lucia Estela M. dos Santos Cruz, da Divisão de Sistemas CDC e IBM da COPESP, pela ajuda com a codificação do programa computacional desenvolvido neste trabalho.

Aos colegas Alfredo Yuuitiro Abe, Almir Fernandes, Antonio Belchior Junior e Peter Franz Woiblet Junior, pela ajuda com a edição da Tese.

Ao colega Leandro Vieira da Silva Macedo, pela ajuda com o programa FLOW-CHART e pela ajuda na elaboração dos desenhos.

Aos desenhistas Ronald Henriques de Araujo e Giovane de Oliveira Queiroz, pela ajuda na confecção dos desenhos.

Ao colega Mitsuo Yamaguchi, pela digitação de parte das Referências Bibliográficas.

Aos colegas de Pós-Graduação: Alfredo Yuuitiro Abe, Almir Fernandes, Antonio Belchior Junior, Fernando Ramos Martins e Marcos Roberto Rossini, pela ajuda e companheirismo durante o curso.

Ao M.Sc. Arlindo Gilson Mendonça, Chefe da Seção de Blindagem da COPESP, pelo apoio durante o desenvolvimento deste trabalho.

Às colegas da Seção de Blindagem da COPESP, Graciete Simões de Andrade e Silva e Margaret de Almeida Damy, pela compreensão durante o desenvolvimento deste trabalho.

Às secretárias Alice Vieira M. Seara Ebesui e Maria Aparecida de Souza Pereira, pela dedicação e solicitude durante o desenvolvimento deste trabalho.

A todos enfim, que direta ou indiretamente contribuíram para a realização deste trabalho.

CÁLCULO DA SENSIBILIDADE TÉRMICA DE
DETECTORES AUTO-ENERGIZÁVEIS DE COBALTO
UTILIZANDO O MÉTODO DE MONTE CARLO

MIRIAM MEDEIROS DA SILVA

RESUMO

Este trabalho apresenta a simulação da sensibilidade de detectores auto-energizáveis (SPD's) de cobalto ao campo de nêutrons térmicos, onde foi utilizado o método de Monte Carlo. Simularam-se vários detectores de cobalto cujos resultados estão disponíveis na literatura, com o objetivo de avaliar a capacidade deste trabalho em reproduzi-los.

Além disso, avaliou-se como a sensibilidade térmica do detector de cobalto varia com os parâmetros geométricos do detector e com o tempo de irradiação no reator.

CALCULATION OF THE THERMAL SENSITIVITY
OF COBALT SELF-POWERED DETECTORS
USING THE MONTE CARLO METHOD

MIRIAM MEDEIROS DA SILVA

ABSTRACT

This work presents a Monte Carlo simulation of cobalt self-powered detectors, determining these detectors sensitivities to the thermal neutron field. Several cobalt detectors, which results are available in literature, have been simulated with the purpose to check the performance of this simulation.

Furthermore, the thermal sensitivity variation of the cobalt detector with the geometric parameters and with the irradiation time in the reactor has been evaluated.

LISTA DE FIGURAS

	PG.
Figura 2.1 Ilustração da Técnica da Rejeição	20
Figura 2.2 Representação do erro sistemático e do desvio padrão relacionados ao valor esperado $\langle x \rangle$	25
Figura 3.1 Esquema de um detector auto-energizável	32
Figura 3.2 Corrente devida a interação de raios γ do reator com detectores SPD's em função do número atômico do emissor	43
Figura 3.3 Resposta de detectores SPD's sob diferentes fluxos no reator	44
Figura 3.4 Resposta de detectores SPD's a pulsos de potência do reator	45
Figura 4.1 Fluxograma do program computacional MOSEL	52
Figura 4.2 Local de incidência do nêutron na superfície do detector	54
Figura 4.3 Ângulo azimutal máximo e mínimo para incidência do nêutron no emissor	57
Figura 4.4 Vista lateral do detector SPD	58
Figura 4.5 Ângulo azimutal de incidência do nêutron no detector	59
Figura 4.6 Projeção no plano x-y das coordenadas de entrada do nêutron no detector	62
Figura 4.7 Ângulos limite θ_1 e θ_2 que determinam o local de saída do nêutron	63
Figura 4.8 Distância máxima que o nêutron pode percorrer no detector	71
Figura 4.9 Projeção no plano x-y da distância máxima que o nêutron pode percorrer no detector	72
Figura 5.1 Sensibilidade de detectores SPD de Co em função da espessura do isolante	98
Figura 5.2 Sensibilidade de detectores SPD de Co em função do raio do emissor	101

Figura 5.3	Sensibilidade de detectores SPD de Co em função do raio do emissor e da espessura do isolante	102
Figura 5.4	Curva que ajusta a sensibilidade inicial do detector SPD de cobalto em função de seus parâmetros geométricos	103
Figura 5.5	Sensibilidade de detectores SPD de Co em função do raio do emissor à 293 K	104
Figura 5.6	Sensibilidade de detectores SPD de Co em função do raio do emissor à 573 K	105
Figura 6.1	Esquema de decaimento do ^{60}Co	107
Figura 6.2	Esquema de decaimento do ^{61}Co	107
Figura 6.3	Corrente relativa devido ao cobalto 60 em função da fluência térmica (fluxo térmico constante de $1,0\text{E}+13 \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$)	114
Figura 6.4	Varição da corrente total do detector SPD de Co em função do fluxo e tempo de irradiação	117
Figura 6.5	Fração da corrente total devido ao cobalto 60 em função do tempo de irradiação e do fluxo térmico	118
Figura 6.6	Fração da corrente total devido ao cobalto 61 em função do tempo de irradiação e do fluxo térmico	119

LISTA DE TABELAS

	PG.
Tabela 3.1 Composição da corrente fornecida por detectores SPD's de Rh, V e Ag	37
Tabela 4.1 Seções de choque dos elementos que compõem o aço inox AISI 304	66
Tabela 4.2 Seções de choque dos elementos que compõem o inconel 600	66
Tabela 4.3 Seções de choque dos elementos que compõem a Al ₂ O ₃ e o MgO	67
Tabela 4.4. Seções de choque do cobalto	67
Tabela 4.5 Seções de choque dos elementos que compõem o aço inox AISI 304	68
Tabela 4.6 Seções de choque dos elementos que compõem o inconel 600	68
Tabela 4.7 Seções de choque do cobalto	69
Tabela 4.8 Seções de choque dos elementos que compõem a Al ₂ O ₃ e o MgO	69
Tabela 4.9 Seções de choque totais efetivas para o detector SPD de cobalto	70
Tabela 4.10 Seções de choque macroscópicas de captura do cobalto	70
Tabela 4.11 Coeficientes de atenuação para raios gama no cobalto [59,60]	76
Tabela 4.12 Coeficientes para o ajuste por polinômios dos coeficientes de atenuação para o espalhamento de Klein-Nishima no cobalto [barns/átomo]	78
Tabela 4.13 Coeficientes para o ajuste por polinômios dos coeficientes de atenuação para o efeito fotoelétrico no cobalto [barns/átomo]	79
Tabela 4.14 Espectro de gamas prontos de captura para o cobalto	83
Tabela 4.15 Alcance de um elétron no Co, Al ₂ O ₃ e MgO em função de sua energia	87

Tabela 4.16	Características físicas e geométricas dos detectores SPD's de cobalto simulado	91
Tabela 4.17	Sensibilidade térmica de detectores SPD's de cobalto	92
Tabela 5.1	Sensibilidade de detectores SPD's de cobalto em função da espessura do isolante	99
Tabela 5.2	Sensibilidade de detectores SPD's de cobalto em função do raio do emissor	100
Tabela 6.1	Constantes nucleares para o ^{59}Co , ^{60}Co e ^{61}Co a 240°C	113
Tabela 6.2	Sensibilidade térmica de um detector SPD de cobalto em função do tempo (Diâmetro do Emissor = 2 mm, Diâmetro do Detector = 3,5 mm, $\phi = 1 \times 10^{13} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$)	113
Tabela 6.3	Sensibilidade térmica de um detector SPD de cobalto em função do tempo (Diâmetro do Emissor = 1 mm, Diâmetro do Detector = 2 mm, $\phi = 1 \times 10^{13} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$)	115
Tabela 6.4	Sensibilidade térmica de um detector SPD de cobalto em função do tempo (Diâmetro do Emissor = 1 mm, Diâmetro do Detector = 2 mm, $\phi = 5 \times 10^{13} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$)	116
Tabela 6.5	Sensibilidade térmica de um detector SPD de cobalto em função do tempo (Diâmetro do Emissor = 1 mm, Diâmetro do Detector = 2 mm, $\phi = 1 \times 10^{14} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$)	116
Tabela 6.6	Sensibilidade térmica de um detector SPD de cobalto em função do tempo (Diâmetro do Emissor = 1 mm, Diâmetro do Detector = 2 mm, $\phi = 3 \times 10^{14} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$)	117
Tabela A.1	Cartões de entrada para o programa computacional MOSEL	133
Tabela B.1	Densidade atômica dos elementos que compõem o aço inox AISI 304	135
Tabela B.2	Densidade atômica dos elementos que compõem o inconel 600	135

ÍNDICE

	PG.
RESUMO	v
ABSTRACT	vi
LISTA DE FIGURAS	vii
LISTA DE TABELAS	ix
CAPÍTULO 1 INTRODUÇÃO	01
1.1 Retrospectiva Bibliográfica	03
1.2 Objetivo	11
1.3 Descrição do Trabalho	11
CAPÍTULO 2 MÉTODO DE MONTE CARLO	13
2.1 Revisão Histórica	13
2.2 Noções de Probabilidade	15
2.3 Métodos de Amostragem	17
2.3.a Método Direto	18
2.3.b Técnica de Rejeição	19
2.4 Números Aleatórios	21
2.5 Incerteza Estatística	22
2.5.a Valor Esperado	22
2.5.b Variância e Desvio Padrão	23
2.5.c Precisão e Exatidão	24
2.5.d Teorema do Limite Central	25
2.6 Técnicas de Redução de Variância	26
2.6.a Amostragem por Importância	27
2.6.b Roleta Russa e Fracionamento	29
CAPÍTULO 3 DETECTORES AUTO-ENERGIZÁVEIS ("SELF-POWERED")	31
3.1 Detectores de Resposta Atrasada	34
3.2 Detectores de Resposta Pronta	40
3.3 Conclusão	49
CAPÍTULO 4 SENSIBILIDADE INICIAL DO DETECTOR SPD DE COBALTO	50
4.1 Cálculo do Ponto e Direção de Incidência do Nêutron no Detector	54

4.2	Cálculo dos Cossenos Diretores Iniciais do Nêutron	61
4.3	Seções de Choque dos Materiais que Compõem o Detector	64
4.4	Interação do Nêutron no Detector	71
4.5	Coefficientes de Atenuação de Raios Gama no Cobalto	75
4.6	Amostragem dos Raios Gama Prontos de Captura	80
4.7	Interação dos Raios Gama	84
4.8	Simulação dos Elétrons Gerados e Cálculo da Corrente Produzida pelo Detector	86
4.9	Resultados e Conclusões	90
4.10	Sugestões	95
CAPÍTULO 5	SENSIBILIDADE DO DETECTOR SPD DE COBALTO EM FUNÇÃO DOS PARÂMETROS GEOMÉTRICOS	97
5.1	Sensibilidade de Detectores SPD do Cobalto em Função da Espessura do Isolante	98
5.2	Sensibilidade do Detector SPD de Cobalto em Função do Raio do Emissor	100
5.3	Resultados e Conclusões	102
CAPÍTULO 6	VARIAÇÃO DA SENSIBILIDADE DO DETECTOR SPD DE COBALTO COM O TEMPO DE IRRADIAÇÃO	106
6.1	Densidades Atômicas dos Isótopos de Cobalto	108
6.2	Sensibilidade Atrasada do Detector de Cobalto em Função do Tempo	110
6.3	Resultados	112
6.4	Conclusões	120
CAPÍTULO 7	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	122
APÊNDICE A		130
APÊNDICE B		134

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

O conhecimento da distribuição de potência no núcleo de um reator possibilita uma utilização eficiente do combustível, e desta forma a geração de potência pode ser otimizada. Neste contexto, a monitoração "in-core" desempenha um papel importante, pois fornece o mapeamento do fluxo de nêutrons no núcleo do reator, donde infere-se a distribuição de potência, e também pode ser utilizada eventualmente nos sistemas de controle e segurança do reator.

Os principais detectores "in-core" são as câmaras de fissão miniatura, os sistemas de ativação ("aero-balls", folhas, etc) e os detectores auto-energizáveis, mais conhecidos por "self-powered detectors", ou SPD's. Geralmente, mais de um tipo de detector é utilizado na monitoração "in-core" de um mesmo reator.

Reatores a água fervente (BWR) utilizam câmaras de fissão móveis e fixas como parte do sistema de proteção do reator, já que estes reatores não possuem detectores "out-of-core". Os reatores a água pressurizada (PWR) podem utilizar "aero-balls", câmaras de fissão móveis e detectores SPD's fixos para a detecção de nêutrons, estes últimos empregados principalmente no mapeamento axial de fluxo. Reatores a água pesada (CANDU) possuem detectores SPD's sensíveis a nêutrons e a raios gamas que atuam no controle e no sistema de segurança do reator. Nos reatores CANDU e PWR, os sinais para o sistema de proteção do reator são fornecidos principalmente pelos detectores "out-of-core". Convém ressaltar que a partir dos dados fornecidos pelos detectores "out-of-core", infere-se somente os valores médios de distribuição de potência no reator.

Cada vez mais os detectores SPD's vêm sendo utilizados em reatores refrigerados a água. Desde a década de 60, pesquisadores e empresas comerciais ressaltam em suas publicações as vantagens deste tipo de detector: baixo custo, taxa de queima baixa, operam em temperaturas que ultrapassam os 300°C, não

necessitam de fonte de alimentação externa, diminuindo os riscos com falhas no equipamento, e possuem tamanho compatível para a inserção no núcleo do reator.

Em 1969 a companhia Babcock & Wilcox, fabricante de detectores SPD's, já calibrava detectores de ródio em maquetes que simulavam reatores PWR típicos [8].

A companhia Reuter-Stokes [35,39,40] e a Westinghouse [71] também apresentam trabalhos nesta área. As publicações da Reuter-Stokes são basicamente trabalhos informativos sobre a situação da monitoração "in-core" e sobre novas tendências e linhas de pesquisa utilizando detectores SPD's. A referência [39] apresenta inclusive uma comparação entre três tipos de detectores "in-core": câmaras de fissão regenerativas, detectores SPD's e termopares.

O sinal fornecido pelo detector SPD é relacionado ao fluxo incidente em sua superfície pela grandeza denominada sensibilidade, a qual fornece a corrente gerada pelo detector por unidade de fluxo e por unidade de comprimento do detector. Esta grandeza pode ser medida experimentalmente, porém é importante o seu cálculo de forma teórica, para que as dimensões do detector sejam otimizadas e para prever seu comportamento com o passar do tempo, de modo a evitar a calibração contínua do mesmo.

Devido à complexidade dos mecanismos físicos envolvidos na geração de corrente pelos detectores SPD's quando submetidos ao campo de radiação de nêutrons e raios gama, é necessário construir um modelo matemático que simule a resposta destes detectores sob várias condições de irradiação. Ao invés de tentar solucionar numericamente equações de transporte acopladas (nêutrons, raios gama e elétrons), o que seria economicamente impraticável nos computadores digitais disponíveis, é comum a utilização do método de Monte Carlo, o qual fornece uma simulação precisa dos vários fenômenos físicos que ocorrem desde a captura de um nêutron pelo detector até a geração de corrente pelo mesmo.

O método de Monte Carlo é tradicionalmente utilizado na simulação do transporte de nêutrons, raios gamas e elétrons em diversos tipos de detectores,

entre os quais os detectores SPD's [25,30,50]. A vantagem desta técnica é lidar com uma partícula ou evento de cada vez, de modo que mesmo fenômenos complexos possam ser construídos a partir da soma de fenômenos simples. No transporte de partículas o método de Monte Carlo simula o caminho percorrido por cada uma das várias partículas desde a fonte até a sua eliminação por absorção, fuga, etc. Neste sentido o método de Monte Carlo é considerado um experimento teórico.

1.1 RETROSPECTIVA BIBLIOGRÁFICA

O primeiro detector auto-energizável foi construído em 1961 na União Soviética e utilizava ródio como emissor [47]. Para testar o princípio físico deste tipo de detector em Chalk River, Hilborn [32] e demais colaboradores construíram um protótipo similar ao soviético. Um outro protótipo com emissor de vanádio também foi construído nesta mesma época e ambos foram irradiados durante 1 ano sob fluxos de até 10^{14} n/cm²s no reator NRX.

Já nesta época Hilborn atentava para as correntes espúrias que podem mascarar a corrente devida a captura neutrônica no emissor. Com o intuito de eliminar estas correntes espúrias, ele projetou um circuito de compensação composto por um cabo coaxial idêntico ao cabo do detector, porém sem o emissor, cuja corrente gerada é subtraída da corrente do detector. Hilborn também sugeriu que os detectores SPD's fossem envolvidos por uma camada de cádmio, para que os raios gama externos sejam absorvidos e sua contribuição para a corrente do detector eliminada. Outros materiais como a prata, alumínio, urânio-235, urânio-238 e gadolínio foram cogitados como possíveis emissores.

Desde que o detector auto-energizável foi patenteado pela primeira vez em 1968 por Hilborn [19], pesquisas sobre novos materiais e configurações para estes detectores vêm sendo desenvolvidas. Ao mesmo tempo, modelos teóricos que permitam melhor compreensão dos mecanismos de resposta destes detectores continuam sendo desenvolvidos.

Warren desenvolveu em 1972 o primeiro modelo teórico consistente [67] que calcula a sensibilidade de detectores de resposta atrasada. Neste modelo calcula-se a taxa de produção de elétrons no emissor devido ao decaimento beta que segue a sua ativação, a probabilidade do elétron escapar do emissor, a perda de energia do elétron no emissor e o efeito do isolante na sensibilidade do detector. Para os detectores de ródio, as sensibilidades calculadas encontram-se sistematicamente 12% acima dos valores medidos. Já os cálculos para os detectores de vanádio estão de acordo com os resultados experimentais, considerando-se as incertezas dos cálculos e dos experimentos.

O modelo de Warren foi ampliado para detectores de resposta pronta tanto por Jaschik e Seifritz [34], como por Warren e Shah [68]. Jaschik e Seifritz [34] desenvolveram um modelo que considera o fator de auto-blindagem neutrônica do emissor, calcula a depressão no fluxo local de nêutrons devido a presença do detector, calcula a taxa de produção de fotoelétrons e elétrons Compton devido a absorção dos raios gama emitidos imediatamente após a captura neutrônica, calcula a probabilidade do elétron escapar do emissor, calcula a perda de energia do elétron no emissor e o alcance dos elétrons no isolante levando em consideração o campo elétrico devido a distribuição espacial de cargas. Os resultados obtidos para detectores de cobalto, cádmio, érbio e háfnio estão de acordo com os valores obtidos experimentalmente, considerando-se as incertezas dos dados utilizados. Além do desenvolvimento de um modelo teórico, detectores SPD's foram efetivamente fabricados e testados em reatores de alto fluxo para teste de materiais (MTR's) e em reatores do tipo BWR [24]. Os resultados obtidos incluem comparações entre SPD's e outros detectores, como câmaras de fissão e termopares.

Warren e Shah [68] consideraram também a contribuição dos raios gama externos e dos elétrons devido a conversão interna para a corrente do detector, e introduziram um pseudo-potencial no emissor para que seja levada em conta a variação na distribuição espacial de cargas em função do número atômico do emissor. As sensibilidades a nêutrons e a raios gamas, calculadas com este modelo para diversos detectores, foram comparadas com dados experimentais e mostram que o modelo proposto é satisfatório. Warren, em colaboração com Sulcoski, também

realizou trabalhos experimentais utilizando detectores SPD's de ródio [69,70] e itérbio [70], verificando que os detectores de itérbio apresentam um decréscimo inicial em sua sensibilidade (15 a 20%) e depois regeneram-se, tornando-se mais sensíveis do que no início da irradiação.

Recentemente, Lopes e Avila [43] desenvolveram um modelo para o cálculo da carga elétrica efetiva produzida por um nêutron capturado no emissor de detectores SPD's de reposta pronta. O método permitiu a criação de um algoritmo rápido para o cálculo da carga efetiva, e foi aplicado a detectores SPD's de cobalto. Em outro trabalho [44], os autores utilizaram o formalismo previamente desenvolvido para calcular a sensibilidade de detectores de cobalto a nêutrons térmicos e epitérmicos e avaliar a sua dependência com os parâmetros geométricos. Os resultados obtidos estão superestimados em relação a literatura [28,34,68], pois não foram considerados os efeitos que contribuem para a corrente coletor-emissor, e utilizou-se o espectro completo de emissão de raios gama para a captura neutrônica no cobalto [63], ao invés do espectro em 30 grupos de energia utilizado pela referência [34], que possui um rendimento menor.

Goldstein utilizou o método de Monte Carlo para simular detectores SPD's. Em 1973 [25] ele simulou detectores de ródio, vanádio e cobalto sob fluxo neutrônico, onde as discrepâncias chegaram a 37% (detector de cobalto) em relação aos resultados experimentais. Foi apresentado um minucioso estudo sobre as prováveis fontes de erro. O próximo passo foi estudar a resposta dos detectores SPD's ao campo de radiação gama, também presente no núcleo do reator [26]. Os resultados obtidos são bons para emissores com número atômico Z elevado (platina e chumbo), mas apresentam uma grande discrepância quando o número atômico Z é pequeno (cobalto e magnésio), pois nestes casos estão envolvidas correntes muito pequenas (da ordem das incertezas calculadas). A partir deste ponto foi então possível calcular a sensibilidade de detectores de platina, que respondem tanto ao campo de radiação gama quanto ao campo neutrônico [27]. A seguir, Goldstein, Chen e Todt [28] estudaram a contribuição de nêutrons epitérmicos para a corrente gerada por detectores SPD's de platina, cobalto e ródio, mostrando que esta contribuição corresponde a uma fração significativa da corrente total. Em outro trabalho [29],

Goldstein, também em conjunto com Chen e Todt, investigou a viabilidade de utilizar detectores SPD's sensíveis basicamente a raios gama para o mapeamento do fluxo neutrônico no núcleo do reator. Os resultados obtidos com detectores de platina e de inonel revestido com platina (sensibilidade reduzida à nêutrons) mostraram que a distribuição de corrente fornecida por estes detectores ao longo de todo o reator (PWR) é consistente com a distribuição de fluxo térmico, onde desvios em torno de 5% foram encontrados na parte central do reator, chegando a 20-30% na base e no topo do reator, e ficando entre 10 e 15% na extremidade radial.

Goldstein também participou da invenção de dois tipos de detectores auto-compensados: um deles [20] possui uma fina camada condutora de alta densidade e seção de choque neutrônica baixa envolvendo o emissor. Esta camada absorve a radiação beta emitida pelos produtos de ativação do emissor, mas é transposta pelos elétrons rápidos com energia média alta que são emitidos pelo emissor. Os materiais condutores e absorvedores de partículas beta com baixa energia sugeridos são a platina, o bismuto e o chumbo. Porém, mesmo em finas camadas, estes materiais aumentam a sensibilidade do detector a gamas externos. Procurou-se então compensar este aumento na sensibilidade a raios gama envolvendo também o isolante pelo mesmo material que envolve o emissor, de modo que sob um fluxo de nêutrons e raios gama, a corrente de elétrons produzida pelas duas camadas tenham direções opostas e se cancelem [21]. Então, adotando-se espessuras apropriadas para as duas camadas é possível obter uma resposta do detector basicamente devida à interação de nêutrons no emissor.

Um outro grupo que optou pelo método de Monte Carlo para a simulação de detectores SPD's iniciou seus trabalhos na Universidade de Toronto em 1974, em colaboração com a companhia Reuter-Stokes Canada Ltda. Este grupo desenvolveu um programa denominado SPODE (Self-Powered Detector) [46], que continuou a ser aprimorado com suporte da "Atomic Energy of Canada Limited" (AECL) [31]. A partir de 1979 este mesmo programa passou também a ser aprimorado por Hall em Chalk River, onde recebeu o acrônimo ICARES (Irradiated Cable Response Simulation). Este programa simula a resposta fornecida por um detector arbitrário cilindricamente

simétrico subdividido em até cinco regiões diferentes, quando este é submetido a um fluxo composto por nêutrons e gamas. Hall [30] apresentou resultados em boa concordância com valores experimentais e estudou o efeito do material coletor (inconel e zircaloy-2) na sensibilidade do detector, chegando a conclusão que o detector com coletor de inconel possui uma resposta pronta maior, o que o torna mais adequado para aplicações que envolvam o controle ou a segurança do reator. Já a corrente gerada pelo detector com o coletor de zircaloy-2 é 25% menor do que a apresentada pelo detector com coletor de inconel, contudo o detector com coletor de zircaloy-2 possui a vantagem de absorver 69% menos nêutrons do que o detector com coletor de inconel, o que torna adequada a sua utilização em reatores CANDU, onde é necessária a economia de nêutrons.

Pytel também utiliza o método de Monte Carlo para simular o transporte de elétrons e raios gama em detectores SPD's sujeitos a vários campos de radiação [50]. Os resultados obtidos para detectores de Rh, V, Co, Ag e Pt estão de acordo com a maioria dos valores experimentais apresentados na literatura.

Em seu trabalho [71], Weiss investigou experimentalmente a relação entre a distribuição do fluxo de nêutrons térmicos e a radiação gama no núcleo do reator PWR Connecticut Yankee. Estes dois parâmetros foram medidos ao mesmo tempo com câmaras de ionização móveis. A distribuição dos resultados obtidos é muito próxima em quase todo reator, contudo os desvios aumentam nas extremidades do núcleo e nas regiões próximas aos materiais estruturais. Logo, é possível inferir sobre a distribuição de potência do núcleo do reator utilizando-se informações sobre a distribuição da radiação gama ao invés de dados sobre o fluxo neutrônico, normalmente utilizado para este objetivo. Torna-se então viável a utilização de detectores SPD's sensíveis à radiação gama para medir a distribuição de potência no núcleo do reator.

Strindehag estudou os seguintes detectores SPD's sensíveis a radiação gama [61,62]: detectores com emissor de chumbo, zircônio, magnésio, inconel 600 e grafite, cujas sensibilidades foram medidas numa célula gama de ^{60}Co e no reator R2-0 em Studsvik, onde os detectores foram blindados à nêutrons. O detector de

chumbo fornece a maior corrente dentre os detectores estudados e a amplitude desta corrente possibilita a utilização deste tipo de detector na determinação da distribuição de potência em reatores de água leve. Também parece possível utilizar detectores de magnésio e zircônio, que apresentam um desempenho muito melhor que o detector de chumbo à altas temperaturas. Detectores SPD's de cobalto e vanádio, sensíveis predominantemente à nêutrons, também foram estudados [62]. Estes estudos incluíram medidas da sensibilidade gama, linearidade e comportamento destes detectores sob transientes de potência e sob longos períodos de irradiação, bem como a otimização da espessura do isolante. Os resultados mostram que estes detectores são adequados à monitoração "in-core" de reatores de potência moderados a água e que um arranjo eficiente para esta monitoração poderia consistir de um sistema rápido com detectores de cobalto para a segurança e controle do reator, e um sistema preciso com detectores de vanádio para calibração e mapeamento de fluxo.

Detectores SPD's também são utilizados em reatores do tipo CANDU (urânio natural moderado a água pesada). Nos laboratórios de Chalk River, no Canadá, vários trabalhos foram desenvolvidos principalmente por Sovka, Shields e Allan, visando a utilização de detectores SPD's em reatores do tipo CANDU.

Sovka estudou teoricamente a sensibilidade de detectores de cobalto [56] em função do tempo de irradiação para vários fluxos. Este tipo de detector foi desenvolvido para controle de transientes rápidos de fluxo, por possuir resposta pronta. Porém, os produtos de ativação ^{60}Co e ^{61}Co contribuem para a corrente atrasada do detector, que aumenta a medida que este é irradiado. A redução da razão entre a resposta pronta e atrasada limita o tempo de vida do detector de cobalto.

Shields estudou a sensibilidade de detectores com emissor de platina [54,55]. Como estes detectores são sensíveis a nêutrons e a gamas, torna-se necessário um amplo conhecimento de seus mecanismos de resposta para prever seu comportamento sob irradiação. Após dois anos de testes com um detector de platina sendo irradiado continuamente sob alto fluxo, Shields verificou que a corrente gerada

por este detector é alta e possui uma taxa de queima baixa [54]. A fração pronta da corrente gerada pelo detector de platina, que se manteve constante durante a irradiação, foi maior que a apresentada pelos detectores estudados até então.

Allan estudou inicialmente detectores com emissor de vanádio, cobalto e platina construídos pela Reuter-Stokes Canada Ltda [3,6], verificando que os detectores de cobalto e platina possuem uma resposta complicada. O de cobalto devido aos produtos de ativação ^{60}Co e ^{61}Co , e o de platina por possuir uma componente atrasada devido aos raios gama atrasados dos produtos de fissão. Além dos detectores com emissor de platina, Allan estudou detectores com emissor de inonel revestido com platina [3,4], cuja resposta possui uma fração pronta maior que a do detector de platina e além disso é mais estável ao longo do tempo de irradiação, sendo portanto considerado superior em relação ao detector de platina.

Detectores SPD's de platina também foram avaliados experimentalmente na periferia do reator OSIRIS [37]. Foram realizadas medidas de sensibilidade, linearidade, estabilidade e da variação da resposta dos detectores de platina com a temperatura, durante três ciclos do reator. Foram testados três detectores com emissores de platina de 0,5 mm de diâmetro e três com emissores de 1 mm de diâmetro. Verificou-se que o detector de platina com emissor de 0,5 mm de diâmetro é mais estável a variações de temperatura. Outra vantagem é que o emissor de menor tamanho irá causar uma perturbação menor ao fluxo local de nêutrons térmicos.

Também no reator OSIRIS, Verdant estudou detectores de cobalto, platina, ródio, vanádio e prata, que foram submetidos a uma fluência de $8,8 \times 10^{21} \text{ n/cm}^2$ [65]. Verificou-se então que o material do coletor (aço inox ou inonel) não influencia a resposta do detector, mas que a contribuição do cabo para a corrente do detector é mais elevada se o isolante for de óxido de magnésio. Verdant já havia estudado anteriormente [64] detectores de cobalto nos reatores OSIRIS e TRITON.

Böck apresentou vários trabalhos sobre a resposta de detectores SPD's de cobalto, érbio, háfnio e platina, construídos pelo Institut für Kerntechnik em Hannover, quando submetidos a transientes de potência no reator TRIGA [12,13,14]

em Viena. Em seu primeiro trabalho, Böck constatou que os detectores de cobalto possuem resposta tão rápida quanto a das câmaras de ionização e portanto podem ser utilizados como instrumentação nos sistemas de controle e segurança do reator [14]. Mas apesar de todos os tipos de detectores SPD's estudados serem comparáveis às câmaras de ionização quanto a seu tempo de resposta, estes apresentaram desvios quanto a linearidade de suas respostas durante o aumento e o decréscimo de potência do reator.

Emissores físseis também foram estudados [15]. Uma avaliação teórica de um detector que utiliza urânio enriquecido como emissor concluiu que este detector possuiria uma sensibilidade cem vezes maior em relação a outros detectores SPD's padrões, como os de cobalto, e apresentaria o mesmo comportamento temporal. Outra vantagem é que os detectores SPD's que utilizam urânio enriquecido como emissor possuem a mesma resposta espectral e a mesma queima que o combustível utilizado pelo reator, o que permite que a queima do combustível nas vizinhanças do detector seja conhecida diretamente, a partir do decréscimo do sinal do detector, com alguma correção para a auto-blindagem. Combinando as vantagens da câmara de fissão e do detector SPD, o detector com emissor físsel pode se interessante para aplicações em reatores de potência.

Uma outra aplicação para os detectores SPD's foi estudada por Adams e Berta [1], que verificaram que detectores SPD's de cobalto são sensíveis a variações na densidade do moderador do reator. A resposta dos detectores de cobalto a estas variações mostrou-se reprodutível, pois variações de densidade semelhantes resultaram em respostas semelhantes dos SPD's e os resultados obtidos são consistentes com a resposta teórica calculada. Os detectores SPD's também se mostraram sensíveis a flutuações no nível de água do vaso do reator e portanto são monitores potenciais na monitoração do nível de água no vaso de reatores PWR durante acidentes por perda de refrigerante (LOCAs - "Loss of Coolant Accidents").

1.2 OBJETIVO

A resposta de detectores SPD's é caracterizada pela grandeza denominada sensibilidade, a qual indica a corrente induzida pelo detector por unidade de fluxo e por unidade de comprimento do detector. O cálculo da sensibilidade térmica de detectores SPD's requer a determinação da corrente gerada por estes detectores quando submetidos a um fluxo de nêutrons térmicos conhecido. De forma geral, este cálculo envolve o transporte de nêutrons térmicos desde sua incidência na superfície lateral do detector até que estes sejam capturados pelo emissor, o transporte de elétrons e/ou raios gama de captura emitidos pelo emissor ativado e o transporte dos elétrons e raios gamas secundários gerados pelos raios gama de captura.

O objetivo deste trabalho é desenvolver uma metodologia baseada no método de Monte Carlo para calcular a sensibilidade térmica de detectores SPD's de cobalto, uma vez que resolver numericamente as equações de transporte acopladas para nêutrons, raios gama e elétrons, seria economicamente impraticável nos computadores digitais disponíveis.

1.3 DESCRIÇÃO DO TRABALHO

O código MOSEL (Monte Carlo Self-Powered) desenvolvido durante este trabalho, determina a sensibilidade térmica de detectores SPD's de cobalto em função dos parâmetros geométricos do detector e do seu tempo de irradiação no reator.

Uma descrição detalhada dos métodos de cálculo utilizados por este código, bem como a comparação entre os resultados obtidos com esta simulação e os valores fornecidos pela literatura, encontram-se no capítulo 4.

No capítulo 2 apresenta-se uma introdução ao método de Monte Carlo juntamente com as técnicas utilizadas pelo código MOSEL. A descrição dos diversos tipos de detectores SPD's, suas configurações, seus mecanismos de resposta e sua

utilização, encontra-se no capítulo 3. No capítulo 5 avalia-se a sensibilidade térmica do detector SPD de cobalto em função de seus parâmetros geométricos e no capítulo 6 determina-se a variação desta sensibilidade com o tempo de irradiação do detector. No Apêndice A encontra-se uma descrição do código MOSEL e de seus dados de entrada, e o Apêndice B apresenta a composição em peso dos materiais utilizados como coletores: aço inox AISI 304 e inonel 600.

CAPÍTULO 2

MÉTODO DE MONTE CARLO

O termo Monte Carlo surgiu na década de 40 para designar um conjunto de métodos matemáticos utilizado em Los Alamos pelos cientistas que trabalhavam no desenvolvimento de armas nucleares. Este termo é justificável, pois da mesma forma que os jogos de azar, o método de Monte Carlo utiliza a amostragem aleatória de eventos de um dado espaço amostral.

O método de Monte Carlo consiste em encontrar um modelo estatístico para o fenômeno a ser simulado, representar este modelo através de uma função distribuição de probabilidade e amostrar possíveis eventos deste modelo utilizando uma técnica estatística. Deste modo, é possível simular a evolução do fenômeno e estimar as respostas desejadas através de médias estatísticas. A vantagem desta técnica é lidar com um evento de cada vez, de modo que mesmo processos complexos são simulados a partir da soma de processos simples.

Embora o método de Monte Carlo seja utilizado tipicamente para simular processos aleatórios, este método também pode ser aplicado a problemas que não possuam uma interpretação probabilística imediata e portanto constitui uma importante ferramenta computacional na maior parte das áreas científicas.

A aplicabilidade do método de Monte Carlo foi enormemente acrescida após o aparecimento dos modernos computadores digitais, que tornaram prática e viável a simulação de problemas matemáticos complexos.

2.1 REVISÃO HISTÓRICA [36]

Provavelmente a primeira utilização da amostragem aleatória na solução de integrais foi documentada por Comte de Buffon, que em 1777 descreveu o seguinte experimento: uma "agulha" de comprimento L é lançada aleatoriamente sobre uma

superfície horizontal seccionada por linhas paralelas que distam D entre si ($D > L$). Qual a probabilidade P da "agulha" interceptar uma destas linhas ? Comte de Buffon realizou esta experiência de lançar "agulhas" várias vezes para estimar P e também analisou este problema analiticamente, mostrando que

$$P = \frac{2L}{\pi D} . \quad (2.1)$$

Alguns anos depois, Laplace sugeriu que este jogo de "agulhas" poderia ser utilizado para estimar o valor de π , apesar de sua convergência ser lenta. A inversão de um resultado probabilístico P para se obter o valor desejado π , é o que hoje em dia denomina-se Monte Carlo analógico.

Lord Kelvin utilizou amostragem aleatória na avaliação de algumas integrais temporais da energia cinética que aparecem na teoria cinética dos gases. Neste caso, a amostragem aleatória consistia em sortear papéis numerados de um recipiente. Lord Kelvin inclusive alertou que a aleatoriedade da amostragem poderia ser comprometida pela agitação insuficiente dos papéis e pela eletricidade estática.

Na década de 30 Enrico Fermi realizou algumas experiências numéricas que hoje em dia seriam consideradas cálculos de Monte Carlo. Estudando o comportamento do então recém descoberto nêutron, Fermi desenvolveu experimentos numéricos para amostrar como uma partícula neutra interagiria com a matéria condensada. Estes experimentos numéricos levaram a um conhecimento físico substancial e a uma teoria mais analítica sobre a difusão e o transporte do nêutron.

Durante a II Guerra Mundial, a reunião de cientistas como Von Neumann, Fermi, Ulam e Metrópolis e o aparecimento dos computadores digitais, deram um grande impulso ao desenvolvimento do método de Monte Carlo. No final da década de 40 e início da década de 50 houve um crescimento do interesse nesta área. Surgiram trabalhos descrevendo o novo método e como este poderia ser utilizado na resolução de problemas em mecânica estatística, transporte de radiação, modelos econômicos e em outras áreas. Infelizmente os computadores da época ainda não estavam adequados

para permitir mais do que estudos preliminares nas diversas áreas que poderiam utilizar este método. O crescimento do poder computacional que se seguiu tornou possível realizar cálculos cada vez mais ambiciosos e inclusive aprender com os erros cometidos. Grande parte do trabalho desenvolvido na época encontra-se resumido no primeiro livro publicado sobre o assunto [17].

