



CARACTERIZAÇÃO DE UM DETECTOR TIPO LONG COUNTER COMO
PADRÃO SECUNDÁRIO PARA MEDIÇÃO DE FLUÊNCIA DE NÊUTRONS

Simone da Silva Fernandes

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

Orientadores : Ricardo Tadeu Lopes
Walsan Wagner Pereira

Rio de Janeiro
Março de 2019

CARACTERIZAÇÃO DE UM DETECTOR TIPO LONG COUNTER COMO
PADRÃO SECUNDÁRIO PARA MEDIÇÃO DE FLUÊNCIA DE NÊUTRONS

Simone da Silva Fernandes

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

Examinada por:

Prof. Ricardo Tadeu Lopes, D.Sc.

Prof. Walsan Wagner Pereira, D. Sc.

Prof. Ademir Xavier da Silva, D. Sc.

Prof. Claudio Antônio Federico, D. Sc.

Prof. Denison de Souza Santos, D. Sc.

RIO DE JANEIRO, RJ-BRASIL

MARÇO DE 2019

Fernandes, Simone da Silva

Caracterização de um Detector Tipo Long Counter como Padrão Secundário para medição de Fluência de Nêutrons / Simone da Silva Fernandes – Rio de Janeiro: UFRJ/COPPE, 2019.

XVIII, 110 p.: il.; 29,7 cm.

Orientadores: Ricardo Tadeu Lopes

Walsan Wagner Pereira

Tese (doutorado) – UFRJ/ COPPE/ Programa de Engenharia Nuclear, 2019.

Referências Bibliográficas: p. 94-97.

1. Long Counter. 2. Padrão secundário. 3. Fluência de nêutrons. 4. Metrologia I. Lopes, Ricardo Tadeu *et al.* II. Universidade Federal do Rio de Janeiro, COPPE, Programa de Engenharia Nuclear. III. Título.

"O sucesso nasce do querer, da determinação e persistência em se chegar a um objetivo. Mesmo não atingindo o alvo, quem busca e vence obstáculos, no mínimo fará coisas admiráveis."

- José de Alencar

DEDICATÓRIA

Dedico este trabalho à minha família: aos meus pais Antônio e Izis e meu irmão Jardel que são minha base e referência de amor incondicional! Ao meu companheiro Ubiratan, que tanto amo, pelo valioso apoio e por valorizar tudo o que faço!

AGRADECIMENTOS

Agradeço à todos os envolvidos que, direta ou indiretamente, colaboraram para a realização deste trabalho.

À força amorosa e invisível que permeia toda forma de vida, Deus em nós! Por iluminar meu caminho, me manter em equilíbrio e me fazer acreditar que não existe obstáculo insuperável quando o propósito é o aperfeiçoamento.

Ao meu orientador Prof. Ricardo, a quem sou imensamente grata por confiar no meu desenvolvimento dando todo apoio acadêmico e profissional.

Ao meu orientador Prof. Walsan pelas excelentes idéias, pelos conhecimentos transmitidos, por acompanhar cada etapa de desenvolvimento com olhar atento, experiente e questionador contribuindo para o meu crescimento e para a realização deste trabalho. Por isso, sou eternamente grata!

Aos pesquisadores Karla e Evaldo do LN pela acolhida e pelos valiosos momentos de ensinamento, descontração e profissionalismo que tornaram o ambiente de trabalho motivador e, acima de tudo, humano. A oportunidade de estar entre vocês é um presente!

Ao IEAv e aos seus pesquisadores Prof. Odair Gonzalez e Prof. Claudio Federico que contribuíram de forma tão efetiva durante as irradiações nas instalações com o gerador de nêutrons, além de todas as sugestões e ajuda no processo de caracterização do LC.

Aos técnicos do LN Antônio e Carlos que contribuíram de forma ativa em muitos momentos, principalmente durante o transporte do LC e a troca das fontes de radiação.

Aos amigos Achilles e Fellipe pela amizade e ajuda nas questões computacionais.

Aos professores e funcionários do PEN por todos os ensinamentos e pela orientação em cada etapa de minha formação na pós-graduação.

Aos componentes da banca examinadora que se dispuseram gentilmente a avaliar este trabalho. Obrigada pelas contribuições.

Ao CNPQ pelo financiamento desta pesquisa.

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

CARACTERIZAÇÃO DE UM DETECTOR TIPO LONG COUNTER COMO PADRÃO SECUNDÁRIO PARA MEDIÇÃO DE FLUÊNCIA DE NÊUTRONS

Simone da Silva Fernandes

Março/2019

Orientadores : Ricardo Tadeu Lopes

Walsan Wagner Pereira

Programa: Engenharia Nuclear

Este trabalho descreve as etapas para a caracterização de um detector de nêutrons denominado *Long Counter* que é tradicionalmente utilizado como padrão secundário para medição de fluência de nêutrons. A metodologia experimental de caracterização deste dispositivo, foi realizada nas instalações do Laboratório Nacional de Metrologia das Radiações Ionizantes (LNMRI/IRD) e reproduzida por simulação computacional utilizando o código MCNPX com as fontes de referência citadas na ABNT NBR ISO 8529 ($^{252}\text{Cf}(\text{D}_2\text{O})$, ^{252}Cf e $^{241}\text{Am-Be}$), além da fonte de $^{131}\text{Pu-Be}$. O *Long Counter* foi submetido a testes de avaliação do centro efetivo, correções para influência do espalhamento, anisotropia das fontes, avaliação da dependência direcional e avaliação da resposta com e sem a folha de cádmio. Após investigações, os resultados da fluência de nêutrons obtidos com o *Long Counter* foram comparados com os valores de referência do sistema primário Banho de Sulfato de Manganês, apresentando ótima concordância com incertezas menores que 2%. A função resposta com 84 intervalos de energia é plana na faixa de 1eV-10MeV. Dois campos foram caracterizados com o *Long Counter*, o de nêutrons térmicos do sistema FT2 das instalações LNMRI e o de nêutrons rápidos com o gerador de 14,1MeV do IEAv/CTA, determinando os valores correspondentes para as grandezas operacionais $H^*(10)$ e $H_p(10)$.

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

CHARACTERIZATION OF A LONG COUNTER DETECTOR AS A SECONDARY
STANDARD FOR NEUTRON FLUENCY MEASUREMENT

Simone da Silva Fernandes

March/2019

Advisors : Ricardo Tadeu Lopes

Walsan Wagner Pereira

Department : Nuclear Engineering

This work describes the steps for the characterization of a Long Counter neutron detector that is traditionally used as a secondary standard for neutron fluence measurement. The experimental methodology of characterization of this device was performed at facilities of the Ionizing Radiation Metrology National Laboratory (LNMRI/ IRD) and reproduced by MCNPX code computer simulation with ($^{252}\text{Cf}(\text{D}_2\text{O})$, ^{252}Cf e $^{241}\text{Am-Be}$) reference sources cited in ABNT NBR ISO 8529 and in addition to the $^{131}\text{Pu-Be}$ source. The Long Counter was submitted to the evaluation tests of the effective centre, corrections for scattering influence, sources anisotropy, evaluation of directional dependence and evaluation of the response with and without the cadmium shield. After investigation, the neutron fluence results were compared with measurements performed of primary system Manganese Sulfate Bath, presented excellent agreement within the uncertainties less than 2%. The response function with 84 energy range is flat in the range 1eV-10MeV. Two fields were characterized with the Long Counter, the thermal neutrons of the FT2 system at LNMRI facilities, and the fast neutrons with the 14.1MeV generator at IEAv/CTA facilities, determining the corresponding values for the operational quantities $H^*(10)$ and $H_p(10)$.

SUMÁRIO

LISTA DE FIGURAS	xiii
LISTA DE TABELAS	xvi
LISTA DE ABREVIATURAS.....	xviii
CAPÍTULO 1	1
INTRODUÇÃO.....	1
1.1 Considerações sobre os Padrões de Referência Metrológicos.....	1
1.2 Motivação	4
1.3 Objetivos.....	4
1.4 A Estrutura da Tese	5
3.1 Princípios da produção de nêutrons.....	14
3.2 Fontes de nêutrons baseadas em radionuclídeos	14
3.3 Nêutrons produzidos em aceleradores.....	15
3.4 Nêutrons produzidos em reatores de fissão nuclear	16
3.5 Interação de nêutrons com a matéria	17
3.5.1 Seção de choque.....	19
3.6 Detecção de nêutrons.....	21
3.6.1 Detectores proporcionais com gás BF ₃ ou ³ He	22
3.7 Campos de referencia para radiações de nêutrons.....	24
3.8 Noções básicas das grandezas radiométricas e de radioproteção	25
3.8.1 Fluência	25
3.8.2 Dose absorvida	27
3.9 Espectros de referência ISO 8529	29
3.10 Parâmetros de detecção para medição da fluência de nêutrons com o LC.....	30
3.10.1 Determinação do centro efetivo do LC	31
3.10.11 Avaliação da eficiência do LC	31
3.11 O método Monte Carlo aplicado ao transporte de nêutrons com o código MCNP	32
3.11.1 Estrutura do arquivo de entrada do MCNP.....	33
3.11.2 Dados de saída e estimativa de erro	36
3.12 Sobre o padrão primário e secundário metrológico de fluência de nêutrons.....	36

CAPÍTULO 4	38
MATERIAIS E MÉTODOS.....	38
4.1 Arranjo Experimental para Medições com o LC.....	38
4.1.2 Elementos eletrônicos associados	39
4.1.3 Estrutura do Laboratório de Baixo Espalhamento de Nêutrons.....	40
4.1.4 As Fontes Radioisotópicas de Referência para Caracterização do LC	41
4.2 Medições para Determinação do Centro Efetivo.....	42
4.3 Simulação MCNPX para Determinação do Centro Efetivo	44
4.4 Determinação do Fator de Correção Espalhamento de Nêutrons no LBE	45
4.5 Determinação do Fator de Correção Anisotropia das Fontes Radioisotópicas	45
4.6 Avaliação da Dependência Angular do LC	47
4.7 Determinação da Função Resposta em Fluência com Feixes Monoenergéticos e sua Relação com a Eficiência.	48
4.7.1 A função resposta em fluência para os intervalos de energia utilizados.....	49
4.7.2 A relação da eficiência com a resposta em fluência.	50
4.8 Determinação da Taxa de Fluência de Nêutrons em Campos Produzidos pelas Fontes Radioisotópicas.	51
4.9. Aplicação 1: Padronização do campo de radiação gerado pelo novo fluxo térmico FT2	52
4.10. Aplicação 2: Padronização do campo de radiação de 14,1MeV produzido pelo gerador de nêutrons no IEAv.....	54
4.11. Expressão para o Cálculo da Incerteza de Medição da Taxa de Fluência.....	57
4.11.1 Avaliação das incertezas	58
4.11.2 Contribuição de incertezas na taxa de fluência obtida experimentalmente..	59
4.11.3 Contribuição de incertezas na taxa de fluência obtida por simulação MCNPX	63
5.1. Espectros Caracterizados das Fontes Radioisotópicas	65
5.2 Resultados Experimentais e Simulados MCNPX do Centro Efetivo	67
5.3. Fator de Correção Espalhamento de Nêutrons no LBE.....	73
5.5. Resultado da Avaliação para Dependência Angular do LC	75
5.6. Função Resposta do LC em fluência	76
5.7. Resultado da eficiência LC com a fonte de referência ²⁴¹ Am-Be SN366	79
5.8 Validação das medições e dos cálculos MCNPX para a taxa de fluência de nêutrons com o LC	79

5.9 Resultados da Aplicação 1: Padronização do campo de radiação gerado pelo novo fluxo térmico FT2.....	82
5.10 Resultados da Aplicação 2: Padronização do campo de radiação de 14,1MeV produzido pelo gerador de nêutrons no IEAv.....	86
5.11 Diagrama de caracterização do LC.....	89
CAPÍTULO 6	91
CONCLUSÕES	91
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	94
APÊNDICE A - RESPOSTA (R_{ϕ}) LC	98
APÊNDICE B - EXEMPLO DE INPUT PARA SIMULAÇÃO MCNPX DO LONG COUNTER GÁS BF ₃ NO LBE/LNMRI.....	104
APÊNDICE C - PUBLICAÇÕES RELACIONADAS	110