Ao mesmo tempo, avanços teóricos e a utilização de técnicas de redução de variância resultaram num desenvolvimento até maior do que aquele proporcionado pelo aumento da velocidade e tamanho da memória dos computadores digitais.

Verificou-se então uma rápida difusão do método de Monte Carlo, que hoje em dia é largamente utilizado na maior parte das áreas científicas.

2.2 NOÇÕES DE PROBABILIDADE

Apesar do conceito de probabilidade ser intuitivo, torna-se necessária a sua definição a fim de se ter uma base coerente para o desenvolvimento teórico que virá a seguir.

Seja um fenômeno qualquer que apresente M respostas possíveis. Define-se a probabilidade do evento E_1 ocorrer,

$$p(E_1) = \frac{N_1}{\sum_{i=1}^M N_i}, \quad i=1,2,\dots,M, \quad (2.2)$$

onde N_1 é o número de vezes que o evento E_1 ocorre. Portanto tem-se que

$$0 \leq p(E_1) \leq 1, \quad (2.3)$$

e,

$$p(E_1) + p(E_2) + \dots + p(E_M) = 1. \quad (2.4)$$

O conjunto de todas as respostas possíveis para um determinado fenômeno é

chamado de espaço amostral ou espaço de eventos. Este espaço pode ser discreto ou contínuo, e finito ou infinito. No caso de um jogo de dados, onde somente seis respostas distintas e bem determinadas poderão ser encontradas, o espaço amostral é discreto e finito. Já a emissão de uma partícula com um determinado ângulo zenital possui um espaço amostral contínuo e infinito, pois pode apresentar como resposta qualquer valor entre 0 e π .

Denomina-se variável aleatória uma regra ou função que associa a cada evento do espaço amostral um número real. O adjetivo "aleatória" refere-se ao fato do valor da quantidade numérica em questão não ser previsível apenas com o conhecimento das condições experimentais.

Associada a qualquer variável aleatória existe uma função distribuição de probabilidade (f.d.p.) que descreve a probabilidade da variável aleatória assumir determinado valor. Desta forma, a f.d.p. descreve a frequência relativa com a qual a variável aleatória Y assume o valor x. No caso de uma f.d.p. representar um espaço amostral contínuo, a probabilidade da variável aleatória Y assumir valores entre x e x+dx é dada por

$$p(x < Y < x+dx) = p(x) = f(x) dx . \quad (2.5)$$

Já no caso do espaço amostral ser discreto, a f.d.p. é definida como

$$p(x_{i-1} < Y < x_i) = p(x_i) = f(x_i) . \quad (2.6)$$

As f.d.p. contínua e discreta definidas acima apresentam as seguintes propriedades

$$\text{f.d.p. contínua} \quad \left\{ \begin{array}{l} f(x) \geq 0 , \\ \int_{-\infty}^{\infty} f(x) dx = 1 , \end{array} \right. \quad (2.7)$$

$$(2.8)$$

$$\text{f.d.p. discreta} \quad \left\{ \begin{array}{l} f(x_i) \geq 0 , \\ \sum_{i=1}^M f(x_i) = 1 . \end{array} \right. \quad (2.9)$$

$$(2.10)$$

Define-se a função distribuição cumulativa (f.d.c.) como sendo a função F(x)

associada a probabilidade da variável aleatória Y assumir um valor menor que x, de forma que no caso contínuo tem-se

$$F(x) = P(Y \leq x) = \int_{-\infty}^x f(x) dx , \quad (2.11)$$

e no caso discreto

$$F(x_1) = P(Y \leq x_1) = \sum_{k=1}^1 f(x_k) . \quad (2.12)$$

Vê-se então que F(x) é monotonicamente crescente e satisfaz as seguintes propriedades

$$\begin{array}{l} \text{f.d.c. cont ua} \\ \text{f.d.c. discreta} \end{array} \left\{ \begin{array}{l} \lim_{x \rightarrow -\infty} F(x) = 0 , \\ \lim_{x \rightarrow \infty} F(x) = 1 , \\ P(a < x < b) = F(b) - F(a), \\ F(x_M) = 1 . \end{array} \right. \begin{array}{l} (2.13) \\ (2.14) \\ (2.15) \\ (2.16) \end{array}$$

2.3 MÉTODOS DE AMOSTRAGEM

O modo pelo qual são amostrados os eventos de um determinado espaço amostral é fundamental para a utilização do método de Monte Carlo. Estes eventos encontram-se distribuídos de acordo com uma certa lei de probabilidades, como por exemplo a seq ncia p_1, p_2, \dots, p_M relacionada respectivamente aos eventos E_1, E_2, \dots, E_M . Caso estes eventos sejam independentes e mutuamente exclusivos, $p_1 + p_2 + \dots + p_M = 1$.

Para amostrar um evento da distribuição de probabilidades acima descrita, seja um número aleatório ξ , $0 \leq \xi < 1$, tal que

$$p_1 + p_2 + \dots + p_{i-1} \leq \xi < p_1 + p_2 + \dots + p_i , \quad (2.17)$$

então ξ determina o evento E_1 . Este constitui o princípio básico do método de Monte Carlo. O Método Direto descrito a seguir é uma aplicação deste princípio.

2.3a MÉTODO DIRETO

Seja um espaço amostral descrito pela função distribuição de probabilidade $f(x)$, onde a variável x , $0 \leq x < M$, é relacionada aos eventos E_1, E_2, \dots, E_M e $i-1 \leq x < i$ representa o evento E_i . A função distribuição cumulativa para esta f.d.p. é dada por

$$F(x) = \int_{-\infty}^x f(t) dt, \quad 0 \leq x < M, \quad (2.18)$$

de modo que $F(i)$ fornece a probabilidade com a qual $x' \leq x$, para $x=i$. Desta forma, a equação

$$\xi = F(x) = \int_{-\infty}^x f(t) dt, \quad (2.19)$$

determina o evento relacionado a variável x univocamente como função de ξ .

Quando é possível inverter a função distribuição cumulativa, amostra-se um evento (definido por x) do espaço amostral, através da seguinte relação

$$x = F^{-1}(\xi). \quad (2.20)$$

A eficiência deste método depende da facilidade de obtenção da função inversa $F^{-1}(\xi)$.

Um exemplo do Método Direto é a amostragem da distância percorrida por uma partícula até esta sofrer sua primeira colisão. Sabe-se que a probabilidade da primeira colisão ocorrer entre l e $l+dl$ é dada pela seguinte f.d.p.

$$f(l) dl = \Sigma_t e^{-\Sigma_t l} dl , \quad (2.21)$$

onde Σ_t é a seção de choque macroscópica total do meio e é interpretada como a probabilidade, por unidade de distância, da partícula sofrer uma colisão. Construindo a f.d.c. associada e igualando-a ao número aleatório ξ , tem-se

$$\xi = \int_0^x \Sigma_t e^{-\Sigma_t l} dl = 1 - e^{-\Sigma_t x} , \quad (2.22)$$

que ao ser invertida fornece

$$x = - \frac{1}{\Sigma_t} \ln (1-\xi) . \quad (2.23)$$

Como $(1-\xi)$ tem a mesma distribuição que ξ , obtém-se o seguinte resultado

$$x = - \frac{1}{\Sigma_t} \ln \xi . \quad (2.24)$$

De modo que, para $0 \leq \xi < 1$, tem-se interações a distâncias entre 0 e ∞ .

Contudo, nem sempre a f.d.c. pode ser invertida analiticamente. Nestes casos, alguns esquemas numéricos como o método de Newton-Raphson podem ser utilizados.

2.3b TÉCNICA DA REJEIÇÃO

Como a computação de $F^{-1}(\xi)$ pode ser difícil, existem métodos alternativos que amostram diretamente da f.d.p. $f(x)$. Entre estes métodos se destaca a Técnica da Rejeição, utilizada neste trabalho.

Esta técnica consiste em amostrar um valor aleatório da f.d.p. $f(x)$ e avaliar se este valor pode ser aceito como amostra ou não; daí o nome Técnica da Rejeição, pois alguns valores são rejeitados.

A Técnica da Rejeição é utilizada segundo as etapas a seguir,

- i) Seleciona-se um valor K que exceda todos os valores de $f(x)$ na região (a,b) a ser estudada
- ii) Obtem-se um valor aleatório ξ_1 , $0 \leq \xi_1 < 1$, que é utilizado para amostrar x na região (a,b) da seguinte maneira

$$x = a + \xi_1(b-a), \quad a \leq x \leq b. \quad (2.25)$$

- iii) Calcula-se o valor da f.d.p. no ponto x
- iv) Obtem-se outro número aleatório ξ_2 , $0 \leq \xi_2 < 1$, e então calcula-se o número N de acordo com a seguinte relação

$$N = \xi_2 K. \quad (2.26)$$

- v) Caso $N \leq f(x)$, o valor de x é aceito como amostra. Do contrário, o processo é repetido até a inequação ser satisfeita.

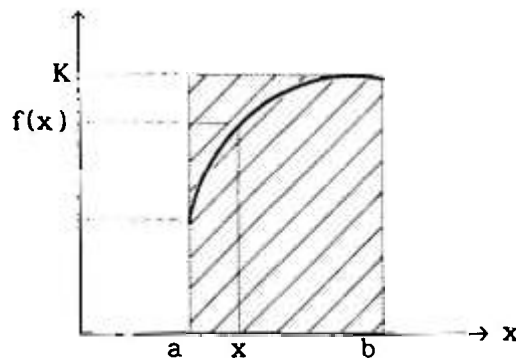


Fig. 2.1 Ilustração da Técnica da Rejeição

A eficiência da Técnica da Rejeição é dada pela razão entre o número de amostragens aceitas e o número total de amostragens, ou seja, a razão entre a área sob a curva e a área total do retângulo (Figura 2.1), de modo que

$$\text{Eficiência} = \frac{\int_a^b f(x) dx}{K(b-a)} = \frac{1}{K(b-a)} \quad (2.27)$$

visto que a f.d.p. é normalizada. Caso a eficiência seja baixa, a Técnica da Rejeição exigirá alto custo computacional. Da equação (2.27) vê-se que K deve ser o menor valor possível que exceda $f(x)$ para que a eficiência seja alta, portanto K

deve ser o máximo da função $f(x)$. Valores aceitáveis para a eficiência situam-se no intervalo $0,65 \leq \text{eficiência} < 1$ [36].

Devido a sua metodologia, a Técnica da Rejeição também pode ser utilizada para avaliar a área sob uma curva, ou seja, calcular a integral de uma função.

2.4 NÚMEROS ALEATÓRIOS

A amostragem de uma f.d.p. é realizada com a utilização de números aleatórios (ou randômicos) ξ , os quais são definidos como sendo uniformemente distribuídos entre 0 e 1, isto é

$$f(x) = \begin{cases} 1, & 0 \leq x \leq 1, \\ 0 & \text{nos outros casos} \end{cases} \quad (2.28)$$

A utilização de números aleatórios obtidos experimentalmente, como por exemplo através de uma roleta de números, possui o inconveniente de necessitar uma grande área de memória computacional para o seu armazenamento. Portanto, utiliza-se números denominados "pseudo-aleatórios" que são gerados deterministicamente através de fórmulas de recorrência, mas que satisfazem testes estatísticos de aleatoriedade. Nestas fórmulas de recorrência o primeiro número ("semente") da sequência precisa ser especificado, o que possibilita a reprodutibilidade de toda a série e conseqüentemente de todo o processo computacional de simulação, para uma mesma "semente". Esta reprodutibilidade é indispensável na verificação de modificações inseridas no programa e mesmo na procura de erros.

Spanier e Gelbard [57] fornecem maiores detalhes a respeito dos métodos de obtenção de números pseudo-aleatórios, entre os quais o método da congruência multiplicativo utilizado na função RANDO [66] que gera tais números para este trabalho.

2.5 INCERTEZA ESTATÍSTICA

Os resultados obtidos com o método de Monte Carlo representam a média das respostas fornecidas pelas diversas histórias amostradas durante a simulação do problema. Uma quantidade tão importante quanto a média propriamente dita é a incerteza estatística, ou erro, associada aos resultados. Este erro e a sua variação com o número de histórias irão indicar a qualidade dos resultados obtidos, bem como a sua distribuição. Se a distribuição dos resultados não for bem comportada, o erro estimado normalmente não representa o verdadeiro intervalo de confiança do resultado, logo estas respostas podem estar completamente erradas.

2.5a VALOR ESPERADO

O valor esperado da variável aleatória Y , cuja função distribuição de probabilidade é $f(x)$, é definido da seguinte maneira

$$\langle x \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} x f(x) dx , \quad (2.29)$$

e para o caso discreto

$$\langle x \rangle = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M x_i f(x_i) . \quad (2.30)$$

Vê-se que as fórmulas acima equivalem à definição de média estatística.

O valor $\langle x \rangle$ pode ser estimado aleatoriamente pelo método de Monte Carlo através de um processo de simulação, de modo a ser dado por

$$\bar{x} = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M x_i , \quad (2.31)$$

onde x_i é o valor de x amostrado de $f(x)$ para a i -ésima história e M é o número total de histórias a serem simuladas. O valor \bar{x} corresponde a média dos valores

x_1 para todas as histórias simuladas. A relação entre $\langle x \rangle$ e \bar{x} é dada pela Lei dos Grandes Números, a qual estabelece que no caso de $\langle x \rangle$ ser finito, \bar{x} tende a $\langle x \rangle$ quando M tende a infinito [16].

2.5b VARIANÇA E DESVIO PADRÃO

Uma medida de como os dados se distribuem relativamente à média é dada pela "variança" da amostragem, definida como a média dos quadrados dos desvios entre a variável aleatória e o seu valor esperado, de modo que no caso contínuo tem-se

$$\sigma^2 = \int_{-\infty}^{\infty} (x - \langle x \rangle)^2 f(x) dx, \quad (2.32)$$

e no caso discreto,

$$\sigma^2 = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M (x_i - \langle x \rangle)^2 f(x_i) \quad (2.33)$$

Denomina-se desvio padrão a raiz quadrada da variança. O desvio padrão é mais utilizado que a variança para representar como os dados se distribuem em relação ao valor esperado da variável aleatória, pois possui a mesma dimensão que seu argumento.

O valor σ^2 também pode ser estimado pelo método de Monte Carlo, conforme fórmula abaixo

$$S^2 = \frac{1}{M-1} \sum_{i=1}^M (x_i - \bar{x})^2, \quad (2.34)$$

onde a quantidade S representa o desvio padrão estimado para os valores de x , em relação aos valores de x_i que foram efetivamente amostrados.

Já a variança estimada para a média \bar{x} é dada por

$$S_{\bar{x}}^2 = \frac{S^2}{M} \quad (2.35)$$

A validade das fórmulas (2.34) e (2.35) não depende de nenhuma restrição a respeito da distribuição de x ou \bar{x} , sendo somente necessário que $\langle x \rangle$ e σ^2 existam e sejam finitos [16].

O desvio padrão estimado para a média \bar{x} é dado por $S_{\bar{x}}$. É importante notar que $S_{\bar{x}}$ é proporcional a $\frac{1}{\sqrt{M}}$, o que constitui uma desvantagem inerente ao método de Monte Carlo, pois para reduzir o desvio padrão pela metade é necessário aumentar quatro vezes o número de amostras, o que torna o processo computacionalmente dispendioso. No entanto, o valor de $S_{\bar{x}}$ pode ser reduzido para um dado M se o valor de S for reduzido através de técnicas de redução de variância, que serão melhor abordadas na seção 2.6.

2.5.c PRECISÃO E EXATIDÃO

Existe uma grande diferença entre precisão e exatidão dos cálculos efetuados pelo método de Monte Carlo. Conforme ilustrado na Figura 2.2, precisão é a incerteza no valor de \bar{x} devido às flutuações estatísticas dos x_i 's na porção do espaço amostral onde ocorre a amostragem. Contudo, importantes porções do espaço amostral poderão ser desprezadas se os modelos físicos e matemáticos utilizados não forem adequados, se a configuração geométrica do problema não for bem modelada, devido ao uso inapropriado de técnicas de redução de variância ou se houver amostragem insuficiente de importantes eventos pouco prováveis. Estes fatores, entre outros, poderão afetar a exatidão do resultado, onde por exatidão entende-se: medida da proximidade entre o valor esperado de \bar{x} , $\langle x \rangle$, e o valor real que está sendo estimado. A diferença entre o valor real e $\langle x \rangle$ é denominado erro sistemático, que raramente é conhecido.

Erro ou incerteza, associados aos cálculos efetuados pelo método de Monte Carlo, referem-se somente à precisão do resultado, não à exatidão.

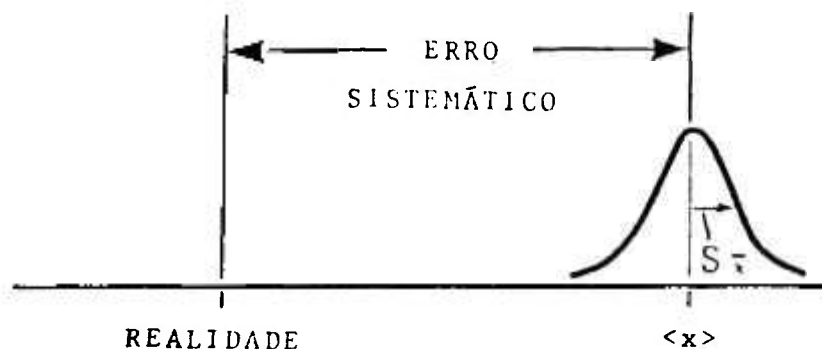


Figura 2.2 Representação do erro sistemático e do desvio padrão relacionados ao valor esperado $\langle x \rangle$

2.5.d TEOREMA DO LIMITE CENTRAL

Para estabelecer os intervalos de confiança para a precisão de um resultado fornecido pelo método de Monte Carlo utiliza-se o Teorema do Limite Central, o qual estabelece que [16]

$$\lim_{M \rightarrow \infty} \text{Prob} \left[\langle x \rangle + \alpha \frac{\sigma}{M^{1/2}} \leq \bar{x} \leq \langle x \rangle + \beta \frac{\sigma}{M^{1/2}} \right] = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{\alpha}^{\beta} e^{-t^2/2} dt, \quad (2.36)$$

onde α e β podem assumir qualquer valor. Esta fórmula pode ser reescrita para um número grande M de histórias em termos do desvio padrão estimado de \bar{x} , $S_{\bar{x}}$, de acordo com a seguinte aproximação,

$$\text{Prob} \left[\alpha S_{\bar{x}} < x - \langle x \rangle < \beta S_{\bar{x}} \right] = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{\alpha}^{\beta} e^{-t^2/2} dt, \quad (2.37)$$

Este teorema estabelece que para M tendendo a infinito e para variáveis aleatórias x_i independentes e identicamente distribuídas com médias e variâncias finitas, a distribuição dos \bar{x} 's tende a uma distribuição normal com média $\langle x \rangle$. Se S for aproximadamente igual a σ , o que é válido para uma amostragem estatisticamente significativa, então

$$\bar{x} - S_{\bar{x}} \leq \langle x \rangle \leq \bar{x} + S_{\bar{x}} \quad , \quad \text{em 68\% dos casos} \quad (2.38)$$

$$\bar{x} - 2 S_{\bar{x}} \leq \langle x \rangle \leq \bar{x} + 2 S_{\bar{x}} \quad , \quad \text{em 95\% dos casos} \quad (2.39)$$

$$\bar{x} - 3 S_{\bar{x}} \leq \langle x \rangle \leq \bar{x} + 3 S_{\bar{x}} \quad , \quad \text{em 99\% dos casos} \quad (2.40)$$

conforme tabelas padrão para a função distribuição normal.

Contudo, a validade destes intervalos de confiança só será assegurada se o espaço amostral for adequadamente simulado pelo método de Monte Carlo.

2.6 TÉCNICAS DE REDUÇÃO DE VARIANÇA

O método de Monte Carlo analógico requer muitos cálculos, visto que amostra cada evento com sua probabilidade física natural de ocorrência. Tal fato torna este processo de simulação muito demorado, principalmente no caso das probabilidades envolvidas serem pequenas. Portanto, é necessário utilizar técnicas de amostragem que reduzam o tempo de computação necessário para se obter resultados com precisão suficiente. Estas técnicas não amostram os processos simulados de acordo com sua frequência real de ocorrência, mas este fato é compensado ao ajustar-se o "peso" do evento amostrado.

É importante ressaltar que no método de Monte Carlo analógico o "peso" de todos os eventos é igual a 1, pois nenhuma situação é forçada a ocorrer. Já no método de Monte Carlo não-analógico o "peso" final da resposta obtida é dado por $\sum_{i=1}^M w_i$, onde w_i é a probabilidade real dos eventos amostrados ocorrerem em cada amostragem e M é o número total de amostragens "forçadas" realizadas.

As técnicas de redução de variância permitem que se obtenha com um mesmo número de amostragens uma variância menor do que a conseguida através de métodos diretos e da Técnica da Rejeição, assegurando-se deste modo a validade do resultado com menos gastos computacionais.

Este trabalho utiliza somente a amostragem por importância como técnica de

redução de variância. No entanto, serão descritos também o fracionamento e a roleta russa, por se tratarem de técnicas muito utilizadas em Monte Carlo.

2.6a AMOSTRAGEM POR IMPORTÂNCIA

Esta técnica consiste em amostrar um maior número de eventos nas regiões mais importantes do espaço amostral. Isto é realizado através da modificação da f.d.p. associada, de modo que o resultado obtido tem que ser alterado por um fator peso que leva em conta esta modificação.

Dada uma f.d.p. $f(x)$ definida em (a,b) , o valor esperado de x é dado pela equação (2.29), onde os limites de integração são (a,b) . Amostrando-se de uma outra função distribuição normalizada $f'(x)$, onde a cada ponto x computado é relacionado um fator peso $w(x)=f(x)/f'(x)$, tem-se que o valor esperado de x é dado por

$$\langle x' \rangle = \int_a^b x w(x) f'(x) dx = \int_a^b x f(x) dx . \quad (2.41)$$

Da equação (2.41) e (2.29) vê-se que o valor esperado de x é o mesmo ao ser amostrado de $f(x)$ ou de $f'(x)$. Já a variância de x quando este é amostrado de $f(x)$ e de $f'(x)$, é dada respectivamente por

$$\sigma^2 = \int_a^b [x - \langle x \rangle]^2 f(x) dx , \quad (2.42)$$

e por

$$\sigma'^2 = \int_a^b [x' - \langle x' \rangle]^2 f'(x) dx . \quad (2.43)$$

Substituindo $\langle x' \rangle = \langle x \rangle$ na equação (2.43) e desenvolvendo o termo que está elevado ao quadrado, tem-se

$$\sigma'^2 = \int_a^b x'^2 f'(x) dx - 2\langle x \rangle \int_a^b x' f'(x) dx + \langle x \rangle^2 \int_a^b f'(x) dx . \quad (2.44)$$

Como a função $f'(x)$ é normalizada,

$$\sigma'^2 = \int_a^b x^2 \frac{f(x)}{f'(x)} f(x) dx - 2\langle x \rangle \langle x' \rangle + \langle x \rangle^2, \quad (2.45)$$

e então chega-se a

$$\sigma'^2 = \int_a^b x^2 \frac{f(x)}{f'(x)} f(x) dx - \langle x \rangle^2, \quad (2.46)$$

Desenvolvendo a equação (2.42) e utilizando o fato de $f(x)$ ser normalizada, chega-se a seguinte equação para a variância de x

$$\sigma^2 = \int_a^b x^2 f(x) dx - \langle x \rangle^2. \quad (2.47)$$

Comparando as equações (2.46) e (2.47), vê-se que a variância relacionada a amostragem de $f'(x)$ será menor do que a relacionada a $f(x)$ se $\frac{f(x)}{f'(x)} < 1$. Esta condição equivale a escolher uma $f'(x)$ que represente a parte do intervalo (a,b) que mais contribui para o cálculo de $\langle x \rangle$.

Como exemplo, seja a amostragem do ponto de interação de uma partícula entre 0 e uma distância D arbitrária. Visto que a probabilidade de uma partícula sofrer sua primeira colisão entre l e $l+dl$ é dada pela f.d.p. descrita na equação (2.48)

$$f(l)dl = \Sigma_t e^{-\Sigma_t l} dl, \quad (2.48)$$

a função distribuição modificada da qual será amostrada a distância x é dada pela equação abaixo

$$f'(l)dl = \frac{\Sigma_t e^{-\Sigma_t l} dl}{\int_0^D \Sigma_t e^{-\Sigma_t l} dl}, \quad (2.49)$$

Construindo a f.d.c. associada e igualando-a ao número aleatório ξ , tem-se

$$\xi = \frac{\int_0^x \Sigma t e^{-\Sigma t l} dl}{\int_0^D \Sigma t e^{-\Sigma t l} dl} . \quad (2.50)$$

onde o peso associado a esta amostragem modificada é dado por

$$w = \int_0^D \Sigma t e^{-\Sigma t l} dl = 1 - e^{-\Sigma t D} . \quad (2.51)$$

Resolvendo a equação (2.50) chega-se ao seguinte resultado

$$\xi = \frac{1 - e^{-\Sigma t x}}{1 - e^{-\Sigma t D}} , \quad (2.52)$$

que ao ser invertido fornece o ponto de interação x ($0 \leq x \leq D$) desejado

$$x = - \frac{1}{\Sigma t} \ln \{ 1 - \xi(1 - e^{-\Sigma t D}) \} . \quad (2.53)$$

2.6b ROLETA RUSSA E FRACIONAMENTO

Roleta russa e fracionamento são duas das técnicas mais antigas e mais utilizadas na redução de variância, principalmente para problemas que envolvam grandes distâncias a serem percorridas (por exemplo, problemas de blindagem) e onde as regiões que mais contribuem para a resposta do problema são facilmente identificáveis.

Estas técnicas consistem em aumentar o número de partículas que se dirigem para uma região importante (fracionamento), para que esta região possa ser melhor amostrada. Caso contrário, o número de partículas será diminuído (roleta russa) para não se perder tempo com eventos pouco significantes. Obviamente, tanto num caso como noutro, o peso devido a amostragem "forçada" será levado em conta.

Seja uma partícula com peso w passando de uma região com importância I para uma região com importância maior I' . Na técnica do fracionamento esta partícula é

subdividida em $n = \frac{I'}{I}$ outras, cada qual com peso $\frac{w}{n}$.

No caso de $I' < I$, então a roleta russa é aplicada de modo que a partícula é eliminada em $\left(1 - \frac{I'}{I}\right)$ dos casos, ou então sobrevive com peso $w \frac{I}{I'}$.

CAPÍTULO 3

DETECTORES AUTO-ENERGIZÁVEIS ("SELF-POWERED")

Durante os últimos vinte e cinco anos os detectores auto-energizáveis, também denominados SPD's ("Self-Powered Detectors"), vêm sendo desenvolvidos e ganhando popularidade como o tipo mais viável de detector para a monitoração "in-core" em reatores nucleares. Hoje em dia estes detectores são largamente utilizados em reatores PWR refrigerados à água leve e em reatores de potência do tipo CANDU, fornecendo dados de entrada para o sistema de monitoração da distribuição de potência e para o sistema de proteção do reator [40].

Comparativamente a outros detectores sensíveis a nêutrons utilizados na monitoração "in-core", os detectores auto-energizáveis apresentam baixo custo, produção contínua de corrente, tamanho pequeno e parte eletrônica associada relativamente simples. Em contrapartida, os detectores auto-energizáveis possuem baixo nível de corrente de saída, tempo de resposta muito longo em alguns casos e resposta dependente do espectro de energia dos nêutrons e da razão entre o número de nêutrons e o número de raios γ presentes na região onde o detector é inserido.

Os detectores auto-energizáveis ("self-powered") recebem esta denominação por não precisarem de fonte de alimentação externa, já que corrente elétrica é gerada espontaneamente devido a processos físicos induzidos pelo campo de radiação no qual o detector é inserido. Estes detectores possuem configuração coaxial e são constituídos basicamente por um emissor, um isolante e um coletor, conforme ilustra a Figura 3.1.

As dimensões típicas deste aparato variam de 0,5 à 2 mm para o diâmetro do emissor, enquanto as espessuras do isolante e coletor ficam entre 0,25 e 0,5 mm.

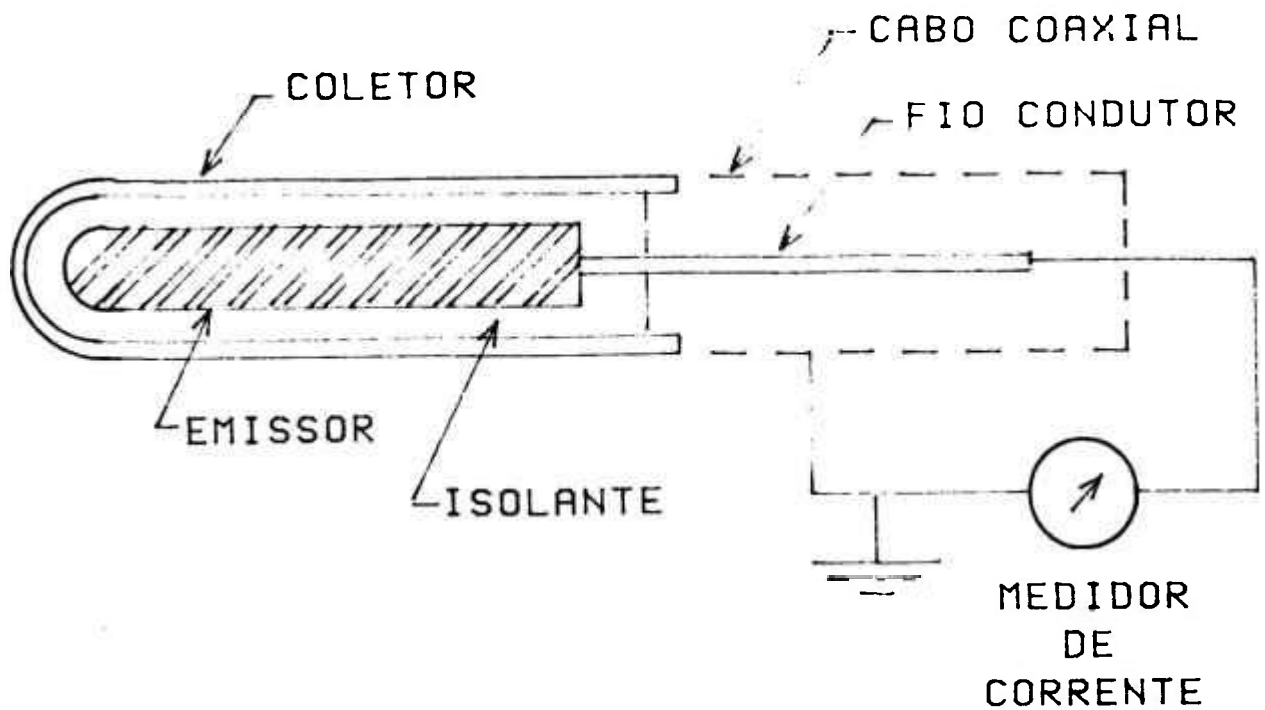


Figura 3.1 Esquema de um detector auto-energizável

O emissor é o eletrodo central, geralmente constituído por um elemento metálico puro, que emite elétrons ao interagir com a radiação proveniente do reator (nêutrons e/ou raios gama). Este elemento deve possuir seção de choque relativamente alta para produzir uma corrente mensurável, mas não tão alta que o consumo deste material seja muito rápido.

O isolante é constituído por um material dielétrico, geralmente alumina ou óxido de magnésio, que mantém alta resistência elétrica mesmo quando submetido a um intenso campo de radiação.

Tal qual o emissor, o coletor também é um condutor elétrico, porém sua seção de choque deve ser consideravelmente menor que a do emissor, de modo que a geração de corrente elétrica devido a interações no coletor seja desprezível e não perturbe a corrente do detector. Geralmente utiliza-se aço inox ou inconel como coletor. Algumas pesquisas mostram que sob certas condições o inconel 600 é susceptível à corrosão localizada, especialmente antes do início de operação do reator, se o detector for inserido na região do refrigerante [40]. Testes realizados com detectores auto-energizáveis que diferiam somente quanto ao material coletor mostraram que detectores com coletor de zircaloy-2 produzem uma

corrente elétrica 25% menor que a produzida por detectores com coletor de inonel, mas como a absorção neutrônica no zircaloy-2 é 69% menor que no inonel [30], a utilização de detectores com coletor de zircaloy-2 em reatores do tipo CANDU vêm sendo estudada, pois neste tipo de reator a economia de nêutrons é fundamental.

Muita atenção deve ser tomada durante a fabricação dos detectores auto-energizáveis para que os materiais que constituem estes detectores não sejam contaminados com elementos que fiquem radioativos ao serem irradiados, pois neste caso a interpretação da resposta do detector seria dificultada.

No campo de radiação do reator, nêutrons e/ou raios gama atravessam o coletor e isolante e interagem preferencialmente no emissor, produzindo interações do tipo (n,γ,e) , (n,β) e/ou (γ,e) que resultam na geração de elétrons. Muitos destes elétrons têm energia suficiente para deixar o emissor e atravessar o isolante. O emissor é conectado ao condutor central de um cabo coaxial e o coletor é conectado ao condutor externo. Este circuito é fechado por um nanoamperímetro, que registra a corrente elétrica que é gerada em função da diferença de potencial entre o emissor e o coletor. Deste modo, o detector auto-energizável funciona como um gerador de corrente, onde a corrente gerada é proporcional ao campo de radiação na posição onde o detector é inserido.

Os detectores auto-energizáveis que geram corrente devido às partículas beta resultantes do decaimento do emissor ativado apresentam resposta atrasada, já que a emissão de partículas beta depende da meia vida ($T_{1/2}$) característica do emissor. Já os detectores que geram corrente através das reações (n,γ,e) e (γ,e) possuem resposta pronta. Contudo, na maioria dos emissores ocorrem os três tipos de reação. Denominam-se detectores auto-energizáveis de resposta atrasada àqueles em que a maior parte da corrente é gerada devido às partículas beta, e detectores auto-energizáveis de resposta pronta àqueles que emitem corrente basicamente devido às reações (n,γ,e) e (γ,e) . A frequência relativa de cada tipo de reação depende da geometria e dos materiais que constituem o detector, e do local onde o detector é inserido no núcleo do reator.

Para todos os tipos de detectores auto-energizáveis, há geração de corrente devido a interação de nêutrons e raios γ com o cabo coaxial que conecta o detector ao medidor de corrente, e dependendo do material, esta corrente pode ser muito significativa. Deste modo, a escolha e a pureza dos materiais a serem utilizados na construção destes cabos é muito importante. Para temperaturas altas recomenda-se a utilização de cabos isolados com MgO, pois estes cabos possuem uma resistência de fuga maior e a indução de corrente devido à nêutrons é menor [61]. Para suprimir a corrente gerada pelo cabo coaxial do sinal medido pelo nanoamperímetro, utilizam-se cabos bifilares. Subtraindo-se da corrente detectada pelo filamento conectado ao emissor, a corrente detectada pelo filamento que não possui contato elétrico com o emissor, os efeitos devido as interações no cabo são praticamente cancelados.

A utilização de detectores auto-energizáveis em reatores nucleares só é possível com o conhecimento da resposta fornecida por este tipo de detector ao interagir com nêutrons térmicos, epitérmicos e rápidos, e com os raios gama presentes no núcleo do reator. A maior parte dos materiais utilizados na construção dos detectores SPD's possui seção de choque baixa para a interação com nêutrons rápidos, de modo que a contribuição dos nêutrons rápidos para a corrente do detector geralmente não é considerada.

A primeira geração de detectores auto-energizáveis era inserida diretamente no refrigerante do reator, para maximizar a troca de calor. Ao contrário, nos projetos atuais os detectores são inseridos em tubos e permanecem secos para que seja reduzido o efeito do meio nos materiais do detector. Contudo, existem indicações que o tubo utilizado nesta montagem e o calor devido aos raios gama perturbam significativamente a resposta do detector [40].

3.1 DETECTORES DE RESPOSTA ATRASADA

Em detectores de resposta atrasada a captura de um nêutron por um átomo do material emissor resulta na formação de um núcleo radioativo que decai por emissão

beta para um estado estável, segundo sua meia vida ($T_{1/2}$) característica. Quando o detector é exposto a um fluxo neutrônico constante, a atividade beta cresce exponencialmente em direção ao equilíbrio, onde a taxa de decaimento iguala a taxa de formação de novos átomos radioativos. Esta mudança exponencial é característica da meia-vida do emissor beta-ativado, de modo que esta quantidade serve como uma medida aproximada do tempo de resposta do detector em questão.

Na saturação, ou quando o detector estiver sob irradiação neutrônica durante um período de tempo muito maior que o tempo de meia-vida do material emissor, a corrente saturada é proporcional ao fluxo de nêutrons incidente no detector e conseqüentemente este detector pode fornecer a medida do nível de fluxo neutrônico na sua posição de inserção no reator.

Cada partícula beta sofre espalhamento múltiplo após ser emitida, perdendo energia continuamente ao percorrer um caminho tortuoso, até parar no emissor, isolante ou coletor (uma partícula que escapa do detector equivale a uma partícula que para no coletor). As partículas beta que param no emissor não contribuem para a corrente do detector, visto que elas foram originadas no próprio emissor. Já as partículas que alcançam o coletor originam um aumento de carga $e=1,6021 \times 10^{-19} \text{C}$ na corrente do detector. No caso das partículas beta pararem no isolante, elas contribuem para a distribuição de cargas desta região, cujo campo resultante induzirá os elétrons presentes no isolante ao eletrodo apropriado (emissor ou coletor). No equilíbrio, a taxa de introdução de novas cargas no isolante será igual a soma das correntes originadas pelo campo interno do isolante em direção ao emissor e ao coletor. Contudo, esta corrente originada no isolante corresponde no máximo à 15% da corrente total do coletor [25].

Os detectores de resposta atrasada são utilizados preferencialmente na determinação da distribuição do fluxo neutrônico no núcleo do reator em condições de equilíbrio, já que seu tempo de resposta não permite a obtenção instantânea de transientes de potência, e esta propriedade é necessária ao sistema de segurança e controle do reator, e para medidas de ruído no reator.

Contudo, já estão sendo estudadas técnicas determinísticas e digitais que providenciam a compensação dinâmica das respostas atrasadas fornecidas por detectores SPD's com esta característica. Estas técnicas foram testadas para detectores de ródio em condições reais de operação [73], quando resultados satisfatórios foram obtidos.

Na escolha do material emissor deve-se levar em conta que as partículas beta produzidas neste material devem ter energia suficiente para que a auto-absorção excessiva no emissor seja evitada, e a meia-vida da atividade beta resultante deve ser a menor possível para permitir que o detector responda rapidamente à mudanças repentinas do fluxo neutrônico. A seção de choque de captura do emissor não deve ser muito alta nem muito baixa, pois detectores cujo emissor possui seção de choque baixa fornecem uma corrente pequena e detectores cujo emissor possui seção de choque alta apresentam uma queima rápida.

Baseando-se nestes critérios, as escolhas mais comuns para o material emissor de detectores de resposta atrasada têm sido o ródio, o vanádio e a prata. Estudou-se a composição do sinal fornecido por estes três tipos de detectores, todos com as mesmas dimensões e com os mesmos materiais de construção [18]. A Tabela 3.1 apresenta a composição da corrente no início e final de vida destes detectores, que foram mantidos fixos no reator.

Além das componentes já esperadas, todos os detectores também registraram dois sinais atrasados, um com meia-vida média de 2,55 horas e outro com meia-vida média de 36 horas. Estas duas componentes são negativas, o que significa que os elétrons se deslocam do coletor para o emissor. O decaimento do níquel e do manganês no Inconel 600 é capaz de produzir estes sinais, pois suas meias-vidas (Tabela 3.1) estão de acordo com os valores obtidos experimentalmente [5,18]. O níquel é a maior componente do Inconel 600, enquanto que o manganês está presente nesta liga como uma impureza, cuja máxima concentração permissível é 0,3% em peso.

Tabela 3.1 Composição da corrente fornecida por detectores SPD's de Rh, V e Ag

MATERIAL EMISSOR	ISÓTOPO	MEIA-VIDA	PORCENTAGEM DA CORRENTE (%)	
			$\phi_{th} \cdot t = 0 \text{ n}_{th}/\text{cm}^2$	$\phi_{th} \cdot t = 8 \times 10^{20} \text{ n}_{th}/\text{cm}^2$
RÓDIO	¹⁰⁴ Rh	43 s	94,1	94,0
	^{104m} Rh	4,41 min	7,1	7,53
	⁶⁵ Ni + ⁵⁶ Mn	2,52 h + 2,58 h	- 0,61	- 0,61
	⁵⁸ Ni	36,0 h	- 0,03	- 0,34
	-	-	- 1,2	- 0,63
VANÁDIO	⁵² V	3,75 min	128,0	128,0
	⁶⁵ Ni + ⁵⁶ Mn	2,52 h + 2,58 h	- 10,0	- 10,0
	⁵⁸ Ni	36,0 h	- 0,6	- 0,33
	-	-	- 17,5	- 17,1
PRATA	¹¹⁰ Ag	24,4 s	88,2	85,2
	¹⁰⁸ Ag	2,38 min	15,6	17,3
	⁶⁵ Ni + ⁵⁶ Mn	2,52 h + 2,58 h	- 1,25	- 1,38
	⁵⁸ Ni	36,0 h	- 0,07	- 0,41
	-	-	- 2,8	- 0,63

A reação (n,γ) no ¹⁰³Rh produz vários isótopos do ródio que são beta emissores, contudo a maior contribuição para a corrente do detector é devida aos isótopos ¹⁰⁴Rh e ^{104m}Rh, cujas meias-vidas são respectivamente 43 segundos e 4,41 minutos [18].

Os isótopos gerados durante a irradiação do detector auto-energizável de ródio não são provenientes somente da interação de nêutrons térmicos com o material emissor, mas também da interação de nêutrons epitérmicos com o ^{103}Rh , pois este elemento possui muitas ressonâncias na região entre 1,25 e 750 eV [10]. Portanto, a fração da corrente emitida pelo detector de ródio devido a nêutrons epitérmicos (nêutrons com energia cinética acima de 0,4-0,6 eV) não é importante para reatores que possuem um espectro bem termalizado, como os reatores a água pesada (HWR). Porém, o mesmo não ocorre em reatores PWR's, onde a sensibilidade epitérmica de detectores auto-energizáveis de ródio corresponde a uma parcela significativa da sensibilidade total. Deste modo, pode-se considerar que a corrente fornecida por detectores de ródio inseridos em reatores HWR's é aproximadamente proporcional ao fluxo de nêutrons térmicos, enquanto que em reatores PWR's a corrente também depende da razão entre o fluxo térmico e epitérmico, que varia com o enriquecimento do combustível, queima do combustível, concentração de boro na água do primário, etc.

Detectores de ródio apresentam uma sensibilidade inicial muito alta, pois a seção de choque de absorção (σ_a (2200m/s) = 150b) [41] do isótopo ^{103}Rh é elevada. Contudo, uma seção de choque de absorção elevada implica numa alta queima do material emissor. Logo, uma calibração precisa da sensibilidade é mais importante para detectores auto-energizáveis de ródio do que para a maior parte dos detectores auto-energizáveis, onde os materiais emissores possuem seção de choque de absorção menor.

Outra desvantagem de detectores auto-energizáveis de ródio é que devido ao comportamento não $1/v$ da seção de choque de ativação do isótopo ^{103}Rh para energias térmicas, a sensibilidade térmica destes detectores é influenciada pela temperatura efetiva do meio onde o detector é inserido [41]. A variação da sensibilidade epitérmica com o espectro neutrônico também não é completamente desprezível, devido ao comportamento não $1/E$ do fluxo neutrônico [41].

Os fatos acima descritos mostram que a calibração da sensibilidade de detectores auto-energizáveis de ródio não pode ser realizada em um tipo de reator

e utilizada em outro.

Os dois mecanismos mais importantes para a produção de corrente no detector de vanádio são associados à captura neutrônica no ^{51}V e fornecem entre 98 e 99% da resposta total do detector [5]. Como a seção de choque do vanádio varia com $1/v$ [5], o sinal em equilíbrio de um detector de vanádio fornece uma excelente medida do fluxo térmico do reator e portanto este detector é adequado ao mapeamento de fluxo.

A reação $^{51}\text{V}(n,\beta)^{52}\text{Cr}$ é o mecanismo que domina a produção de corrente pelos detectores de vanádio, fornecendo entre 93 e 94% [5] da corrente total do detector. Estima-se que a fração pronta devido a interação (n,γ,e) corresponde a aproximadamente 6,5% da resposta total do detector [5], onde 2/3 são atribuídos aos raios γ de captura emitidos pelo emissor de vanádio e 1/3 é atribuído aos raios γ de captura emitidos pelo coletor de inonel 600. Devido a esta fração pronta, as medidas de ruído realizadas simultaneamente com um detector de vanádio e com um detector de cobalto (resposta pronta) no reator BWR Halden, foram comparáveis no intervalo de frequência acima de 0,008 Hz [24]. Conclui-se que detectores de vanádio podem ser utilizados para medidas de ruído, visto que a parte mais importante de um espectro de ruído num reator de potência encontra-se normalmente acima de 0,008 Hz [24].

A resposta dinâmica de detectores de vanádio pode ser bem representada por uma componente pronta devido à interação (n,γ,e) no emissor de vanádio e no coletor de inonel 600, e por uma componente atrasada devido à interação (n,β) no vanádio e devido aos raios gama emitidos no decaimento do ^{52}Cr .

Apesar dos detectores de vanádio apresentarem uma sensibilidade mais baixa e uma resposta um pouco mais lenta que os detectores de ródio, os detectores de vanádio estão sendo mais utilizados no mapeamento de fluxo em reatores, pois sua taxa de queima é significativamente menor, permitindo a utilização deste tipo de detector durante anos sob altos fluxos no núcleo do reator. Além disso, como o vanádio possui seção de choque $1/v$ para energias térmicas, a sensibilidade térmica

destes detectores não é influenciada pela temperatura efetiva do meio onde o detector é inserido e portanto o sinal em equilíbrio de um detector de vanádio fornece uma excelente medida do fluxo térmico do reator.

A corrente atrasada do detector com emissor de prata é gerada por dois isótopos: ^{109}Ag e ^{107}Ag . A ^{109}Ag apresenta queima mais alta e meia-vida menor que a ^{107}Ag , de modo que a fração de corrente devido a componente ^{107}Ag torna-se cada vez maior com o passar do tempo.

3.2 DETECTORES DE RESPOSTA PRONTA

Os detectores de resposta pronta possuem mecanismo de resposta baseado na interação de raios gama com os materiais que constituem o detector. O primeiro tipo de detector com resposta pronta a ser estudado foi aquele onde a captura de um nêutron por um nuclídeo do material emissor resulta num isótopo em estado excitado, que decai para seu estado fundamental através da emissão de raios gama. Ao atravessarem o detector, estes raios gama podem interagir através do efeito fotoelétrico, espalhamento Compton ou produção de pares com os materiais do detector, produzindo elétrons.

A produção de pares pode ocorrer com raios gama que possuam energia acima de 1,02 MeV, mas como os elétrons e pósitrons são emitidos com a mesma distribuição em ângulo e energia, porém em sentidos opostos, suas contribuições para a corrente do detector se cancelam. Neste processo também são emitidos dois raios gama de 0,511 MeV na aniquilação do pósitron, cuja contribuição para a corrente do detector é considerada pequena [25].

No espalhamento Compton, o raio gama interage com um elétron livre no detector produzindo um elétron de recuo e o raio gama é espalhado com uma energia menor que sua energia inicial. Na maior parte das vezes este raio gama espalhado escapa do detector sem sofrer outra interação, não contribuindo portanto para a corrente do detector [25]. Já o elétron de recuo atravessa o material do detector

sofrendo vários espalhamentos e perdendo rapidamente energia. Eventualmente alguns elétrons de recuo alcançam o coletor, enquanto que outros são freados em algum ponto do emissor ou isolante.

Quando ocorre efeito fotoelétrico, o raio gama de captura transfere toda sua energia para um elétron interno ao elemento com o qual houve a interação. Este elétron é então emitido com energia igual a energia do raio gama de captura menos sua energia inicial de ligação ao elemento de origem. Como este tipo de interação ocorre com raios gama de baixa energia, geralmente a probabilidade do fotoelétron emitido atingir o coletor é baixa.

Após o efeito fotoelétrico, o elemento com o qual houve a interação fica num estado excitado com energia igual a energia de ligação do elétron retirado, e para que este elemento volte ao estado fundamental, raios X característicos ou elétrons das camadas mais externas são ejetados. Como as energias envolvidas são baixas, este processo não contribui significativamente para a corrente do detector.

Devido ao arranjo geométrico, a corrente líquida de raios gama é direcionada para fora do emissor e como os elétrons são espalhados para frente [25], seu movimento também é na direção emissor-coletor. Se um medidor de corrente for conectado entre o emissor e o coletor, o movimento de elétrons resultará em corrente.

Os elétrons que são freados no emissor não contribuem para a corrente do detector, visto que o espalhamento para trás é improvável [25] e portanto estes elétrons foram originados no próprio emissor. Os elétrons que alcançam o coletor originam um aumento de carga $e=1,6021 \times 10^{-19} \text{C}$ na corrente do detector. Já os elétrons que são freados no isolante contribuem para a distribuição de cargas desta região, cujo campo resultante moverá os elétrons presentes no isolante ao eletrodo apropriado.

Vê-se portanto que simular a resposta dos detectores auto-energizáveis de resposta pronta é mais complexo que simular a resposta (n, β), pois os elétrons que

geram corrente são produzidos indiretamente.

Como a probabilidade de interação dos raios gama é baixa, geralmente os detectores de resposta rápida possuem sensibilidade menor que os detectores de resposta atrasada, que geram corrente devido ao decaimento beta do emissor.

Devido a natureza do processo de geração de corrente pelos detectores auto-energizáveis de resposta rápida, estes também são sensíveis a raios gama externos (prontos e atrasados). Portanto, a resposta destes detectores só será proporcional ao fluxo neutrônico se a distribuição de raios gama no reator for proporcional à distribuição de nêutrons.

A geração de corrente devido aos raios gama atrasados emitidos no decaimento dos produtos de fissão do combustível é proporcional à potência integrada do reator, e não à potência instantânea. Além disso, os raios gama apresentam um alcance maior que os nêutrons. Portanto, deve-se avaliar se a razão entre o fluxo neutrônico e o fluxo devido aos raios gama do reator é constante em todo o núcleo, de modo que somente uma constante de calibração possa ser utilizada para as diversas posições de inserção do detector. Medidas experimentais realizadas por Weiss [71] e Goldstein e Chen [29] em reatores PWR mostram que os desvios entre a distribuição do fluxo neutrônico e do fluxo devido aos raios gama ficam em torno de 5% na maior parte do reator, com exceção das regiões superior, inferior e extremidade radial do reator, onde ocorre reflexão. A distância entre a extremidade lateral do núcleo e o local onde os desvios começam a ser maiores que 5% corresponde a 12% do raio externo do núcleo e no caso das extremidades superior e inferior corresponde a 3% da altura total do núcleo. Contudo, o volume da região que apresenta desvios maiores que 5% corresponde a 36% do volume total do núcleo e é responsável por aproximadamente 25% da potência total. Os desvios chegam a 30% na parte superior e inferior do núcleo e estão em torno de 10-15% na extremidade radial. Divergências também aparecem próximo a fortes absorvedores neutrônicos.

A similaridade da distribuição de nêutrons e raios gama na maior parte do núcleo do reator sugere que detectores sensíveis basicamente a raios gama podem

ser utilizados no mapeamento de fluxo em reatores nucleares.

Para estudar a sensibilidade gama de alguns detectores auto-energizáveis de resposta pronta, medidas foram realizadas no reator R2-0 em Studsvik. Os elementos combustíveis deste reator são do tipo MTR e os detectores foram inseridos num elemento combustível vazio, perto do núcleo. Durante as medidas o reator R2-0 estava operando a 10 kW. Os valores médios de corrente obtidos com detectores de chumbo, zircônio, inconel 600 e magnésio, todos com as mesmas dimensões e materiais de construção, encontram-se na Figura 3.2 [61] em função do número atômico do material emissor.

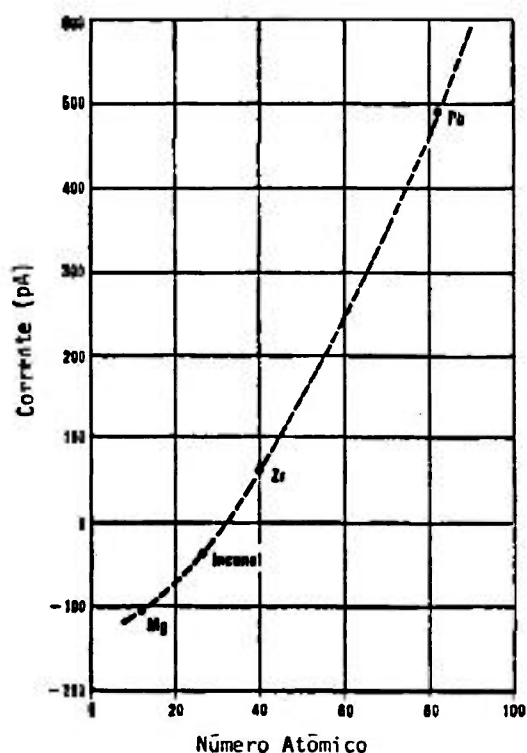


Figura 3.2 Corrente devida a interação de raios γ do reator com detectores SPD's em função do número atômico do emissor

A linearidade da resposta de detectores de cobalto, platina, háfnio e érbio foi investigada ao comparar-se a resposta destes detectores com a resposta de câmaras de ionização ("out-of-core") no reator TRIGA em Viena durante um aumento de potência do reator de 1 W até 250 kW, o que corresponde a um aumento no fluxo neutrônico de 4×10^7 até 1×10^{13} n/cm²·s [13]. Um comportamento linear pode ser observado para fluxos maiores que 1×10^{11} n/cm²·s (Figura 3.3).

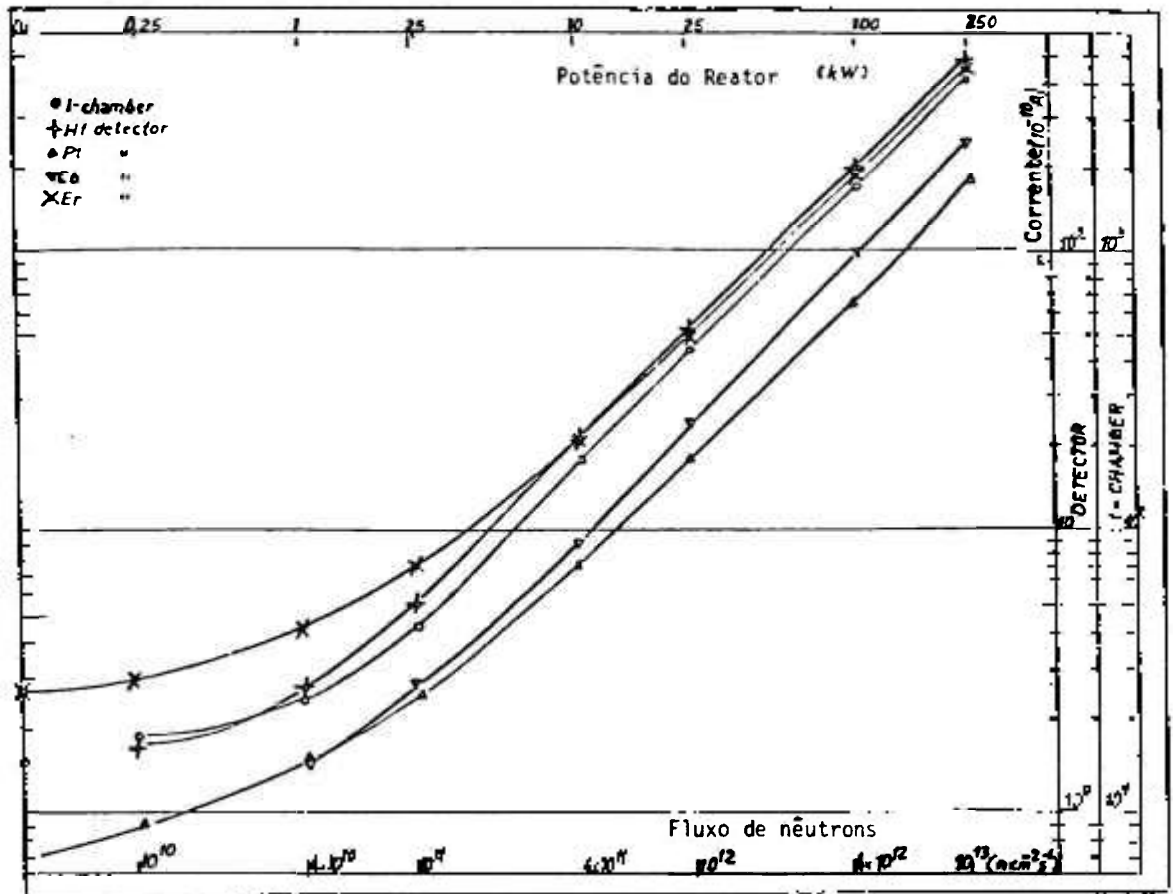


Figura 3.3 Resposta de detectores SPD's sob diferentes fluxos no reator

Estes mesmos detectores foram submetidos a vários transientes de potência, onde um fluxo máximo de até 1×10^{16} n/cm²·s foi alcançado, o que corresponde a um pico de potência de 250 MW [13]. A Figura 3.4 apresenta o resultado médio obtido durante oito pulsos do reator TRIGA, com amplitudes diferentes. Levando-se em conta as incertezas associadas às medidas, vê-se que todos os detectores possuem uma resposta tão rápida quanto a da câmara de ionização e portanto podem ser utilizados nos sistemas de segurança e controle do reator. Contudo, observa-se que o comportamento dos detectores auto-energizáveis estudados não é linear durante o acréscimo e decréscimo de corrente. É importante ressaltar que estes detectores foram expostos a mudanças de potência que não ocorrem durante a operação normal do reator.

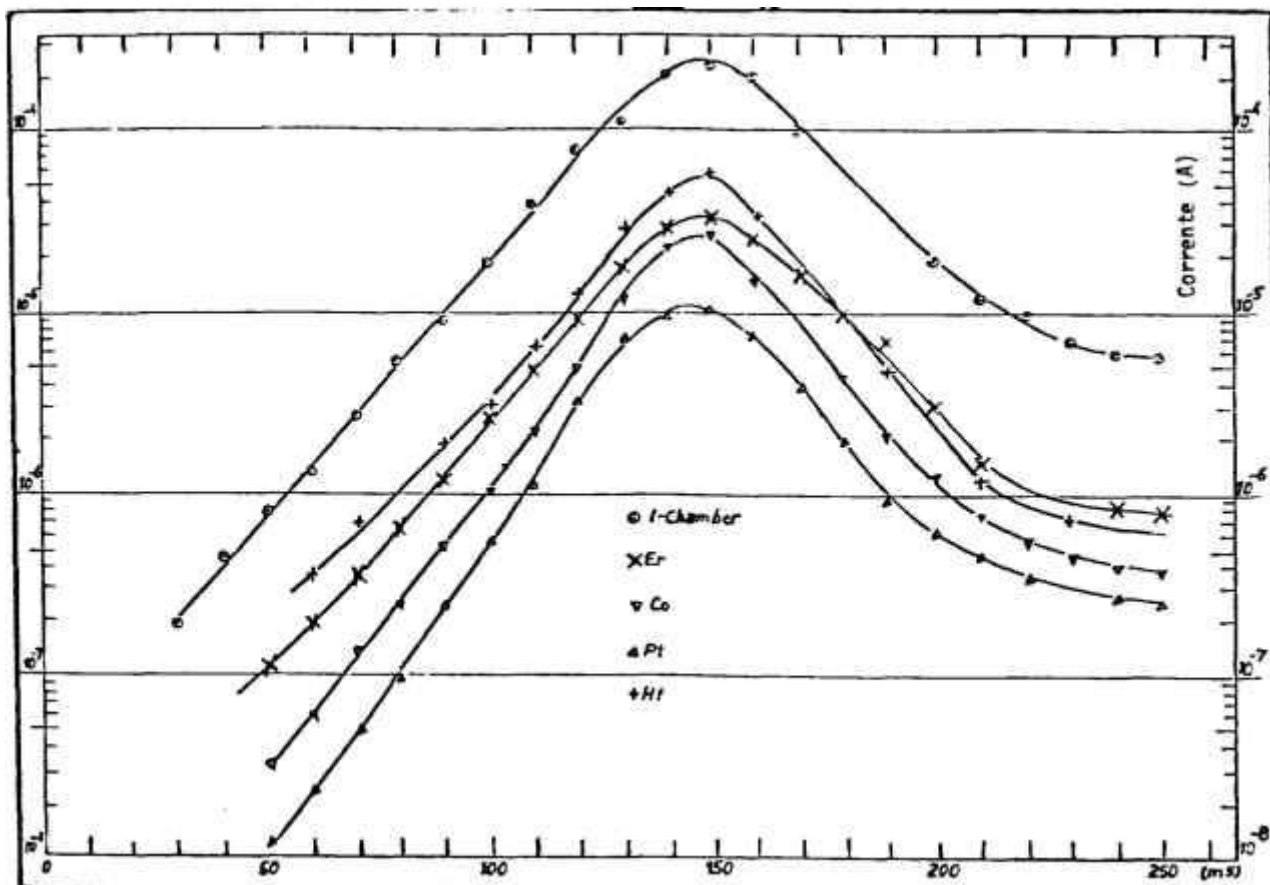


Figura 3.4 Resposta de detectores SPD's a pulsos de potência do reator

No início de vida, o detector de cobalto possui uma resposta 100% pronta devido à captura neutrônica no ^{59}Co . Esta resposta pronta decai à medida que o detector é irradiado e o ^{59}Co é consumido. Ocorre então o aparecimento de uma corrente atrasada devido ao decaimento dos isótopos ^{60}Co e ^{61}Co , que reduz a vida útil do detector de cobalto em reatores de potência. Todo este processo é mais acelerado em reatores moderados à água pesada, onde os fluxos térmicos são relativamente altos. Para medidas em reatores rápidos, onde o fluxo térmico é consideravelmente menor, a componente devido a raios gama externos (prontos e atrasados) deve ser considerada e por ser negativa poderia até inviabilizar a utilização de detectores de cobalto neste tipo de reator.

Detectores de platina estão sendo mais cogitados para a monitoração de reatores PWR, pois estes produzem correntes moderadas (10 vezes maior que a corrente dos detectores de cobalto e 10 vezes menor que a corrente dos detectores de ródio), possuem resposta instantânea e apresentam taxa de queima baixa, se comparado a 5% ao ano para o detector de ródio e 2% ao ano para o detector de cobalto [29]. Para a platina, 90% da queima é devida ao isótopo ^{195}Pt , que possui seção de choque de captura igual a 27 barns [54]. Apesar do valor da seção de choque de captura da ^{195}Pt ser alto, somente uma parcela da corrente total do detector de platina é gerada devido a interações neutrônicas, e portanto a taxa de queima efetiva deste detector é baixa.

Durante um período de dois anos, a corrente total fornecida por um detector de platina foi comparada à corrente fornecida por um detector de vanádio, ambos inseridos na mesma posição do reator NRU em Chalk River, que é moderado a água pesada. O desvio médio entre a resposta fornecida por estes dois detectores foi menor que 3% neste período [54], apesar das grandes distorções no fluxo do reator e das mudanças na carga de combustível ao redor dos detectores. Este resultado comprova a estabilidade da resposta do detector de platina, mas ressalta sua taxa de queima elevada quando inserido em reatores com alto fluxo térmico, como reatores moderados a água pesada.

O fluxo neutrônico em reatores moderados à água pesada é 5 a 10 vezes maior que o fluxo neutrônico em reatores PWR's, mas o fluxo de raios gama é aproximadamente o mesmo. Um detector de platina inserido neste meio possuiria uma parte significativa de sua corrente induzida por nêutrons, fato que proporcionaria a este detector uma resposta mista. Deste modo, a interpretação do sinal fornecido pelo detector seria dificultada. Além disso, as interações neutrônicas produziriam uma queima indesejável do emissor de alguns % ao ano, comprometendo uma das principais vantagens dos detectores de platina. Para reduzir a queima dos detectores de platina, estão sendo desenvolvidos detectores com emissor de inonel revestido com uma fina camada de platina (0,05 mm) [5]. Uma outra vantagem deste tipo de detector é que como uma quantidade muito menor de platina é necessária para sua confecção, seu custo é significativamente reduzido.

A sensibilidade neutrônica dos detectores com emissor sólido de platina é significativamente maior que a sensibilidade neutrônica dos detectores de inonel-platina para geometrias comparáveis, visto que a platina possui seção de choque de absorção maior que o inonel. Resultados experimentais obtidos em um reator do tipo CANDU mostram que inicialmente a sensibilidade total de um detector de inonel-platina é 25% menor que a sensibilidade total de um detector com emissor sólido de platina de geometria comparável [3]. Contudo, como a taxa de decaimento da sensibilidade neutrônica devido à absorção no inonel é 7 vezes menor que a taxa de decaimento da sensibilidade neutrônica devido à absorção na platina [3], os detectores de inonel-platina possuem sensibilidade mais estável com o passar do tempo.

A sensibilidade de detectores de platina e de inonel-platina a raios gama é semelhante para detectores com geometrias comparáveis, fato que sustenta a hipótese da sensibilidade gama ser um efeito essencialmente de superfície. Para estes dois detectores a sensibilidade gama varia linearmente com o diâmetro do emissor e inversamente com a raiz quadrada da espessura do isolante [3].

As interações (n,γ,e) e (γ,e) dominam a geração de corrente dos detectores de platina e de inonel-platina, mas a componente (n,β) não pode ser desconsiderada.

Para detectores de inonel-platina verifica-se que a captura no emissor e coletor de inonel corresponde a 79% da resposta total (n,γ,e) no início de vida do detector, e que a captura neutrônica na camada de platina corresponde a 21% [5]. Com a irradiação a fração da corrente devido à captura neutrônica no inonel aumenta, pois a corrente devido à captura neutrônica na platina decai. A resposta dinâmica destes dois tipos de detectores caracteriza-se por uma fração pronta relativamente grande e por algumas contribuições atrasadas. Uma parte da corrente atrasada é devida aos raios gama atrasados provenientes do reator e portanto depende do reator no qual os detectores são utilizados. Contudo, prevê-se que a sensibilidade do detector de platina decresce monotonicamente com o tempo, enquanto que sua fração pronta mantém-se aproximadamente constante nos primeiros anos de irradiação e depois também decresce monotonicamente. Prevê-se ainda que a

fração pronta da sensibilidade do detector de inonel-platina permanece relativamente constante por um período de aproximadamente 10 anos [5] e que sua sensibilidade total cresce durante vários anos e depois diminui até permanecer constante após 10 anos [5].

É importante ressaltar que a resposta epitérmica de detectores de platina é significativa, especialmente em reatores PWR's. A fração da resposta total devido à captura de nêutrons epitérmicos no emissor é maior em detectores de platina que em detectores de ródio [62], que são conhecidos por possuírem uma resposta epitérmica significativa. Deste modo, medidas da sensibilidade de detectores de platina realizadas em reatores diferentes não podem ser comparadas. Como a razão entre o fluxo térmico e epitérmico varia num reator PWR típico, o mapeamento de fluxo só será eficiente se forem feitas correções levando em conta esta variação. Para os detectores de inonel-platina, que possuem sensibilidade neutrônica menor, a sensibilidade total é bem menos afetada pela componente epitérmica.

A resposta de detectores com emissor de inonel é basicamente devida à interação (n,γ,e) e portanto é quase que 100% pronta. Simulações com o método de Monte Carlo para detectores com emissor e coletor de inonel, indicam que 26% do sinal (n,γ,e) é devido à captura neutrônica no coletor [5]. A interação (γ,e) contribui com aproximadamente -3% para a resposta total e a ativação de emissores beta fornece uma pequena corrente atrasada.

A variação da resposta do detector de inonel com o tempo de irradiação é razoavelmente complexa. Devido a formação de ^{59}Ni , que possui seção de choque igual a 104 b, o número de interações (n,γ,e) no inonel cresce durante um período de vários anos. Eventualmente, uma concentração suficientemente grande de ^{59}Ni é acumulada, de modo que sua taxa de produção fica igual a sua taxa de decaimento. Após esta etapa, o sinal (n,γ,e) decresce com a irradiação. Já que o níquel (seção de choque = 4,5 b) domina a produção de corrente no detector de inonel, sua taxa de decaimento determina a taxa de queima deste detector.

Outros materiais foram cogitados para serem utilizados como emissor de

detectores auto-energizáveis de resposta pronta, entre os quais o cádmio, que por apresentar temperatura de fusão relativamente baixa (321°C) [34], tem aplicabilidade limitada.

3.3 CONCLUSÃO

Conforme discutido acima, é óbvio que tanto os detectores auto-energizáveis com resposta pronta como aqueles com resposta atrasada possuem características operacionais que os tornam atrativos para aplicação em reatores de potência. Entretanto, nenhum destes dois tipos de detectores possui isoladamente todas as características necessárias para a monitoração "in-core". Os detectores de resposta atrasada podem permanecer sozinhos no núcleo do reator e medir a densidade de potência local durante um longo intervalo de tempo, mas não podem ser utilizados no sistema de segurança do reator. Já os detectores de resposta pronta só medem a densidade de potência local no núcleo do reator se forem calibrados "on-line", mas podem ser utilizados como sensores no sistema de segurança do reator.

Contudo, utilizando-se conjuntamente detectores auto-energizáveis de resposta pronta e atrasada para a monitoração "in-core", obtém-se tanto a monitoração correta da densidade de potência local, como um sensor eficiente para o sistema de segurança.

CAPÍTULO 4

SENSIBILIDADE INICIAL DO DETECTOR SPD DE COBALTO

Para calcular a sensibilidade de detectores SPD's pelo método de Monte Carlo é necessário simular todos os fenômenos físicos envolvidos na geração de corrente pelo detector, ou seja, desde a incidência de um nêutron na superfície do detector até a captura do elétron secundário gerado devido as interações do nêutron.

Neste trabalho nêutrons térmicos são amostrados homoganeamente e incidem isotropicamente na superfície do detector, sendo "forçados" a sofrer captura no emissor de cobalto. Os raios gamas gerados isotropicamente na captura neutrônica também são "forçados" a interagir no emissor.

As interações mais prováveis no intervalo de energia em que os raios gamas de captura são emitidos (0,2115 à 7,4871 MeV [34]) são o efeito fotoelétrico, o espalhamento Compton e a produção de pares. O modo pelo qual os raios gama interagem depende de sua energia e é amostrado dos coeficientes de atenuação do raio gama no cobalto.

Quando ocorre efeito fotoelétrico, o fotoelétron é emitido com energia igual a energia do raio γ de captura menos a energia de ligação do elétron na camada K do cobalto, enquanto que o raio X característico emitido pelo cobalto não é simulado devido a sua baixa energia (em torno de 8 keV). A distribuição angular do fotoelétron é amostrada da probabilidade por unidade de ângulo sólido de um fotoelétron ser emitido com ângulos zenital θ e azimutal α [23].

No caso de ocorrer espalhamento Compton, a energia do raio gama emergente é amostrada da seção de choque diferencial de Klein-Nishima. O ângulo de espalhamento zenital é calculado da Lei de espalhamento Compton e o ângulo de espalhamento azimutal é amostrado isotropicamente entre 0 e 2π . O raio gama é então "forçado" a interagir no emissor até sua energia ser inferior a 1 keV ou seu peso associado ser menor que 10^{-8} . O elétron espalhado também possui seu ângulo de

espalhamento zenital calculado da Lei de espalhamento Compton e ângulo de espalhamento azimutal amostrado isotropicamente entre 0 e 2π .

Raios gama com energia acima de 1,022 MeV podem interagir por produção de pares. Neste caso os elétrons e pósitrons têm a mesma distribuição de probabilidade angular e energética. Considera-se então que as contribuições dos elétrons e pósitrons para a corrente do detector em média se cancelam, pois são iguais em módulo e de sinal oposto. Os dois raios gamas de 0,511 MeV emitidos na aniquilação dos pósitrons não foram simulados.

Os elétrons gerados pelo efeito fotoelétrico e pelo espalhamento Compton contribuem para a corrente do detector de acordo com o local onde são freados, ou seja, de acordo com suas energias. O alcance de cada elétron no emissor de cobalto e nos isolantes de alumina e óxido de magnésio em função de sua energia, é interpolado a partir dos dados fornecidos pela referência [30]. Com estes valores e com a distância máxima que o elétron pode percorrer no emissor e no isolante deslocando-se em linha reta, verifica-se se o elétron terá energia suficiente para sair do emissor e contribuir para a corrente do detector. Caso o elétron atravessasse o isolante, ele contribui com uma carga $e = 1,6021 \cdot 10^{-19}$ C para a corrente do detector e se for freado no isolante, pode contribuir ou não com uma carga e para a corrente do detector.

Calcula-se então a corrente média gerada por um dado número M de nêutrons e a partir deste valor determina-se a sensibilidade térmica do detector.

Um diagrama de blocos do programa computacional MOSEL, desenvolvido para a simulação da sensibilidade térmica de detectores SPD's de cobalto encontra-se a seguir. A descrição dos dados de entrada do programa, bem como das subrotinas utilizadas encontra-se no Apêndice A.

Nos subítens a seguir são descritas com detalhes as várias etapas de simulação da sensibilidade térmica de detectores SPD's de cobalto utilizando o método de Monte Carlo.

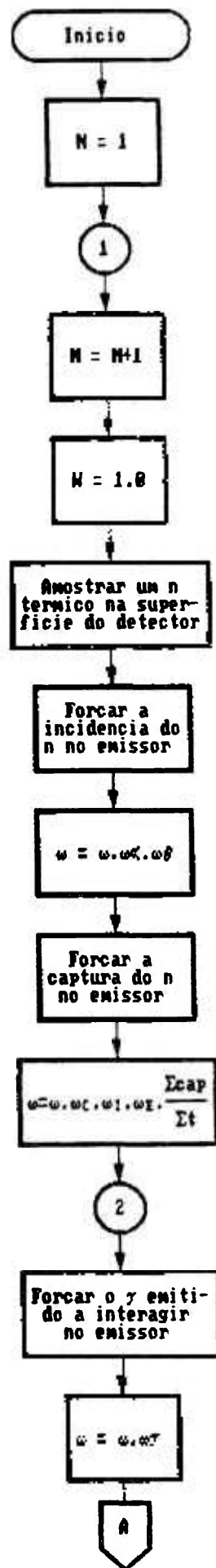


Figura 4.1 Fluxograma do programa computacional MOSEL

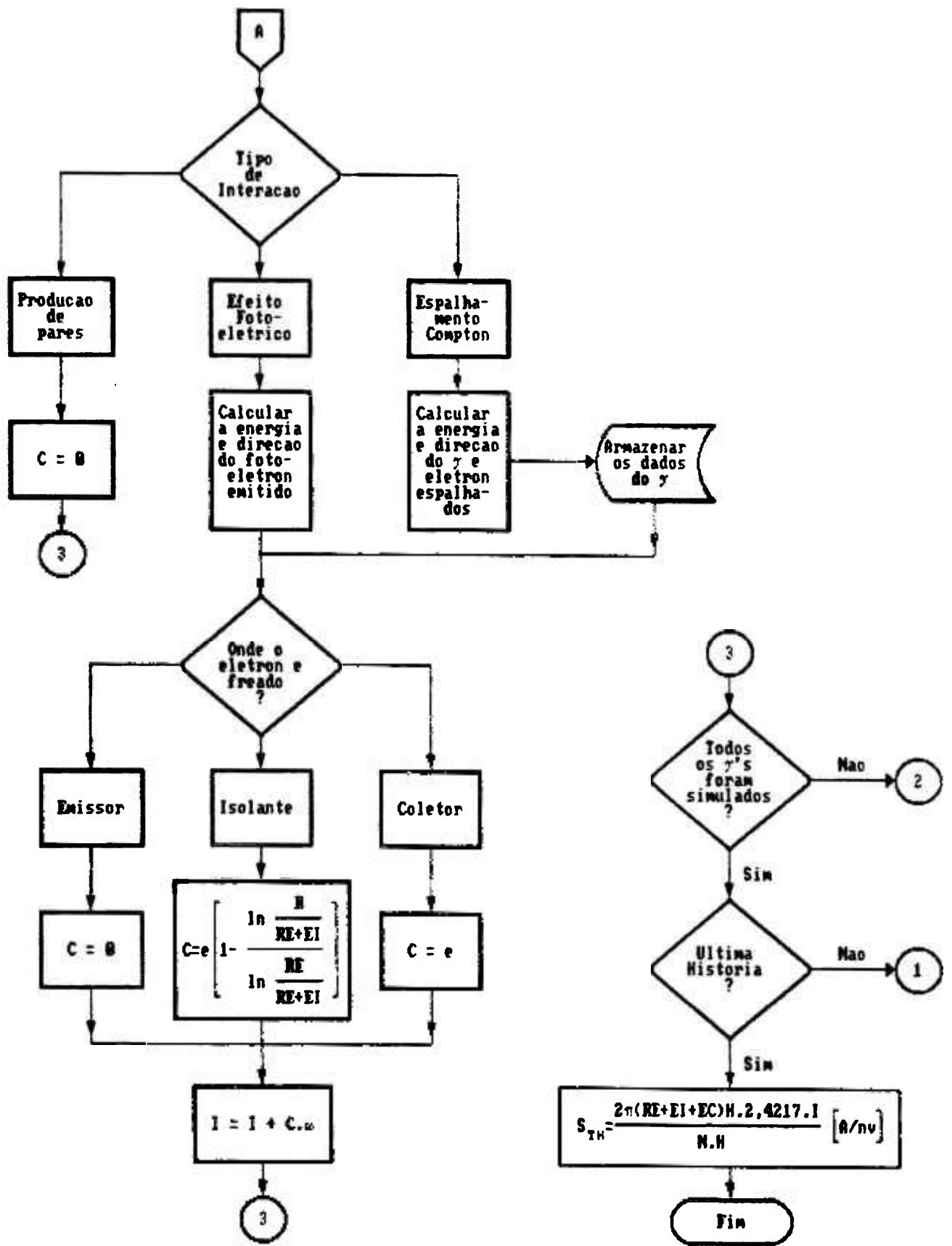


Figura 4.1 Continuação

4.1 CÁLCULO DO PONTO E DIREÇÃO DE INCIDÊNCIA DO NÊUTRON NO DETECTOR

O detector SPD de cobalto é simulado por um cilindro de altura H e raio $(RE+EI+EC)$, onde RE é o raio do emissor, EI a espessura do isolante e EC a espessura do coletor.