LISTA DE FIGURAS

Figura 1. Fluxo hierárquico do sistema metrológico (Fonte http://www.calibracaoceime.com.br/2013/02/artigos-tecnicos-rastreabilidade/).....	2
Figura 2. Esboço do LC mostrando o meio moderador, as blindagens, o tubo BF ₃ e a fonte teste interna para calibração (figura adaptada de DE PANGHER, J., NICHOLS, L.L., 1966).....	7
Figura 3. Eficiência relativa do LC (figura adaptada de TOCHILIN, E., 1960).....	8
Figura 4. Esquema do processo de espalhamento elástico de nêutrons.....	18
Figura 5. Esquema do processo de espalhamento inelástico de nêutrons.	18
Figura 6. Espectro esperado da altura do pulso para um tubo preenchido com BF ₃ (KNOLL, 1989).....	23
Figura 7. Espectro esperado da altura do pulso para um tubo preenchido com ³ He onde o efeito parede é significativo (KNOLL p.519).	24
Figura 8. Espectro de nêutrons com uma fonte de fissão espontânea de ²⁵² Cf dentro da esfera D ₂ O de raio 150 mm (ISO, 2001).	29
Figura 9. Espectro de nêutrons de uma fonte de fissão espontânea de ²⁵² Cf (ISO, 2001).	29
Figura 10. Espectro de nêutrons de uma fonte de ²⁴¹ AmB (α , n) (ISO, 2001).....	30
Figura 11. Espectro de nêutrons de uma fonte de ²⁴¹ AmBe (α , n) (ISO, 2001).	30
Figura 12. Estrutura do arquivo de entrada do MCNP.	33
Figura 13. Vista cortada do LC e suas estruturas (FERNANDES, S.S.,2018).....	38
Figura 14. Eletrônica associada para aquisição de dados.	39
Figura 15. Programa de aquisição de dados Gamma Acquisition & Analysis.....	40
Figura 16. Vista do LC no sistema de posicionamento do LBE/LNMRI.....	41
Figura 17. Vista lateral, frontal do LC no LBE do LN e tubo detector BF ₃	43
Figura 18. Vista XY do LC modificada do Visual Editor versão 12N.....	45
Figura 19. Sistema automatizado de rotação de fonte para avaliação de anisotropia. ...	46
Figura 20. Figura adaptada, sistema de coordenadas de uma fonte cilíndrica com emissão anisotrópica(ISO 8529,2001).....	47
Figura 21. Ilustração e reprodução da técnica experimental para a simulação MCNPX e avaliação da dependência angular.	48
Figura 22. Ilustração do esquema geométrico para simulação MCNPX (LC com capa).	49

Figura 23. Medição com o LC nas instalações da unidade padrão de fluxo de nêutrons térmicos, FT2, do LNMRI/IRD.....	53
Figura 24. Visão da geometria MCNPX, reprodução do setup experimental para padronização do campo de radiação no FT2. Imagem adaptada do programa Visual Editor versão 12N.....	54
Figura 25. Componentes do sistema, eletrônica associada ao tubo e janela de interface GUI.(Manual P/N 120004, Thermo Scientific).....	55
Figura 26. Planta baixa do andar superior do Laboratório de Radiações Ionizantes do IEAv (PINTO, J.J de O, et. al, 2013).	56
Figura 27. Medições com o LC para padronização do campo de radiação do gerador de nêutrons no IEAv.....	57
Figura 28. Diagrama de etapas para expressão da incerteza associada à grandeza final.	58
Figura 29. Diagrama de causa e efeito da metodologia desenvolvida para análise da contribuição de diferentes componentes de incertezas na medição da fluência obtida experimentalmente.....	59
Figura 30. Diagrama de causa e efeito da metodologia desenvolvida para análise da contribuição de diferentes componentes de incertezas na medição da fluência obtida com a simulação MCNPX.	59
Figura 31. Espectros de nêutrons produzidos por fonte de ^{252}Cf no interior de uma esfera de raio de 150 mm preenchida com D_2O	65
Figura 32. Espectros de nêutrons produzidos por fonte de ^{252}Cf	66
Figura 33. Espectros de nêutrons produzidos por fonte de $^{241}\text{Am-Be}$ (α,n).	66
Figura 34. Espectros de nêutrons produzidos por fonte de $^{238}\text{Pu-Be}$ (α,n).	66
Figura 35. Curva de ajuste para determinação do CE medido com a fonte de ^{252}Cf (D_2O).	67
Figura 36. Curva de ajuste para determinação do CE medido com a fonte de ^{252}Cf	68
Figura 37. Curva de ajuste para determinação do CE medido com a fonte de $^{238}\text{Pu-Be}$.	68
Figura 38. Curva de ajuste para determinação do CE medido com a fonte de $^{241}\text{Am-Be}$	69
Figura 39. Curva de ajuste para determinação do CE simulado com a fonte de ^{252}Cf (D_2O).	70
Figura 40. Curva de ajuste para determinação do CE simulado com a fonte de ^{252}Cf ..	70
Figura 41. Curva de ajuste para determinação do CE simulado com a fonte de $^{238}\text{Pu-Be}$	71

Figura 42. Curva de ajuste para determinação do CE simulado com a fonte de $^{241}\text{Am-Be}$	71
Figura 43. Gráfico de ajuste linear para determinação do centro efetivo.....	73
Figura 44. Ajuste polinomial para determinação dos fatores de correção de nêutrons espalhados obtidos a partir da simulação MCNPX na instalação do LN.....	74
Figura 45. Resultados simulados da dependência angular com fonte $^{241}\text{Am-Be}$	76
Figura 46. Curva de resposta $R\phi$ para o LC referente à simulação com e sem capa de cádmio. A barra de erros corresponde à incerteza expandida com fator de abrangência $k=2$ e nível de confiança de 95%.....	78
Figura 47. Espectro da energia de nêutrons do sistema fluxo térmico FT2 do LN, obtido com o sistemas de espectrometria de multiesferas de bonner.	82
Figura 48. Valores experimentais e simulados da taxa de fluência de nêutrons térmicos em função da distância no sistema FT2. As barras de erros correspondem as incertezas expandidas com $k=2$	86
Figura 49. Valores experimentais e simulados da taxa de fluência de nêutrons rápidos no campo de radiação de nêutrons produzido pelo gerador D-T de 14,1MeV em função da distância. As barras de êros correspondem as incertezas expandidas com $k=2$	88
Figura 50. Diagrama de caracterização metrológica de detectores tipo Long Counter..	90

LISTA DE TABELAS

Tabela 1. Reações em aceleradores de partículas (CHICHESTER.2009).....	16
Tabela 2. Contribuição das tallies (PELOWITZ, D. B.,2008)	35
Tabela 3. Fontes radioisotópicas do Laboratório de Metrologia de Nêutrons (LN).....	42
Tabela 4. Valores dos limites dos 84 intervalos de energias (LEMOS Jr, R., 2009). ...	49
Tabela 5. Parâmetros operacionais do gerador D-T.(Manual P/N 120004, Thermo Scientific)	55
Tabela 6. Parâmetros de operação do gerador de nêutrons do IEAv	56
Tabela 7. Parâmetros de ajustes pelo método dos mínimos quadrados para determinação do centro efetivo com a fonte de ^{252}Cf (D_2O).	67
Tabela 8. Parâmetros de ajustes pelo método dos mínimos quadrados para determinação do centro efetivo com a fonte de ^{252}Cf	68
Tabela 9. Parâmetros de ajustes pelo método dos mínimos quadrados para determinação do centro efetivo com a fonte de $^{238}\text{Pu-Be}$	68
Tabela 10. Parâmetros de ajustes pelo método dos mínimos quadrados para determinação do centro efetivo com a fonte de $^{241}\text{Am-Be}$	69
Tabela 11. Parâmetros de ajustes pelo método dos mínimos quadrados para determinação do centro efetivo com a fonte de ^{252}Cf (D_2O).	70
Tabela 12. Parâmetros de ajustes pelo método dos mínimos quadrados para determinação do centro efetivo com a fonte de ^{252}Cf	71
Tabela 13. Parâmetros de ajustes pelo método dos mínimos quadrados para determinação do centro efetivo com a fonte de $^{238}\text{Pu-Be}$	71
Tabela 14. Parâmetros de ajustes pelo método dos mínimos quadrados para determinação do centro efetivo com a fonte de $^{241}\text{Am-Be}$	72
Tabela 15. Valores dos centros efetivos medidos e simulados com as fontes radioisotópicas do LN.....	72
Tabela 16. Fatores de correção de anisotropia para as fontes radioisotópicas.	75
Tabela 17. Grandezas relacionadas para determinação da eficiência do Long Counter com fonte de referência $^{241}\text{Am-Be}$ a 1m de distância.....	79
Tabela 18. Taxa de fluência de nêutrons obtida por medições com o LC e as fontes de referência ISO 8529 a 1m de distância.	79
Tabela 19. Quantidades relacionadas à fonte de referência $^{241}\text{Am-Be}$ (SN366) para determinação do coeficiente de conversão $C_{C(\text{SN366})}$	80

Tabela 20. Quantidades relacionadas para determinação de $L_{CC(i)}$ com as fontes $^{252}\text{Cf}(\text{D}_2\text{O})$ e ^{252}Cf . Saída calculada MCNPX convertida em taxa de contagem.....	80
Tabela 21. Taxa de fluência de nêutrons obtida por simulação MCNPX e as fontes de referência ISO 8529 a 1m de distância fonte-face LC.....	81
Tabela 22. Equivalente de dose ambiente $H^*(10)$ obtida experimentalmente e por simulação MCNPX a 1m de distância (fonte-face LC).....	81
Tabela 23. Valores referentes as medições com capa de cádmio no FT2.	83
Tabela 24. Valores referentes as medições sem capa de cádmio no FT2.....	83
Tabela 25. Valores referentes às medições da taxa de fluência de nêutrons térmicos $\varphi_{(\text{exp th})}$ e os valores correspondentes das grandezas $H^*(10)_{\text{Exp th}}$ e $\text{Hp}(10)_{\text{Exp th}}$. Incertezas expressas com fator $k=2$	84
Tabela 26. Quantidades relacionadas MCNPX para determinação da taxa de fluência de nêutrons térmicos com capa de cádmio.....	84
Tabela 27. Quantidades relacionadas MCNPX para determinação da taxa de fluência de nêutrons térmicos sem capa de cádmio.	85
Tabela 28. Valores referentes às simulações da taxa de fluência de nêutrons térmicos $\varphi_{(\text{MCNPX th})}$ e os valores correspondentes das grandezas $H^*(10)_{\text{MCNPX th}}$ e $\text{Hp}(10)_{\text{MCNPX th}}$. Incertezas expressas com fator $k=2$	85
Tabela 29. Valores referentes as medições no campo de radiação de nêutrons produzido pelo gerador D-T de 14,1MeV. A Taxa de fluência de nêutrons rápidos $\varphi_{(\text{exp } 14,1\text{MeV})}$ acompanha a incerteza expandida com $k=2$	87
Tabela 30. Quantidades relacionadas MCNPX para determinação da taxa de fluência em campos de nêutrons de 14,1MeV. A Taxa de fluência de nêutrons rápidos $\varphi_{(\text{MCNPX } 14,1\text{MeV})}$ acompanha a incerteza expandida com $k=2$	87
Tabela 31. Valores referentes as grandezas $H^*(10)_{\text{Exp } 14,1\text{MeV}}$ e $\text{Hp}(10)_{\text{Exp } 14,1\text{MeV}}$. As incertezas estão expressas com o fator $k=2$	89
Tabela 32. Resultados referentes à simulação com capa de cádmio. Os resultados hachurados correspondem à energia média das fontes utilizadas neste trabalho.	98
Tabela 33. Resultados referentes à simulação sem capa de cádmio. Os resultados hachurados correspondem à energia média das fontes utilizadas neste trabalho.	101

LISTA DE ABREVIATURAS

- ACTI** - Advanced Computational Technology Initiative
- BIPM** - Bureau International des Poids et Mesures
- BSM** - Banho de Sulfato de Manganês
- CE** - Centro efetivo
- CMC** - Capacidade de medição e calibração
- CNEN** - Comissão Nacional de Energia Nuclear
- ENDF** - Evaluated Nuclear Data File
- ENDL** - Evaluated Nuclear Data Library
- FT2** - Sistema padrão fluxo térmico 2
- ICRU** - International Commission on Radiation Units and Measurements
- IEAv** - Instituto de Estudos Avançados
- IRD** - Instituto de Radioproteção e Dosimetria
- ISO** - *International Organization Standardization*
- LBE** - Laboratório de Baixo Espalhamento
- LC** - *Long Counter*
- LN** - Laboratório de Metrologia de Nêutrons
- LNMRI** - Laboratório Nacional de Metrologia das Radiações Ionizantes
- LRI** - Laboratório de Radiações Ionizantes
- NMI** - Institutos Nacionais de Metrologia
- PLC** - *Precision Long Counter*
- SI** - Sistema Internacional de Medidas
- VISED** - Visual Editor versão 12N

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

1.1 Considerações sobre os Padrões de Referência Metrológicos

Atualmente, a busca pela confiabilidade metrológica frente aos dispositivos de medição e monitoramento tem se tornado um fator decisivo para a competitividade industrial no mercado global. No âmbito da metrologia científica, base da metrologia industrial e comercial, o processo de medição está relacionado ao desenvolvimento de novos métodos de medição, realização de padrões de medição e transferência de rastreabilidade dos padrões para usuários na sociedade. A metrologia científica é uma ferramenta fundamental ao crescimento tecnológico, pois assegura que os resultados de uma medição confiável provêm de uma estrutura hierárquica rastreável, onde os padrões de referência nacional possuem a mais alta qualidade metrológica disponível em uma dada organização com suas incertezas muito bem estabelecidas (VIM, 2005).