Nêutrons térmicos são amostrados homogeneamente na superfície do detector. Não se inclui a base do detector como local de incidência de nêutrons, visto que esta área é muito menor que a área da superfície lateral do detector, de modo a não justificar os gastos computacionais necessários para amostrar nêutrons incidindo na base do detector.

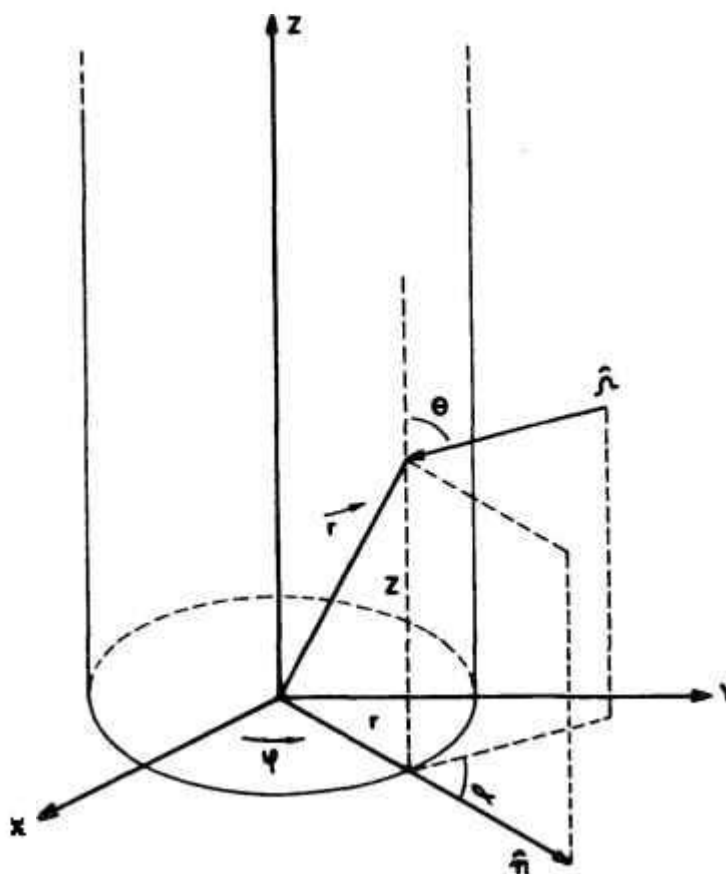


Figura 4.2 Local de incidência do nêutron na superfície do detector

Deste modo, as equações que determinam a altura Z e o ângulo φ de incidência do nêutron no detector, são as seguintes

$$Z = H \cdot \xi , \quad (4.1)$$

e

$$\varphi = 2\pi \cdot \xi , \quad (4.2)$$

onde ξ é um número aleatório distribuído uniformemente entre 0 e 1.

Para amostrar a direção dos nêutrons incidentes na superfície do detector, utiliza-se uma fonte superficial $Q_s(\vec{r}, \hat{\Omega}, E)$ que equivale ao fluxo incidente. A magnitude desta fonte é determinada supondo-se que o fluxo incidente num ponto \vec{r} da superfície do detector é $\Phi_{inc}(\vec{r}, \hat{\Omega}, E)$. Então, o número N de nêutrons atravessando um elemento de área dA , por unidade de direção e energia, é dado por

$$N = - \hat{n} \cdot \hat{\Omega} \Phi_{inc}(\vec{r}, \hat{\Omega}, E) dA , \quad (4.3)$$

onde \hat{n} é o versor normal emergente à área dA e $\hat{\Omega}$ é a direção de incidência do nêutron no detector. O sinal negativo é introduzido porque \hat{n} possui sentido emergente e $\hat{\Omega}$ sentido incidente, de modo que $\hat{n} \cdot \hat{\Omega} < 0$. Logo, o fluxo incidente pode ser substituído por uma fonte superficial equivalente

$$Q_s(\vec{r}, \hat{\Omega}, E) = - \hat{n} \cdot \hat{\Omega} \Phi_{inc}(\vec{r}, \hat{\Omega}, E) . \quad (4.4)$$

Como somente nêutrons térmicos estão sendo amostrados e o fluxo de nêutrons incidente no detector é considerado isotrópico e homogeneamente distribuído na superfície do detector, têm-se que

$$\Phi_{inc}(\vec{r}, \hat{\Omega}, E) = \frac{\Phi_{inc}}{4\pi} . \quad (4.5)$$

Da Figura 4.2 calcula-se o produto escalar $\hat{n} \cdot \hat{\Omega}$, que substituído na equação (4.4) juntamente com o valor do fluxo incidente obtido na equação (4.5), fornece

$$Q_s(\hat{\Omega}) = \text{sen}\theta \frac{\Phi_{inc}}{4\pi} . \quad (4.6)$$

Ao normalizar-se a função distribuição de probabilidade acima considerando-se o fluxo incidente unitário, obtém-se que

$$Q_s(\hat{\Omega}) d\hat{\Omega} = \frac{4}{\pi} \text{sen}\theta \frac{1}{4\pi} \text{sen}\theta d\theta d\alpha . \quad (4.7)$$

Como o ângulo zenital θ de incidência do nêutron é independente do seu ângulo azimutal α de incidência, amostra-se o ângulo θ da função distribuição de probabilidade $f(\theta)$ e o ângulo azimutal α da função $f(\alpha)$, que podem ser expressas de acordo com as equações abaixo

$$f(\alpha) d\alpha = \frac{1}{2\pi} d\alpha , \quad (4.8)$$

e,

$$f(\theta) d\theta = \frac{2}{\pi} \text{sen}^2\theta d\theta . \quad (4.9)$$

Quando um nêutron é amostrado da função distribuição de probabilidade fornecida pela equação (4.7), a sua contribuição para a corrente do detector é calculada por unidade de fonte superficial Q e portanto o resultado final deve ser multiplicado pela superfície lateral do detector, ou seja, $2\pi(RE+EI+EC)H$.

Como os nêutrons interagem preferencialmente com o material emissor, todos os nêutrons são forçados a incidir no emissor para que não se gaste tempo com nêutrons que não produzem raios gama prontos de captura. Para que os nêutrons incidam no emissor, seus ângulos θ e α de incidência devem estar dentro dos intervalos $(\theta_{min}, \theta_{max})$ e $(-\alpha_{max}, \alpha_{max})$ que são calculados a seguir.

Analisando a projeção do detector no plano x-y (Figura 4.3), o ângulo azimutal α máximo permitido para que o nêutron incida no emissor é dado por

$$\alpha_{max} = \text{arc sen} \left(\frac{RE}{RE+EI+EC} \right) . \quad (4.10)$$

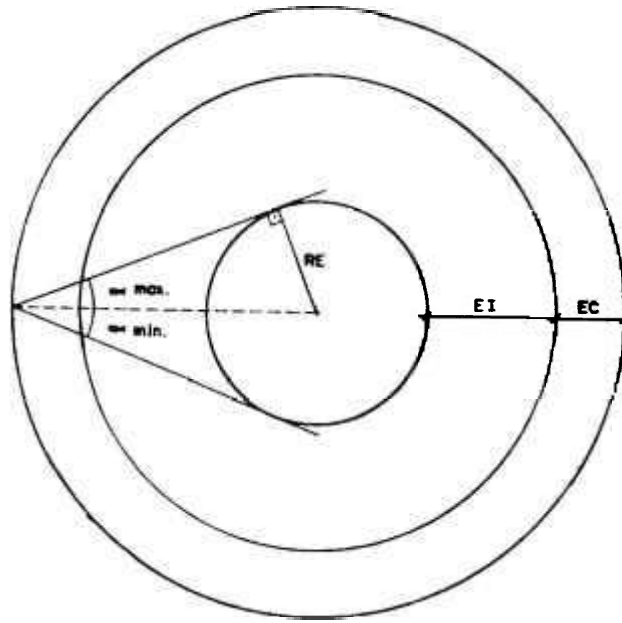


Figura 4.3 Ângulo azimutal máximo e mínimo para incidência do nêutron no emissor

Os ângulos zenitais θ_{\min} e θ_{\max} entre os quais o nêutron deve incidir para ser capturado no emissor são obtidos da Figura 4.4. No caso do nêutron incidir a uma altura Z tal que $0 < Z < H$, então

$$\theta_{\min} = \arctan \left(\frac{L}{H-Z} \right), \quad (4.11)$$

e,

$$\theta_{\max} = \pi - \arctan \left(\frac{L}{Z} \right). \quad (4.12)$$

Já se o nêutron incidir no topo do detector ($Z=H$), tem-se que

$$\theta_{\min} = \frac{\pi}{2}, \quad (4.13)$$

e,

$$\theta_{\max} = \pi - \arctan \left(\frac{L}{H} \right). \quad (4.14)$$

E no caso do nêutron incidir na base do detector ($Z=0$),

$$\theta_{\min} = \arctan \left(\frac{L}{H} \right), \quad (4.15)$$

e,

$$\theta_{\max} = \frac{\pi}{2} \quad (4.16)$$

A distância L presente nas equações (4.11) a (4.15) pode ser deduzida da Figura 4.5 utilizando-se a Lei dos Cossenos, de modo que após ser amostrado o ângulo azimutal α , a distância L é dada por

$$L = (RE+EI+EC) \cos\alpha - [RE^2 - (RE+EI+EC)^2 \sin^2\alpha]^{1/2} \quad (4.17)$$

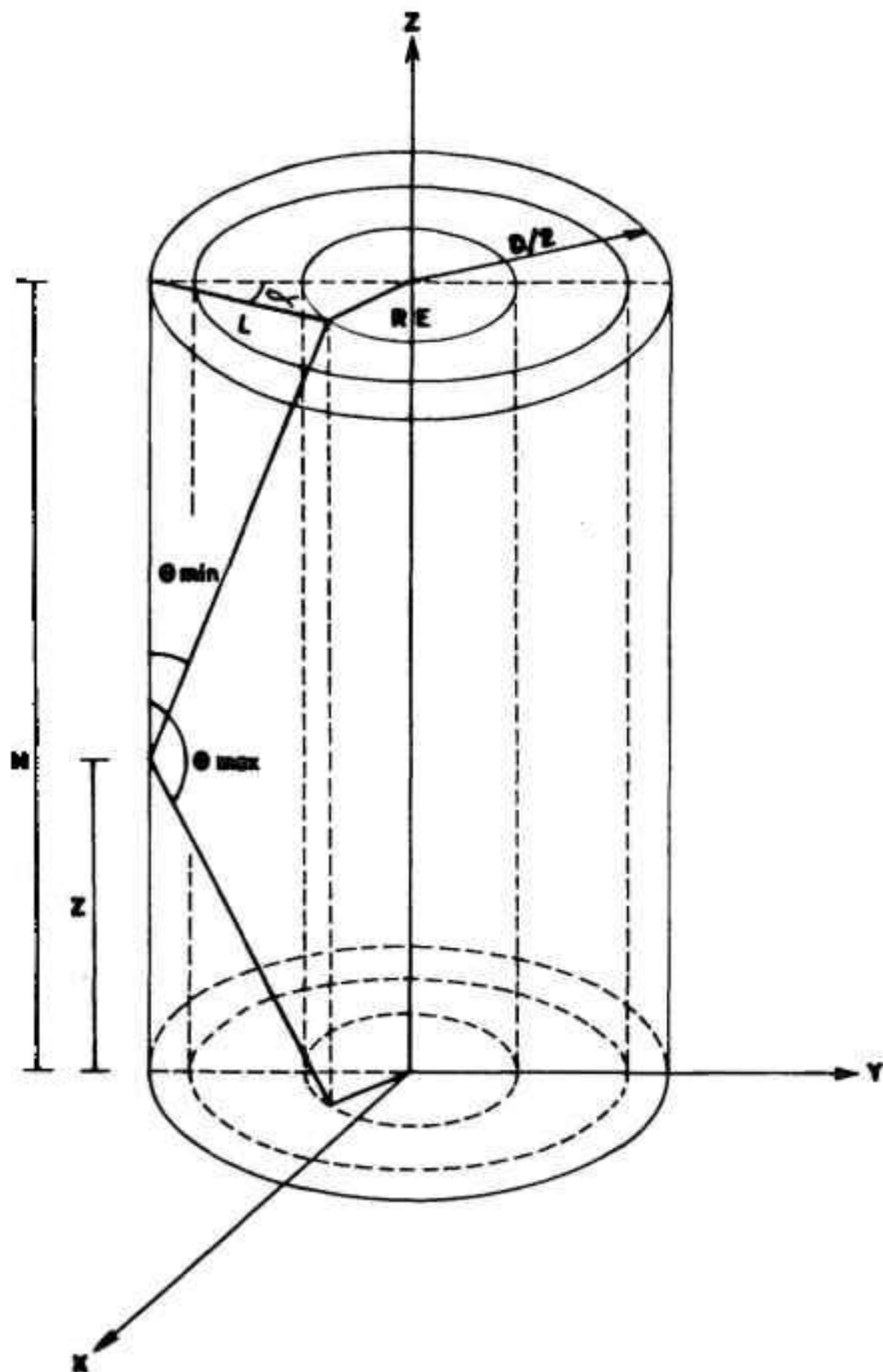


Figura 4.4 Vista lateral do detector SPD

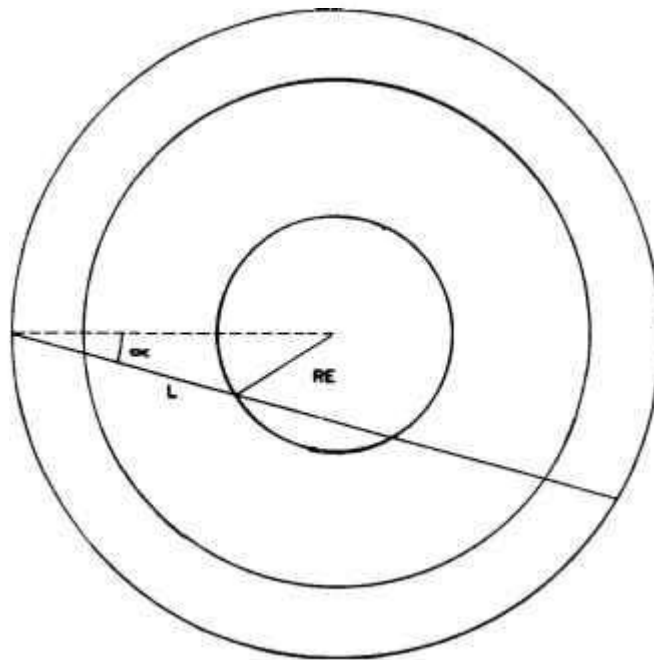


Figura 4.5 Ângulo azimutal de incidência do nêutron no detector

Para amostrar da f.d.p. $f(\alpha)$ um ângulo azimutal que esteja no intervalo $(-\alpha_{\max}, \alpha_{\max})$, é necessário construir uma f.d.p. modificada. Amostrando-se desta f.d.p. pelo Método Direto, tem-se

$$\xi = \frac{\int_{-\alpha_{\max}}^{\alpha} \frac{d\alpha'}{2\pi}}{\int_{-\alpha_{\max}}^{\alpha_{\max}} \frac{d\alpha}{2\pi}} = \frac{\alpha + \alpha_{\max}}{2 \alpha_{\max}} \quad (4.18)$$

e invertendo a equação acima encontra-se

$$\alpha = \alpha_{\max} (2\xi - 1) , \quad -\alpha_{\max} < \alpha < \alpha_{\max} . \quad (4.19)$$

O peso associado a esta amostragem modificada é dado por

$$w_{\alpha} = \int_{-\alpha_{\max}}^{\alpha_{\max}} \frac{d\alpha}{2\pi} = \frac{\alpha_{\max}}{\pi} . \quad (4.20)$$

Utilizando também amostragem modificada, o ângulo zenital θ é amostrado

entre θ_{\min} e θ_{\max} da seguinte f.d.p.

$$f'(\theta) = \frac{\frac{2}{\pi} \operatorname{sen}^2 \theta}{\int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} \frac{2}{\pi} \operatorname{sen}^2 \theta \, d\theta}, \quad (4.21)$$

onde o peso associado a esta amostragem modificada é dado por

$$w_{\theta} = \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} \frac{2}{\pi} \operatorname{sen}^2 \theta \, d\theta. \quad (4.22)$$

Resolvendo a integral acima, encontra-se

$$w_{\theta} = \frac{1}{\pi} (\theta_{\max} - \theta_{\min}) - \frac{1}{2\pi} (\operatorname{sen} 2\theta_{\max} - \operatorname{sen} 2\theta_{\min}). \quad (4.23)$$

Como a função distribuição cumulativa construída a partir da f.d.p. $f'(\theta)$ não pode ser invertida analiticamente, utiliza-se então a Técnica de Rejeição para amostrar desta f.d.p., ou seja

- i) obtem-se um número aleatório ξ_1 , $0 \leq \xi_1 < 1$, que é utilizado para calcular θ_1 no intervalo $(\theta_{\min}, \theta_{\max})$ de acordo com a relação abaixo

$$\theta_1 = \theta_{\min} + \xi_1 (\theta_{\max} - \theta_{\min}), \quad \theta_{\min} \leq \theta_1 < \theta_{\max},$$

- ii) calcula-se o valor de $f'(\theta)$ para θ_1
- iii) calcula-se o valor máximo de $f'(\theta)$ no intervalo $(\theta_{\min}, \theta_{\max})$

$$\text{MAX} = \frac{1}{\frac{1}{2} (\theta_{\min} - \theta_{\max}) - \frac{1}{4} (\operatorname{sen} 2\theta_{\max} - \operatorname{sen} 2\theta_{\min})},$$

- iv) obtem-se outro número aleatório ξ_2 , $0 \leq \xi_2 < 1$, e calcula-se o valor K segundo a equação abaixo

$$K = \xi_2 \cdot \text{MAX} ,$$

- v) se $K \leq f'(\theta_1)$, o valor de θ_1 é aceito como amostra. Caso contrário, as etapas acima descritas são repetidas até esta inequação ser satisfeita.

4.2 CÁLCULO DOS COSSENOS DIRETORES INICIAIS DO NÊUTRON

Serão determinados a seguir os pontos de entrada (x_e, y_e, z_e) e de saída (x_s, y_s, z_s) do nêutron no detector, e a distância D entre estes dois pontos. A partir destes valores os cossenos diretores iniciais que denotam as coordenadas angulares do nêutron são calculados de acordo com as seguintes equações

$$\cos A = \frac{(x_s - x_e)}{D} , \quad (4.24)$$

$$\cos B = \frac{(y_s - y_e)}{D} , \quad (4.25)$$

$$\cos \Gamma = \frac{(z_s - z_e)}{D} . \quad (4.26)$$

Da Figura 4.6 vê-se que as coordenadas de entrada do nêutron no detector são

$$x_e = (RE + EI + EC) \cos \varphi , \quad (4.27)$$

$$y_e = (RE + EI + EC) \sin \varphi , \quad (4.28)$$

$$z_e = Z . \quad (4.29)$$

As coordenadas de saída do nêutron dependem do local pelo qual ele tende a sair do detector. Da Figura 4.7 vê-se que se o ângulo zenital θ de incidência do nêutron for menor que θ_1 , o nêutron sai pelo topo do detector, caso este não seja capturado no próprio detector. No caso de $\theta_1 < \theta < \theta_2$, o nêutron tende a sair pela superfície lateral do detector e se o ângulo θ for maior que θ_2 , o nêutron tende a sair pela base do detector.

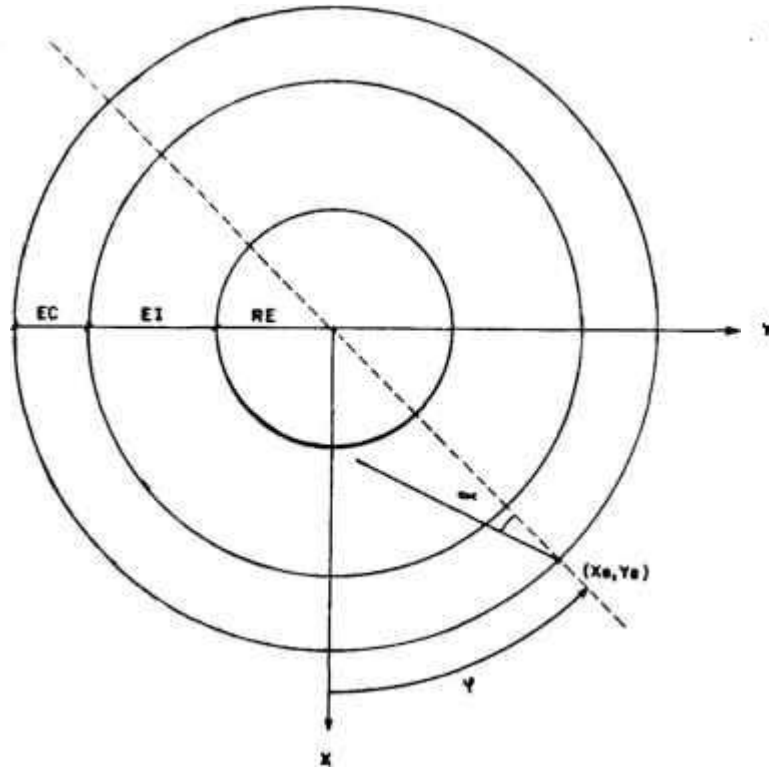


Figura 4.6 Projeção no plano x-y das coordenadas de entrada do nêutron no detector

Os ângulos θ_1 e θ_2 são determinados da Figura 4.7 conforme as equações abaixo

$$\theta_1 = \arctan \left[\frac{2 (RE+EI+EC) \cos\alpha}{H-z_e} \right] , \quad (4.30)$$

$$\theta_2 = \arctan \left[\frac{z_e}{2 (RE+EI+EC) \cos\alpha} \right] + \frac{\pi}{2} . \quad (4.31)$$

No caso do ângulo zenital θ ser menor que θ_1 , ou seja, se o nêutron tende a sair pelo topo do detector, sua coordenada de saída (x_s, y_s, z_s) é dada pelas seguintes equações

$$x_s = x_e - (H-z_e) \tan\theta \cos(\varphi+\alpha) , \quad (4.32)$$

$$y_s = y_e - (H-z_e) \tan\theta \cos(\varphi+\alpha) , \quad (4.33)$$

$$z_s = H . \quad (4.34)$$

Quando o nêutron tende a sair pela superfície lateral do detector, sua coordenada de saída é dada por

$$x_s = x_e - 2(RE+EI+EC) \cos\alpha \cos(\varphi+\alpha) , \quad (4.35)$$

$$y_s = y_e - 2(RE+EI+EC) \cos\alpha \sin(\varphi+\alpha) , \quad (4.36)$$

$$z_s = z_e + 2(RE+EI+EC) \cos\alpha \cotan\theta . \quad (4.37)$$

E no caso do nêutron tender a sair pela base do detector, sua coordenada de saída é dada por

$$x_s = x_e + z_e \tan\theta \cos(\varphi+\alpha) , \quad (4.38)$$

$$y_s = y_e + z_e \tan\theta \sin(\varphi+\alpha) , \quad (4.39)$$

$$z_s = 0 . \quad (4.40)$$

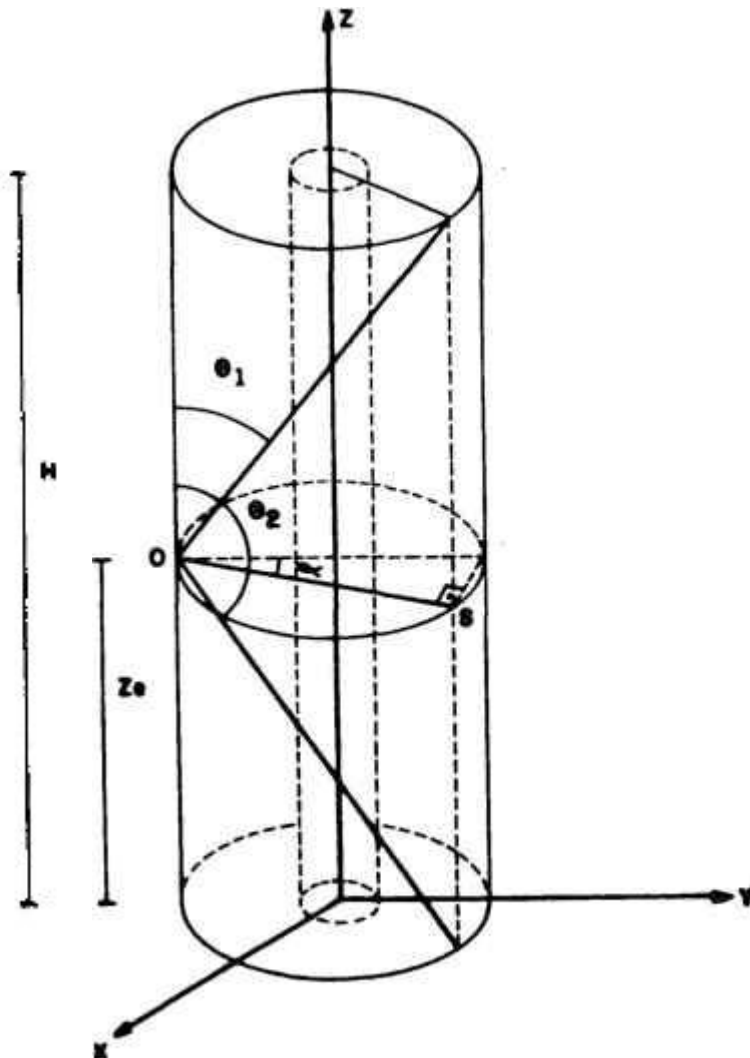


Figura 4.7 Ângulos limite θ_1 e θ_2 que determinam o local de saída do nêutron

A distância D entre os pontos de entrada e de saída do nêutron é dada pela equação (4.41), independentemente do local de saída do nêutron, isto é:

$$D = [(x_s - x_e)^2 + (y_s - y_e)^2 + (z_s - z_e)^2]^{1/2} . \quad (4.41)$$

Com todos os dados acima, os cossenos diretores iniciais de um nêutron que incide no detector de cobalto ficam determinados a partir das equações (4.24), (4.25) e (4.26).

4.3 SEÇÕES DE CHOQUE DOS MATERIAIS QUE COMPÕEM O DETECTOR

Os detectores a serem simulados neste trabalho possuem emissor de cobalto, isolante de Al_2O_3 ou MgO e coletor de aço inox AISI 304 ou inonel 600; tal qual a maior parte dos detectores mencionados na literatura.

Utiliza-se o formalismo de Westcott na determinação das seções de choque microscópicas efetivas $\bar{\sigma}$ dos diversos materiais que constituem os detectores SPD's. Apesar de ser um modelo aproximado, o modelo de Westcott pode ser utilizado para reatores térmicos bem moderados quando não são necessários cálculos mais detalhados do espectro neutrônico do reator e das seções de choque efetivas (como por exemplo, para uma definição precisa da configuração do reator).

Assumindo-se que todos os nêutrons estão em equilíbrio térmico segundo a distribuição de Maxwell-Boltzmann e que a seção de choque de absorção varia inversamente com a velocidade do nêutron,

$$\bar{\sigma}_a = \frac{\sigma_a(E_0)\sqrt{\pi}}{2} , \quad (4.42)$$

onde $\sigma_a(E_0)$ é arbitrariamente escolhida para ser a seção de choque de absorção à energia $E_0 = kT$ correspondente à velocidade mais provável para o nêutron [11]. Geralmente a literatura fornece seções de choque de absorção térmica para nêutrons monoenergéticos com velocidade igual a 2200 m/s. Como esta é a velocidade mais

provável para nêutrons em equilíbrio térmico a 293,15 K, a seção de choque efetiva à temperatura T(K) é obtida por [11]

$$\bar{\sigma}_a = \sigma_{a,2200} \left(\frac{293,15}{T} \right)^{1/2} \frac{\sqrt{\pi}}{2}, \quad (4.43)$$

para absorvedores $\frac{1}{v}$ em uma distribuição de Maxwell-Boltzmann.

Os diversos elementos que compõem os materiais a serem simulados neste trabalho são absorvedores $\frac{1}{v}$, de modo que a seção de choque efetiva de absorção descrita pela equação (4.43) é utilizada.

A temperatura efetiva dos nêutrons, necessária aos cálculos de seção de choque, é considerada 303,15 K para os detectores SPD's de cobalto simulados na região do moderador de reatores de pesquisa. Também são simulados detectores à 293,15 K; 513,15 K e 573,15 K para comparação com resultados apresentados na literatura.

As seções de choque de espalhamento geralmente não variam com a energia na região térmica do espectro neutrônico do reator. Deste modo, a seção de choque efetiva de espalhamento $\bar{\sigma}_s$ é dada por [72]

$$\bar{\sigma}_s \cong (\sigma_s)_{2200}. \quad (4.44)$$

As seções de choque microscópicas efetivas de espalhamento e absorção para os elementos que compõem o aço inox AISI 304 e o inconel 600 (Tabelas B.1 e B.2 do Apêndice B) encontram-se respectivamente nas Tabelas 4.1 e 4.2. A Tabela 4.3 fornece as seções de choque microscópicas efetivas de espalhamento e absorção para os elementos que compõem os isolantes de alumina e óxido de magnésio, enquanto que a Tabela 4.4 apresenta as seções de choque microscópicas efetivas de espalhamento e absorção para o cobalto.

Tabela 4.1 Seções de choque dos elementos que compõem o aço inox AISI 304

Elemento	$\bar{\sigma}_s$ [barns]	$\sigma_{a_{2200}}$ [barns]	$\bar{\sigma}_a$ [barns] 293,15 K	$\bar{\sigma}_a$ [barns] 303,15 K	$\bar{\sigma}_a$ [barns] 513,15 K	$\bar{\sigma}_a$ [barns] 573,15 K
Fe	11,0	2,53	2,24	2,21	1,70	1,60
Cr	3,0	3,1	2,75	2,70	2,08	1,97
Ni	17,5	4,6	4,08	4,01	3,08	2,92
Mn	2,3	13,3	11,79	11,59	8,91	8,43
Si	1,7	0,16	0,14	0,14	0,11	0,10
C	4,8	0,0034	0,003	0,003	0,0023	0,002
P	5,0	0,19	0,17	0,17	0,13	0,12
S	1,1	0,52	0,46	0,45	0,35	0,33

Tabela 4.2 Seções de choque dos elementos que compõem o inconel 600

Elemento	$\bar{\sigma}_s$ [barns]	$\sigma_{a_{2200}}$ [barns]	$\bar{\sigma}_a$ [barns] 293,15 K	$\bar{\sigma}_a$ [barns] 303,15 K	$\bar{\sigma}_a$ [barns] 513,15 K	$\bar{\sigma}_a$ [barns] 573,15 K
Ni	17,5	4,6	4,08	4,01	3,08	2,92
Cr	3,0	3,1	2,75	2,70	2,08	1,97
Fe	11,0	2,53	2,24	2,21	1,70	1,60
Si	1,7	0,16	0,14	0,14	0,11	0,10
Mn	2,3	13,30	11,79	11,59	8,91	8,43
C	4,8	0,0034	0,003	0,003	0,0023	0,002
Cu	7,2	3,8	3,37	3,31	2,55	2,41
S	1,1	0,52	0,46	0,45	0,35	0,33

Tabela 4.3 Seções de choque dos elementos que compõem a Al₂O₃ e o MgO

Elemento	$\bar{\sigma}_s$ [barns]	$\sigma_{a_{2200}}$ [barns]	$\bar{\sigma}_a$ [barns] 293,15 K	$\bar{\sigma}_a$ [barns] 303,15 K	$\bar{\sigma}_a$ [barns] 513,15 K	$\bar{\sigma}_a$ [barns] 573,15 K
Al	1,4	235×10^{-3}	208×10^{-3}	205×10^{-3}	157×10^{-3}	149×10^{-3}
Mg	4,0	63×10^{-3}	$55,8 \times 10^{-3}$	$54,9 \times 10^{-3}$	$42,2 \times 10^{-3}$	$39,9 \times 10^{-3}$
O	4,2	$< 0,2 \times 10^{-3}$	$< 0,18 \times 10^{-3}$	$< 0,17 \times 10^{-3}$	$< 0,13 \times 10^{-3}$	$< 0,13 \times 10^{-3}$

Tabela 4.4 Seções de choque do cobalto

Elemento	$\bar{\sigma}_s$ [barns]	$\sigma_{a_{2200}}$ [barns]	$\bar{\sigma}_a$ [barns] 293,15 K	$\bar{\sigma}_a$ [barns] 303,15 K	$\bar{\sigma}_a$ [barns] 513,15 K	$\bar{\sigma}_a$ [barns] 573,15 K
Co	7	37	32,79	32,25	24,78	23,45

A seção de choque macroscópica total efetiva do aço inox AISI 304, do inonel 600 e do cobalto é obtida de acordo com a equação abaixo

$$\bar{\Sigma}_t = \sum_{i=1}^M N_i \bar{\sigma}_t^i \quad (4.45)$$

Convém ressaltar que a densidade atômica N_i varia com a temperatura T proporcionalmente à expansão volumétrica do material em questão. Para saber se a expansão volumétrica dos materiais que constituem os detectores SPD's é significativa, calcula-se primeiramente a dilatação dos coletores, pois o aço inox e o inonel possuem dilatação maior que a alumina e o óxido de magnésio, que são elementos cerâmicos. A referência [7] fornece o coeficiente de expansão linear para o aço inox 304S, que é de 4,91 mm/m quando a temperatura do aço aumenta de 20°C para 300°C. Portanto, um coletor de aço inox com 0,25 mm de espessura num detector com diâmetro externo igual a 2 mm e com 127 mm de comprimento (detector que está sendo construído no IPEN) apresenta uma expansão volumétrica de 0,005% quando sua temperatura aumenta de 20°C para 300°C. Como o inonel apresenta praticamente a mesma dilatação do aço inox, conclui-se que a variação da densidade atômica dos materiais que constituem os detectores SPD's não é significante para

as diferenças de temperatura que estão sendo analisadas.

As Tabelas 4.5, 4.6 e 4.7 apresentam respectivamente a densidade atômica Ni a 20°C e a seção de choque microscópica total $\bar{\sigma}_t^1$ de cada um dos elementos que compõem o aço inox AISI 304, o inonel 600 e o cobalto. Substituindo-se estes valores na equação (4.45) obtem-se os resultados apresentados na Tabela 4.9.