Historicamente, França e Inglaterra, no século XVII, foram os pioneiros na tentativa de uniformizar os pesos e medidas como parte de um esforço para centralizar a administração fiscal. Ao longo do século, mantiveram o procedimento para melhoria da qualidade dos padrões de medida usados nas calibrações dos instrumentos de medição comercial, mesmo não apresentando a precisão adequada para regulamentação e emprego dos padrões no combate às fraudes. Entretanto, as tentativas de uniformizar o uso de pesos e medidas, mesmo que fracassadas na época, criavam também as condições para o envolvimento da comunidade científica no assunto. Após duas décadas de trabalho, na tentativa de estabelecer um padrão de medida, em 17 de abril de 1795 foi criada a Agência Nacional de Pesos e Medidas (DIAS, J.L de M.,1998). Em 20 de maio de 1875 foi assinada a Convenção do Metro que é o acordo intergovernamental formal, através do qual os países membros agem em conjunto sobre questões relacionadas à ciência de medição e padrões de medição. A Convenção do Metro criou o *Bureau International des Poids et Mesures* (BIPM) para coordenar as ações de desenvolvimento técnico e organizacional do Sistema Internacional de Medidas (SI). O BIPM, sediado em Paris, tem como um dos seus objetivos estabelecer e manter padrões de referência metrológicos adequados para utilização, sendo fundamentais ao mais alto nível (BIPM, 2016).

Em fevereiro de 1988, 38 dirigentes dos Institutos Nacionais de Metrologia (NMI), no BIPM, assinaram um compromisso do “*Reconhecimento mútuo dos padrões nacionais de medição e certificados de calibração emitidos por Institutos Nacionais de Metrologia (RMA)*” (BIPM, 1999). Este estabelece a equivalência de padrões nacionais e a equivalência dos certificados de calibração emitidos pelos laboratórios que detêm os padrões nacionais. Segundo o acordo, a equivalência deve ser estabelecida através de comparações-chave para cada um dos padrões das unidades de medida que referendam o sistema metrológico desses países.

Um padrão metrológico cujo valor é estabelecido pela comparação direta com o padrão primário é chamado padrão secundário, que é usado como transferência (INMETRO, 2005). O padrão secundário é uma aproximação razoável do primário e pode ser mais facilmente acessível para calibrações. A figura 1 representa as relações hierárquicas que são baseadas nos níveis de incertezas estabelecidos por comparações.



Figura 1. Fluxo hierárquico do sistema metrológico (Fonte <http://www.calibracaoceime.com.br/2013/02/artigos-tecnicos-rastreabilidade/>).

No que diz respeito à metrologia de nêutrons, o controle, monitoração e desenvolvimentos de técnicas que envolvem a contagem do número de nêutrons "livre", correspondem aos objetos de interesse. Esta tarefa, não muito fácil, devido à grande variedade de partículas emitidas no processo de decaimento de uma fonte, que provoca alterações destas e, por consequência, a realização de um padrão em metrologia de nêutrons é mais complexa. Sendo assim, as referências primárias derivam da

combinação de instrumentos e métodos de medição específicos a cada tipo de fonte ou, alternativamente, na medida direta de sua atividade. A quantidade que define um padrão em metrologia de nêutrons é a fluência de nêutrons, devendo esta ser mensurada desde a energia de alguns meV até a ordem de GeV (THOMAS, D.J.,2011).

Como é de costume a todos os sistemas de medição, a emissão de nêutrons ou a taxa de fluência da fonte de nêutrons deve ser calibrada periodicamente. No entanto, a frequência da medição da fluência de uma fonte de nêutrons em um sistema primário como o Banho de Sulfato de Manganês envolve um complexo e dispendioso procedimento de manutenção das características da solução (LEITE, S.P.,2010).

Com o aumento das aplicações de técnicas que utilizam a radiação de nêutrons, houve um crescimento considerável do número de monitores de nêutrons e por consequência o aumento da demanda por calibrações. Neste caso, os detectores tipo *Long Counter* merecem uma atenção especial por serem o padrão secundário, reproduzível para fluência de nêutrons, mais empregado entre os principais Institutos Nacionais de Metrologia em nêutrons do mundo, como por exemplo o National Physical Laboratory do Reino Unido. O modelo do detector de nêutrons, tipo *Long Counter*, foi projetado por De Pangher e Nichols em 1947 do modelo original Hanson-McKibben. Batizado de *De Pangher Long Counter (PLC)* em homenagem aos idealizadores, é capaz de realizar a medida direta da fluência de uma fonte de nêutrons, no ponto de calibração, simplificando e agilizando os procedimentos. Isto porque sua resposta é considerada razoavelmente estável com a incidência de nêutrons em diferentes energias, além de possuir uma boa eficiência, razoável direcionabilidade e assim como também não sofre influência da radiação gama. Seu princípio de detecção é baseado em um contador proporcional cilíndrico a gás (normalmente um BF_3 ou ^3He) envolvido por um moderador de polietileno cilíndrico, que geralmente inclui um anel tubular, feito por exemplo, de Boro ou Cádmio para impedir a incidência lateral de nêutrons. Os LC possuem dimensões típicas de 50 cm de comprimento e 22 cm de raio (ROBERTS, N. J,2004).

1.2 Motivação

O Laboratório de Metrologia de Nêutrons (LN) é um dos laboratórios que integram o Laboratório Nacional de Metrologia das Radiações Ionizantes (LNMRI/IRD), pioneiro em desenvolvimento de metrologia e dosimetria de nêutrons no país; sendo responsável pela guarda e manutenção do Padrão Brasileiro de Fluência de Nêutrons; além de promover a manutenção e disseminação das grandezas *Equivalente de Dose Ambiente* e *Equivalente de Dose Individual*, possui entre seus equipamentos de referência três detectores do tipo *Long Counter* (LC). A necessidade de estabelecer a padronização secundária de fontes de nêutrons e implantar mais linhas na base de dados do BIPM sobre a capacidade de medição e calibração (CMC), que internacionalmente consagra a incerteza associada à medição como um parâmetro de qualidade, faz com que o LN retome essas medições. A última vez que este sistema foi utilizado para padronização secundária ou medição de fluência de nêutrons data do final da década de 1970 (SCHUCH, A. L., 1978).

Para tornar o LC um detector referência do padrão nacional secundário para rastreabilidade, o dispositivo construído pelo Instituto de Estudos Avançados (IEAv) (FEDERICO, C. A., et. al.) será caracterizado no Laboratório de Baixo Espalhamento do LN, de acordo com os valores da fluência de nêutrons para várias energias das fontes de referência. Os principais parâmetros para caracterização do LC são o centro efetivo e a eficiência em função da energia de nêutrons. Estes parâmetros também devem ser determinados experimentalmente e comparados com base nos resultados utilizando o código de simulação Monte Carlo MCNPX.

1.3 Objetivos

Este trabalho tem por objetivo geral estabelecer um padrão secundário para medição de fluência de nêutrons utilizando um detector de nêutrons tipo LC. A implantação de um novo sistema e rotinas de calibrações secundárias de fontes de nêutrons baseadas em radionuclídeos e determinação de fluência de nêutrons no LN do Laboratório Nacional de Metrologia das Radiações Ionizantes (LNMRI/IRD), contribuirá atendendo a uma crescente demanda dos laboratórios na metrologia de nêutrons, além de incluir o Brasil como o único país da América Latina a possuir este sistema de medição.

A rastreabilidade do *Long Counter* será garantida pelo sistema primário de fluência de nêutrons com o Banho de Sulfato de Manganês.

Os objetivos específicos são:

- a) Determinação experimental e calculada por simulação, utilizando o código MCNPX, do centro efetivo de detecção do LC para as faixas de energia das fontes isotópicas de referência ISO 8529 $^{252}\text{Cf}(\text{D}_2\text{O})$, ^{252}Cf , $^{241}\text{Am-Be}$ e para a fonte $^{238}\text{Pu-Be}$;
- b) Determinação experimental e calculada por simulação para a eficiência em energia do sistema com as fontes isotópicas de referência ISO 8529 $^{241}\text{Am-Be}$, ^{252}Cf , $^{252}\text{Cf}(\text{D}_2\text{O})$ e fonte $^{238}\text{Pu-Be}$; utilizando o código MCNPX.
- c) Padronização de fluência do campo de radiação gerado pela Unidade de Fluxo Térmico (FT2) do LN utilizando o LC.
- d) Padronização de fluência do campo de radiação de 14,1MeV produzido pelo gerador de nêutrons do Instituto de Estudos Avançados (IEAv).

1.4 A Estrutura da Tese

Este trabalho está estruturado em seis capítulos conforme descritos a seguir:

O capítulo 1 apresenta os aspectos básicos para consideração ao tema. Também expõem os objetivos gerais e específicos, a justificativa e a organização deste trabalho.

No capítulo 2 foi feito um breve relato dos principais trabalhos publicados que descrevem a construção e caracterização desde o primeiro modelo de LC, até os modelos mais recentes.

O capítulo 3 descreve o formalismo teórico referente aos conceitos fundamentais para a melhor compreensão das fontes emissoras de nêutrons, das interações de nêutrons no meio moderador, da estrutura física e dos parâmetros a serem ajustados para a detecção de nêutrons com o LC. Assim como também são apresentados os conceitos para entendimento do código computacional MCNPX utilizado para o modelamento do LC.

No capítulo 4 foram apresentados os artifícios metodológicos de cada etapa realizada para caracterização do LC, no Laboratório de Baixo Espalhamento do LN, de acordo com os valores da fluência de nêutrons para várias energias das fontes de

referência. Os aspectos descritos envolvem a instrumentação utilizada, o arranjo experimental para irradiação do detector, o tratamento matemático para determinação da eficiência. Além disso, foram abordadas: a modelagem do detector, os parâmetros fundamentais à construção do modelo e as validações envolvidas em todo o processo.

No capítulo 5 são apresentados os resultados, análise e discussão do arranjo experimental de irradiação do detector e os parâmetros para sua caracterização além das simulações propostas para a comparação e validação.

E por fim, no capítulo 6, são manifestadas as conclusões ou ponderações finais decorrentes da análise de cada etapa deste trabalho e sugestões para continuidade da pesquisa.

CAPÍTULO 2

TRABALHOS RELACIONADOS E CONTEXTUALIZAÇÃO

No ano de 1947, em Los Álamos, De Pangher e Nichols desenvolveram um detector modelo *Long Counter* para medir a fluência de nêutrons rápidos. Este dispositivo foi construído com base no princípio de detecção de um detector proporcional, preenchido com gás BF_3 na proporção de 96% ^{10}B e 4% ^{11}B , porém atualmente existem LC preenchidos por ^3He . Segundo os idealizadores, para que servisse como um detector de nêutrons rápidos, o tubo detector deveria ser envolvido por materiais moderadores com espessuras planejadas para não prejudicar a eficiência de detecção. Assim sendo, quando os nêutrons rápidos emitidos pela fonte incidissem na face frontal, percorrendo o meio moderador, iriam transferir energia através de sucessivos choques ao longo do material, até atingirem a faixa térmica. Desta forma, alguns nêutrons iriam interagir com o gás contido no tubo-detector e, por consequência dessa interação indireta, seria gerado um sinal elétrico associado à contagem de nêutrons. O arranjo do LC apresentado na figura 2 foi o modelo melhorado contendo uma blindagem em boro para inibir a incidência de nêutrons espalhados, favorecendo a detecção do fluxo incidente na face frontal do dispositivo.

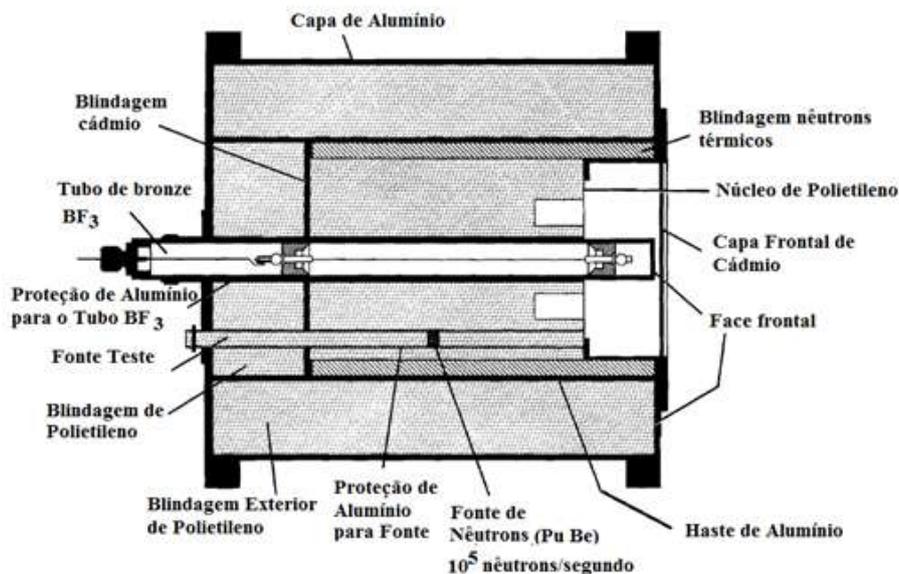


Figura 2 Esboço do LC mostrando o meio moderador, as blindagens, o tubo BF_3 e a fonte teste interna para calibração (figura adaptada de DE PANGHER, J., NICHOLS, L.L., 1966).

O modelo LC desenvolvido apresentava uma resposta quase que constante para um espectro de energia de 25 keV a 10 MeV, uma boa discriminação para radiação gama e pouca variação da sensibilidade conforme apresentado na figura 3.

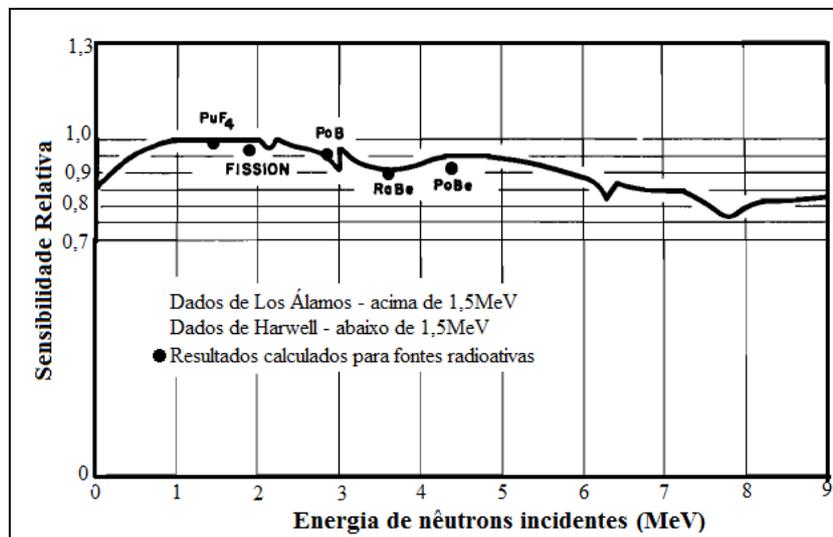


Figura 3. Eficiência relativa do LC (figura adaptada de TOCHILIN, E., 1960).

Para que o modelo *Long Counter* alcançasse seu melhor desempenho, ao passar dos anos, muitos trabalhos foram realizados descrevendo e melhorando os procedimentos para determinação da fluência de nêutrons. Desde a primeira concepção melhorada do original Hanson-McKibben, muitas cópias deste detector de nêutrons têm sido feitas para o desenvolvimento de padrões secundários de calibração de energias de nêutrons ao longo do intervalo de 25 keV a 20 MeV.

A seguir são apresentados pequenos resumos de trabalhos relacionados ao uso de detectores de nêutrons *Long Counter*.

DE PANGHER, J., NICHOLS, L.L (1966) construíram o primeiro modelo *Long Counter*, em 1947, em Los Álamos para medir a densidade do fluxo de nêutrons rápidos. Desde então, muitos modelos de LC foram construídos. No *Pacific Northwest National Laboratory (PNNL)*, melhoraram o arranjo anterior, superando as limitações de reprodutibilidade durante sua calibração para uma incerteza de 1%. Os LC apresentam dimensões de tamanho e peso de aproximadamente 40,64 cm de comprimento e diâmetro e 45,36 kg. O tubo detector proporcional é um cilindro de alumínio preenchido com gás BF₃ de 26,35 cm de comprimento e 1,27cm de diâmetro.

O LC tem uma geometria cilíndrica onde o tubo detector está envolvido por uma camada de polietileno, contido por uma capa de alumínio. Com o tempo e desenvolvimento dos modelos, três LC foram estudados. O modelo I construído inteiramente de polietileno não apresentava reprodutibilidade pois suas dimensões eram deformáveis com a gravidade ao longo do tempo; no modelo II foi adicionado uma capa de latão para conter o polietileno, o problema da deformação foi resolvido porém algumas peças foram substituídas por alumínio para obter uma resposta mais reprodutível com a fonte de Pu-Be posicionada na parte interna do LC; o modelo III além de substituir a peça de alumínio do suporte da fonte por bronze, para evitar a dificuldade de deslizamento do alumínio sobre o metal, também produziu no núcleo central do polietileno, oito furos para facilitar a detecção de nêutrons com energias de até 1 MeV.

TAKEDA, N. et al. (1999) desenvolveram por simulação Monte Carlo o programa NRESPG com o objetivo de estudar algumas propriedades dos contadores proporcionais a gás, entre elas a função resposta em eficiência de nêutrons de até 20 MeV de energia para contadores proporcionais a gás de ^3He , ^2H e BF_3 com ou sem moderador. Este código pode simular o comportamento de nêutrons em um detector bidimensional, configurado para tratar o movimento térmico nos átomos do moderador considerado importante quando a energia dos nêutrons é suficientemente baixa. Além disso, também determinaram, por simulação, a contagem na região sensível do gás dependente da posição do contador proporcional. O código NRESPG foi aplicado para o cálculo da função resposta do contador proporcional cilíndrico de ^3He , para determinar a energia dos nêutrons e a fluência de nêutrons em uma calibração de campos monoenergéticos. O mesmo foi usado para a simulação da resposta de um LC tipo McTaggart, composto por um contador cilíndrico a gás BF_3 , rodeado por um moderador de polietileno. Uma vez que um modelo tridimensional não poderia ser tratado no cálculo do NRESPG, os resultados de eficiência do LC foram comparados com os cálculos MCNP, onde apresentaram boa concordância no intervalo de energia de nêutrons a partir de 10 keV até 10 MeV.

TAGZIRIA et al. (2000) caracterizaram dois contadores LC, por meio da comparação com uma nova abordagem utilizando os cálculos de transporte de radiação Monte Carlo MCNP-4B e as medidas realizadas no *National Physical Laboratory (NPL)*. Ambos os contadores eram usados rotineiramente para padronizar os campos de nêutrons

monoenergéticos, mas os contadores foram calibrados pela última vez no final de 1970 e início de 1980 e as funções resposta foram então calculadas empiricamente, usando uma fórmula baseada em hidrogênio com os dados disponíveis de seção de choque do carbono (BNL325). Apesar da fonte ser regularmente checada e das ações demonstrarem que os contadores mantinham-se estáveis ao longo dos últimos 20 anos, foi decidido que deveriam ser recalibrados, por três razões principais:

1. Os espectros das fontes de nêutrons de radionuclídeos são agora bem caracterizados e compreendidos;
2. As bibliotecas de dados das seções de choques foram aprimoradas e melhoradas, estão mais extensas e também foram melhor avaliadas e validadas;
3. O método Monte Carlo para transporte de partículas tornou-se uma ferramenta muito atraente devido aos avanços da informática e acesso às bibliotecas modernas de dados de seções de choques. A função resposta pode, assim, ser simulada com maior precisão do que as anteriormente previstas empiricamente.

ROBERTS, N. J. et al. (2004) deram sequência no NPL ao trabalho realizado por TAGZIRIA *et al.*(2000) para obter um melhor conhecimento das funções respostas dos LC, usando medições e cálculos por simulações Monte Carlo. Os modelos utilizados foram o De Pangher e Nichols (1966) com um tubo de BF₃ e diâmetro externo de 38mm e o modelo tipo McTaggart, construído no NPL, com um tubo de BF₃ e diâmetro externo 50mm. Os novos valores de centro efetivo foram calculados por simulação Monte Carlo e validados experimentalmente em função da energia. Os valores de eficiência do trabalho anterior foram revistos à luz de novas medidas e cálculos. Uma análise da sensibilidade foi realizada para investigar as incertezas nos valores calculados. Um conjunto final de centro efetivo e eficiência foi produzido com incertezas realistas para ambos os modelos.

LACOSTE et.al. (2010) com base no trabalho de otimização através de simulações com o código computacional Monte Carlo, desenvolveu e caracterizou um LC de nêutrons. A geometria do LC foi inspirada em um De Pangher, que foi modelado e depois modificado com o MCNPX usando a versão 2.4.0. O LC com cerca de 42cm de diâmetro e 45cm de comprimento, é feito principalmente de polietileno de alta densidade e polietileno de camadas à base de boro. O cilindro feito de polietileno com 38mm de diâmetro e 70mm de comprimento e o tubo detector a gás de ³He, tipo 25He/76/38E fabricado por Centronic Ltd. O diâmetro externo deste detector

proporcional cilíndrico de ^3He é 38mm, o comprimento ativo nominal é 25cm e a pressão do gás é de cerca de 100 kPa. A calibração deste novo dispositivo foi realizada nas instalações do IRSN com fonte de referência de radionuclídeo. As medições também foram realizadas com feixes monoenergéticos nas instalações AMANDE para determinar a correção do tempo morto, do centro efetivo e da eficiência como uma função da energia de nêutrons. Obtiveram uma boa concordância entre os resultados do LC e os valores de fluência de nêutrons monoenergéticos obtidos com contadores de prótons de recuo.

ROBERTS, N. J. et.al. (2010) participaram de um exercício de comparação organizado em 2008 pela *European Association of National Metrology Institutes (EURAMET)* envolvendo três laboratórios: o *National Metrology Institute of Germany (PTB)*, o *National Physical Laboratory (NPL)* da Grã-Bretanha e o *Institut de Radioprotection et de Sureté Nucléaire (IRSN)* da França. Os três laboratórios possuíam quatro tipos de LC, dois comercialmente idênticos e dois com modelo e preenchimento de gás diferentes. O De Pangher Long Counter (um do NPL e um do PTB): um instrumento comercial projetado por De Pangher e Nichols (1966) com um tubo de BF_3 e diâmetro externo de 38mm. Um tipo McTaggart, construído no NPL, com um tubo de BF_3 e diâmetro externo 50mm para uma maior eficiência. A descrição realizada no relatório, classifica este LC como o contador padrão NPL. E por fim o contador IRSN com desing semelhante ao De Pangher, possui um tubo de ^3He um diâmetro externo de 38mm. As medições foram realizadas com um acelerador produzindo campos monoenergéticos com energias de 114keV, 565 keV, 1,2 MeV 5 MeV e 17 MeV e também com fontes de radionuclídeos: ^{252}Cf , $^{241}\text{Am-Be}$, $^{241}\text{Am-Li}$, $^{241}\text{Am-B}$ e $^{241}\text{Am-F}$. Observaram que existia uma equivalência entre as medidas dos contadores e que o contador NPL serve como base para as medidas de fluência de nêutrons em LC. O *De Pangher Long Counter* do PTB mostrou ser suficientemente semelhante ao *De Pangher* do NPL e os parâmetros NPL podem ser aplicados ao contador PTB com um aumento de 1,61% na resposta para permitir as diferenças na pressão do gás. Com as fontes de radionuclídeos obtiveram boa concordância.

YANAN et al. (2014) construíram um *Long Counter* para controlar a alta taxa de fluência de nêutrons de um gerador de alta intensidade (HINEG), com rendimento de 10^{13} ns^{-1} , do Instituto de Tecnologia de Segurança em Energia Nuclear, da Academia Chinesa de Ciências (INEST, CAS). Para manter a função resposta plana em uma ampla

faixa de energia chegando até 20 MeV, incorporaram o Tungstênio em polietileno. O estudo utilizou a simulação Monte Carlo para otimizar a geometria do contador que foi concebido com base no contador tipo *De Pangher*, o qual foi então modelado e modificado. O tubo de gás ^3He deste contador proporcional, possui um diâmetro externo de 13mm, comprimento ativo nominal de 24,9cm, pressão do gás ~50 kPa e sensibilidade de nêutrons térmicos de $\sim 2,2 \text{ cps nv}^{-1}$. Como resultado, foi desenvolvido um novo LC para alta taxa de fluência de nêutrons de 14 MeV. Em sua geometria, foi incorporado um anel de tungstênio de 1cm de espessura em polietileno o que possibilitou uma resposta relativamente plana no intervalo de energia de 1 keV-20 MeV com uma variação relativa máxima de $\sim 7,8\%$.