Tabela 4.5 Seções de choque dos elementos que compõem o aço inox AISI 304

Elemento	N [átomos/cm ³]	$\bar{\sigma}_t$ [barns] 293,15 K	$\bar{\sigma}_t$ [barns] 303,15 K	$\bar{\sigma}_t$ [barns] 513,15 K	$\bar{\sigma}_t$ [barns] 573,15 K
Fe	$5,94 \times 10^{22}$	13,24	13,21	12,70	12,60
Cr	$1,77 \times 10^{22}$	5,75	5,70	5,08	4,97
Ni	$7,62 \times 10^{21}$	21,58	21,51	20,58	20,42
Mn	$1,76 \times 10^{21}$	14,09	13,89	11,21	10,73
Si	$1,72 \times 10^{21}$	1,84	1,84	1,81	1,80
C	$3,22 \times 10^{20}$	4,803	4,803	4,8023	4,802
P	$7,02 \times 10^{19}$	5,17	5,17	5,13	5,12
S	$4,52 \times 10^{19}$	1,56	1,55	1,45	1,43

Tabela 4.6 Seções de choque dos elementos que compõem o inonel 600

elemento	N [átomos/cm ³]	$\bar{\sigma}_t$ [barns] 293,15 K	$\bar{\sigma}_t$ [barns] 303,15 K	$\bar{\sigma}_t$ [barns] 513,15 K	$\bar{\sigma}_t$ [barns] 573,15 K
Ni	$6,60 \times 10^{22}$	21,58	21,51	20,58	20,42
Cr	$1,55 \times 10^{22}$	5,75	5,70	5,08	4,97
Fe	$6,53 \times 10^{21}$	13,24	13,21	12,70	12,60
Si	$3,61 \times 10^{20}$	1,84	1,84	1,81	1,80
Mn	$1,85 \times 10^{20}$	14,09	13,89	11,21	10,73
C	$1,69 \times 10^{20}$	4,803	4,803	4,8023	4,802
Cu	$7,98 \times 10^{19}$	10,57	10,51	9,75	9,61
S	$1,11 \times 10^{19}$	1,56	1,55	1,45	1,43

Tabela 4.7 Seções de choque do cobalto

elemento	N [átomos/cm ³]	$\bar{\sigma}_t$ [barns] 293,15 K	$\bar{\sigma}_t$ [barns] 303,15 K	$\bar{\sigma}_t$ [barns] 513,15 K	$\bar{\sigma}_t$ [barns] 573,15 K
Co	0,08993 x 10 ²²	39,79	39,25	31,78	30,45

Tabela 4.8 Seções de choque dos elementos que compõem a Al₂O₃ e o MgO

elemento	A [g/mol]	$\bar{\sigma}_t$ [barns] 293,15 K	$\bar{\sigma}_t$ [barns] 303,15 K	$\bar{\sigma}_t$ [barns] 513,15 K	$\bar{\sigma}_t$ [barns] 573,15 K
Al	26,9815	1,61	1,60	1,56	1,55
Mg	24,312	4,06	4,055	4,04	4,04
O	15,9994	4,2	4,2	4,2	4,2

Já para a alumina e o óxido de magnésio, a seção de choque macroscópica total efetiva (Tabela 4.9) é obtida a partir das equações a seguir e dos dados fornecidos na Tabela 4.8

$$(\bar{\Sigma}t)_{Al_2O_3} = (N)_{Al_2O_3} \cdot (\bar{\sigma}t)_{Al_2O_3} , \quad (4.46)$$

e,

$$(\bar{\Sigma}t)_{MgO} = (N)_{MgO} \cdot (\bar{\sigma}t)_{MgO} . \quad (4.47)$$

A seção de choque microscópica total $\bar{\sigma}t$ para estes materiais é obtida da média ponderada das seções de choque microscópicas dos elementos que compõem cada material

$$(\bar{\sigma}t)_{Al_2O_3} = 2 (\bar{\sigma}t)_{Al} + 3 (\bar{\sigma}t)_O , \quad (4.48)$$

e,

$$(\bar{\sigma}t)_{MgO} = (\bar{\sigma}t)_{Mg} + (\bar{\sigma}t)_O , \quad (4.49)$$

e o número de átomos de alumina e de óxido de magnésio por cm³ é obtido a partir das densidades $\rho_{Al_2O_3} = 3,86 \text{ g/cm}^3$ e $\rho_{MgO} = 3,65 \text{ g/cm}^3$ [49] a 20°C, de acordo com as equações a seguir

$$(N)_{Al_2O_3} = \rho_{Al_2O_3} \cdot \frac{N_A}{(A)_{Al_2O_3}} \quad (4.50)$$

e,

$$(N)_{MgO} = \rho_{MgO} \cdot \frac{N_A}{(A)_{MgO}} \quad (4.51)$$

onde N_A é o número de Avogrado, igual a $0,602252 \times 10^{24}$ átomos/mol.

Tabela 4.9 Seções de choque totais efetivas para o detector SPD de cobalto

Material	$\bar{\Sigma}_t$ [cm^{-1}] 293,15 K	$\bar{\Sigma}_t$ [cm^{-1}] 303,15 K	$\bar{\Sigma}_t$ [cm^{-1}] 513,15 K	$\bar{\Sigma}_t$ [cm^{-1}] 573,15 K
aço inox AISI 304	1,0826	1,07906	1,0259	1,016
inonel 600	1,6048	1,5978	1,5243	1,5113
alumina	0,3607	0,3605	0,3584	0,3580
óxido de magnésio	0,4504	0,4502	0,4493	0,4493
cobalto	3,5783	3,5298	2,8580	2,7384

A seção de choque macroscópica de captura do cobalto é praticamente igual à seção de choque macroscópica de absorção do cobalto, já que as reações (n,partículas) são desprezíveis para este elemento. Então, com os dados da Tabela 4.4 pode-se determinar através da relação abaixo a seção de choque macroscópica de captura do cobalto para as diversas temperaturas desejadas (Tabela 4.10)

$$(\bar{\Sigma}_{cap})_{Co} = N_{Co} \cdot (\bar{\sigma}_a)_{Co} \quad (4.52)$$

Tabela 4.10 Seções de choque macroscópicas de captura do cobalto

Temperatura [K]	$\bar{\Sigma}_{cap}$ [cm^{-1}]
293,15	2,9488
303,15	2,9002
513,15	2,2285
573,15	2,1089

4.4 INTERAÇÃO DO NÊUTRON NO DETECTOR

O nêutron é "forçado" a interagir no emissor. Para determinar o peso associado a esta amostragem modificada é necessário conhecer as distâncias máximas D_c , D_I e D_E que o nêutron pode percorrer respectivamente no coletor, isolante e emissor.

As Figuras 4.8 e 4.9 permitem a visualização das relações que são utilizadas no cálculo das distâncias D_c , D_I e D_E .

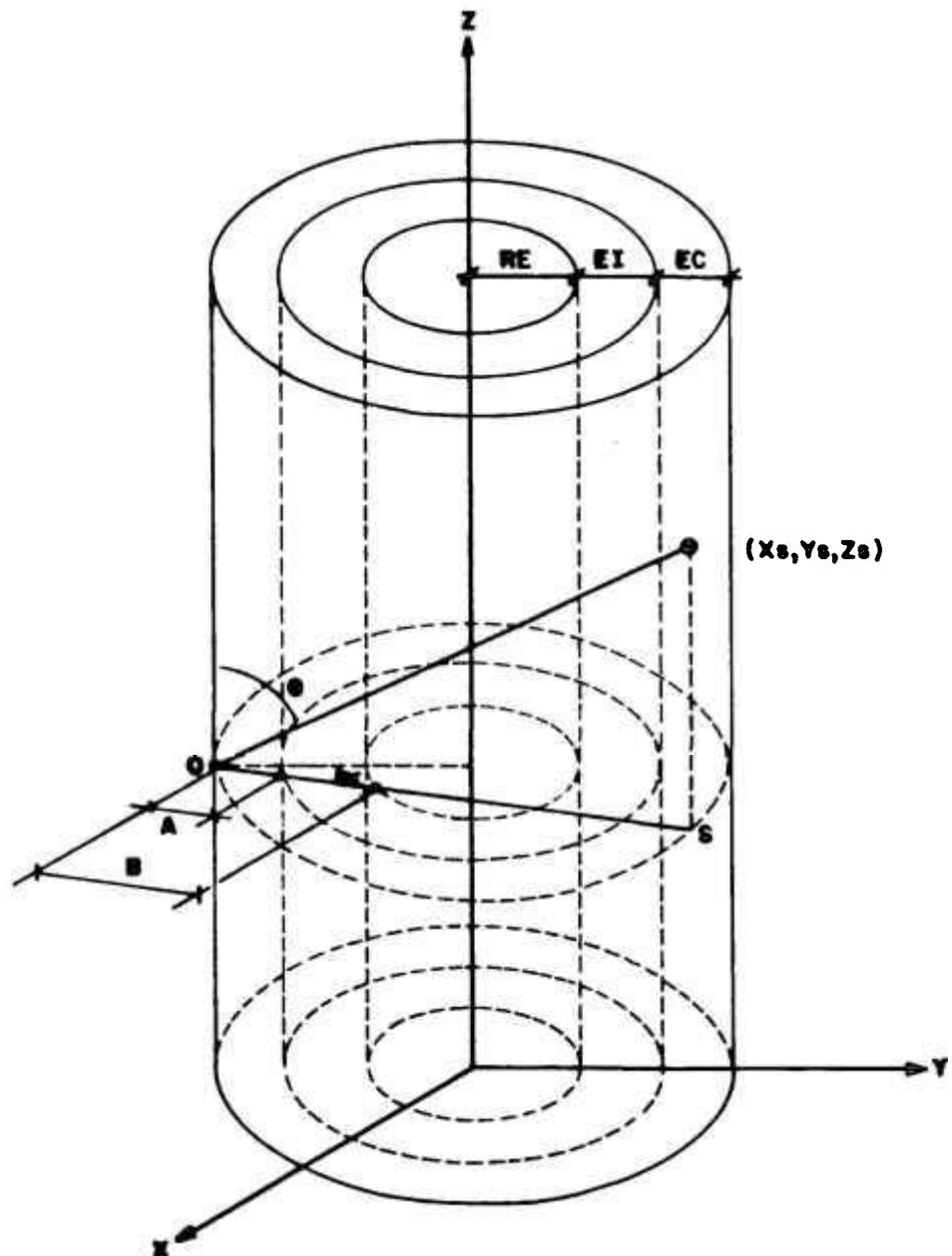


Figura 4.8 Distância máxima que o nêutron pode percorrer no detector

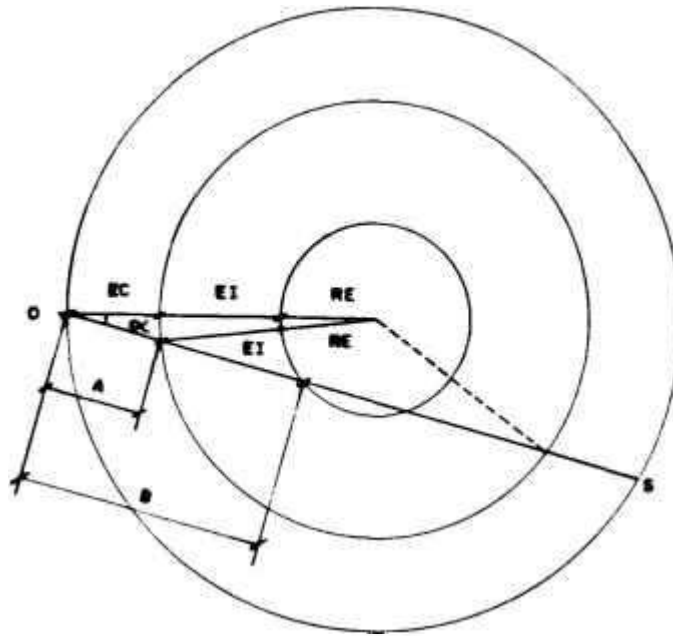


Figura 4.9 Projeção no plano x-y da distância máxima que o nêutron pode percorrer no detector

Utilizando-se a Lei dos Cossenos e a Figura 4.9, determinam-se os valores A e B das projeções das distâncias D_c e D_i no plano x-y,

$$A = (RE+EI+EC)\cos\alpha - [(RE+EI)^2 - (RE+EI+EC)^2 \sin^2 \alpha]^{1/2}, \quad (4.53)$$

e,

$$A + B = (RE+EI+EC)\cos\alpha - [RE^2 - (RE+EI+EC)^2 \sin^2 \alpha]^{1/2}. \quad (4.54)$$

A partir da Figura 4.8 estabelece-se então a relação entre as distâncias D_c e D_i e as projeções A e B

$$D_c = \frac{A}{\sin\theta}, \quad (4.55)$$

e,

$$D_i = \frac{(B-A)}{\sin\theta}, \quad (4.56)$$

de modo que,

$$D_c = \frac{1}{\text{sen}\theta} \left\{ (RE+EI+EC)\cos\alpha - [(RE+EI)^2 - (RE+EI+EC)^2 \text{sen}^2\alpha]^{1/2} \right\}, \quad (4.57)$$

e,

$$D_i = \frac{1}{\text{sen}\theta} \left\{ (RE+EI+EC)\cos\alpha - [RE^2 - (RE+EI+EC)^2 \text{sen}^2\alpha]^{1/2} \right\} - D_c. \quad (4.58)$$

O nêutron atravessa todo o emissor para sair pela superfície lateral do detector. Obtem-se então a distância D_E a ser percorrida pelo nêutron no emissor de modo análogo à obtenção das distâncias D_c e D_i

$$D_E = \frac{2}{\text{sen}\theta} [RE^2 - (RE+EI+EC)^2 \text{sen}^2\alpha]^{1/2}. \quad (4.59)$$

Porém, quando o nêutron sai pelo topo ou pela base do detector, há a possibilidade deste ser freado antes de atravessar todo o emissor. Verifica-se então se a distância $(D-D_c-D_i)$ que falta para o nêutron atravessar todo o detector, após passar pelo coletor e pelo isolante, é maior ou igual à distância D_E calculada pela equação (4.59). Caso a distância $(D-D_c-D_i)$ seja menor que D_E , significa que o nêutron não atravessa todo o emissor, e portanto

$$D_E = D - D_c - D_i. \quad (4.60)$$

Caso contrário, o nêutron atravessa todo o emissor e a equação (4.59) é válida.

Como o nêutron é "forçado" a interagir no emissor, seu ponto de interação é amostrado entre 0 e D_E cm. Conforme já foi visto na seção 2.6a, a amostragem modificada da distância L que o nêutron percorre no emissor leva ao seguinte resultado

$$L = -\frac{1}{\Sigma_t} \ln \left[1 - \xi(1 - e^{-\Sigma_t D_E}) \right]. \quad (4.61)$$

O peso associado a amostragem modificada do local de interação do nêutron também foi calculado no capítulo 2.6a e neste caso é dado por

$$w_E = 1 - e^{-\Sigma_t D_E}. \quad (4.62)$$

onde Σt é a seção de choque total macroscópica do meio onde é feita a amostragem, no caso o emissor de cobalto.

Como a probabilidade de uma partícula percorrer certa distância d sem interagir é dada por

$$\frac{I(d)}{I(0)} = e^{-\Sigma t d} \quad (4.63)$$

o peso associado à imposição do nêutron não interagir no coletor é dado por

$$w_c = e^{-\Sigma t D_c} \quad (4.64)$$

e analogamente, o peso associado à imposição do nêutron não interagir no isolante é dado por

$$w_i = e^{-\Sigma t D_i} \quad (4.65)$$

Calculada a distância l que o nêutron percorre no emissor e sabendo-se que este também percorre D_c cm no coletor e D_i cm no isolante antes de chegar ao emissor, o ponto (x_1, y_1, z_1) onde o nêutron sofre sua primeira interação é dado por

$$x_1 = (D_c + D_i + l) \cos A + x_e \quad (4.66)$$

$$y_1 = (D_c + D_i + l) \cos B + y_e \quad (4.67)$$

$$z_1 = (D_c + D_i + l) \cos \Gamma + z_e \quad (4.68)$$

onde $\cos A$, $\cos B$, e $\cos \Gamma$ são os cossenos diretores iniciais do nêutron e (x_e, y_e, z_e) é a coordenada de entrada do mesmo.

Finalmente, o nêutron que incide no detector com peso $w=1$, após interagir no emissor tem seu peso alterado da seguinte maneira

$$w = w \cdot w_{\alpha} \cdot w_{\theta} \cdot w_c \cdot w_l \cdot w_e , \quad (4.69)$$

onde w_{α} e w_{θ} são os pesos associados à direção de incidência do nêutron no detector e w_c , w_l e w_e são pesos ligados à imposição do nêutron interagir no emissor.

Deste modo, o número total de capturas neutrônicas T no emissor do detector SPD por unidade de fluxo é dada pela seguinte equação

$$T = 2\pi(RE+EI+EC)H \cdot w \cdot \left(\frac{\Sigma_{cap}}{\Sigma_t} \right) . \quad (4.70)$$

4.5 COEFICIENTES DE ATENUAÇÃO DE RAIOS GAMA NO COBALTO

Os coeficientes de atenuação para o efeito fotoelétrico e espalhamento Compton são ajustados por polinômios através do programa computacional SAS, implantado no computador IBM-4381 instalado no IPEN, a partir de dados fornecidos na literatura [59,60].

O intervalo de energia no qual os raios gama são emitidos é subdividido convenientemente e para cada sub-intervalo ajusta-se um coeficiente de atenuação por potências da energia E do raio gama ou por potências de $\ln E$, dependendo de qual deles fornece o melhor resultado,

$$\mu = \sum_{i=1}^n a_i E^i , \quad (4.71)$$

ou,

$$\mu = \sum_{i=1}^n b_i (\ln E)^i , \quad (4.72)$$

onde n é o grau do polinômio.

Os dados de entrada para o ajuste do coeficiente de atenuação referente ao espalhamento Compton foram obtidos da referência [59], que fornece o coeficiente

de atenuação de Klein-Nishima para raios gama com energia entre 1 keV e 10 MeV no cobalto (Tabela 4.11).

Os dados referentes ao coeficiente de atenuação para raios gama que sofrem efeito fotoelétrico no cobalto foram obtidos da referência [60] e encontram-se na Tabela 4.11. Como o coeficiente de atenuação para o efeito fotoelétrico apresenta um pico para raios gama com energia de 7,709 keV (energia de ligação dos elétrons à camada K do cobalto), ajusta-se necessariamente uma curva a direita desta energia e outra a esquerda.

Tabela 4.11 Coeficientes de atenuação para raios gama no cobalto [59,60]

E [MeV]	σ_{KN} [barns / átomo]	σ_{fotoel} [barns / átomo]
,001	17,9	943.000
,0015	17,9	353.000
,002	17,8	169.000
,003	17,8	59.200
,004	17,7	27.000
,005	17,6	14.700
,006	17,5	8.800
,007709		4.410
		35.100
,008	17,4	32.000
,01	17,3	17.800
,015	17,0	5.950
,02	16,7	2.660
,03	16,1	828
,04	15,6	357
,05	15,2	182
,06	14,7	105
,08	14,0	44
,1	13,3	22
,15	12,0	6,33
,2	11,0	2,67
,3	9,54	0,798
,4	8,55	0,350
,5	7,81	0,194
,6	7,22	0,122
,8	6,34	0,062

Tabela 4.11 Continuação

E [MeV]	σ_{KN} [barns / átomo]	σ_{fotoel} [barns / átomo]
1	5,7	0,0384
1,5	4,63	0,0179
2	3,95	0,0110
3	3,11	0,00607
4	2,60	0,00411
5	2,24	0,00312
6	1,98	0,00246
8	1,62	0,00175
10	1,38	0,00135

As Tabelas 4.12 e 4.13 apresentam os coeficientes a_1 e b_1 dos polinômios que ajustam os coeficientes de atenuação para o efeito fotoelétrico e espalhamento Compton de raios gama no cobalto.

Quanto aos coeficientes de atenuação para a produção de pares no cobalto, estes são obtidos analiticamente através da equação (4.73), que é válida quando a auto-blindagem da carga nuclear pela nuvem de elétrons é desprezível, ou seja, $m_0c^2 \ll E \ll 137m_0c^2Z^{-1/3}$ [58]. Para o elemento cobalto ($Z=27$), $0,511 \text{ MeV} \ll E \ll 23 \text{ MeV}$, e portanto a equação (4.73) é válida para o intervalo de energia dos gamas que interagem por produção de pares no detector de cobalto ($1,02 \text{ MeV} < E < 7,49 \text{ MeV}$),

$$\mu_{pp} = \mu_0 Z^2 \left[\frac{28}{9} \ln \left(\frac{2E}{m_0c^2} \right) - \frac{218}{27} \right], \quad (4.73)$$

onde,

$$\mu_0 = \frac{1}{137} \left(\frac{e^2}{m_0c^2} \right) = 5,8 \times 10^{-4} \text{ barns/átomo}$$

$$m_0c^2 = 0,511 \text{ MeV}$$

Então, o coeficiente total de atenuação para os raios gama no cobalto é facilmente obtido da soma dos coeficientes de atenuação parciais, de forma que

$$\mu_t = \mu_{fotoel} + \mu_{KN} + \mu_{pp} . \quad (4.74)$$

Tabela 4.12 Coeficientes para o ajuste por polinômios dos coeficientes de atenuação para o espalhamento de Klein-Nishima no cobalto [barns/átomo]

E [MeV]	a0	a1	a2	a3	a4	b0	b1	b2	b3
,001 à ,0015	17,9								
,002 à ,003	18,2	-200,							
,01 à ,04	17,8								
,1 à ,4	17,96	-75,	1333,333	-50000,	666666,667	15,087	-0,527	-0,01020	
1,0 à 4,0	7,60	605,333	-15566,667	159166,67	-583333,33				
10, à 10,	17,37	-54,050	160,667	-295,	233,333				
	14,12	-21,445	24,150	-14,875	3,750				
						5,700	-2,797	0,38206	0,01625
						5,676	-2,756	0,38698	

Tabela 4.13 Coeficientes para o ajuste por polinômios dos coeficientes de atenuação para o efeito fotoelétrico no cobalto [barns/átomo]

E [MeV]	a0	a1	a2	a3	b0	b1	b2	b3	b4
,001 à ,002					43737699	14322504	1176553		
,002 à ,004					6760645	2485073	229202		
,004 à ,007709	203947	-80410461	11168336660	-5,31E+11					
,007709 à ,01	212865	-35014700	1550816657						
,01 à ,03					-700576	-571111	-155887	-14276	
,03 à ,06	5997	-305800	5440000	-33000000					
,06 à ,2					758,6	1604,8	1278,2	456,31	62,34
,2 à ,6					0,33478	1,66	3,9	3,63	1,5
,6 à 2,0					0,0384	-,077645	0,0997	-,10475	0,058
2,0 à 5,0	0,03777	-0,021022	0,004485	-,0003333					
5,0 à 10,	0,01249	-0,003263	0,0003408	-,0000126					

4.6 AMOSTRAGEM DOS RAIOS GAMA PRONTOS DE CAPTURA

Ao capturar um nêutron, o ^{59}Co forma o núcleo composto ^{60}Co . No decaimento deste núcleo composto para seu estado fundamental são emitidos em média 2,4217 raios gamas prontos de captura através de um complexo espectro de energia, que possui quase 100 níveis de energia [56] entre 0,06 e 7,49 MeV. Este espectro foi subdividido em 30 grupos de energia [34]. A energia média de cada grupo foi obtida ponderando-se a energia $E_{\gamma 1}$ dos diversos níveis discretos de energia que existem em cada grupo, com seu respectivo rendimento Y através da seguinte relação

$$E_{\gamma} = \frac{\sum_{i=1}^n E_{\gamma i} \cdot Y(E_{\gamma i})}{\sum_{i=1}^n Y(E_{\gamma i})}, \quad (4.75)$$

onde n é o número de níveis de energia conhecidos num dado intervalo de energia. Os resultados obtidos pela referência 15 encontram-se na Tabela 4.14.

Para amostrar a energia dos raios gama prontos de captura emitidos no decaimento do núcleo composto ^{60}Co , constrói-se uma f.d.c. a partir dos rendimentos apresentados na Tabela 4.14 em trinta grupos de energia.

Assume-se que os raios gama de captura são emitidos isotropicamente, então o ângulo zenital θ' de emissão do raio gama é amostrado isotropicamente entre 0 e π e o ângulo azimutal α' entre 0 e 2π . Para descrever o movimento deste raio gama calculam-se os cossenos diretores ($\cos A', \cos B', \cos \Gamma'$) desta partícula a partir de seu ângulo de emissão (θ', α') e dos cossenos diretores ($\cos A, \cos B, \cos \Gamma$) do nêutron incidente, de acordo com as equações (4.76), (4.77) e (4.78) [53].

$$\cos A' = \cos A \cos \theta + \cos \Gamma \cos A \frac{\text{sen} \theta' \cos \alpha'}{(1 - \cos^2 \Gamma)^{1/2}} - \cos B \frac{\text{sen} \theta' \text{sen} \alpha'}{(1 - \cos^2 \Gamma)^{1/2}}, \quad (4.76)$$

$$\cos B' = \cos B \cos \theta + \cos \Gamma \cos B \frac{\text{sen} \theta' \cos \alpha'}{(1 - \cos^2 \Gamma)^{1/2}} - \cos A \frac{\text{sen} \theta' \text{sen} \alpha'}{(1 - \cos^2 \Gamma)^{1/2}}, \quad (4.77)$$

$$\cos \Gamma' = \cos \Gamma \cos \theta - (1 - \cos^2 \Gamma)^{1/2} \text{sen} \theta' \cos \alpha', \quad (4.78)$$

exceto no caso de $(1-\cos^2\Gamma)^{1/2}$ tender a zero, quando os cossenos diretores abaixo são utilizados

$$\cos A' = \text{sen}\theta' \cos\alpha' , \quad (4.79)$$

$$\cos B' = \text{sen}\theta' \text{sen}\alpha' , \quad (4.80)$$

$$\cos\Gamma' = \cos\Gamma \cos\alpha' . \quad (4.81)$$

Como o raio gama também é forçado a interagir no emissor de cobalto, torna-se necessário o cálculo da distância máxima D' que ele pode percorrer no emissor. No caso em que o raio gama tende a sair pela superfície lateral do detector, a distância máxima D' é encontrada resolvendo-se a equação para o círculo do cilindro circular reto, acoplada com a equação da trajetória do raio gama [66], isto é

$$xc^2 + yc^2 = RE^2 , \quad (4.82)$$

e,

$$D' = \frac{xc - x_1}{\cos A'} = \frac{yc - y_1}{\cos B'} = \frac{zc - z_1}{\cos \Gamma'} , \quad (4.83)$$

onde (xc,yc,zc) é a coordenada do ponto de saída lateral do raio gama do emissor e (x_1,y_1,z_1) a coordenada do ponto onde o nêutron é capturado. Substituindo-se os valores de xc e yc obtidos da equação (4.83) na equação (4.82), encontra-se

$$D'^2 (\cos^2 A' + \cos^2 B') + 2D'(x_1 \cos A' + y_1 \cos B') + (x_1^2 + y_1^2 - RE^2) = 0 , \quad (4.84)$$

que ao ser solucionada fornece

$$D' = \frac{-2(x_1 \cos A' + y_1 \cos B') \pm [4(x_1 \cos A' + y_1 \cos B')^2 - 4(\cos^2 A' + \cos^2 B')(x_1^2 + y_1^2 + RE^2)]^{1/2}}{2(\cos^2 A' + \cos^2 B')} , \quad (4.85)$$

onde somente a raiz positiva é aceita.

Para verificar se o raio gama tende a sair pela superfície lateral do detector, calcula-se z_c a partir do valor de D' obtido na equação (4.85) e compara-se com a altura H do detector, ou seja

$$z_c = D' \cos \Gamma' + z_1, \quad (4.86)$$

e caso $z_c \leq 0$, o raio gama dirige-se para a base do detector e a distância máxima que este percorre no emissor é dada por

$$D' = - \frac{z_1}{\cos \Gamma'}, \quad (4.87)$$

e para $z_c \geq H$ o raio gama dirige-se para o topo do detector e a distância máxima procurada é

$$D' = \frac{(H - z_1)}{\cos \Gamma'}. \quad (4.88)$$

Calculada a distância máxima D' que o raio gama pode percorrer no emissor, amostra-se entre 0 e D' a distância efetiva L' que o raio gama percorre antes de interagir. Conforme já foi visto na seção 2.6a, esta amostragem modificada fornece o seguinte resultado

$$L' = - \frac{1}{\mu t} \ln [1 - \xi(1 - e^{-\mu t D'})], \quad (4.89)$$

com o peso associado à amostragem modificada dado por

$$w_\gamma = 1 - e^{-\mu t D'}. \quad (4.90)$$

Calculada a distância L' percorrida pelo raio gama até interagir, sabendo-se o ponto (x_1, y_1, z_1) onde este foi emitido e os cossenos diretores $(\cos A', \cos B', \cos \Gamma')$ que descrevem sua direção, o ponto (x_2, y_2, z_2) onde o raio gama interage é dado por

$$x_2 = L' \cos A' + x_1, \quad (4.91)$$

$$y_2 = L' \cos B' + y_1 , \quad (4.92)$$

$$z_2 = L' \cos \Gamma' + z_1 . \quad (4.93)$$

Tabela 4.14 Espectro de Gamas Prontos de Captura para o Cobalto

Número do Grupo de Energia	\bar{E}_γ (MeV)	Rendimento $Y(\bar{E}_\gamma)$
1	0,2115	0,28
2	0,3809	0,39
3	0,606	0,1848
4	0,8634	0,0912
5	1,1505	0,0418
6	1,3471	0,0213
7	1,5527	0,0848
8	1,9771	0,1121
9	2,168	0,025
10	2,3363	0,0723
11	2,6004	0,0444
12	2,8748	0,0286
13	3,1362	0,0484
14	3,3922	0,0405
15	3,6912	0,0585
16	3,9199	0,0279
17	4,1212	0,0339
18	4,3674	0,0215
19	4,661	0,0485
20	4,9103	0,1435
21	5,1407	0,0373
22	5,3164	0,0152
23	5,6553	0,1451
24	5,9637	0,0785
25	6,0924	0,0055
26	6,4541	0,0627
27	6,7051	0,085
28	6,9077	0,097
29	7,1727	0,065
30	7,4871	0,0314

4.7 INTERAÇÃO DOS RAIOS GAMA

As interações mais prováveis para os raios gamas de captura ($0,2115 < E < 7,4871$ MeV) e para os raios gamas espalhados são o efeito fotoelétrico, o espalhamento Compton e a produção de pares.

A maneira pela qual o raio gama interage é amostrada da f.d.c. construída a partir dos coeficientes de atenuação do raio gama no cobalto; ou seja, dado um número aleatório ξ , $0 \leq \xi < 1$, multiplica-se este valor pelo coeficiente total de atenuação do raio gama ($K = \xi \cdot \mu_t$). Se o valor K é menor que μ_{fotoel} , significa que o raio gama interage através do efeito fotoelétrico. Quando K é maior que μ_{fotoel} e menor que $\mu_{\text{fotoel}} + \mu_{\text{KN}}$ ocorre espalhamento Compton e se K é maior que $\mu_{\text{fotoel}} + \mu_{\text{KN}}$ ocorre produção de pares:

$$0 < \xi \cdot \mu_t \leq \mu_{\text{fotoel}} \quad \Rightarrow \text{Efeito Fotoelétrico}$$

$$\mu_{\text{fotoel}} < \xi \cdot \mu_t \leq \mu_{\text{fotoel}} + \mu_{\text{KN}} \quad \Rightarrow \text{Espalhamento Compton}$$

$$\mu_{\text{fotoel}} + \mu_{\text{KN}} < \xi \cdot \mu_t \leq \mu_t \quad \Rightarrow \text{Produção de Pares}$$

Para raios gamas de baixa energia o efeito fotoelétrico é predominante. Neste tipo de interação o raio gama transfere toda sua energia para um elétron interno ao átomo (em 80% dos casos um elétron da camada K). Este elétron é então emitido com energia EE igual à energia do raio gama incidente menos a energia de ligação E_B do elétron ao átomo de cobalto ($E_B = 7,727$ keV para o elétron da camada K [52]). Mas o átomo de cobalto não permanece no estado excitado E_B . O efeito fotoelétrico é sempre acompanhado de um processo secundário onde raios X característicos são emitidos ou elétrons das camadas mais externas são ejetados com a energia E_B disponível. Este processo secundário não é simulado devido a baixa energia das partículas emitidas.

A distribuição angular dos fotoelétrons emitidos é obtida da probabilidade

por unidade de ângulo sólido de um fotoelétron ser emitido com ângulos $\theta_{e''}$ e $\alpha_{e''}$, dada pela equação abaixo [23]

$$dI \propto \sin^2\theta \cos^2\alpha \, d\Omega, \quad (4.94)$$

donde amostra-se $\theta_{e''}$ e $\alpha_{e''}$ utilizando a Técnica da Rejeição.

Para raios gamas com energias intermediárias ocorre o espalhamento com elétrons livres. A energia do raio gama emergente ES é amostrada da seção de choque diferencial de Klein-Nishima através da Técnica da Rejeição [66] e o ângulo de espalhamento θ'' é calculado utilizando-se a Lei de espalhamento Compton [22]

$$\cos\theta'' = 1 + \frac{0,511}{EO} - \frac{0,511}{ES}, \quad (4.95)$$

onde,

EO = energia do raio gama antes do espalhamento

ES = energia do raio gama depois do espalhamento

Como o espalhamento Compton é azimutalmente simétrico, o ângulo α'' de emissão do raio gama emergente é amostrado entre 0 e 2π da seguinte maneira

$$\alpha'' = 2\pi\xi, \quad 0 < \xi \leq 1. \quad (4.96)$$

A energia EE do elétron espalhado é igual a EO-ES. O ângulo zenital $\theta_{e''}$ de emissão do elétron é calculado utilizando-se também a Lei de espalhamento Compton

$$\cot \theta_{e''} = \left(1 + \frac{EO}{0,511} \right) \tan \frac{\theta''}{2}, \quad (4.97)$$

e o ângulo azimutal $\alpha_{e''}$ de emissão do elétron é amostrado isotropicamente segundo a equação (4.96).

Raios gamas com energia acima de 1,02 MeV podem interagir com os campos elétricos dos núcleos atômicos, produzindo pares elétron-pósitron. Porém, os

elétrons e pósitrons são emitidos com as mesmas distribuições de probabilidade para o ângulo e energia. Então, numa primeira aproximação, as contribuições dos elétrons e pósitrons para a corrente do detector em média se cancelam, pois são iguais em módulo e de sinal oposto. Uma possível fonte de corrente neste processo é a emissão de dois raios gamas de 0,511 MeV na aniquilação dos pósitrons. Contudo, uma estimativa mostra que esta corrente é pequena [25].

Vê-se então que a partir da interação dos raios gama prontos de captura, torna-se necessária a simulação dos raios gama secundários e elétrons gerados no espalhamento Compton, bem como dos fotoelétrons gerados no efeito fotoelétrico.

Os raios gama secundários gerados no espalhamento Compton são simulados de forma análoga à descrita anteriormente no capítulo 4.6. Os cossenos diretores destas partículas são obtidos com as equações (4.76), (4.77) e (4.78) a partir dos cossenos diretores ($\cos A'$, $\cos B'$, $\cos \Gamma'$) do raio gama pronto de captura, e da direção de emissão (θ' , α') do raio gama secundário emitido.

O raio gama secundário também é forçado a interagir no emissor e seu ponto de interação é então calculado de modo análogo ao procedimento descrito no capítulo 4.6.

Os raios gama secundários são então simulados até sofrerem efeito fotoelétrico, quando somente fotoelétrons são gerados, ou até sua energia ser menor que 1 keV ou seu peso associado menor que 10^{-8} .

4.8 SIMULAÇÃO DOS ELÉTRONS GERADOS E CÁLCULO DA CORRENTE PRODUZIDA PELO DETECTOR

Para calcular a corrente produzida pelo detector SPD de cobalto, é necessário simular o caminho percorrido pelos elétrons desde o local onde são gerados no emissor até o local onde são completamente freados.

O processo de freamento de partículas carregadas envolve um grande número de interações, com uma perda de energia relativamente pequena em cada interação. Devido ao grande número de interações, muito tempo de cálculo seria gasto se o freamento de elétrons fosse simulado pelo método de Monte Carlo, e de fato, somente alguns dos eventos associados a este freamento são importantes para a corrente do detector. Deste modo, utiliza-se aproximações para determinar o caminho médio percorrido e a energia perdida pelos elétrons. Assume-se que o elétron percorre seu caminho médio em linha reta na direção determinada por seus cossenos diretores ($\cos\theta_{AE}$, $\cos\theta_{BE}$, $\cos\theta_{CE}$), obtidos com as equações (4.76), (4.77) e (4.78) a partir dos cossenos diretores do raio gama que originou este elétron e de seu ângulo ($\theta_{E''}$, $\alpha_{E''}$) de emissão. O alcance de elétrons de 10 keV à 8 MeV no cobalto e nos isolantes de alumina e óxido de magnésio em função de sua energia, é obtido da referência [48] em forma tabular. Estes valores são listados na Tabela 4.15 e para energias intermediárias aos valores tabulados, utiliza-se interpolação linear.

Tabela 4.15 Alcance de um elétron no Co, Al₂O₃ e MgO em função de sua energia

Energia [MeV]	Alcance do Elétron [g/cm ²]		
	Cobalto	Al ₂ O ₃	MgO
1.0E-02	3.6901E-04	2.7903E-04	2.7511E-04
1.5E-02	7.9954E-04	6.0812E-04	5.9960E-04
2.0E-02	1.3480E-03	1.0334E-03	1.0190E-03
2.5E-02	2.0055E-03	1.5480E-03	1.5265E-03
3.0E-02	2.7651E-03	2.1465E-03	2.1169E-03
3.5E-02	3.6210E-03	2.8244E-03	2.7856E-03
4.0E-02	4.5683E-03	3.5777E-03	3.5288E-03
4.5E-02	5.6026E-03	4.4030E-03	4.3430E-03
5.0E-02	6.7199E-03	5.2972E-03	5.2251E-03
5.5E-02	7.9166E-03	6.2573E-03	6.1724E-03
6.0E-02	9.1895E-03	7.2808E-03	7.1822E-03
6.5E-02	1.0535E-02	8.3651E-03	8.2520E-03
7.0E-02	1.1952E-02	9.5079E-03	9.3796E-03
7.5E-02	1.3436E-02	1.0707E-02	1.0563E-02
8.0E-02	1.4985E-02	1.1961E-02	1.1800E-02
8.5E-02	1.6596E-02	1.3267E-02	1.3089E-02
9.0E-02	1.8269E-02	1.4624E-02	1.4427E-02

Tabela 4.15 Continuação

Energia [MeV]	Alcance do Elétron [g/cm ²]		
	Cobalto	Al ₂ O ₃	MgO
9.5E-02	1.9999E-02	1.6029E-02	1.5814E-02
1.0E-01	2.1787E-02	1.7482E-02	1.7248E-02
1.5E-01	4.2264E-02	3.4207E-02	3.3747E-02
2.0E-01	6.6782E-02	5.4364E-02	5.3610E-02
2.5E-01	9.4305E-02	7.7114E-02	7.5989E-02
3.0E-01	1.2410E-01	1.0186E-01	1.0029E-01
3.5E-01	1.5565E-01	1.2815E-01	1.2608E-01
4.0E-01	1.8855E-01	1.5567E-01	1.5304E-01
4.5E-01	2.2251E-01	1.8416E-01	1.8094E-01
5.0E-01	2.5731E-01	2.1344E-01	2.0959E-01
5.5E-01	2.9275E-01	2.4334E-01	2.3884E-01
6.0E-01	3.2871E-01	2.7376E-01	2.6856E-01
6.5E-01	3.6507E-01	3.0458E-01	2.9868E-01
7.0E-01	4.0174E-01	3.3575E-01	3.2912E-01
7.5E-01	4.3865E-01	3.6718E-01	3.5980E-01
8.0E-01	4.7575E-01	3.9883E-01	3.9070E-01
8.5E-01	5.1298E-01	4.3066E-01	4.2175E-01
9.0E-01	5.5030E-01	4.6264E-01	4.5294E-01
9.5E-01	5.8768E-01	4.9472E-01	4.8423E-01
1.0E 00	6.2509E-01	5.2689E-01	5.1559E-01
2.0E 00	1.3590E 00	1.1673E 00	1.1395E 00
3.0E 00	2.0617E 00	1.7948E 00	1.7504E 00
4.0E 00	2.7302E 00	2.4036E 00	2.3431E 00
5.0E 00	3.3661E 00	2.9948E 00	2.9188E 00
6.0E 00	3.9730E 00	3.5705E 00	3.4794E 00
7.0E 00	4.5538E 00	4.1321E 00	4.0264E 00
8.0E 00	5.1110E 00	4.6809E 00	4.5609E 00

Caso o elétron não consiga sair do emissor, ele não contribui para a corrente do detector, porém se o elétron conseguir atravessar todo o isolante e chegar ao coletor, ele contribui com uma carga total $e = 1,6021 \cdot 10^{-19} \text{C}$ para a corrente do detector. Já no caso do elétron ser freado no isolante, sua contribuição é parcial para a corrente do detector.

Para verificar o local onde o elétron é freado no detector, calcula-se

geometricamente a distância máxima DEM que pode ser percorrida em linha reta pelo elétron no emissor, utilizando-se a equação (4.85) com os cossenos diretores iniciais do elétron ($\cos AE$, $\cos BE$, $\cos \Gamma E$) e o ponto (x_2, y_2, z_2) onde ele é emitido. Também é necessário calcular geometricamente a distância máxima que o elétron pode percorrer em linha reta no isolante. Neste caso, substitui-se o valor RE do raio do emissor na equação (4.82) pelo valor $(RE+EI)$, igual ao raio do cilindro circular reto do conjunto emissor+isolante. Feita esta substituição, a distância encontrada com a equação (4.85) deve ser diminuída do valor DEM, de modo que o valor DIS encontrado seja a distância máxima que o elétron pode percorrer somente no isolante.

O próximo passo é verificar se o elétron tem energia suficiente para percorrer as distâncias DEM no emissor e DIS no isolante.

Com os dados da Tabela 4.15 calcula-se então o alcance REM de um elétron com energia EE no emissor de cobalto e compara-se com a distância máxima DEM que ele teria que percorrer em linha reta para sair do emissor. Se o elétron não tiver energia suficiente para sair do emissor ($REM < DEM$), ele não contribui para a corrente I do detector.

Quando o elétron atravessa todo o emissor ($REM > DEM$), calcula-se também com os dados da Tabela 4.15 a energia EI gasta no percurso (energia referente ao alcance DEM), de modo que a energia que o elétron possui na borda do emissor é igual a $EE - EI$. Verifica-se então, a partir dos dados da Tabela 4.15, se esta energia é suficiente para o elétron atravessar a distância DIS.

O elétron que consegue atravessar todo o isolante contribui com uma carga total $e = 1,6021 \cdot 10^{-19} C$ para a corrente I do detector. No caso do elétron ser freado no isolante, ele contribui com uma carga $e \cdot \left(1 - \frac{\ln \left(\frac{R}{RE+EI} \right)}{\ln \left(\frac{RE}{RE+EI} \right)} \right)$ para a corrente I do detector, onde o termo que contém o logaritmo neperiano representa a carga imagem produzida no emissor por uma carga em R [29]. O valor do raio R onde o

elétron é freado é então calculado

$$R = (x_E^2 + y_E^2)^{1/2}, \quad (4.98)$$

onde,

$$x_E = (DEM + RIS) \cos AE + x_2, \quad (4.99)$$

$$y_E = (DEM + RIS) \cos BE + y_2, \quad (4.100)$$

sendo RIS o alcance no isolante de um elétron com energia $(EE - E1)$.

4.9 RESULTADOS E CONCLUSÕES

Sabendo-se que em cada captura neutrônica são emitidos em média 2,4217 raios gama [56], a sensibilidade térmica inicial de um detector SPD de cobalto de altura H, calculada com a amostragem de M nêutrons incidentes, é dada por

$$S_{th} = \frac{T \cdot 2,4217 \cdot I}{M \cdot H} \cdot \left[A / n \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1} \cdot cm \right] \quad (4.101)$$

onde o número total T de capturas neutrônicas por unidade de fluxo no emissor (equação (4.70)) é calculada segundo procedimento descrito na seção 4.4, e a corrente total I gerada pelo detector é igual a somatória das contribuições devido a todos os elétrons gerados na interação de raios gama, conforme descrito nas seções anteriores.

São simulados alguns detectores SPD's de cobalto, cujas sensibilidades são fornecidas na literatura, bem como o detector que está sendo construído no IPEN/CNEN-SP. As características geométricas destes detectores encontram-se na Tabela 4.16, bem como a temperatura do meio onde o detector é inserido, quando esta é fornecida.

Os resultados encontrados com o processamento de 100.000 histórias para os diversos detectores simulados, são fornecidos na Tabela 4.17.

Tabela 4.16 Características físicas e geométricas dos detectores SPD's de cobalto simulados

Ref.	Temperatura	Raio do Emissor [mm]	Altura do Detector [mm]	Isolante		Coletor	
				Material	Espessura [mm]	Material	Espessura [mm]
44 3 28	CANDU 20°C	0,25	100*	Al ₂ O ₃	0,2	aço inox [†] AISI 304	0,2 [‡]
44 34	20,46°C	1,0	210	Al ₂ O ₃ $\rho=1,9\text{g/cm}^3$	0,5	aço inox [†] AISI 304	0,5 [‡]
44 68	20,46°C	0,29	100*	MgO	0,245	inconel 600	0,25
25 56	20,46°C 20,46°C	0,254	100*	Al ₂ O ₃	0,245	aço inox [†] AISI 304	0,245 [‡]
50 56 3	20,46°C	0,254	100*	Al ₂ O ₃	0,381	inconel 600	0,15
2		0,70	180	Al ₂ O ₃	0,5	aço inox AISI 304	0,25
IPEN	30°C	0,49	127	Al ₂ O ₃ $\rho=3,86\text{g/cm}^3$	0,25	aço inox AISI 304	0,25

- quando dados não são fornecidos, assume-se a altura do detector igual a 10 cm
- † quando dados não são fornecidos, assume-se que o coletor é de aço inox AISI 304
- ‡ quando dados não são fornecidos, assume-se que a espessura do coletor é igual a espessura do isolante

Tabela 4.17 Sensibilidade Térmica de detectores SPD's de cobalto

Ref.	Procedência	S _{th} [10 ⁺²² A/n·cm ⁻² ·s ⁻¹ ·cm]	
		literatura	este trabalho
44	calculado	0,298	(0,090±0,0015)
44	experimental	(0,13±0,03)	
3	experimental	0,125	
28	Monte Carlo	0,108	
44	calculado	7,82	(2,21±0,04)
34	calculado	1,79	
44	calculado	0,435	(0,126±0,002)
68	calculado	0,49	
68	experimental	(0,30±0,01)	
25	Monte Carlo	(0,11±0,006)	(0,090±0,0015)
56	experimental	(0,16±0,015)	
50	Monte Carlo	0,113	(0,084±0,001)
56	experimental	0,141	
3	experimental	0,129	
2	calculado	1,05	(1,03±0,02)
2	experimental	1,05	
IPEN	-	-	(0,478±0,008)

É muito complicado simular um detector SPD num sistema dependente de tantos parâmetros físicos como um reator nuclear. Mesmo que o modelo de cálculo utilizado incluísse todos os mecanismos que interferem na corrente gerada pelo detector, o que não ocorre neste trabalho, não seria possível assegurar que os parâmetros físicos utilizados estivessem retratando a realidade. Deste modo, é de se esperar que as sensibilidades calculadas apresentem um desvio em relação às sensibilidades medidas experimentalmente. Mesmo assim, dos resultados apresentados na Tabela 4.17, verifica-se que em média o desvio obtido por este trabalho em relação aos resultados experimentais é 35% (no máximo 60% e no mínimo 2%).

A simulação de detectores SPD's de cobalto realizada com o código MOSEL ignora alguns fenômenos físicos que podem contribuir para a geração de corrente pelo detector: tanto os raios X característicos emitidos no efeito fotoelétrico como os dois raios gama de 0,511 MeV emitidos no aniquilamento de pósitrons não são simulados, visto que sua contribuição para a corrente do detector é considerada pequena. O espalhamento múltiplo de elétrons também não é simulado, já que a inclusão deste fenômeno resultaria numa contribuição muito pequena ao resultado final em vista do aumento necessário no tempo de processamento. Também não é considerada a emissão de raios gama devido ao freamento de elétrons e pósitrons ("bremsstrahlung") de alta energia.

Erros sistemáticos também são induzidos pela utilização de constantes físicas aproximadas e pela simplificação na formulação do problema.

As principais constantes físicas utilizadas nos cálculos desenvolvidos por este trabalho são: (1) seções de choque do emissor, (2) espectro de raios gama prontos de captura emitidos por nêutron capturado, (3) coeficientes de atenuação de raios gama no detector e (4) alcance de elétrons em função de suas energias e do meio onde são freados.

A seção de choque do emissor é diretamente proporcional à sensibilidade do detector SPD à medida que fornece a probabilidade de um nêutron ser capturado no emissor. Nesta captura raios gama são emitidos e a interação destes raios gama com

os materiais do detector produz elétrons que geram corrente. Deste modo, um desvio na seção de choque do emissor resulta num desvio proporcional na sensibilidade térmica do detector.

A referência [25] avalia em 2% o desvio na sensibilidade do detector SPD de cobalto resultante da utilização de um espectro de raios gama prontos de captura em 30 grupos de energia onde 2,4337 raios gama são emitidos por nêutron capturado. Como este trabalho também utiliza um espectro em 30 grupos de energia [34] com rendimento de 2,4237 raios gama por nêutron capturado, o desvio devido a utilização deste espectro deve ser da mesma ordem do desvio apresentado pela referência [25]. Já a referência [44] utiliza um espectro com rendimento maior em relação aos espectros utilizados pelas referências [25,34,50,62] e portanto apresenta sensibilidades superestimadas em relação a estas referências.

Além do desvio intrínseco aos coeficientes de atenuação de raios gama utilizados neste trabalho [59,60], o ajuste destes coeficientes por polinômios efetuado no capítulo 4.5 também incorre em certo desvio.

O alcance de elétrons em função da energia é fornecido pela referência [48] para um grande intervalo de energia e diversos materiais. Mesmo considerando o fato de elétrons com energias intermediárias aos valores tabulados terem seu alcance determinado através de interpolação linear, a referência [25] avalia que os desvios existentes na determinação do alcance de elétrons não ultrapassam 5% e estima que este desvio resulta num erro máximo de 2% associado a corrente gerada pelo detector.

Existem também simplificações no formalismo utilizado durante a simulação das partículas envolvidas na geração de corrente pelo detector. No efeito fotoelétrico admite-se que todos os raios gama transferem sua energia para um elétron da camada K, o que só ocorre em 80% dos casos; contudo, este fato resulta em um desvio pequeno no resultado final. Analisando o transporte de elétrons, o tratamento dado aos elétrons que são freados no isolante também é aproximado e incorre em certo erro, sendo que a referência [25] estima que este erro resulta num desvio de 2 a

4% na corrente do detector. Além disso, simplificações são efetuadas pela literatura no estabelecimento dos mecanismos de atenuação de raios gama [22,23,58].

Além disso, existe um erro estatístico associado ao resultado final. Este tipo de erro é inerente à utilização do método de Monte Carlo e no caso deste trabalho é da ordem de 2% quando são simulados 100.000 nêutrons térmicos incidindo no detector SPD de cobalto.

Apesar de não ser possível assegurar que o programa computacional MOSEL fornece o valor exato da sensibilidade térmica de detectores SPD's de cobalto, visto que os resultados obtidos apresentam desvio médio de 35% em relação aos valores experimentais fornecidos pela literatura (Tabela 4.17), este programa pode ser utilizado em estudos paramétricos da variação da sensibilidade térmica de detectores SPD's de cobalto com as dimensões do detector e com o tempo de irradiação no reator, conforme descrito nos capítulos 5 e 6 a seguir.

4.9 SUGESTÕES

Melhorias no código MOSEL seriam introduzidas com a simulação de alguns fenômenos físicos que contribuem pouco para a corrente gerada pelo detector SPD de cobalto e que por este motivo foram desprezados, como o raio X característico emitido no efeito fotoelétrico, os dois raios gama de 0,511 MeV emitidos no aniquilamento de pósitrons, o espalhamento múltiplo de elétrons e a radiação de freamento ("bremsstrahlung") emitida por elétrons e pósitrons de alta energia.

Conforme já foi discutido, alguns parâmetros físicos como as seções de choque utilizadas e o espectro de raios gama prontos de captura emitido pelo ^{59}Co , influenciam diretamente a corrente gerada pelo detector SPD. Portanto, um tratamento mais minucioso para as seções de choque e a utilização de um espectro de raios gama prontos de captura mais completo, melhorariam os resultados fornecidos pelo código MOSEL.

O código MOSEL simula apenas a sensibilidade térmica de detectores SPD's de cobalto. Para simular a sensibilidade total do detector no núcleo do reator, seria necessária ainda a inclusão da sensibilidade a nêutrons epitérmicos e da sensibilidade a raios gama externos. Desta forma, sugere-se como trabalho futuro a inclusão destas duas contribuições, de modo a aperfeiçoar o programa computacional MOSEL. Outros tipos de emissores também poderiam ser simulados, de maneira a aumentar o espectro de aplicações do programa.

Seria fundamental que um programa experimental fosse desenvolvido paralelamente ao trabalho teórico, para que as melhorias a serem introduzidas no código MOSEL pudessem ser validadas e inclusive novas mudanças fossem sugeridas.

CAPÍTULO 5

SENSIBILIDADE DO DETECTOR SPD DE COBALTO EM FUNÇÃO DOS PARÂMETROS GEOMÉTRICOS

A corrente elétrica gerada pelos detectores SPD's depende intrinsecamente das dimensões destes detectores: quanto maior o volume do emissor, maior será a taxa de captura neutrônica e conseqüentemente mais elétrons serão gerados; além disso, as dimensões do emissor e do isolante é que determinam se o campo elétrico gerado pela distribuição de cargas no isolante irá atrair e/ou repelir os elétrons na direção do coletor. Em geral, o diâmetro do emissor varia de 0,5 a 2 mm e as espessuras do isolante e coletor estão entre 0,25 e 0,5 mm.

Neste trabalho avalia-se a sensibilidade de detectores SPD's de cobalto à 303 K em função do raio do emissor e da espessura do isolante, com o objetivo de pesquisar uma dimensão "ótima" para estes detectores. A espessura do coletor de aço inox é mantida igual a 0,25 mm em todos os casos simulados, pois verifica-se que a variação na espessura do coletor não introduz diferenças significativas na sensibilidade do detector, já que sua seção de choque de captura ($\Sigma_{aco\ inox}^{cap} = 0,23\text{ cm}^{-1}$, $\Sigma_{Inconel}^{cap} = 0,32\text{ cm}^{-1}$) é muito menor que a seção de choque de captura do emissor de cobalto ($\Sigma_{Co}^{cap} = 2,9\text{ cm}^{-1}$).

Para facilitar a determinação da sensibilidade dos detectores de cobalto, ajusta-se uma curva que forneça a sensibilidade do detector em função de seus parâmetros geométricos (raio do emissor e espessura do isolante).

Para verificar a validade dos resultados obtidos simula-se também o comportamento da sensibilidade do detector de cobalto da referência [28], cujo isolante (Al_2O_3) e coletor (aço inox AISI 304) possuem 0,254 mm de espessura, com o raio do emissor variando de 0,1 a 1 mm sob às temperaturas de 293 e 573 K (Figuras 5.5 e 5.6 respectivamente).

5.1 SENSIBILIDADE DE DETECTORES SPD DE COBALTO

EM FUNÇÃO DA ESPESSURA DO ISOLANTE

Para estudar a variação da sensibilidade do detector SPD de cobalto com a espessura do isolante, o raio do emissor RE é mantido fixo: a princípio 0,25 mm, em seguida 0,50 mm, 0,75 mm e depois 1 mm. Em cada um dos casos avalia-se o comportamento dos detectores quando a espessura do isolante varia de 0,25 a 0,50 mm. Os resultados obtidos com o processamento de 100.000 histórias encontram-se na Figura 5.1 e na Tabela 5.1 a seguir.

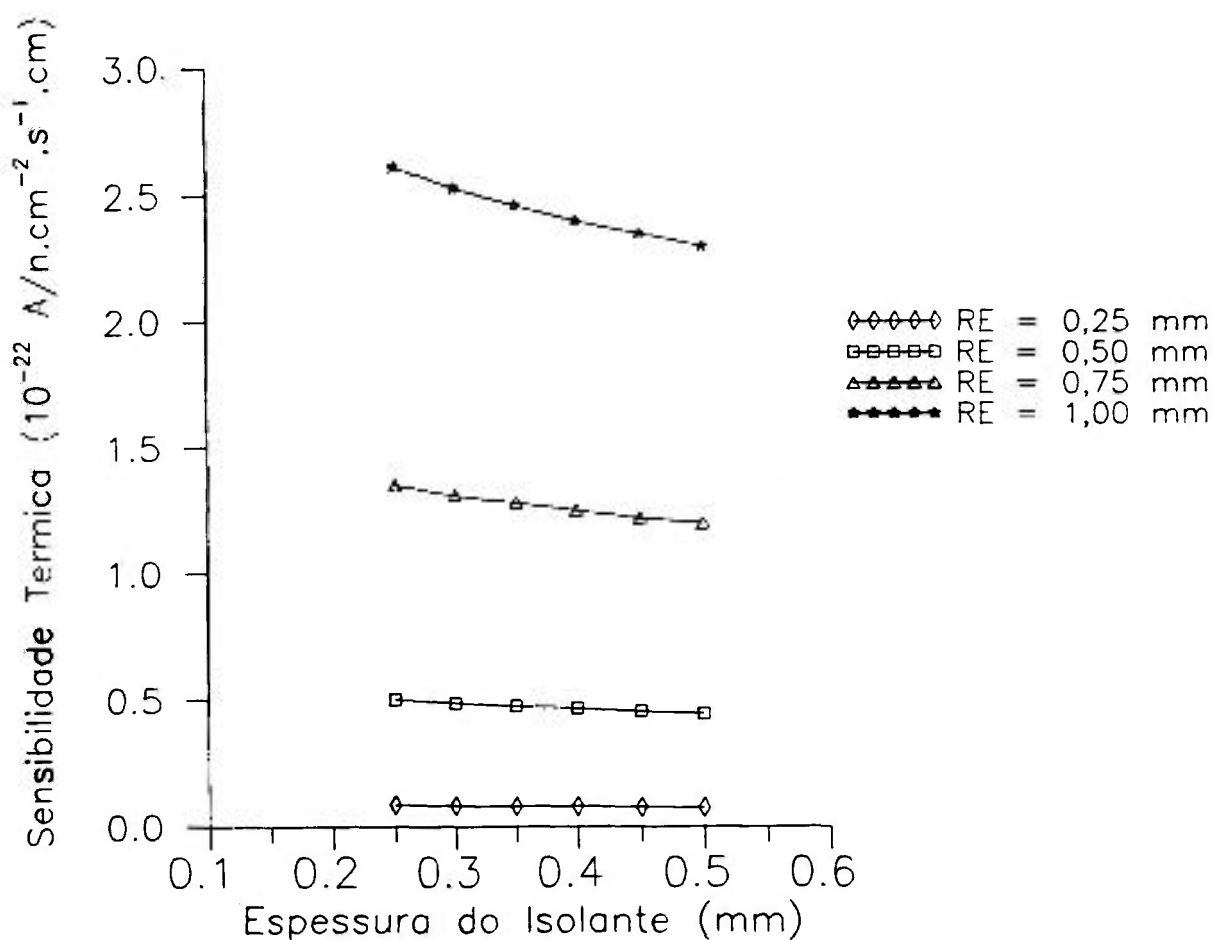


Fig. 5.1 Sensibilidade de detectores SPD de Co em função da espessura do isolante

Analisando os resultados obtidos, verifica-se que para os detectores que possuem emissores com raios iguais a 0,25 mm, 0,50 mm e 0,75 mm, a sensibilidade do detector decresce aproximadamente 11% quando a espessura do isolante passa de 0,25 mm para 0,50 mm. Já para detectores cujo emissor possui raio igual a 1 mm, a sensibilidade decresce 12%.

Tabela 5.1 Sensibilidade de detectores SPD's de cobalto em função da espessura do isolante

Espessura do Isolante [mm]	Sensibilidade Térmica do Detector $\left[\frac{A}{n \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}} \right]$			
	Raio do Emissor RE=0,25 mm	Raio do Emissor RE=0,50 mm	Raio do Emissor RE=0,75 mm	Raio do Emissor RE=1 mm
0,25	$(8,5 \pm 0,1) \times 10^{-24}$	$(5,01 \pm 0,09) \times 10^{-23}$	$(1,35 \pm 0,02) \times 10^{-22}$	$(2,61 \pm 0,05) \times 10^{-22}$
0,30	$(8,3 \pm 0,1) \times 10^{-24}$	$(4,88 \pm 0,08) \times 10^{-23}$	$(1,31 \pm 0,02) \times 10^{-22}$	$(2,53 \pm 0,05) \times 10^{-22}$
0,35	$(8,0 \pm 0,1) \times 10^{-24}$	$(4,76 \pm 0,08) \times 10^{-23}$	$(1,28 \pm 0,02) \times 10^{-22}$	$(2,46 \pm 0,05) \times 10^{-22}$
0,40	$(7,9 \pm 0,1) \times 10^{-24}$	$(4,66 \pm 0,08) \times 10^{-23}$	$(1,25 \pm 0,02) \times 10^{-22}$	$(2,40 \pm 0,04) \times 10^{-22}$
0,45	$(7,7 \pm 0,1) \times 10^{-24}$	$(4,55 \pm 0,08) \times 10^{-23}$	$(1,22 \pm 0,02) \times 10^{-22}$	$(2,35 \pm 0,04) \times 10^{-22}$
0,50	$(7,6 \pm 0,1) \times 10^{-24}$	$(4,46 \pm 0,08) \times 10^{-23}$	$(1,20 \pm 0,02) \times 10^{-22}$	$(2,30 \pm 0,04) \times 10^{-22}$

Conforme esperado, vê-se que a sensibilidade do detector decresce com a espessura do isolante, pois quanto maior esta espessura menos elétrons conseguem atravessá-la e alcançar o coletor.

5.2 SENSIBILIDADE DO DETECTOR SPD DE COBALTO EM FUNÇÃO DO RAIO DO EMISSOR

Para verificar o comportamento da sensibilidade do detector de cobalto com a variação do raio do emissor, a espessura do isolante é mantida constante igual a 0,25 mm e em seguida igual a 0,50 mm, enquanto que o raio do emissor varia de 0,25 a 1 mm em ambos os casos. Os resultados obtidos com o processamento de 100.000 histórias encontram-se na Tabela 5.2. e na Figura 5.2.

Tabela 5.2 Sensibilidade de detectores SPD's de cobalto
em função do raio do emissor

Raio do Emissor [mm]	Sensibilidade Térmica do Detector $\left[\frac{A}{n \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}} \right]$	
	Espessura do Isolante EI=0,25 mm	Espessura do Isolante EI=0,50 mm
0,25	$(8,5 \pm 0,1) \times 10^{-24}$	$(7,6 \pm 0,1) \times 10^{-24}$
0,50	$(5,01 \pm 0,09) \times 10^{-23}$	$(4,46 \pm 0,08) \times 10^{-23}$
0,75	$(1,35 \pm 0,02) \times 10^{-22}$	$(1,20 \pm 0,02) \times 10^{-22}$
1,00	$(2,61 \pm 0,05) \times 10^{-22}$	$(2,30 \pm 0,04) \times 10^{-22}$

Vê-se da Tabela 5.2 que a sensibilidade do detector SPD de cobalto depende fortemente do raio do emissor. Nos dois casos acima analisados (espessuras do isolante iguais a 0,25 mm e 0,50 mm), a sensibilidade do detector aumenta mais de 30 vezes quando o raio do emissor passa de 0,25 mm para 1 mm.

Conclui-se facilmente que a sensibilidade do detector aumenta com o raio do emissor, pois quanto maior for seu volume, mais capturas ocorrem no ^{59}Co e portanto mais raios gama prontos de captura geram elétrons secundários que contribuem para a corrente do detector.

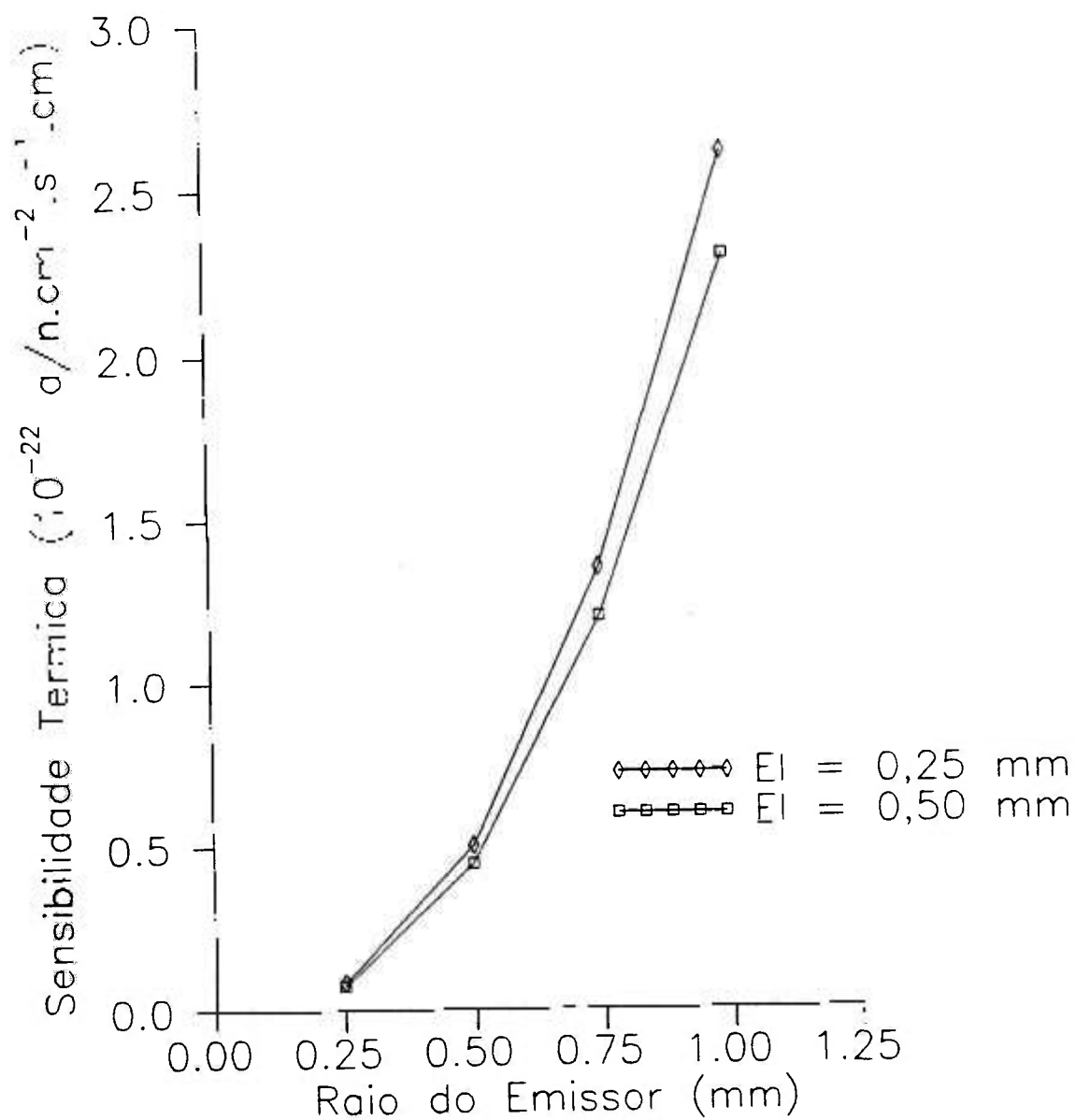


Figura 5.2 Sensibilidade de detectores SPD de Co em função do raio do emissor

5.3 RESULTADOS E CONCLUSÕES

Verifica-se das seções 5.1 e 5.2 que a sensibilidade de um detector SPD depende consideravelmente de suas dimensões, principalmente do raio do emissor. Para visualizar melhor a variação da sensibilidade do detector SPD de cobalto com o raio do emissor e espessura do isolante, grafica-se na Figura 5.3 os resultados obtidos nas seções 5.1 e 5.2, utilizando o programa SAS-GRÁFICO implantado no computador IBM-4381 do IPEN.

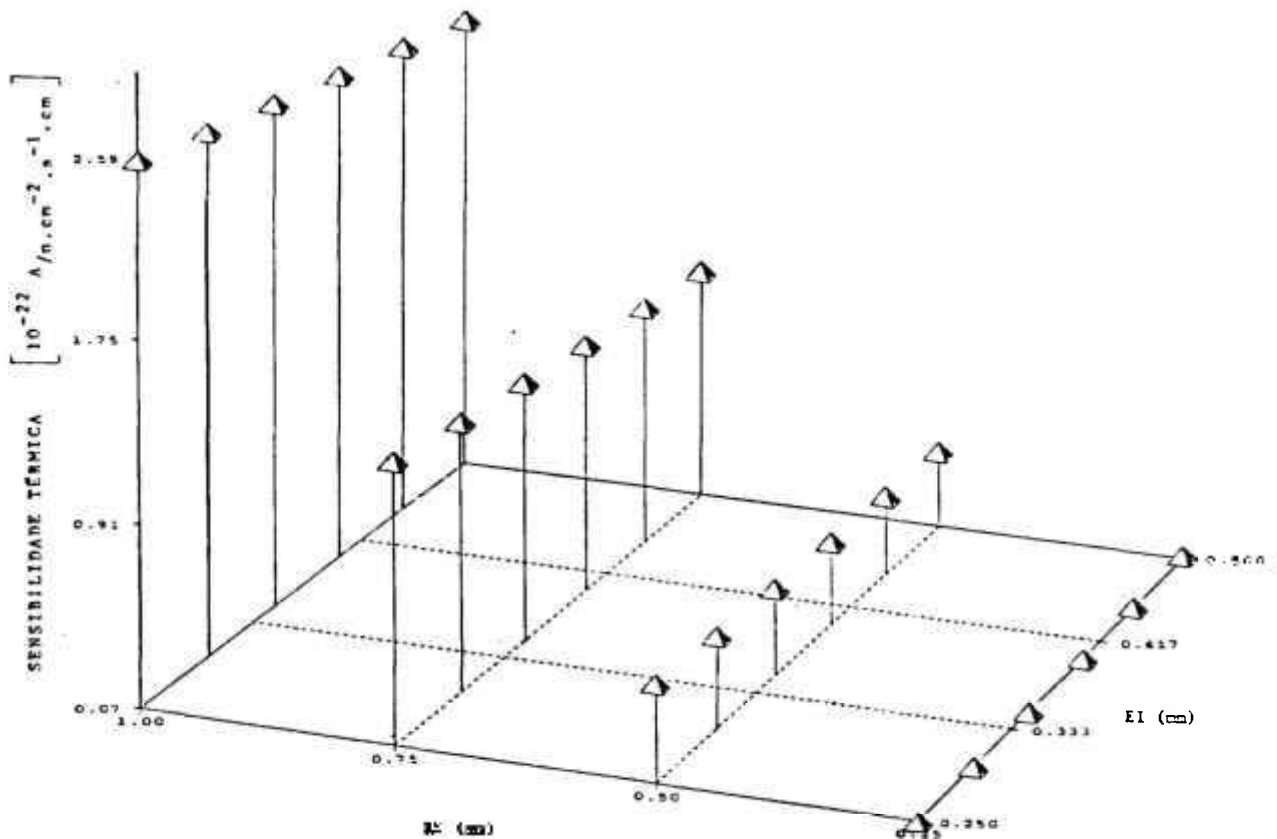


Figura 5.3 Sensibilidade de detectores SPD de Co em função do raio do emissor e da espessura do isolante

Verifica-se que quanto maior o raio do emissor e menor a espessura do isolante, maior a sensibilidade do detector. Desta forma, se for de interesse obter a maior sensibilidade possível, basta reduzir a espessura do isolante até dimensões tecnologicamente possíveis e aumentar o diâmetro do emissor até que o diâmetro total do detector não impeça sua colocação no núcleo do reator.

Utilizando o programa SAS implantado também no computador IBM-4381 do IPEN, é possível ajustar os resultados obtidos através de uma curva que forneça a

sensibilidade inicial do detector em função de seus parâmetros geométricos:

$$S_{th} = (-3,5 \pm 0,4) \cdot RE + (2,5 \pm 0,4) \cdot EI + (-129 \pm 8) \cdot RE \cdot EI + (318 \pm 5) \cdot RE \cdot RE, \quad (5.1)$$

com os valores de RE e EI expressos em [cm], tal qual a entrada de dados do código MOSEL, e a sensibilidade térmica S_{th} em $10^{-22} \left[\frac{A}{n \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1} \cdot cm} \right]$.

Já que a sensibilidade térmica do detector depende fortemente do raio do emissor, quanto menor for este valor, maior a incerteza associada à equação (5.1). Vê-se contudo, que mesmo para detectores cujo emissor tem raio de 0,25 mm, a sensibilidade térmica obtida com a equação (5.1) apresenta desvio de no máximo 11% em relação ao valor fornecido pelo código MOSEL.

Deste modo, utilizando a equação (5.1), torna-se simples determinar a sensibilidade inicial de um detector SPD de cobalto quando sua temperatura de operação é igual a 303 K. A curva referente à equação (5.1) também é graficada com o programa SAS-GRÁFICO e encontra-se na Figura 5.4.

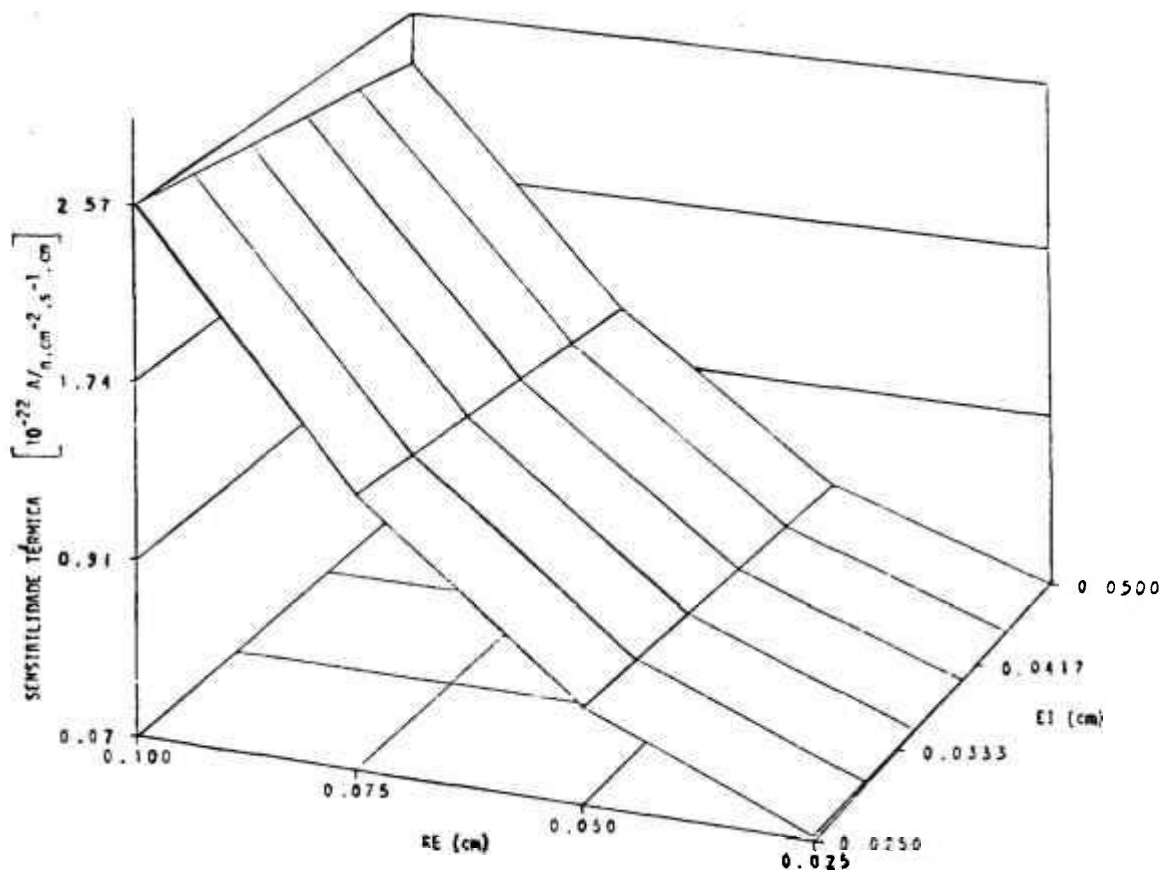


Figura 5.4 Curva que ajusta a sensibilidade inicial do detector SPD de cobalto em função de seus parâmetros geométricos

Para validar os resultados obtidos simula-se o detector SPD de cobalto da referência [28], que também foi investigado quanto a variação de sua sensibilidade com o raio do emissor. Este detector possui isolante de alumina e coletor de aço inox AISI 304, ambos com 0,254 mm de espessura. Na referência [28] os detectores em questão são simulados a 293 e a 573 K. Neste trabalho estas duas temperaturas distintas também são simuladas através da mudança das seções de choque dos materiais em questão (capítulo 4.3). A Figura 5.5 apresenta a comparação entre os resultados obtidos pela referência [28] e por este trabalho quando o detector SPD de Co está a uma temperatura de 293 K e o raio do emissor varia de 0,1 a 1 mm. Já a Figura 5.6 ilustra os resultados para detectores a 573 K.