PARK et al.(2014) do Instituto de Pesquisa de Normas e Ciência (KRISS), Coréia, projetaram um novo LC portátil com base no estudo do modelo De Pangher de Tagziria para funcionar como um instrumento padrão de transferência e manter a rastreabilidade nacional de irradiadores de nêutrons, medindo a fluência de nêutrons de uma fonte radioativa. Para tal, cálculos a respeito da melhor geometria e caracterização do contador foram realizados através do código de simulação MCNPX e medições experimentais no salão das instalações KRISS. A densidade adequada do gás ^3He dentro contador proporcional cilíndrico foi determinada, o centro efetivo do contador foi medido variando a posição fonte – detector e obtendo as taxas de contagens para uma fonte de ^{252}Cf no salão de irradiação KRISS. As medições de fluência para as fontes de $^{241}\text{Am-Be}$ e ^{252}Cf foram realizadas e avaliadas dentro das incertezas. Quanto a fonte de ^{252}Cf , as discrepâncias são $\sim 1,5-2,0$ vezes o desvio padrão, que é um pouco grande, mas a discrepância estatística é aceitável, especialmente com a finalidade de calibração de dispositivos de proteção de nêutrons. A medida direta da fluência de nêutrons em irradiadores de nêutrons usando novo dispositivo LC pode ser utilizado para a calibração de detectores.

HU et al (2014) apresentam o desenvolvimento de um novo contador para uma resposta plana em energias de 1 keV a 15MeV. Usando um modelo simples, um detector foi construído com uma sensibilidade uniforme para ambas as fontes de nêutrons D-D e D-T. No entanto, existiam três problemas a serem solucionados. Em primeiro lugar, o detector apresentava uma sensibilidade menor para os nêutrons inferiores a 2MeV. Mas a resposta em energia de um LC tradicional deve ser uniforme abaixo de 10keV. Em segundo lugar, uma corcova aparece em cerca de 5-6 MeV da curva de resposta, e

precisava ser ajustada pela adição de nêutrons absorvidos pelos materiais térmicos em uma posição apropriada. Em terceiro lugar, a fim de conseguir maior sensibilidade, o detector não poderia ser sensível ao espalhamento de nêutrons no salão. Com base nestes três problemas um novo LC foi projetado. O novo contador tem uma resposta mais uniforme ao longo de um intervalo de energia de nêutrons. É composto de cinco contadores proporcionais feitos de tubos ^3He e um número de moderadores de polietileno cuidadosamente projetados. A estrutura deste detector foi determinada cuidadosamente por meio de simulações de Monte Carlo. Os resultados calculados mostram uma eficiência uniforme para um intervalo de energia de nêutrons de 1 keV até 15 MeV. A calibração foi realizada com uma fonte de Am-Be e feixes monoenergéticos de nêutrons produzidos por gerador D-D e D-T.

CAPÍTULO 3

FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

3.1 Princípios da produção de nêutrons

As emissões de nêutrons, em sua grande maioria, não são de ocorrências naturais, e sim de produtos de fissão nuclear, aceleradores de partículas ou fontes de radionuclídeos (ZAMBONI,2007). Tendo em vista os meios de produção e uso, a caracterização dos campos de radiações de nêutrons se faz necessária em uma variedade de aplicações. Os campos de referência de nêutrons são recomendados pela *International Organization Standardization* (ISO 8529,2001) e devem ser utilizados por laboratórios de pesquisa e calibração de dispositivos de medição para a referida radiação.

3.2 Fontes de nêutrons baseadas em radionuclídeos

As fontes de nêutrons baseadas em radionuclídeos podem ser classificadas de acordo com o processo usado para gerar nêutrons. Elas podem resultar de uma combinação de um radionuclídeo emissor alfa (α) ou gama (γ) junto a um material alvo produzindo nêutrons via interações (α, n), (γ, n), ou consistirem em um material que sofre fissão espontânea com a emissão de nêutrons (ROBERTS, N. J, 2011).

Fontes emissoras (α, n) consistem em uma mistura homogênea de um emissor de partículas alfa e a substância alvo, cujos núcleos emitem nêutrons através de uma reação nuclear. Os exemplos mais comuns de fontes de radionuclídeos são a amerício-berílio ($^{241}\text{Am-Be}$), plutônio-berílio ($^{239}\text{Pu-Be}$), polônio-berílio ($^{210}\text{Po-Be}$), rádio-berílio ($^{226}\text{Ra-Be}$), todos emissores alfa capazes de gerar um fluxo intenso de nêutrons. A fonte alfa mais comum em calibrações de monitores, recomendada pela ISO 8529-1, é o amerício ^{241}Am que emite partículas α no seu decaimento quando este nuclídeo é incorporado a um material leve, geralmente o berílio (Be) ou o boro (B), produzindo nêutrons pela reação de uma partícula alfa com o material. O espectro de energia dos nêutrons é contínuo com energias que podem variar de 100keV a 10 MeV, embora a energia média da fonte $^{241}\text{Am-Be}$ seja 4,16 MeV. A fonte amerício-boro ($^{241}\text{Am-B}$) também é recomendada pela ISO 8529-1, com energia média de 2,72 MeV.

Outro tipo de fonte de nêutrons são aquelas provenientes do produto de uma reação induzida (γ, n) após o decaimento β . As reações que produzem feixes homogêneos de nêutrons com rendimentos suficientemente elevados para servir como fontes úteis são ${}^9\text{Be}(\gamma, n){}^8\text{Be}$ e ${}^2\text{H}(\gamma, n){}^1\text{H}$ com energia menor que 1 MeV (BYRNE, 2011; ZAMBONI, 2001). Os isótopos mais comumente usados são os emissores beta negativo (β^-), como ${}^{24}\text{Na}$, ${}^{72}\text{Ga}$, ${}^{124}\text{Sb}$ e ${}^{140}\text{La}$ que estão envolvidos em alvos de óxido de deutério (água pesada) ou berílio (BYRNE, 2011).

Nêutrons também podem ser emitidos durante o processo de fissão espontânea em um núcleo, neste caso, cumpre destacar o califórnio (${}^{252}\text{Cf}$) que é um radionuclídeo amplamente utilizado na calibração e testes de detectores destinados à aplicação geral e medições de íons pesados (ROBERTS, N. J., 2011). O ${}^{252}\text{Cf}$ é uma fonte cuja meia-vida é igual a 2,65 anos. Uma amostra de 1 micrograma deste radionuclídeo emitirá $1,92 \times 10^7$ partículas alfa (96,91%) e sofrerá $6,14 \times 10^5$ fissões espontâneas (3,09%) por segundo. Cada fissão dá origem a dois fragmentos de fissão e cada fissão espontânea do ${}^{252}\text{Cf}$ também libera uma série de nêutrons rápidos com energias que variam, em média, entre 1-2 MeV, seguidos de radiação gama (KNOLL, 1989). A distribuição de energia de nêutrons pode ser modificada usando um moderador em torno das fontes. O uso de uma esfera de água pesada de 300mm de diâmetro em torno da fonte de ${}^{252}\text{Cf}$, conforme recomendado pela ISO 8529, leva a um aumento na contribuição de nêutrons com energias menores que 0,55 MeV.

A facilidade de operação e manuseio das fontes de radionuclídeos são assumidamente uma vantagem em relação aos aceleradores e reatores nucleares, apesar de não conseguirem atingir a mesma intensidade do fluxo de nêutrons.

3.3 Nêutrons produzidos em aceleradores

Os aceleradores de partículas são dispositivos ou equipamentos utilizados para produzir feixes de partículas energéticas carregadas aceleradas em direção a diferentes tipos de alvos. Tais equipamentos são comumente usados para observar objetos tão pequenos quanto o núcleo atômico nos estudos de sua estrutura e das forças que os mantêm unidos. Também são usados para fornecer energia suficiente para criar partículas, como por exemplo os nêutrons, durante a colisão de um íon acelerado em direção a um núcleo leve (ex.: berílio, lítio, deutério, trício).

Alguns tipos de aceleradores Van Der Graaff produzem partículas com energias de aproximadamente 20 MeV a partir de prótons e deutérios e energias ainda mais altas a partir de partículas alfa e íons pesados. À medida que a energia do feixe aumenta, mais e mais reações nucleares se tornam possíveis. Aceleradores são capazes de produzir nêutrons monoenergéticos de alta energia da ordem de 10^{10} n/s. Por esta razão, os aceleradores de tensão constante são úteis na calibração de instrumentos de radiação de nêutrons.

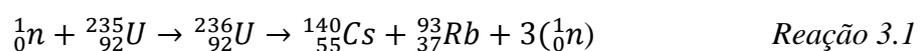
Outros tipos de aceleradores como o linear e o Síncrotron, à medida que a energia do feixe aumenta, também aumenta a produção de nêutrons e o espectro se espalha por uma vasta gama de energias. Na tabela 1 são mostradas algumas reações nucleares comuns da produção de nêutrons em aceleradores.

Tabela 1. Reações em aceleradores de partículas (CHICHESTER.2009).

Forma abreviada	Reação	Q (MeV)
${}^7\text{Li}(d,n){}^8\text{Be}$	${}^2\text{H} + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^8\text{Be} + n$	15,03
${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$	${}^1\text{H} + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^7\text{Be} + n$	1,64
${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$	${}^2\text{H} + {}^2\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + n$	3,26
${}^9\text{Be}(d,n){}^{10}\text{B}$	${}^2\text{H} + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^{10}\text{B} + n$	4,36

3.4 Nêutrons produzidos em reatores de fissão nuclear

Os reatores nucleares são dispositivos capazes de produzir um fluxo intenso de nêutrons devido à reação de fissão nuclear em cadeia provocada com o elemento combustível, usualmente o urânio (${}^{235}\text{U}$). Quando o núcleo de ${}^{235}\text{U}$ absorve um nêutron incidente, dá origem a um núcleo de ${}^{236}\text{U}$ composto excitado que irá se dividir em dois grandes fragmentos. Durante a reação alguns nêutrons são emitidos além da radiação gama. Um exemplo de reação de fissão é apresentada abaixo (reação 3.1):



A taxa de fluência de nêutrons que um reator pode produzir chega à ordem de 10^{13} n.cm⁻².s⁻¹. E a energia líquida correspondente aos fragmentos de fissão do ²³⁵U é de aproximadamente 180 MeV (KRANE, 1955).

3.5 Interação de nêutrons com a matéria

A interação de nêutrons com a matéria se dá através de forças nucleares fortes, ou seja, diretamente com o núcleo atômico devido a ausência de carga elétrica. Essa partícula fundamental, descoberta por Chadwick, que compõe o núcleo dos átomos, não interage com a eletrosfera do meio material. Essa interação tem um alcance muito curto, o que significa que os nêutrons têm que passar perto de um núcleo para que ocorra uma interação. Por causa do pequeno tamanho do núcleo em relação ao átomo, os nêutrons têm uma baixa probabilidade de interação e podem, portanto, percorrer distâncias consideráveis na matéria (ZAMBONI,2007).

Os principais processos de interação podem ser classificados como: espalhamento e absorção, descrito a seguir em duas classes. A primeira classe, reação de espalhamento de nêutrons, ocorre quando um núcleo, depois de ter sido atingido por um nêutron, emite um único nêutron. Apesar dos nêutrons inicial e final, não serem os mesmos, o efeito líquido da reação é como se o projétil de nêutron tivesse saído, ou espalhado do núcleo. As duas categorias de reações de espalhamento, elástico e inelástico, são descritas abaixo:

a) Espalhamento elástico: Um nêutron colide com um núcleo e rebate. Esta reação transmite uma parte da energia cinética do nêutron para o núcleo do átomo, resultando no retardo do nêutron, e transferência de energia cinética ao átomo. Este processo é por vezes referido como "o efeito bola de bilhar" apresentado na figura 4 . A energia cinética total do sistema nêutron-núcleo se conserva. Essa interação pode ser representada por (n,n).

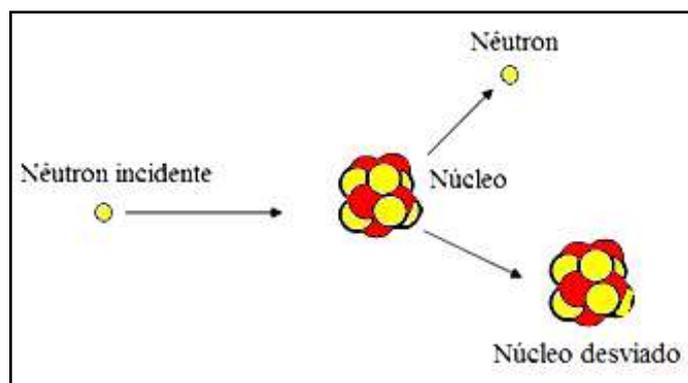


Figura 4. Esquema do processo de espalhamento elástico de nêutrons.

b) Espalhamento inelástico: A mesma colisão de nêutrons-núcleo ocorre como no espalhamento elástico. No entanto, nesta reação, o núcleo modifica sua energia interna, além de receber energia cinética. Isso retarda o nêutron, mas deixa o núcleo em um estado excitado. Quando o núcleo decai para o seu nível de energia original, normalmente emite um raio gama. A figura 5 apresenta o esquema do processo onde a energia cinética total do sistema nêutron-núcleo não se conserva. A interação pode ser representada por (n, n') .