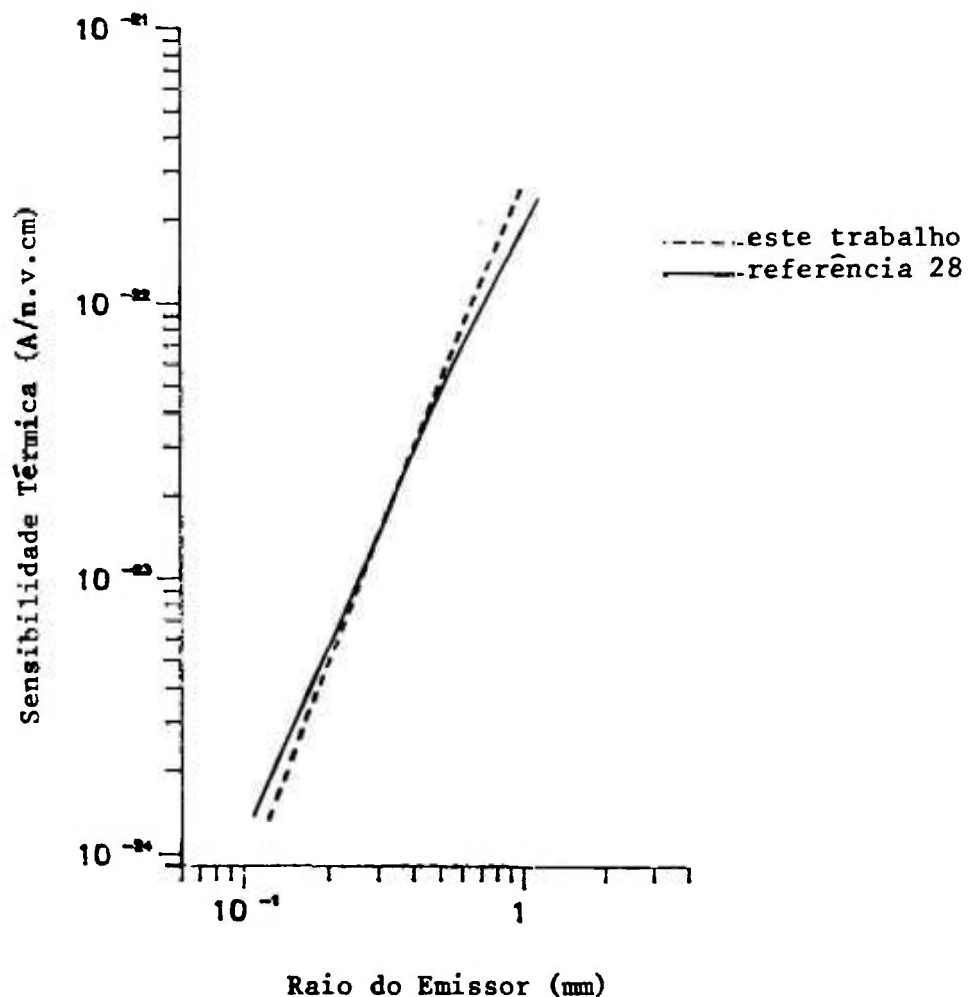


Figura 5.5 Sensibilidade de detectores SPD de Co em função do raio do emissor a 293 K

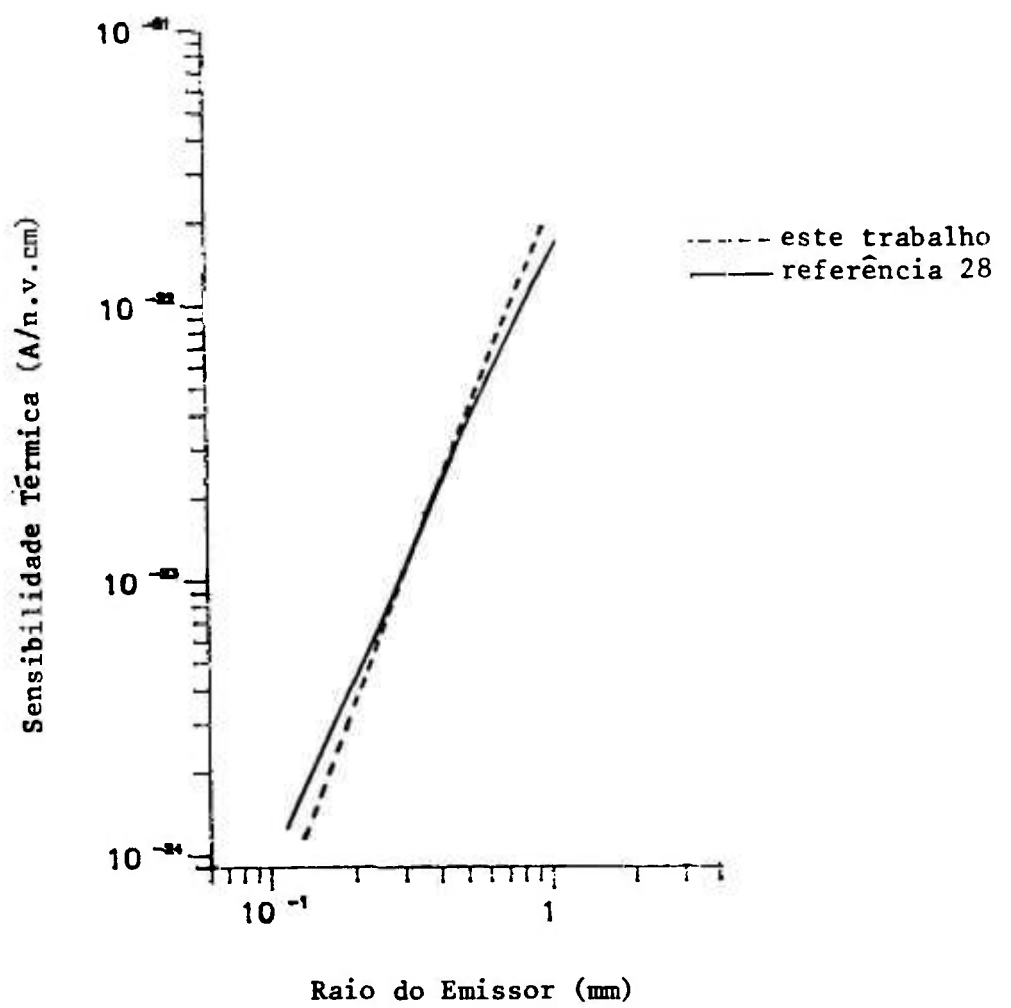


Figura 5.6 Sensibilidade de detectores SPD de Co em função do raio do emissor a 573 K

CAPÍTULO 6

VARIAÇÃO DA SENSIBILIDADE DO DETECTOR SPD DE COBALTO COM O TEMPO DE IRRADIAÇÃO

Conforme já foi mencionado, detectores utilizados na monitoração "in-core" devem permanecer durante um grande intervalo de tempo no núcleo do reator. Logo, torna-se necessário calcular a variação da sensibilidade destes detectores em função do tempo de irradiação, para que estes sejam calibrados e inclusive para se avaliar a adequabilidade dos materiais empregados na construção dos detectores.

Os detectores SPD's de cobalto possuem uma resposta predominantemente pronta que decresce com o passar do tempo a medida que o ^{59}Co é consumido, e uma resposta atrasada devido a produção dos produtos de ativação ^{60}Co e ^{61}Co .

O ^{60}Co emite uma partícula beta com energia máxima igual a 0,31 MeV e dois raios gama de 1,17 e 1,33 MeV [56], com uma meia vida de 5,26 anos [56], conforme ilustra a Figura 6.1.

O decaimento do núcleo composto ^{60}Co para seu estado fundamental produz um complexo espectro de raios gamas prontos de captura, que conforme visto no ítem 4.6, foi modelado em 30 grupos de energia para o cálculo da sensibilidade inicial do detector.

A captura neutrônica do ^{60}Co produz outro produto de ativação, o ^{61}Co , que emite uma partícula beta com energia máxima igual a 1,22 MeV e um raio gama de 67,4 keV [56] com meia vida de 99 minutos [56] (Figura 6.2).

As Figuras 6.1 e 6.2 apresentam somente os eventos mais prováveis e que são simulados por contribuírem efetivamente para a corrente do detector.

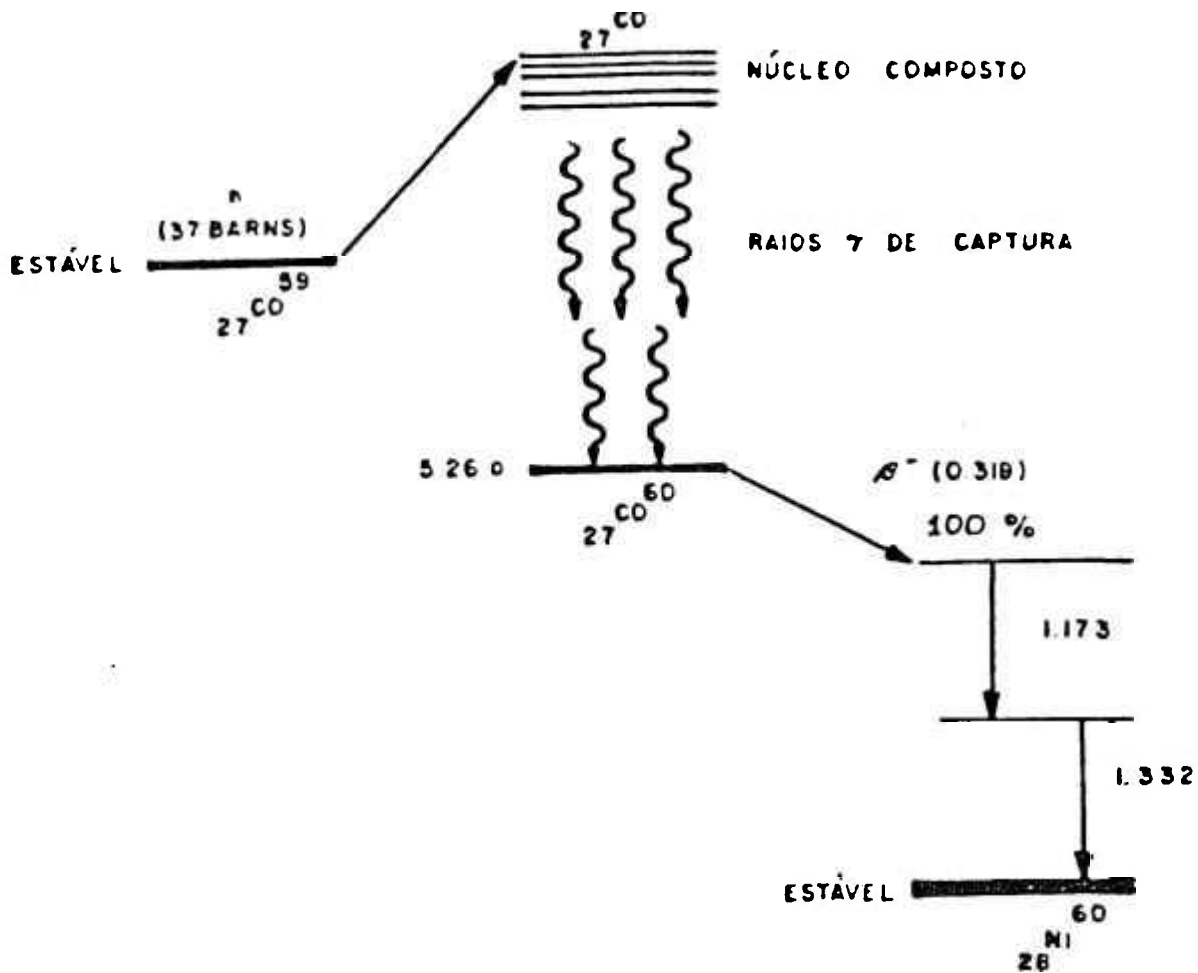


Figura 6.1 Esquema de decaimento do ^{60}Co

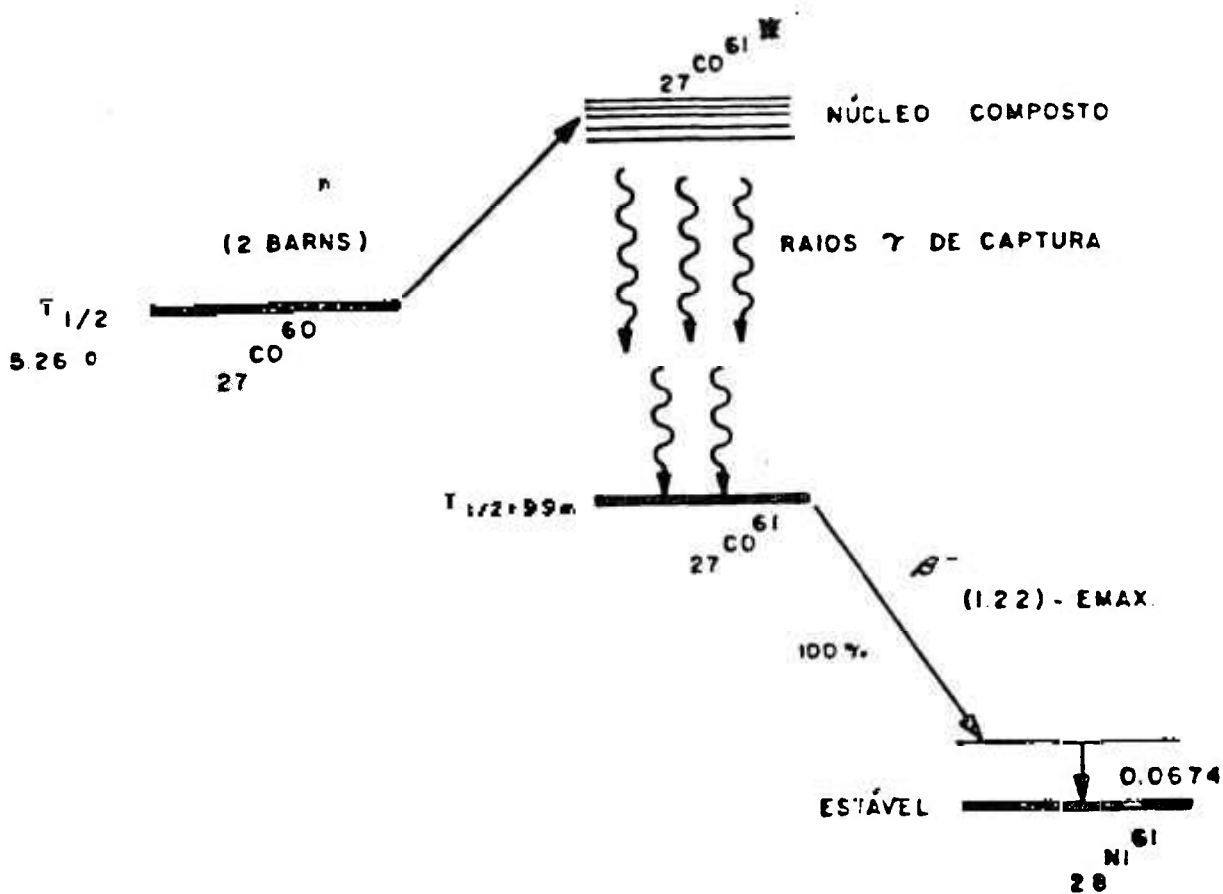


Figura 6.2 Esquema de decaimento do ^{61}Co

A corrente pronta do detector SPD de cobalto é originada basicamente pela captura neut.ônica no ^{59}Co , ou seja, é proveniente dos gamas prontos de captura do ^{60}Co . A corrente pronta devida à captura neutrônica no ^{60}Co é desprezada, pois a seção de choque de absorção do ^{60}Co ($\sigma_a=2\text{barns}$) [56] é muito baixa em relação a seção de choque de absorção do ^{59}Co ($\sigma_a=37\text{barns}$) [42].

O consumo do isótopo ^{59}Co devido à absorção neutrônica provoca a diminuição da corrente pronta do detector. Então, em um dado instante t a sensibilidade pronta do detector é dada por

$$S_{59}(t) = S_{59}(0) e^{-\sigma_{59} \cdot \int_0^t \phi(t) dt}, \quad (6.1)$$

onde $S_{59}(0)$ é a sensibilidade inicial do detector, σ_{59} é a seção de choque microscópica de absorção do ^{59}Co (Tabela 6.1) e ϕ é o fluxo ao qual o detector está sujeito.

A sensibilidade atrasada do detector de cobalto é devida ao decaimento dos produtos de ativação ^{60}Co ($T_{1/2} = 5,26$ anos) e ^{61}Co ($T_{1/2} = 99$ min) que são produzidos ao longo da irradiação do detector. Para avaliar a sensibilidade atrasada do detector num dado instante t , calcula-se o número de átomos $N_{60}(t)$ de ^{60}Co e $N_{61}(t)$ de ^{61}Co presentes no detector no instante t desejado e estima-se a contribuição de cada um destes isótopos para a corrente do detector. Neste trabalho, o local de decaimento do ^{60}Co e ^{61}Co é amostrado homogeneamente no volume do emissor.

6.1 DENSIDADES ATÔMICAS DOS ISÓTOPOS DO COBALTO

A taxa de variação do número de átomos de ^{59}Co por cm^3 quando este isótopo é irradiado sob um fluxo neutrônico ϕ é dada por

$$\frac{dN_{59}(t)}{dt} = -N_{59}(t) \cdot \sigma_{59} \cdot \phi(t), \quad (6.2)$$

A solução da equação 6.2 para um fluxo ϕ constante é a seguinte

$$N_{59}(t) = N_{59}(0) e^{-\sigma_{59} \cdot \phi \cdot t} , \quad (6.3)$$

com $N_{59}(0) = 0,08993 \times 10^{24}$ átomos/cm³ sendo a concentração inicial de ⁵⁹Co [42].

A equação (6.4) descreve a taxa de variação do número de átomos de ⁶⁰Co por cm³, onde o primeiro termo à direita da equação equivale à produção de ⁶⁰Co devido à captura neutrônica no ⁵⁹Co, o segundo representa o decaimento de ⁶⁰Co por emissão beta, enquanto que o último termo representa a perda de ⁶⁰Co por captura neutrônica (⁶¹Co é produzido), isto é,

$$\frac{dN_{60}(t)}{dt} = N_{59}(t) \cdot \sigma_{59} \cdot \phi(t) - \lambda_{60} \cdot N_{60}(t) - N_{60}(t) \cdot \sigma_{60} \cdot \phi(t) , \quad (6.4)$$

onde σ_{60} (Tabela 6.1) é a seção de choque microscópica de absorção do ⁶⁰Co e λ_{60} (Tabela 6.1) a sua constante de decaimento. Substituindo-se a expressão (6.3) na equação 6.4 e utilizando a condição inicial $N_{60}(t=0) = 0$, obtém-se para um fluxo ϕ constante,

$$N_{60}(t) = \frac{N_{59}(0) \sigma_{59} \phi}{(\lambda_{60} + (\sigma_{60} - \sigma_{59}) \phi)} [e^{-\sigma_{59} \phi t} - e^{-(\lambda_{60} + \sigma_{60} \phi) t}] . \quad (6.5)$$

A taxa de variação do número de átomos de ⁶¹Co por cm³ é dada pela equação (6.6), onde o primeiro termo à direita da equação equivale à produção de ⁶¹Co devido à captura neutrônica no ⁶⁰Co e o segundo termo representa a perda de ⁶¹Co devido ao decaimento beta

$$\frac{dN_{61}(t)}{dt} = N_{60}(t) \cdot \sigma_{60} \cdot \phi(t) - \lambda_{61} \cdot N_{61}(t) , \quad (6.6)$$

onde a constante de decaimento λ_{61} é fornecida na Tabela 6.1.

Soluciona-se a equação (6.6) substituindo o valor de $N_{60}(t)$ pela expressão (6.5) e utilizando a condição inicial $N_{61}(t=0) = 0$, de modo que para um fluxo ϕ constante,

$$N_{61}(t) = \frac{N_{59}(0)\sigma_{59}\phi\sigma_{60}\phi}{(\lambda_{60}+(\sigma_{60}-\sigma_{59})\phi)} \left[\frac{e^{-\sigma_{59}\phi t} - e^{-\lambda_{61}t}}{(\lambda_{61}-\sigma_{59}\phi)} - \frac{e^{-(\lambda_{60}+\sigma_{60}\phi)t} - e^{-\lambda_{61}t}}{(\lambda_{61}-\lambda_{60}-\sigma_{60}\phi)} \right]. \quad (6.7)$$

Portanto, as equações (6.3), (6.5) e (6.7) determinam as densidades atômicas dos isótopos de cobalto após este material ter sido irradiado sob um fluxo constante ϕ durante um certo intervalo de tempo t .

6.2 SENSIBILIDADE ATRASADA DO DETECTOR DE COBALTO EM FUNÇÃO DO TEMPO

O decaimento do ^{60}Co produz dois raios gama: um de 1,17 MeV e outro de 1,33 MeV, cada qual contribuindo segundo a equação abaixo para a sensibilidade atrasada do detector,

$$S_{\gamma,60}(t) = \frac{1}{\phi} \cdot \lambda_{60} \cdot N_{60}(t) \cdot \pi \cdot (RE)^2 \cdot e \cdot P_{\gamma}, \quad (6.8)$$

onde a probabilidade P_{γ} de cada um dos raios gama contribuir para a corrente do detector apresenta valores distintos. O valor da carga e do elétron é igual a $1,6021 \times 10^{-19} \text{ C}$ [42].

A sensibilidade acima deve ser acrescida da contribuição devida a partícula beta, também emitida no decaimento do ^{60}Co . Esta partícula é emitida segundo um espectro de energia, cuja energia máxima é igual a 0,319 MeV. Na simulação de sua contribuição para a geração de corrente pelo detector, utiliza-se sua energia média, que é aproximadamente igual a $\frac{1}{3}$ da energia máxima do espectro de emissão [56]. Então, a contribuição da partícula beta para a sensibilidade atrasada do detector é dada por

$$S_{\beta,60}(t) = \frac{1}{\phi} \lambda_{60} \cdot N_{60}(t) \cdot \pi \cdot (RE)^2 \cdot e \cdot P_e, \quad (6.9)$$

onde P_e é a probabilidade de um elétron com energia 0,106 MeV contribuir efetivamente para a corrente do detector.

Vê-se que o fluxo existente no denominador das equações (6.8) e (6.9) é

cancelado ao substituir-se nestas expressões o valor de $N_{60}(t)$ (equação 6.5). Logo, a influência do fluxo neutrônico ϕ na sensibilidade atrasada devido ao ^{60}Co se restringe às exponenciais negativas que envolvem o tempo.

A contribuição do decaimento do ^{61}Co para a sensibilidade atrasada do detector é devida a emissão de um raio gama de 67,4 keV e de uma partícula beta, cujo espectro apresenta uma energia máxima de 1,22 MeV.

Devido a baixa energia do raio gama, sua contribuição para a corrente do detector é pequena, mas é levada em conta e pode ser expressa por

$$S_{\gamma,61}(t) = \frac{1}{\phi} \cdot \lambda_{61} \cdot N_{61}(t) \cdot \pi \cdot (RE)^2 \cdot e \cdot P_{\gamma} , \quad (6.10)$$

onde P_{γ} é a probabilidade de um raio gama de 67,4 keV contribuir para a corrente efetiva do detector.

Já a partícula beta produz um acréscimo na sensibilidade atrasada do detector dado por

$$S_{\beta,61}(t) = \frac{1}{\phi} \lambda_{61} \cdot N_{61}(t) \cdot \pi \cdot (RE)^2 \cdot e \cdot P_e , \quad (6.11)$$

onde neste caso P_e determina a probabilidade de uma partícula beta com energia de 0,407 MeV contribuir efetivamente para a corrente do detector.

A expressão (6.7) para a concentração $N_{61}(t)$ de ^{61}Co no emissor envolve o fluxo elevado ao quadrado no numerador, de modo que somente um destes fluxos é cancelado ao substituir-se $N_{61}(t)$ nas equações (6.10) e (6.11) que determinam a sensibilidade atrasada devido ao ^{61}Co . Desta forma, ainda resta um fluxo no numerador das equações (6.10) e (6.11), o que torna importante a influência do fluxo neutrônico ϕ na sensibilidade atrasada do detector devido ao ^{61}Co .

6.3 RESULTADOS

Para verificar a capacidade da metodologia adotada em reproduzir resultados disponíveis na literatura, simulam-se os detectores da referência [62] que possuem 10 cm de comprimento sensível, emissor com 2 mm de diâmetro e diâmetro externo de 3,5 mm. O isolante é de alumina e o coletor é de inonel 600.

Os resultados experimentais apresentados pela referência [62] foram obtidos no reator Halden, onde a temperatura de operação era 240°C e a pressão de operação 34 bar. Durante os experimentos o reator foi desligado durante cerca de 1 mês, três a quatro vezes por ano. A potência do reator variou frequentemente e à plena potência o fluxo térmico de nêutrons nas posições dos detectores esteve entre 1 e 6×10^{13} n/cm².s. Porém, os cálculos desenvolvidos pela referência [62] são relativos a um fluxo térmico constante igual a 10^{13} n/cm².s e são baseados no formalismo desenvolvido por Sovka [56]. Convém ressaltar que as seções de choque utilizadas por Sovka [56] não levam em consideração a influência da temperatura.

A Tabela 6.2 apresenta os resultados obtidos com o código MOSEL para o detector descrito acima, quando são simuladas 100.000 histórias para cada tempo de irradiação.

A Figura 6.3 apresenta a corrente relativa do detector devido ao ⁶⁰Co em função da fluência térmica a qual o detector fica sujeito. A curva pontilhada representa um ajuste para os resultados calculados por este trabalho, enquanto que a curva cheia corresponde ao ajuste obtido pela referência [62] para seus resultados teóricos. Também na Figura 6.3 encontram-se os resultados experimentais obtidos a partir de 1969 até 1971 no reator Halden [62].

A Tabela 6.1 fornece alguns parâmetros utilizados neste trabalho para o cálculo das densidades atômicas dos isótopos de cobalto. As seções de choque σ_{59} e σ_{60} são obtidas conforme procedimento descrito no ítem 4.3 e as constantes de decaimento λ_{60} e λ_{61} são calculadas a partir da meia-vida do ⁶⁰Co e ⁶¹Co, de acordo com a seguinte relação,

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \quad (6.12)$$

Tabela 6.1 Constantes nucleares para o ^{59}Co , ^{60}Co e ^{61}Co a 240°C

Isótopo	Constante	Valor	Referência
^{59}Co	σ_{59}	31,78 barns	6
^{60}Co	$T_{1/2}$	5,26 anos	11
	λ_{60}	$4,1786 \times 10^{-9} \text{ s}^{-1}$	calculado
	σ_{60}	1,34 barns	11
^{61}Co	$T_{1/2}$	99 min	11
	λ_{61}	$1,1669 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$	calculado

Tabela 6.2 Sensibilidade térmica de um detector SPD de cobalto em função do tempo
(Diâmetro do Emissor = 2 mm, Diâmetro do Detector = 3,5 mm, $\phi = 1 \times 10^{13} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$)

Tempo de Irradiação [s]	$S_{\text{termica}} \left[\frac{\text{A}}{\text{n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}} \right]$			
	devido ao ^{59}Co	devido ao ^{60}Co	devido ao ^{61}Co	Total
0,0	(2,31±0,04)-22	-	-	(2,31±0,04)-22
$1,0 \times 10^7$	(1,89±0,04)-22	(5,4±0,1)-24	(5,1±0,2)-26	(1,95±0,04)-22
$2,0 \times 10^7$	(1,89±0,04)-22	(1,05±0,02)-23	(1,00±0,04)-25	(1,99±0,04)-22
$3,0 \times 10^7$	(1,88±0,04)-22	(1,54±0,03)-23	(1,47±0,05)-25	(2,04±0,04)-22
$4,0 \times 10^7$	(1,88±0,04)-22	(2,01±0,04)-23	(1,91±0,07)-25	(2,08±0,04)-22
$5,0 \times 10^7$	(1,87±0,03)-22	(2,46±0,05)-23	(2,34±0,08)-25	(2,12±0,04)-22
$6,0 \times 10^7$	(1,86±0,03)-22	(2,88±0,06)-23	(2,74±0,09)-25	(2,16±0,04)-22
$7,0 \times 10^7$	(1,86±0,03)-22	(3,29±0,07)-23	(3,1±0,1)-25	(2,19±0,04)-22
$8,0 \times 10^7$	(1,85±0,03)-22	(3,68±0,08)-23	(3,5±0,1)-25	(2,22±0,04)-22
$9,0 \times 10^7$	(1,85±0,03)-22	(4,06±0,09)-23	(3,9±0,1)-25	(2,26±0,04)-22
$1,0 \times 10^8$	(1,84±0,03)-22	(4,41±0,09)-23	(4,2±0,1)-25	(2,29±0,04)-22

Obs : (1,0±0,1)-01 = (1,0±0,1)×10⁻⁰¹

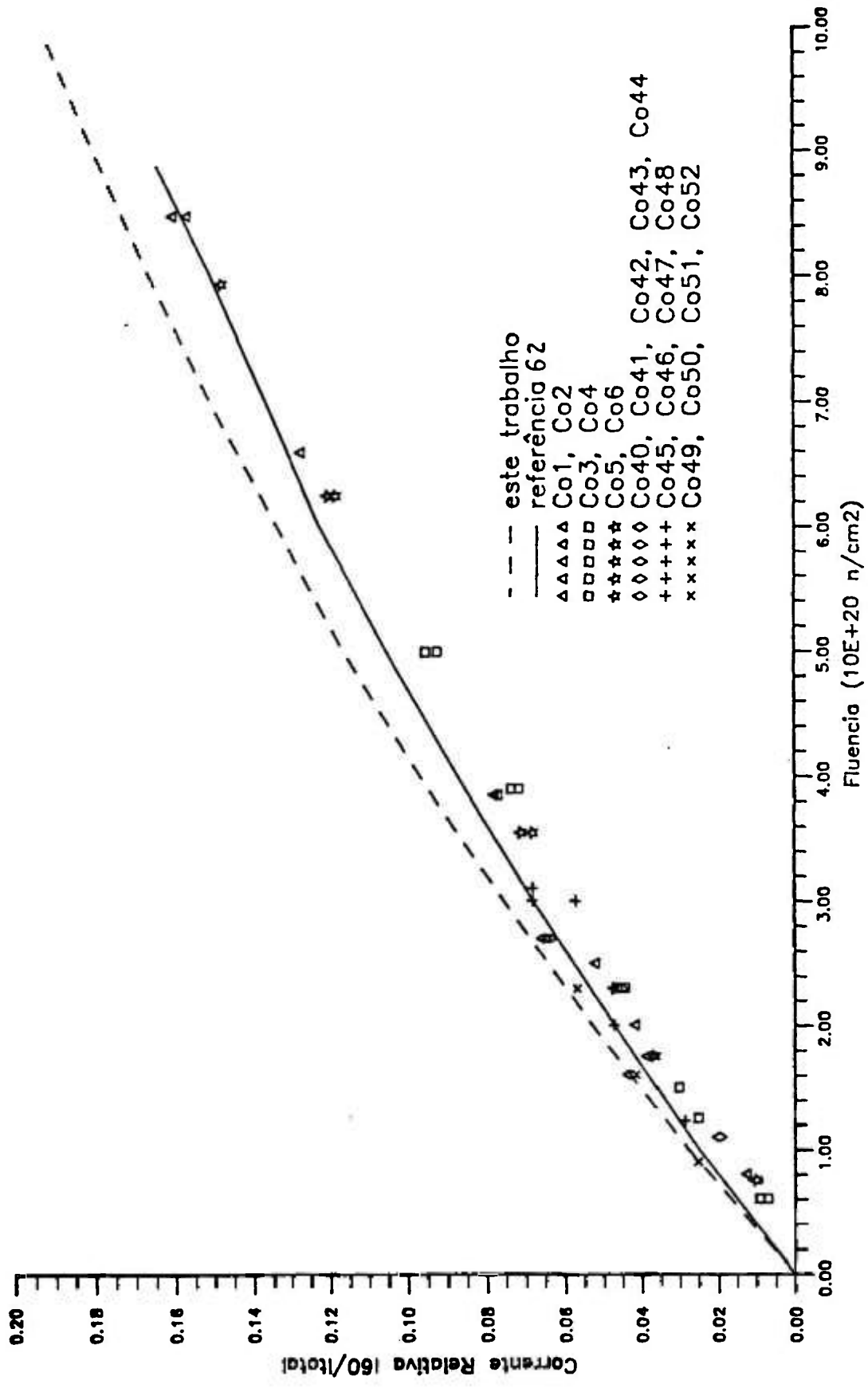


Figura 6.3 Corrente Relativa devido ao Cobalto 60 em Funcao da Fluencia Termica
 (Fluxo Termico Constante de 1.0E+13 n/cm².s)

O detector de cobalto que está sendo fabricado no IPEN/CNEN-SP também foi simulado. As características físicas deste detector já foram mencionadas anteriormente: isolante de alumina e coletor de aço inox, ambos com 0,25 mm de espessura, e emissor de cobalto com raio de 0,50 mm. Para realizar uma avaliação completa do comportamento deste detector sob irradiação a 30°C, varia-se o fluxo ao qual o detector fica sujeito: primeiro 1×10^{13} n/cm².s, a seguir 5×10^{13} , 1×10^{14} e 3×10^{14} n/cm².s. Os resultados obtidos encontram-se nas Tabelas 6.3 a 6.6.

A variação da corrente total produzida pelo detector desenvolvido no IPEN/CNEN-SP, em função do tempo de irradiação e do fluxo ao qual o detector fica sujeito, encontra-se na Figura 6.4.

As Figuras 6.5 e 6.6 apresentam respectivamente a corrente relativa devido ao ⁶⁰Co e ao ⁶¹Co em função do tempo de irradiação e do fluxo térmico ao qual o detector fica sujeito.