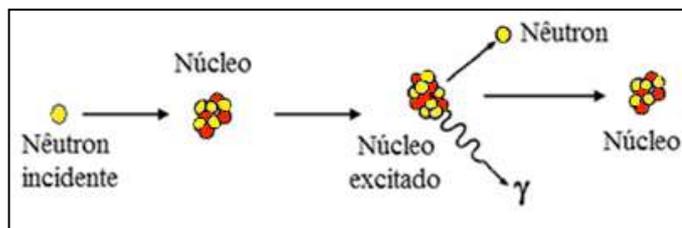


Figura 5. Esquema do processo de espalhamento inelástico de nêutrons.

Na segunda classe, chamada de reação de absorção, o nêutron é absorvido pelo átomo e outra radiação é emitida. Abaixo são descritos os tipos de reações por absorção:

c) Captura radioativa (n, γ) : É a absorção mais comum, onde o núcleo quando atingido por um nêutron passa para um estado excitado energeticamente, atingindo a estabilidade pela emissão de fótons e partículas carregadas tipo (n, p) ou (n, α) , e também podem dar origem a mais nêutrons $(n, 2n)$.

d) Fissão nuclear (n, f) : É outro tipo de reação por absorção onde nêutrons colidem com determinados núcleos pesados, dividindo esses núcleos em dois fragmentos. Em geral, emitem dois ou três nêutrons. Este tipo de interação tem uma alta liberação de energia.

3.5.1 Seção de choque

A probabilidade de interação de nêutrons com o núcleo atômico depende principalmente das características do meio e da energia cinética dos nêutrons incidentes. Esta relação é quantificada pela seção de choque total (σ_t). Sua interpretação pode ser apresentada como uma área efetiva que um núcleo alvo apresenta ao nêutron incidente, fornecendo a probabilidade de ocorrência de uma reação nuclear envolvendo um único nêutron.

A unidade de seção de choque microscópica é o *barn* (b), e a medida em dimensões de área, $1b = 10^{-24} \text{ cm}^2$. A seção de choque total é dada pela equação 3.1.

$$\sigma_t = \sigma_e + \sigma_a \quad \text{Equação 3.1}$$

Onde σ_e é a seção de choque de espalhamento e σ_a é a seção de choque de absorção.

Se o mecanismo de interação com o meio é compreendido, as informações sobre os nêutrons podem ser extraídas através do estudo dos produtos das reações nucleares. Assim, podem ser classificados segundo sua energia cinética como (ATTIX, 1986):

- Térmicos: energia $< 0,5 \text{ eV}$;
- Intermediários: $0,5 \text{ eV}$ até 10 keV ;
- Rápidos: energia $> 10 \text{ keV}$.

Nêutrons rápidos têm a probabilidade maior de sofrerem espalhamento inelástico e ao perderem, por sucessivas colisões, parte de sua energia, passam para um estado energético menor. Este processo é chamado de moderação dos nêutrons. Materiais hidrogenados são mais eficientes para moderar nêutrons, por ter um número atômico (Z) baixo, o que provoca muitas reações de espalhamento inelástico (KNOLL, 1989).

A absorção de um nêutron lento na maioria dos materiais é mais provável do que a absorção de um nêutron rápido. Para baixas energias, as seções de choque de nêutrons são funções de energia, enquanto que em energias mais altas elas são dominadas por ressonâncias devido à presença de estados favoráveis do núcleo composto nessas energias.

Se um nêutron irá interagir dentro de um certo volume de material, dependerá não apenas na seção de choque microscópica dos núcleos individuais, mas também do número de núcleos dentro desse volume. Portanto, é apropriado descrever outro tipo de

seção de choque conhecido como seção de choque macroscópica Σ . A seção de choque macroscópica é a probabilidade de que uma determinada reação ocorra por unidade de comprimento percorrida pelo nêutron. A seção de choque macroscópica Σ (m^{-1}) está relacionada à seção de choque microscópica σ (m^2) mostrada na equação abaixo como uma função da energia de nêutrons E .

$$\Sigma(E) = N \cdot \sigma(E) \quad \text{Equação 3.2}$$

Com N (m^{-3}) sendo a densidade atômica do material definida na equação 3.3, número de átomos de um determinado volume do material. A densidade de átomos para materiais individuais pode ser calculada usando a equação:

$$N = \frac{\rho \cdot N_A}{A} \quad \text{Equação 3.3}$$

Onde ρ é a densidade do material em ($kg\ m^{-3}$), N_A o número de Avogadro ($6,022 \times 10^{23}\ mol^{-1}$) e A é a massa atômica em ($kg\ mol^{-1}$).

As seções de choque macroscópicas são interpretadas como a probabilidade de ocorrência de uma interação específica por unidade de comprimento. A distância média percorrida por um nêutron antes da interação, conhecida como livre caminho médio λ (m), está relacionada à seção de choque macroscópica Σ (m^{-1}), pela equação 3.4.

$$\lambda = \frac{1}{\Sigma} \quad \text{Equação 3.4}$$

A intensidade inicial (I_0) do feixe de nêutrons diminuirá exponencialmente ao percorrer um material com espessura d dado pela equação 3.5:

$$I = I_0 \cdot e^{-\Sigma_{tot} \cdot d} \quad \text{Equação 3.5}$$

Onde, Σ_{tot} apresentado é a seção de choque macroscópica total para todos os processos que ocorrem no material:

$$\Sigma_{tot} = \Sigma_{esp.elást.} + \Sigma_{esp.inelást} + \Sigma_{captura} + \dots \quad \text{Equação 3.6}$$

A taxa de reação induzida por nêutrons R está relacionada com a densidade de fluxo de nêutrons ou fluência Φ e com a seção de choque macroscópica representado pela equação 3.7. Se considerarmos os nêutrons monoenergéticos com a velocidade v , o produto v por n fornece Φ .

$$R = \Phi(r) \cdot \Sigma \quad \text{Equação 3.7}$$

Generalizando a reação e incluindo a fluência de nêutrons e a seção de choque com dependência energética, temos:

$$R = \int_0^{\infty} \Phi(r, E) \Sigma(E) dE \quad \text{Equação 3.8}$$

3.6 Detecção de nêutrons

O processo de detecção de nêutrons inicia quando estas partículas colidem com vários núcleos, iniciando a liberação de uma ou mais partículas carregadas. Para serem observadas durante a interação precisam produzir algum tipo de radiação secundária. Quando a radiação secundária é indiretamente ionizante, como no caso da radiação eletromagnética (fótons), também têm de interagir dando lugar a partículas carregadas, sendo estas diretamente ionizantes. O sinal elétrico produzido pelas partículas carregadas pode, então, ser processado por um sistema de detecção. Também existe a possibilidade dos nêutrons não serem detectados quando penetram em muitos centímetros sofrendo apenas espalhamento e com isto não sendo detectados (KNOLL, 1989).

Algumas reações requerem uma energia mínima de nêutrons (limiar), a maioria ocorre com nêutrons térmicos. Embora a escolha das reações seja limitada, os meios de detecção podem ser bastante variados levando a algumas opções. Especialmente para o estudo desenvolvido neste trabalho, o tipo de detector que será discutido é o proporcional a gás.

3.6.1 Detectores proporcionais com gás BF₃ ou ³He

Os detectores proporcionais também chamados de contadores de nêutrons utilizam as reações nucleares tipo (n,p) , (n,α) . São construídos, na maior parte das vezes, de forma cilíndrica, pois ao utilizarem fios finos como anodos, criam campos elétricos maiores. O mesmo não aconteceria utilizando anodos em forma de placas. Podem operar no modo de ionização ou no modo proporcional, podem fornecer uma média da corrente de saída ou pulsos individuais, dependendo dos equipamentos eletrônicos associados. Medindo apenas a média da corrente de saída, é útil para dosimetria das radiações e monitoração de reatores de energia. Para uma avaliação de fontes nucleares, é costume operar contadores de nêutrons no modo pulso para que os eventos individuais de nêutrons sejam registrados. Os detectores proporcionais são preenchidos tipicamente com gás ³He e BF₃ (KNOLL, 1989).

Os detectores proporcionais preenchidos com o gás trifluoreto de boro - BF₃ são frequentemente utilizados na detecção de nêutrons lentos. Em quase todos os detectores comerciais, o gás é altamente enriquecido com ¹⁰B que oferece uma eficiência cinco vezes maior comparado ao gás natural Boro. Sua pressão absoluta em tubos típicos é aproximadamente igual a 0,5-1,0 atm. Como o BF₃ é um gás poliatômico, as tensões de operação costumam ser mais elevadas. Além disso, a quantidade relativamente grande de gás poliatômico restringe as intercolisões, de modo que esses detectores não são geralmente operados a pressões de enchimento tão elevadas como as utilizadas para os detectores com gases monoatômicos (KNOLL, 1989).

Uma consideração importante relativa aos tubos BF₃ é a sua capacidade para discriminar raios gama, que muitas vezes são encontrados junto ao fluxo de nêutrons. Os raios gama interagem principalmente na parede do contador e criam elétrons secundários que podem produzir ionização no gás. Porém, o poder de freamento dos elétrons no meio é baixo, podendo este depositar uma pequena fração de sua energia inicial dentro do gás. Assim, as interações com os raios gama irão produzir um pulso de baixa amplitude no lado direito da curva. A simples discriminação da amplitude pode eliminar esses raios gama, sem sacrificar a eficiência de detecção de nêutrons (KNOLL, 1989; TURNER, 1995). O espectro da altura do pulso esperado, para um tubo de tamanho típico, é ilustrado na figura 6. O aparecimento de um espectro pode ser entendido pela perda de energia das partículas no material alvo, de forma que cada

partícula tem uma probabilidade diferente de interação. Desta forma, os nêutrons gerados estão distribuídos em uma faixa de energia em torno de um valor médio.

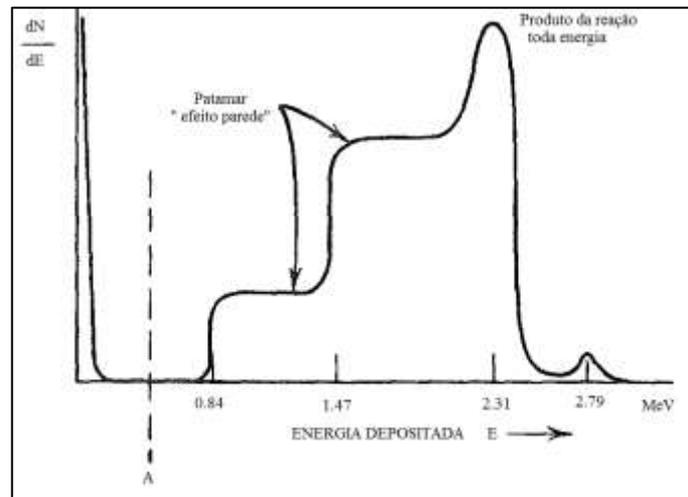


Figura 6. Espectro esperado da altura do pulso para um tubo preenchido com BF_3 (KNOLL, 1989).

Detectores proporcionais preenchidos com o gás ^3He , são uma das alternativas atraentes para a detecção de nêutrons pelo produto da reação 3.2 apresentada abaixo:



Onde a energia liberada na reação Q vale 0,764 MeV e as energias individuais das partículas próton e trício valem, respectivamente, $E_p = 0,573 \text{ MeV}$ e $E_{3\text{H}} = 0,191 \text{ MeV}$. A seção de choques para nêutrons térmicos nesta reação é de 5330 barns, significativamente maior que a do boro. A dependência energética se mantém pela relação $\frac{1}{v}$. Um exemplo do espectro da altura do pulso é ilustrado na figura 7. No espectro da figura abaixo o patamar representa o “efeito parede” que é tido como algo prejudicial. Para minimizar este efeito, o intervalo da tensão de operação deve ser reduzido e com isso a altura do pulso vai diminuir ao qual o patamar observado também será reduzido. Outra possibilidade seria a escolha de tubos com diâmetros suficientemente grandes para que a maioria das interações de nêutrons ocorressem

longe da parede. E como terceira possibilidade, aumentar a pressão do gás ^3He para reduzir o alcance dos produtos das reações, partículas carregadas.

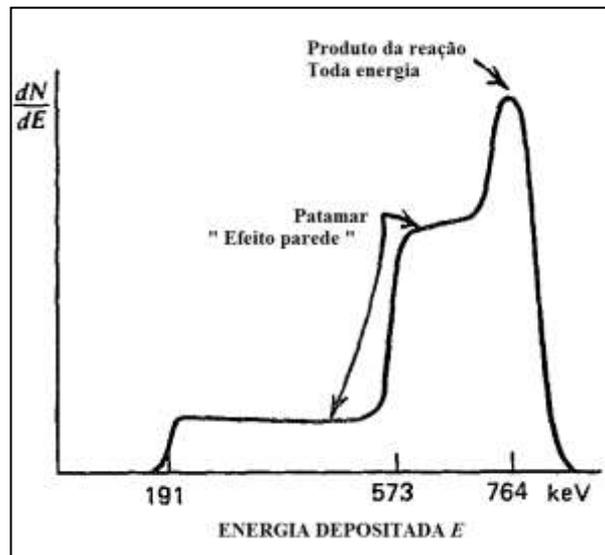


Figura 7. Espectro esperado da altura do pulso para um tubo preenchido com ^3He onde o efeito parede é significativo (KNOLL p.519).

3.7 Campos de referencia para radiações de nêutrons

Do ponto de vista metrológico, os campos de referência de radiações são medidas de grandezas físicas, isto é, unidades de medida materializadas (justificadas, reproduzidas). A quantidade de interesse pode ser o número de nêutrons que atravessam uma área definida (fluência) ou o número de nêutrons emitidos de uma fonte. Esta tarefa, não muito simples, é complicada pela grande variedade de energias e nêutrons que devem ser mensurados para fornecer os padrões necessários ao usuário final. As relações radiométricas frequentemente mensuradas incluem funções diferenciais e integrais que descrevem as distribuições em energia, em dependência angular, espacial e temporal dessas grandezas (VASIL' EV, R.D, 1973).

A medição direta da grandeza fluência de nêutrons pode ser adotada para descrever os campos de nêutrons. Ao realizar as medições, o valor é determinado por um dos dois métodos: 1) comparando-a com uma medida padrão diretamente ou por meio de um dispositivo de comparação; 2) a partir das leituras de um instrumento calibrado previamente com o auxílio de normas.

Especificamente no que se refere à caracterização de campos de nêutrons, estes devem ser produzidos por fontes de nêutrons de referência, ou seja, rastreáveis com fluência espectral similar à fluência espectral dada pela ISO 8529 (ISO,2001). Os campos de referência para fluência de nêutrons devem ser utilizados por todos os laboratórios de referência que utilizam fontes desde a faixa de energia térmica até 20 MeV.

3.8 Noções básicas das grandezas radiométricas e de radioproteção

3.8.1 Fluência

Um campo de radiação é caracterizado por uma grandeza radiométrica, independente do tipo de radiação emitida (ATTIX, F.H., 1986). A primeira quantidade mensurada em um laboratório deve ser a fluência de nêutrons Φ . A fluência é definida, segundo a ISO 8529, como a razão entre o número de partículas dN que incidem em uma esfera infinitesimal de secção de área da (secção de choque). Para uma fonte isotópica e puntiforme, a fluência em uma dada distância d é representada pela equação :

$$\Phi(d) = \frac{dN}{da} \quad \text{Equação 3.9}$$

O número de partículas N corresponde à partículas emitidas, transferidas ou recebidas. Esta grandeza é dada, no Sistema Internacional de Unidades (SI), em m^{-2} . No entanto, é comum em metrologia de nêutrons o uso de cm^{-2} .

A taxa de fluência, φ , é simplesmente o quociente de $d\Phi$ por dt , onde $d\Phi$ é o incremento da fluência no tempo.

$$\varphi = \frac{d\Phi}{dt} \quad \text{Equação 3.10}$$

A unidade no SI para a taxa de fluência é o $m^{-2}s^{-1}$, embora novamente a unidade $cm^{-2}.s^{-1}$ seja comumente usada em metrologia de nêutrons. Infelizmente, a terminologia acima não é usada uniformemente em todas as áreas de medição de nêutrons. O termo fluxo é empregado na área de física de reatores como sendo sinônimo da grandeza taxa de fluência. No entanto, segundo a *International Commission on Radiation Units and*

Measurements (ICRU, 2011) o termo fluxo (de partículas), N , corresponde ao quociente dN por dt , onde dN é o incremento do número de partículas no tempo dt ,

$$N = \frac{dN}{dt} \quad \text{Equação 3.11}$$

Assim, o fluxo tem unidades de s^{-1} , a área não é definida e a grandeza não é idêntica à taxa de fluência. O fluxo de quantidade de nêutrons por unidade de área, denominado densidade de fluxo, é o mesmo que taxa de fluência, mas como a densidade tem várias conotações, o termo taxa de fluência é considerado, segundo o relatório revisado do ICRU, como preferível (ICRU Report No 85, 2011).

Para um campo de radiação composto de nêutrons com uma única velocidade v , a taxa de fluência, φ , é dada por:

$$\varphi = n \cdot v \quad \text{Equação 3.12}$$

Onde n é o número de nêutrons por unidade de volume. A equação 3.12 é utilizada em campos homogêneos com feixe plano paralelo, mas também pode ser aplicada em campos com qualquer dependência angular, incluindo um campo isotrópico. Para um campo com $n(v)$ nêutrons de velocidade v , a taxa de fluência é dada por

$$\varphi = \int_0^{v_{\text{máx}}} n(v) \cdot v dt \quad \text{Equação 3.13}$$

Onde $v_{\text{máx}}$ é a velocidade máxima, n é o nêutron total de nêutrons de todas energias (THOMAS, D.J.,2011).

Outra forma de definição de fluência é a fluência sub-cádmio onde a densidade, se refere aos nêutrons com energias abaixo do corte de cádmio. Esta é a energia abaixo da qual todos os nêutrons são absorvidos por uma espessura de cerca de 1mm de cádmio, e é da ordem de 0,5 eV. Uma das razões para se conhecer a taxa de fluência é prever as taxas de reações em um material. A quantidade que precisa ser conhecida para calcular essas taxas é a seção de choque, σ , para a reação de interesse em um dado material. Se a taxa de fluência e seção choque são conhecidas, a taxa da reação por átomo, A , pode ser calculada por (THOMAS, D.J.,2011) :

$$A = \sigma \cdot \varphi \quad \text{Equação 3.14}$$

Uma grandeza que é importante na metrologia de nêutrons, e que é, segundo THOMAS,D.J.,2011, matematicamente semelhante à seção de choque, é a resposta de um instrumento ou de qualquer outro dispositivo sensível a nêutrons. Sua definição é dada como o sinal de saída, M , do dispositivo dividido pelo valor da grandeza de entrada. Se a grandeza de entrada é a fluência de nêutrons, então será a resposta em fluência, R_Φ , que é dada por :

$$R_\Phi = \frac{M}{\Phi} \quad \text{Equação 3.15}$$

3.8.2 Dose absorvida

Para termos uma melhor compreensão dos efeitos da radiação sobre a matéria é necessário quantificar, segundo o campo de radiação e uma série de processos nos quais a energia é depositada no meio material. As grandezas dosimétricas são definidas de forma a descrever estes processos e a quantificar a deposição da energia em um volume de interesse.

A dose absorvida, D , é uma grandeza dosimétrica básica de radioproteção definida pela equação 3.16 utilizada para todos os tipos de radiações (ICRU Report No 85, 2011).

$$D = \frac{d\bar{\epsilon}}{dm} \quad \text{Equação 3.16}$$

Onde,

$d\bar{\epsilon}$ - é a energia média depositada em um volume infinitesimal de massa dm .

A unidade de dose absorvida é dada em J kg^{-1} e a unidade especial também utilizada é o gray (Gy).

O equivalente de dose, H , é uma grandeza operacional de radioproteção definida pela equação 3.17.

$$H = D \cdot Q \quad \text{Equação 3.17}$$

Onde,

D - é a dose absorvida em um dado ponto do tecido;

Q - é o fator de qualidade da radiação.

A unidade de equivalente de dose é dada em $J.kg^{-1}$ com o nome especial sievert (Sv).

O equivalente a dose ambiente, $H^*(10)$, também é uma grandeza operacional de radioproteção definida em um ponto onde o campo de radiação seria produzido pelo campo correspondente a esfera ICRU, expandido e alinhado de raio igual a 10 mm.

$$H^*(10) = \Phi \cdot h_{\Phi}^*(10) \quad \text{Equação 3.18}$$

Onde,

$h_{\Phi}^*(10)$ - é o coeficiente de conversão de fluência.

A unidade do equivalente de dose ambiente é o $J. kg^{-1}$ com o nome especial sievert (Sv).

O equivalente de dose individual, $H_p(10)$, é a grandeza operacional utilizada na monitoração individual. Sua interpretação corresponde a equação 3.19.

$$H_p(10) = \Phi \cdot h_{p\Phi}(10) \quad \text{Equação 3.19}$$

Onde,

$H_p(10)$ - é definido a 10 mm de profundidade em relação a um ponto específico do corpo humano, definido pelo ICRU, no tamanho e forma do espectro usado para calibração.

$h_{p\Phi}$ - é o coeficiente de conversão de fluência. Seus valores, em caso de feixes monoenergéticos e fontes de referência de nêutrons baseadas em radionuclídeos, podem ser obtidos pela ISO 8529-1.

3.9 Espectros de referência ISO 8529

No processo de calibração de um detector de nêutrons, é necessário o uso de espectros de referência estabelecidos pela norma ISO 8529-1. A norma estabelece como referência os espectros das fontes radioisotópicas de califórnio- ^{252}Cf , amerício-berílio - $^{241}\text{Am-Be}$, amerício-boro - $^{241}\text{Am-B}$, e ^{252}Cf inserida no centro de uma esfera de água pesada com raio de 30 cm - $^{252}\text{Cf}(\text{D}_2\text{O})$ (figuras 8, 9, 10 e 11) (ISO, 2001). Tais espectros são plotado em escala logarítmica que se estendem até 10 MeV. A quantidade geralmente plotada é a fluência por unidade de intervalo de energia logarítmica, comumente chamado de fluência por unidade de letargia. A área sob o gráfico é proporcional à fluência.

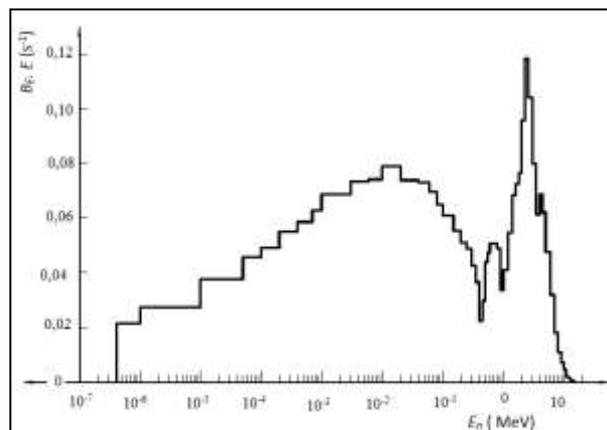


Figura 8. Espectro de nêutrons com uma fonte de fissão espontânea de ^{252}Cf dentro da esfera D_2O de raio 150 mm (ISO, 2001).

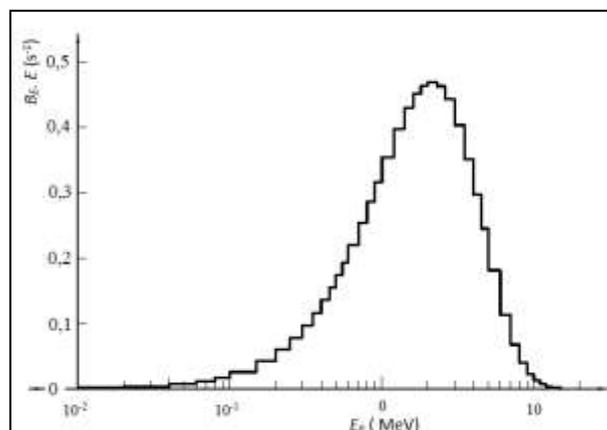


Figura 9. Espectro de nêutrons de uma fonte de fissão espontânea de ^{252}Cf (ISO, 2001).

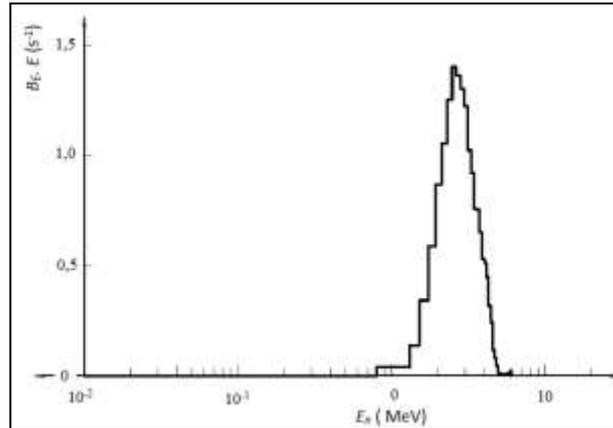


Figura 10. Espectro de nêutrons de uma fonte de ^{241}AmB (α, n) (ISO, 2001).