Tabela 6.3 Sensibilidade térmica de um detector SPD de cobalto em função do tempo (Diâmetro do Emissor = 1 mm, Diâmetro do Detector = 2 mm, $\phi = 1 \times 10^{13}$ n/cm².s)

Tempo de Irradiação [s]	S _{termica} [A/n·cm ⁻² ·s ⁻¹ ·cm]			
	devido ao ⁵⁹ Co	devido ao ⁶⁰ Co	devido ao ⁶¹ Co	Total
0,0	(4,78±0,08)-23	-	-	(4,78±0,08)-23
1,8 × 10 ⁷	(4,74±0,08)-23	(3,35±0,05)-24	(1,04±0,02)-25	(5,09±0,08)-23
3,6 × 10 ⁷	(4,71±0,08)-23	(6,44±0,09)-24	(1,99±0,04)-25	(5,37±0,08)-23
5,4 × 10 ⁷	(4,68±0,08)-23	(9,3±0,1)-24	(2,87±0,06)-25	(5,63±0,08)-23
7,2 × 10 ⁷	(4,64±0,08)-23	(1,19±0,02)-23	(3,68±0,08)-25	(5,87±0,08)-23
9,0 × 10 ⁷	(4,61±0,08)-23	(1,43±0,02)-23	(4,4±0,1)-25	(6,08±0,08)-23
1,08 × 10 ⁸	(4,58±0,08)-23	(1,65±0,02)-23	(5,1±0,1)-25	(6,28±0,08)-23
1,26 × 10 ⁸	(4,55±0,08)-23	(1,85±0,03)-23	(5,7±0,1)-25	(6,45±0,08)-23
1,44 × 10 ⁸	(4,52±0,08)-23	(2,03±0,03)-23	(6,3±0,1)-25	(6,61±0,08)-23
1,62 × 10 ⁸	(4,48±0,08)-23	(2,20±0,03)-23	(6,8±0,2)-25	(6,76±0,08)-23
1,80 × 10 ⁸	(4,45±0,08)-23	(2,36±0,03)-23	(7,3±0,2)-25	(6,88±0,08)-23

Obs : (1,0±0,1)-01 = (1,0±0,1)×10⁻⁰¹

Tabela 6.4 Sensibilidade térmica de um detector SPD de cobalto em função do tempo

(Diâmetro do Emissor = 1 mm, Diâmetro do Detector = 2 mm, $\phi = 5 \times 10^{13} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$)

Tempo de Irradiação [s]	$S_{\text{termica}} \left[\text{A/n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm} \right]$			
	devido ao ^{59}Co	devido ao ^{60}Co	devido ao ^{61}Co	Total
0,0	(4,78±0,08)-23	-	-	(4,78±0,08)-23
$1,8 \times 10^7$	(4,61±0,08)-23	(3,30±0,05)-24	(5,1±0,1)-25	(4,99±0,08)-23
$3,6 \times 10^7$	(4,45±0,08)-23	(6,25±0,09)-24	(9,7±0,2)-25	(5,17±0,08)-23
$5,4 \times 10^7$	(4,30±0,07)-23	(8,9±0,1)-24	(1,37±0,03)-24	(5,32±0,07)-23
$7,2 \times 10^7$	(4,15±0,07)-23	(1,12±0,02)-23	(1,73±0,04)-24	(5,44±0,07)-23
$9,0 \times 10^7$	(4,00±0,07)-23	(1,32±0,02)-23	(2,05±0,05)-24	(5,53±0,07)-23
$1,08 \times 10^8$	(3,87±0,07)-23	(1,50±0,02)-23	(2,32±0,05)-24	(5,60±0,07)-23
$1,26 \times 10^8$	(3,73±0,06)-23	(1,66±0,02)-23	(2,57±0,06)-24	(5,65±0,07)-23
$1,44 \times 10^8$	(3,60±0,06)-23	(1,79±0,03)-23	(2,78±0,06)-24	(5,67±0,07)-23
$1,62 \times 10^8$	(3,48±0,06)-23	(1,91±0,03)-23	(2,96±0,07)-24	(5,68±0,07)-23
$1,80 \times 10^8$	(3,36±0,06)-23	(2,01±0,03)-23	(3,11±0,07)-24	(5,68±0,06)-23

Obs : (1,0±0,1)-01 = (1,0±0,1)×10⁻⁰¹

Tabela 6.5 Sensibilidade térmica de um detector SPD de cobalto em função do tempo

(Diâmetro do Emissor = 1 mm, Diâmetro do Detector = 2 mm, $\phi = 1 \times 10^{14} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$)

Tempo de Irradiação [s]	$S_{\text{termica}} \left[\text{A/n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm} \right]$			
	devido ao ^{59}Co	devido ao ^{60}Co	devido ao ^{61}Co	Total
0,0	(4,78±0,08)-23	-	-	(4,78±0,08)-23
$1,8 \times 10^7$	(4,45±0,08)-23	(3,24±0,05)-24	(1,00±0,02)-24	(4,88±0,08)-23
$3,6 \times 10^7$	(4,15±0,07)-23	(6,02±0,09)-24	(1,86±0,04)-24	(4,94±0,07)-23
$5,4 \times 10^7$	(3,87±0,07)-23	(8,4±0,1)-24	(2,59±0,06)-24	(4,96±0,07)-23
$7,2 \times 10^7$	(3,60±0,06)-23	(1,04±0,01)-23	(3,21±0,07)-24	(4,96±0,06)-23
$9,0 \times 10^7$	(3,36±0,06)-23	(1,20±0,02)-23	(3,73±0,08)-24	(4,93±0,06)-23
$1,08 \times 10^8$	(3,13±0,05)-23	(1,34±0,02)-23	(4,15±0,09)-24	(4,88±0,06)-23
$1,26 \times 10^8$	(2,91±0,05)-23	(1,45±0,02)-23	(4,5±0,1)-24	(4,82±0,06)-23
$1,44 \times 10^8$	(2,72±0,05)-23	(1,54±0,02)-23	(4,8±0,1)-24	(4,73±0,05)-23
$1,62 \times 10^8$	(2,53±0,04)-23	(1,61±0,02)-23	(5,0±0,1)-24	(4,64±0,05)-23
$1,80 \times 10^8$	(2,36±0,04)-23	(1,66±0,02)-23	(5,1±0,1)-24	(4,53±0,05)-23

Obs : (1,0±0,1)-01 = (1,0±0,1)×10⁻⁰¹

Tabela 6.6 Sensibilidade térmica de um detector SPD de cobalto em função do tempo

(Diâmetro do Emissor = 1 mm, Diâmetro do Detector = 2 mm, $\phi = 3 \times 10^{14} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$)

Tempo de Irradiação [s]	$S_{\text{térmica}} \left[\text{A/n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm} \right]$			
	devido ao ^{59}Co	devido ao ^{60}Co	devido ao ^{61}Co	Total
0,0	$(4,78 \pm 0,08) \cdot 10^{-23}$	-	-	$(4,78 \pm 0,08) \cdot 10^{-23}$
$1,8 \times 10^7$	$(3,87 \pm 0,07) \cdot 10^{-23}$	$(3,02 \pm 0,04) \cdot 10^{-24}$	$(2,80 \pm 0,06) \cdot 10^{-24}$	$(4,45 \pm 0,07) \cdot 10^{-23}$
$3,6 \times 10^7$	$(3,13 \pm 0,05) \cdot 10^{-23}$	$(5,21 \pm 0,07) \cdot 10^{-24}$	$(4,8 \pm 0,1) \cdot 10^{-24}$	$(4,13 \pm 0,06) \cdot 10^{-23}$
$5,4 \times 10^7$	$(2,53 \pm 0,04) \cdot 10^{-23}$	$(6,8 \pm 0,1) \cdot 10^{-24}$	$(6,3 \pm 0,1) \cdot 10^{-24}$	$(3,83 \pm 0,05) \cdot 10^{-23}$
$7,2 \times 10^7$	$(2,05 \pm 0,04) \cdot 10^{-23}$	$(7,8 \pm 0,1) \cdot 10^{-24}$	$(7,2 \pm 0,2) \cdot 10^{-24}$	$(3,55 \pm 0,04) \cdot 10^{-23}$
$9,0 \times 10^7$	$(1,66 \pm 0,03) \cdot 10^{-23}$	$(8,5 \pm 0,1) \cdot 10^{-24}$	$(7,9 \pm 0,2) \cdot 10^{-24}$	$(3,29 \pm 0,04) \cdot 10^{-23}$
$1,08 \times 10^8$	$(1,34 \pm 0,02) \cdot 10^{-23}$	$(8,8 \pm 0,1) \cdot 10^{-24}$	$(8,2 \pm 0,2) \cdot 10^{-24}$	$(3,04 \pm 0,03) \cdot 10^{-23}$
$1,26 \times 10^8$	$(1,08 \pm 0,02) \cdot 10^{-23}$	$(9,0 \pm 0,1) \cdot 10^{-24}$	$(8,3 \pm 0,2) \cdot 10^{-24}$	$(2,81 \pm 0,03) \cdot 10^{-23}$
$1,44 \times 10^8$	$(8,8 \pm 0,2) \cdot 10^{-24}$	$(8,9 \pm 0,1) \cdot 10^{-24}$	$(8,3 \pm 0,2) \cdot 10^{-24}$	$(2,60 \pm 0,03) \cdot 10^{-23}$
$1,62 \times 10^8$	$(7,1 \pm 0,1) \cdot 10^{-24}$	$(8,7 \pm 0,1) \cdot 10^{-24}$	$(8,1 \pm 0,2) \cdot 10^{-24}$	$(2,40 \pm 0,02) \cdot 10^{-23}$
$1,80 \times 10^8$	$(5,7 \pm 0,1) \cdot 10^{-24}$	$(8,5 \pm 0,1) \cdot 10^{-24}$	$(7,9 \pm 0,2) \cdot 10^{-24}$	$(2,21 \pm 0,02) \cdot 10^{-23}$

Obs : $(1,0 \pm 0,1) \cdot 10^{-01} = (1,0 \pm 0,1) \times 10^{-01}$

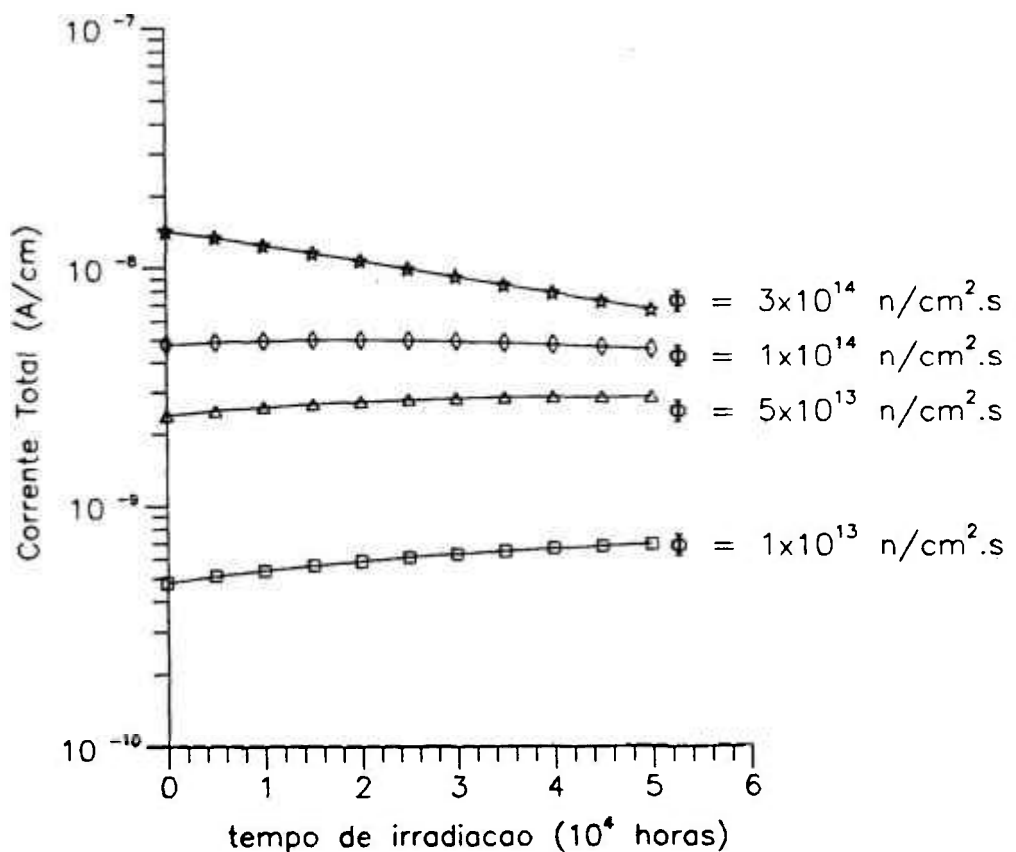


Figura 6.4 Variação da corrente total do detector SPD de Co em função do fluxo e tempo de irradiação

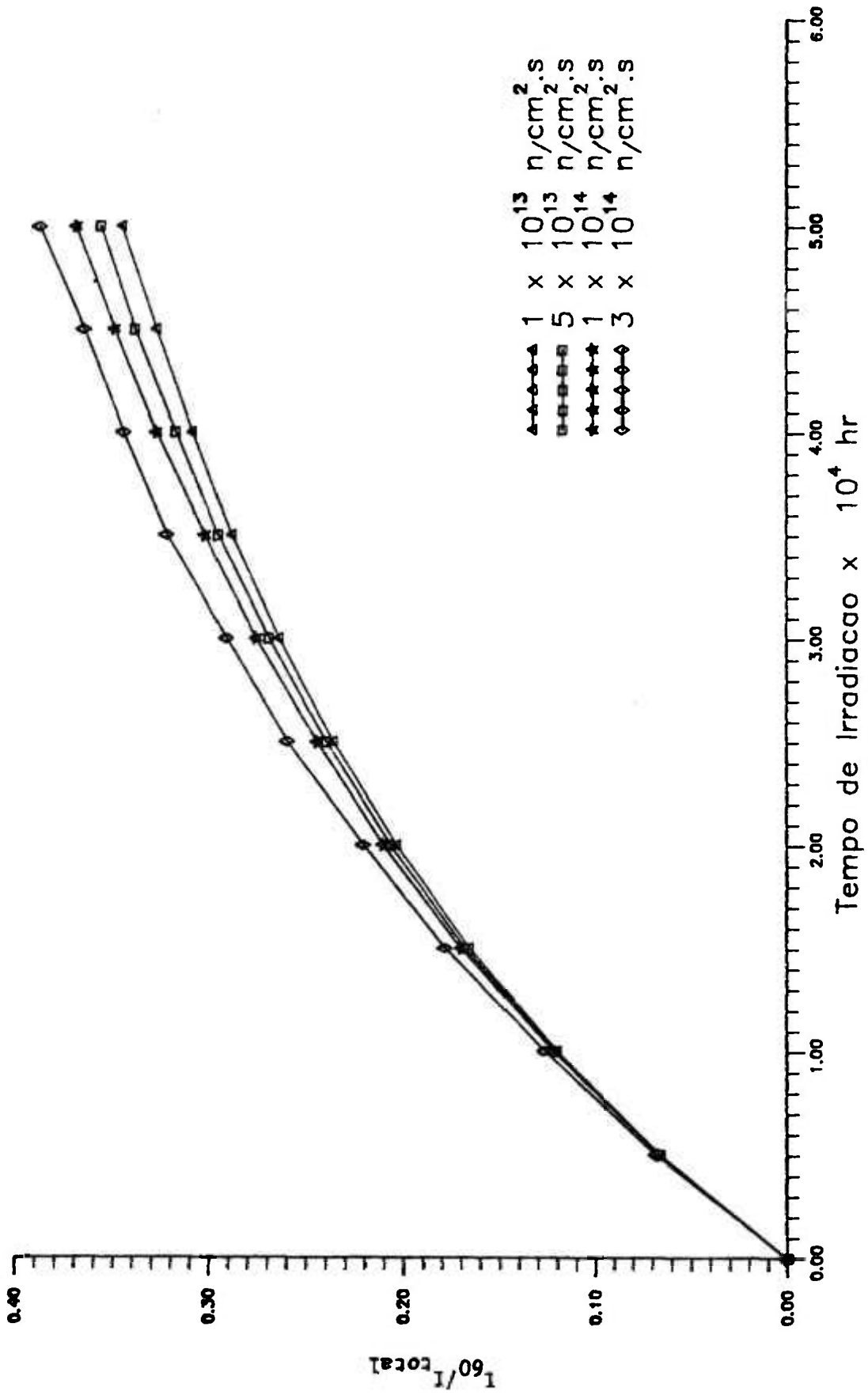


Figura 6.5 Fração da corrente total devido ao cobalto 60 em função do tempo de irradiação e do fluxo térmico

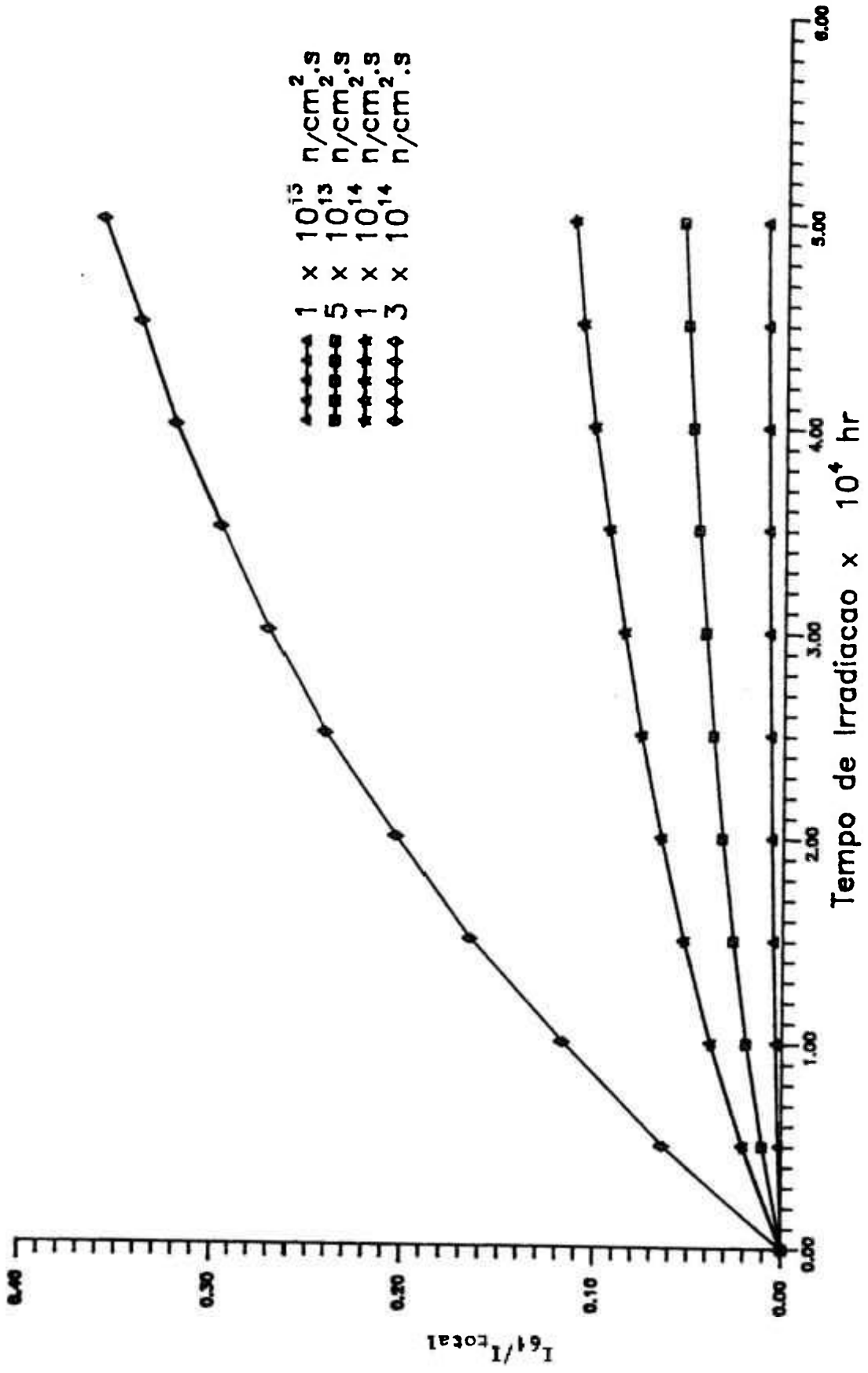


Figura 6.6 Fração da corrente total devido ao cobalto 61 em função do tempo de irradiação e do fluxo térmico

6.4 CONCLUSÕES

Conforme já foi discutido, a sensibilidade total do detector SPD em um dado instante t depende do número de átomos de cada um dos isótopos presentes no detector neste instante t e este valor depende do perfil de fluxo desde o instante inicial em que o detector foi inserido no reator. Torna-se então necessária uma calibração "on-line" dos detectores utilizados.

Vê-se da Figura 6.3 que em relação à referência [62] este trabalho superestima (aproximadamente 10,5%) a corrente gerada pelo ^{60}Co durante a irradiação do detector de cobalto. Este fato é devido exclusivamente a utilização de seções de choque 13,5% menores que as empregadas pela referência [62]. Conforme mencionado no capítulo 4.9, este trabalho utiliza o modelo de Westcott para as seções de choque, que leva em consideração a temperatura de operação do reator e determina seções de choque efetivas. Já a referência [62] utiliza seções de choque para nêutron monoenergéticos a 2200 m/s.

A geração de corrente pelo detector SPD de cobalto simulado neste trabalho é devida aos raios gama prontos de captura produzidos pelo ^{59}Co e aos raios gama emitidos no decaimento do ^{60}Co e ^{61}Co . Utilizando seções de choque σ_{59} e σ_{60} (probabilidade de interação do ^{59}Co e do ^{60}Co) 13,5% menores, a produção de raios gama prontos de captura, de ^{60}Co e ^{61}Co decresce de acordo com esta porcentagem, de modo a reduzir a corrente total gerada pelo detector. Por outro lado, como a seção de choque σ_{60} diminui 13,5%, o consumo deste isótopo torna-se menor e o número de átomos de ^{60}Co no emissor não diminui proporcionalmente ao decréscimo da produção deste isótopo. Portanto, com seções de choque menores, aumenta a razão entre a corrente devida ao decaimento do ^{60}Co e a corrente total gerada pelo detector.

Analisando a Figura 6.4, vê-se que a sensibilidade do detector SPD de cobalto depende consideravelmente do tempo de irradiação e do fluxo ao qual o detector fica sujeito.

As Figuras 6.5 e 6.6 mostram que a corrente atrasada devida aos isótopos ^{60}Co e ^{61}Co pode representar uma grande parcela da corrente total do detector, aumentando desta forma a incerteza sobre o fluxo local instantâneo.

Conforme visto na Figura 6.5 e discutido no item 6.2, a sensibilidade relativa do detector devido ao ^{60}Co quase que independe do fluxo neutrônico no intervalo de 1×10^{13} a 3×10^{14} n/cm².s, variando somente com o tempo de irradiação do detector. Já a corrente relativa de vida ao ^{61}Co depende fortemente do fluxo neutrônico ao qual o detector fica sujeito.

CAPÍTULO 7

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] ADAMS, J.P. & BERTA, V.T. Response of loft self-powered neutron detectors to reactor coolant density variations during LOCA simulations. *Nucl. Technol.*, 58: 294-308, Aug. 1982.
- [2] AGU, M.N. & PETITCOLAS, H. Self-powered detector response to thermal and epithermal neutron flux. *Nucl. Sci. Eng.*, 107:374-384, 1991.
- [3] ALLAN, C.J. *Response characteristics of self-powered flux detectors in Candu reactors.* Chalk River, ON, Atomic Energy of Canada, May 1978. (AECL-6171).
- [4] ALLAN, C.J. Experimental measurements of neutron and gamma-ray sensitivities of flux detectors having a mixed response. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 29(1):660, 1982.
- [5] ALLAN, C.J. et al. *Recent advances in self-powered flux detector development for CANDU reactors.* In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. Nuclear Power Plant Control and Instrumentation: proceedings of an international symposium on... held in Munich, 11-15 Oct., 1982. Vienna, 1982. p.505-520. (IAEA-SM-265/8).
- [6] ALLAN, C.J. & FEHRENBACH, P.J. *Operating characteristics of vanadium, platinum and cobalt self-powered flux detectors on the X-6 pressure tube of the NRX reactor.* Chalk River, ON, Atomic Energy of Canada, Sep. 1980. (AECL-6957).
- [7] AMERICAN NATIONAL STANDARDS INSTITUTE *Chemical plant and petroleum refinery piping* New York, N.Y., 1990. (ANSI/ASME B31.3)

- [8] BALDWIN, M.N. & ROGERS, J.E. Calibration of self-powered neutron flux monitor in a simulated PWR lattice. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 16:171, 1969.
- [9] BELL, G.I. & GLASSTONE, S. *Nuclear reactor theory*. Van Nostrand Reinhold, 1970.
- [10] BELLMANN, D. and HAMIDIAN, M.R. Determination of the neutron and γ -sensitivity of a Rh-SPN-detector. *Atomkernenergie*, 26(1):25-28, 1975.
- [11] BENEDICT, M.; PIGFORD, T.H.; Levi, H.W. *Nuclear chemical engineering*. New York, McGraw-Hill, 1981.
- [12] BOCK, H. In-core neutron-detector behaviour during reactor transient operation. *Nucl. Instrum. Meth.*, 125:327-329, 1975.
- [13] BOCK, H.; GEBURECK, P.; STEGEMANN, D. Transient response of self-powered neutron detectors. *Nucl. Instrum. Meth.*, 123:117-123, 1975.
- [14] BOCK, H.; STIMLER, M.; STRINDEHAG, O. Transient response of self-powered neutron detectors. *Nucl. Instrum. Meth.*, 87:299-300, 1970.
- [15] BOECK, H. & SULEIMAN, M. *Development and tests of a self-powered neutron detector with a fissile emitter*. Vienna, p.291-299 (IAEA-SM-226/13).
- [16] BRIESMEISTER, J.F. *MCNP - A general Monte Carlo code for neutron and photon transport Version 3A*. Los Alamos, NM, Los Alamos National Lab., Sep. 1986. (LA-7396-M, Rev.2).
- [17] CASHWELL, E.D. & EVERETT C.J. *A practical manual on the Monte Carlo method for random walk problems*. New York, Pergamon Press, 1959.
- [18] ENDLER, A.; BOHME, K.; STEIN, H. *Investigation of the signal composition of self-powered detectors*. Vienna, p.301-308. (IAEA-SM-226/16).

- [19] ESTADOS UNIDOS. U.S. Patent 3,375,370. *Self-powered detector*. HILBORN, J.W. 1968.
- [20] ESTADOS UNIDOS. U.S. Patent 3,872,311. GOLDSTEIN, N.P. et al. 1975.
- [21] ESTADOS UNIDOS. U.S. Patent 4,197,463. *Compensated self-powered neutron detector*. TODT, W.H. & GOLDSTEIN, N.P. 1980.
- [22] EVANS, R.D. *The atomic nucleus*. New York, McGraw-Hill, 1955.
- [23] EVANS, R.D. & DAVISSON, C.M. Gamma-ray absorption coefficients. *Rev. of Mod. Phys.*, 24(2):79, 1952.
- [24] GEBURECK, P.; HOFMANN, W.; JASCHIK, W.; SEIFRITZ, W.; STEGEMANN, D. *Development and in-core application of self-Powered neutron detectors*. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. Nuclear Power Plant Control and Instrumentation: proceedings of an international symposium on... held in Prague, Jan. 22-28, 1973. Vienna, 1973. p.783-802 (IAEA-SM-168/G-8).
- [25] GOLDSTEIN, N.P. A Monte Carlo calculation of the neutron sensitivity of self-powered detectors. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 20(1):549-556, 1973.
- [26] GOLDSTEIN, N.P. A calculation of the gamma-ray response of self-powered detector using Monte-Carlo methods. *Trans. ANS*, 18:303-304, 1974.
- [27] GOLDSTEIN, N.P. A comparison between calculated and measured neutron sensitivities of a Pt self-powered detector. *IEEE Trans.Nucl.Sci.*, 25(1):292-295, 1978.
- [28] GOLDSTEIN, N.P.; CHEN, C.L.; TODT, W.H. The epithermal component in the neutron response of various self-powered detectors. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 27(1):838-847, Feb.1980.
- [29] GOLDSTEIN, N.P.; CHEN, C.L.; TODT, W.H. Gamma-sensitive self-powered

- detectors and their use for in-core flux-mapping. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 28(1):752-757, 1981.
- [30] HALL, D.S. A Monte Carlo simulation of self-powered flux detectors. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 29(1):646-650, Feb. 1982.
- [31] HEWITT, J.S.; LAU, J.H.K.; MAO, A.C.; WILSON, J.C.; Kubica, P. The evolution of SPODE: A Monte Carlo computer code for self-powered detector response calculations. *Proc. Can. Nucl. Soc.*, 1:47-58, 1980.
- [32] HILBORN, J.W. Self-powered neutron detectors for reactor flux monitoring *Nucleonics*, 22(2):69-74, 1964.
- [33] HUGHES, D.J. et al. *Neutron Cross Sections*. 2.ed. Upton, NY, Brookhaven National Lab., 1958. (BNL-325).
- [34] JASCHIK, W. & SEIFRITZ, W. Model for calculating prompt-response self-powered neutron detectors. *Nucl. Sci. Eng.*, 53:61-78, 1974.
- [35] JOSLIN, C.W. Self-powered neutron detectors. *Nucl. Eng. Int.*, May 1972 issue.
- [36] KALOS, M.H. & WHITLOCK, P.A. Monte Carlo methods vol I: *Basics*. 1986.
- [37] KENDOUSH, A.A.; AL JOBORI, S.M.; AHMED, H.H.; MOHAMED, H.Z. Performance of platinum self-powered neutron detector in the simulated conditions of a pressurized water reactor. *Atomkernenergie Kerntechnik*, 42(3):174-176, 1983.
- [38] KNOLL, G.F. *Radiation detection and measurement*. John Wiley & Sons., 1979.
- [39] KROON, J.C. & GLESIUS, F.L. Trends in instrument development for reactor

in-core flux monitoring: *proceedings of the 1982 Nuclear Symposium held in Washington, October 20-22, 1982.*

- [40] KROON, J.C.; SMITH, F.M.; TAYLOR, R.I. Self-powered flux detectors: status and prospects. *Trans. Am. Nucl. Soc.*, 23:459-460, 1976.
- [41] LAAKSONEN, T. & SAASTAMOINEN, J. *Calculational studies of sensitivity characteristics and their burnup behaviour for rhodium self-powered neutron detectors.* Chalk River, ON, Atomic Energy of Canada Ltda. p.111-132. (AECL-5124-1.9).
- [42] LAMARSH, J.R. *Introduction to nuclear reactor theory.* Massachusetts, Addison-Wesley, 1972.
- [43] LOPES, M.C. & AVILA, J.M. Prompt response self-powered neutron detectors I: the effective charge per neutron captured. *Nucl. Sci. Eng.*, 96:303-309, 1987.
- [44] LOPES, M.C. & AVILA, J.M. Prompt response self-powered neutron detectors II: thermal and epithermal sensitivities. *Nucl. Sci. Eng.*, 96:310-317, 1987.
- [45] LYNCH, G.F.; SHIELDS, R.B.; COULTER, P.G. Characterization of platinum self-powered detectors. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 24(1):692-695, Feb. 1977.
- [46] MAO, A.C.; LAU, J.H.K.; HEWITT, J.S. *A user manual for SPODE: report in two volumes.* Department of Chemical Engineering and Applied Chemistry, University of Toronto, June 1978.
- [47] MITEL'MAN, M.G.; EROFEEV, R.S.; ROZENBLYUM *Sov. J. At. Energy*, 10(1), 1961.
- [48] PAGES, L.; BERTEL, E.; JOFFRE H.; SKAVENITIS, L. Energy loss, range and bremsstrahlung yield for 10 keV to 100 MeV electrons. *At. Data*,

- [49] PERRY, R.H. & CHILTON, C.H. *Manual de engenharia química*. 5.ed. Rio de Janeiro, RJ, Guanabara Dois, 1980.
- [50] PYTEL, K. A Monte Carlo calculation of the neutron and gamma sensitivities of self-powered detectors. *Atomkernenergie Kerntechnik*, 39(1):31-37, 1981.
- [51] ROMBOUGH, C.T.; TOFFER, H.; CROWE, R.D.; SAMUEL, T.J. Analysis of in-core detector signals from N reactor and shutdown conditions. *Nucl. Sci. Eng.*, 106:489-493, 1990.
- [52] SAMSOV, G.V. *Handbook of the physicochemical properties of the elements*. New York, Plenum Press, 1968.
- [53] SELPH, W.E. & GARRETT, C.W. *Reactor shielding for nuclear engineers*. cap.5, 1973.
- [54] SHIELDS, R.B. A platinum in-core flux detector. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 20(1):603-608, 1973.
- [55] SHIELDS, R.B.; LYNCH, G.F.; COULTER, P.G. Characterization of platinum self-powered detectors. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 24(1):692-695, 1977.
- [56] SOVKA, J.A. *Response of cobalt neutron flux detectors*. Chalk River, ON, Atomic Energy of Canada Ltd., June 1969. (AECL-3368).
- [57] SPANIER, J. & GELBARD, E.M. *Monte Carlo principles and neutron transport problems*. Massachusetts, Addison-Wesley, 1969.
- [58] STEVENS, P.N. & CLAIRBONE, H.C. *Weapons radiation shielding handbook - chapter 2, Basic concepts of radiation shielding analysis* June 1970.

(DASA-1892-5).

- [59] STORM, E. & ISRAEL, H.I. *Photon cross sections from 0.001 to 100 MeV for elements 1 through 100.* Los Alamos, NM, Los Alamos Scientific Lab., 1967. (LA-3753).
- [60] STORM, E. & ISRAEL, H.I. *Nucl. Data Tables A7:565*, 1970.
- [61] STRINDEHAG, O. Response of self-powered gamma detectors *Atomkernenergie*, 17:267-270, 1971.
- [62] STRINDEHAG, O. *Self-powered neutron and gamma detectors for in-core measurements.* Studsvik, Aktiebolaget Atomenergi, 1971. (AE-440).
- [63] TULI, J.K. *Thermal-neutron-capture gamma rays.* National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory, Associated Universities, Jan. 1983.
- [64] VERDANT, R. *Mesures continues de flux de neutrons dans les reacteurs nucleaires avec collectrons* Saclay, Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay, Jun. 1973. (CEA-R-4411).
- [65] VERDANT, R. *Irradiation of collectrons under the physical conditions of a pressurized-water reactor core.* In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. Nuclear Power Plant Control and Instrumentation Vienna, 1978. p.309-323 (IAEA-SM-226/53).
- [66] VIEIRA, J.W. *Simulação do espectro de deposição de energia de raios gama em detetores de NaI utilizando o método de Monte Carlo.* São Paulo, 1982. (dissertação de mestrado, IPEN/CNEN-SP).
- [67] WARREN, H.D. Calculational model for self-powered neutron detector *Nucl. Sci. Eng.*, 48:331-342, 1972.

- [68] WARREN, H.D. & SHAH, N.H. Neutron and gamma-ray effects on self-powered in-core radiation detectors. *Nucl. Sci. Eng.*, 54:395-415, 1974.
- [69] WARREN, H.D. & SULCOSKI, M.F. Calibration of self-powered neutron detectors. *Nucl. Sci. Eng.*, 85:245-250, 1983.
- [70] WARREN, H.D. & SULCOSKI, M.F. Performance of prompt- and delayed-responding self-powered in-core neutron detectors in a pressurized water reactor. *Nucl. Sci. Eng.*, 86:1-9, 1984.
- [71] WEISS, H. Experimental comparison between in-core gamma radiation and neutron flux density distribution in a PWR. *Atomkernenergie*, 15:249-254, 1970.
- [72] WESTCOTT, C.H. *Effective cross section values for well-moderated thermal reactor spectra.* Chalk River, ON, Atomic Energy of Canada Ltda., Jan. 1962. (AECL-1101).
- [73] YUSUF, S.O. & WEHE, D.K. Analog and digital dynamic compensation techniques for delayed self-powered neutron detectors. *Nucl. Sci. Eng.*, 106:399-408, 1990.

APÊNDICE A

O programa computacional MOSEL (Monte Carlo Self-Powered) foi desenvolvido para calcular a sensibilidade de detectores SPD's de Cobalto. Este programa utiliza o método de Monte Carlo para simular o transporte de nêutrons térmicos e raios gama no detector, enquanto que o transporte dos elétrons é realizado de forma determinística.

O programa MOSEL está codificado em linguagem FORTRAN IV G-H e foi implantado no computador IBM-4381 existente no IPEN. Na sua versão atual, o programa MOSEL é constituído por um programa principal, 11 sub-rotinas e uma função. Uma descrição das subrotinas utilizadas encontra-se a seguir,

SUBROTINA GEOM

Esta subrotina amostra a direção de incidência do nêutron no detector, "forçando" a sua incidência no emissor, segundo procedimento descrito na seção 4.1.

SUBROTINA COSIN

Esta subrotina calcula as coordenadas iniciais e as possíveis coordenadas de saída do nêutron e do raio gama antes destes sofrerem sua primeira interação, a distância entre o ponto de entrada e o ponto de saída destas partículas, de modo a determinar seus cossenos diretores iniciais.

SUBROTINA CAP

Esta subrotina amostra no emissor o local onde o nêutron sofre sua primeira interação.

SUBROTINA CARACU

Esta subrotina amostra a energia do raio gama emitido na captura do nêutron pelo emissor a partir do espectro de raios gama prontos de captura em 30 grupos de energia fornecido na seção 4.6 para o cobalto.

SUBROTINA COEF

Esta subrotina fornece os coeficientes de atenuação relativos ao efeito fotoelétrico, espalhamento Compton e produção de pares para raios gama com energias de 1 keV até 10 MeV no cobalto, conforme descrito na seção 4.5.

SUBROTINA RANGEE

Esta subrotina fornece o caminho médio a ser percorrido no cobalto por um elétron com energia entre 1 keV e 8 MeV utilizando interpolação linear para os dados fornecidos na Tabela 4.15 (seção 4.8).

SUBROTINA RANGEI

Esta subrotina fornece o caminho médio a ser percorrido no isolante (Al_2O_3 ou MgO) por um elétron com energia entre 1 keV e 8 MeV utilizando interpolação linear para os dados fornecidos na Tabela 4.15 (seção 4.8).

SUBROTINA KLEIN [2]

Esta subrotina utiliza a Técnica de Rejeição para amostrar da fórmula de Klein-Nishima a energia do raio gama que interage por espalhamento Compton.

SUBROTINA FOTOEL

Esta subrotina amostra a direção de emissão do fotoelétron e fornece a sua contribuição para a corrente do detector.

SUBROTINA ELET

Esta subrotina calcula a contribuição de um elétron para a corrente do detector, segundo procedimento descrito na seção 4.8.

SUBROTINA GAMA

Esta subrotina simula o transporte de raios gamas até estes sofrerem efeito fotoelétrico ou até que sua energia ser menor que 1 keV ou seu peso associado menor que 10^{-8} . Os elétrons gerados a partir da interação dos raios gamas são simulados pela subrotina ELET para a determinação da corrente gerada pelo detector.

FUNÇÃO RANDO [2]

A função RANDO utilizada fornece números aleatórios uniformemente distribuídos entre 0 e 1.

Tabela A.1 Cartões de entrada para o programa computacional MOSEL

CARTÃO	FORMATO	COLUNA	VARIÁVEL	ENTRADA	UNIDADE
1	4E12.6,2(11X,I1)	1-12	H	altura do detector	[cm]
		13-24	RE	raio do emissor	[cm]
		25-36	EI	espessura do isolante	[cm]
		37-48	EC	espessura do coletor	[cm]
		49-60	ISO	tipo de isolante	$\left\{ \begin{array}{l} 0 = \text{MgO} \\ 1 = \text{Al}_2\text{O}_3 \end{array} \right.$
		61-72	COL	tipo de coletor	$\left\{ \begin{array}{l} 0 = \text{Inconel} \\ 1 = \text{aço inox} \end{array} \right.$
2	2E12.6	1-12	SIGTE	seção de choque macroscópica total do emissor	[cm ⁻¹]
		13-24	SIGCAP	seção de choque macroscópica de captura do emissor	[cm ⁻¹]
2	2E12.6	1-12	FLUX	fluxo ao qual o detector fica sujeito	[n/cm ² .s]
		13-24	T	tempo de irradiação do detector	[s]

APÊNDICE B

A maior parte dos detectores SPD's possui coletor de aço inox ou inonel, apesar de detectores com coletor de zircaloy estarem sendo estudados.

O programa computacional MOSEL simula a sensibilidade térmica de detectores de cobalto com coletor de aço inox AISI 304 ou inonel 600. As Tabelas B.1 e B.2 apresentam respectivamente a densidade atômica de todos os elementos presentes em cada um destes materiais.

A densidade atômica de cada elemento é obtida de acordo com a relação abaixo,

$$N_i = \rho_{\text{liga}} \cdot \% \text{ em peso do elemento } i \text{ na liga} \cdot \frac{N_A}{A_i}, \quad (\text{A.1})$$

onde N_A é o número de Avogrado, igual a $0,602252 \times 10^{24}$ átomos/mol, e A_i é o número de massa do elemento i .

A densidade ρ do aço inox AISI 304 utilizada neste trabalho é igual a $8,0273 \text{ g/cm}^3$ ($0,29 \text{ lb/in}^3$ [49]) e a porcentagem em peso dos elementos Cr, Ni e Fe foi considerada como sendo a média entre os valores máximo e mínimo permitidos para este tipo de liga.

A densidade ρ do inonel 600 fornecida pela referência [49] é igual a $0,304 \text{ lb/in}^3$, ou seja, $8,415 \text{ g/cm}^3$.

Tabela B.1 Densidade atômica dos elementos que compõem o aço inox AISI 304

ELEMENTO	% EM PESO NA LIGA	A [g/mol]	N [átomos/cm ³]
S	0,030	32,0640	4,52 x 10 ¹⁹
P	0,045	30,9738	7,024 x 10 ¹⁹
C	0,080	12,01115	3,22 x 10 ²⁰
Si	1,000	28,0860	1,72 x 10 ²¹
Mn	2,000	54,9380	1,76 x 10 ²¹
Ni	8,00 - 10,5	58,71	7,62 x 10 ²¹
Cr	18,0 - 20,0	51,9960	1,77 x 10 ²²
Fe	70,845 - 66,345	55,8470	5,938 x 10 ²²

Tabela B.2 Densidade atômica dos elementos que compõem o inconel 600

ELEMENTO	% EM PESO NA LIGA	A [g/mol]	N [átomos/cm ³]
S	0,007	32,0640	1,11 x 10 ¹⁹
C	0,040	12,01115	1,69 x 10 ²⁰
Cu	0,100	63,54	7,98 x 10 ¹⁹
Si	0,200	28,0860	3,61 x 10 ²⁰
Mn	0,200	54,9380	1,845 x 10 ²⁰
Fe	7,200	55,8470	6,53 x 10 ²¹
Cr	15,850	51,9960	1,545 x 10 ²²
Ni	76,400	58,71	6,595 x 10 ²²