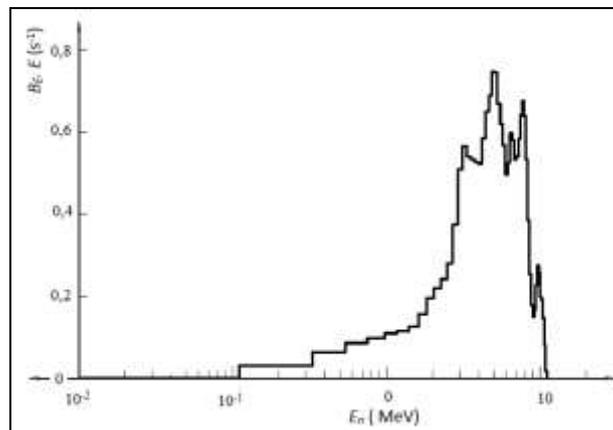


Figura 11. Espectro de nêutrons de uma fonte de $^{241}\text{AmBe}$ (α, n) (ISO, 2001).

Um espectro pode ser entendido como uma relação entre intensidade do campo em função de um dado parâmetro (em geral este parâmetro é a energia). O espectro de uma fonte de nêutrons é frequentemente representado pela distribuição da fluência em energia.

3.10 Parâmetros de detecção para medição da fluência de nêutrons com o LC

Alguns procedimentos devem ser realizados antes de, efetivamente, começar a medir a fluência de nêutrons com o LC. Por exemplo a determinação do centro efetivo (CE), já que o dispositivo em questão não é um detector puntiforme.

3.10.1 Determinação do centro efetivo do LC

Devido a estrutura geométrica e composição de materiais moderadores que envolvem o tubo detector do *Long Counter*, a interação de nêutrons varia ao longo de suas estruturas conforme a energia dos nêutrons incidentes. Sendo assim, não podemos considerar o centro geométrico do LC como sendo a região de maior interação dessas partículas. Partindo de uma visão simplificada, para um detector puntiforme e uma fonte puntiforme no vácuo, as taxas de contagens devem seguir a lei do inverso do quadrado da distância $1/(r + r_0)^2$, expressando a diminuição com a distância da fonte (r) ao centro efetivo (r_0). Em caso de situações realísticas, onde existem efeitos relativos ao espalhamento de nêutrons, à atenuação de nêutrons no ar, a efeitos envolvendo a geometria da fonte de nêutrons, etc, faz-se necessário incluir os parâmetros de correção referentes a cada um deles.

Segundo Hunt (ROBERTS,N. J.*et.al*,2004) o centro efetivo(r_0) pode ser determinado pela equação 3.20:

$$[C_t(r) - C_i(r)]F_a(r) = \frac{K}{(r+r_0)^2} \quad \text{Equação 3.20}$$

Onde, C_t representa a taxa de contagem total, C_i a taxa de contagem do espalhamento, $F_a(r)$ é o fator de correção para o espalhamento, K é a constante característica fonte-detector e r é a distância fonte-face do LC. Da equação 3.20, os parâmetros r_0 e K podem ser obtidos pelo método de ajuste dos mínimos quadrados.

3.10.11 Avaliação da eficiência do LC

A eficiência pode ser entendida como a fração de nêutrons emitida por uma fonte que produz um sinal no contador. Em relação à calibração de dispositivos em campos de referência, a resposta R_ϕ ou fator de calibração, equação 3.21, pode ser obtida como uma constante de proporcionalidade entre a taxa de contagem (C) corrigida para todos os efeitos e a taxa de fluência de nêutrons (ϕ). A resposta R_ϕ geralmente varia com a energia e a distribuição direcional dos nêutrons incidentes.

$$R_\phi = \frac{C}{\phi} \quad \text{Equação 3.21}$$

Onde ϕ é a taxa de fluência que estaria presente em um dado ponto no espaço, chamado de ponto de teste, na ausência do dispositivo de detecção. O ponto de referência do dispositivo, que é relacionado às coordenadas do detector, e às vezes é chamado de centro efetivo ou ponto de teste. A resposta $R\Phi$ é dada em termos de contagem por unidade de fluência (cm^2).

A fluência total de nêutrons incidentes no tubo detector situado à distância r de uma fonte puntiforme é dada por :

$$\Phi = \frac{Q}{4\pi(r+r_0)^2} F_1 \quad \text{Equação 3.22}$$

Sendo Q a taxa total de nêutrons emitidos pela fonte em 4π esferoradianos corrigida para os efeitos de espalhamento e F_1 o fator de correção para anisotropia da fonte .

Considerando as equações 3.21 e 3.22 a eficiência no LC também pode ser avaliada como a equação 3.23, onde A é a área da seção transversal do dispositivo.

$$\varepsilon = \frac{C}{\Phi A} \quad \text{Equação 3.23}$$

Segundo THOMAS,D.J.,2011, a eficiência é o sinal de saída do dispositivo dividida pelo número total de nêutrons incidentes. A eficiência depende do tamanho do dispositivo. Embora a resposta do detector seja plana, ela não é 100 % e por isso é necessário conhecer a eficiência em nêutron para cada espectro de referência.

3.11 O método Monte Carlo aplicado ao transporte de nêutrons com o código MCNP

O método Monte Carlo surgiu do trabalho realizado em Los Alamos durante a Segunda Guerra Mundial. A sua aplicação e consolidação é geralmente atribuída a John von Neumann, Ulam, Metropolis e Richtmyer, podendo ser descrito como um método estatístico, que utiliza uma sequência de números aleatórios para realizar uma simulação e resolver problemas físicos e matemáticos (BIELAJEW,A.F., 2001)

O código de transporte da radiação na matéria MCNP (Monte Carlo N-Particle), baseado no método Monte Carlo, é um dos códigos computacionais mais utilizados na área de transporte da radiação para nêutrons, prótons, elétrons, partículas alfa, fótons,

etc. Uma das grandes vantagens do código MCNP é o conjunto de possibilidades no tratamento de geometrias em 3D e a ampla biblioteca de seção de choque.

Ao solucionar problemas de transporte de radiação na matéria, o MCNP simula o transporte individual de cada partícula envolvida no processo de radiação. Cada conjunto de eventos produzidos por uma partícula, durante sua "vida", é definido como uma história e todas as informações deste evento são sequencialmente armazenadas. O método é usado para simular teoricamente um evento estatístico (tal como a interação de partículas nucleares com materiais), sendo particularmente útil para problemas complexos que não podem ser modelados por códigos computacionais que usam métodos determinísticos. As distribuições de probabilidade que regem esses eventos são amostras estatísticas que descrevem o fenômeno total. Dessa forma, grandezas de interesse podem ser estimadas a partir do comportamento médio obtido dos eventos individuais de cada partícula (PELOWITZ, D. B.,2008).

3.11.1 Estrutura do arquivo de entrada do MCNP

O código MCNP possui um arquivo de entrada (*inp deck*) que permite especificar a estrutura geométrica do problema, o tipo de fonte, espectros de energia, materiais envolvidos, detectores, ou seja, uma série de dados que serão executados pelo código, obedecendo uma estrutura específica mostrada na figura 12. Sua estrutura é formada por três grandes blocos ou cartões (célula, superfície e dados) que estão relacionados (PELOWITZ, D. B.,2008). O arquivo de entrada é geralmente construído em um bloco de notas, onde cada linha de entrada limita-se a 80 colunas. A linha de comentário começa com *C* ou *c* seguido por um espaço. Tal linha é ignorada pelo MCNP. Alternativamente, qualquer comentário depois de um sinal *\$* em uma linha é ignorado.

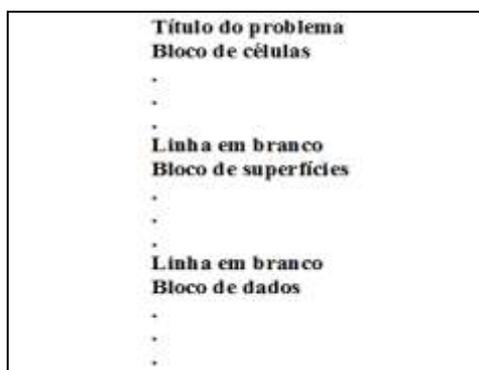


Figura 12. Estrutura do arquivo de entrada do MCNP.

- Bloco de Células ou CELL Cards - São os dados de entrada que representam a combinação de formas geométricas pré definidas e descritas no item subsequente chamado de bloco de superfícies. A geometria do problema é descrita utilizando-se operadores booleanos, como por exemplo, união ou interseção de superfícies. O bloco de células também é responsável pela descrição dos materiais que irão compor tais geometrias, bem como a definição das importâncias de cada tipo de partícula que interage dentro da célula descrita. A finalização da seção é dada com o uso de uma linha em branco.

- Bloco de superfície ou SURFACE Cards - O bloco de superfícies é o local onde são definidas as superfícies a serem utilizadas na geometria do problema; e para isso são utilizados caracteres mnemônicos que indicam o tipo de superfície desejada. A construção das superfícies utiliza o sistema de coordenadas cartesianas (x, y, z) como referência possibilitando uma grande variedade de formas.

- Bloco de Dados ou DATA Cards - No bloco de dados são fornecidas todas as especificações com o nível de detalhamento para a física do problema, determinando os parâmetros de saída. Os subitens que compõem o bloco de dados, como por exemplo o tipo de partícula, os tipos de materiais, as fontes de radiação, são descritos abaixo.

a) MODE Cards - Descreve o tipo de partícula a ser transportada, fornecida pelo usuário e mencionada no arquivo de entrada.

Formato : MODE x1,xi

Onde, x1: N - para o transporte de nêutrons;

 P - para o transporte de fótons;

 E - para o transporte de elétrons.

b) SOURCE Cards - É o recurso usado para definição da fonte de radiação, como por exemplo, sua posição, informações sobre a extensão geométrica,

energia de distribuição além de outros dados que possam caracterizar com mais detalhes a fonte.

c) IMP Cards (IMP: N ou P ou E) - É o mnemônico que define a importância da partícula que deve ser seguida em uma dada região. Logo o usuário pode definir regiões com menor importância, atribuindo **imp:0** , e regiões de maior importância, atribuindo **imp:1**.

d) TALLY Cards - Define que tipo de informação o usuário gostaria de obter dos cálculos de Monte Carlo, como fluxo de partículas em um ponto e deposição de energia, fluxos através de qualquer conjunto de superfícies, segmento de superfície, soma de células disponíveis. Da mesma forma, os fluxos nos detectores designados (ponto ou anel). Além disso, partículas podem ser sinalizadas quando elas cruzam superfícies específicas ou entram em células designadas, e a contribuição desses registros sinalizados é listada na tabela 2.

Tabela 2. Contribuição das *tallies* (PELOWITZ, D. B.,2008)

Mnemônico	Descrição da <i>tally</i>	Unidade
F1:N, F1:P ou F1:E	Corrente integrada sobre uma superfície	MeV
F2:N, F2:P ou F2 :E	Fluxo médio sobre uma superfície	MeV/cm ²
F4:N, F4:P ou F4 :E	Fluxo médio sobre uma célula	MeV/cm ²
F5:N ou F5:P	Fluxo em um ponto	MeV/cm ²
F6:N, F6:N,P ou F6 :P	Energia depositada em uma célula	MeV/g
F7: N	Deposição de energia média de fissão de uma célula	MeV/g
F8:P, F8:E F8:P,E ou *F8:E	Distribuição de pulsos de energia criados em um detector ; Deposição de carga	MeV

e) Especificação de material e seção de choque - Este cartão especifica a composição isotópica dos materiais e as avaliações das seções de choques a serem usadas nas células. O formato geral é descrito abaixo.

Mn ZAID₁ fração₁ ZAID₂ fração₂

Onde n corresponde ao número do material presente no bloco de célula. O Número de Identificação de Nuclídeos (ZAID) é usado para identificar o elemento ou nuclídeo desejado. A forma do número é ZZZAAA.nnX, onde ZZZ é o número atômico do elemento ou nuclídeo, AAA é o número de massa do nuclídeo, ignorado por fótons e elétrons, nnX é a seção de choque.

3.11.2 Dados de saída e estimativa de erro

Os resultados da simulação são apresentados em relatórios de saída. Nestes a Tally é normalizada e a grandeza que ela representa é impressa junto com um segundo número, designado por R , que é conhecido como o erro relativo estimado definido como sendo um desvio padrão estimado da média S_x dividido pela média estimada x . Para um registro aceitável, R será proporcional a $\frac{1}{\sqrt{N}}$, onde N é o número de histórias definido nos dados de entrada. Para todos os registros, exceto o registro do detector puntiforme, o valor de R deve ser menor que 0,10 para produzir intervalos de confiança confiáveis e para registros de detectores pontuais deve ser menor que 0,05 (BIELAJEW, A.F., 2001).

3.12 Sobre o padrão primário e secundário metrológico de fluência de nêutrons

A técnica do Banho de Sulfato de Manganês (BSM) é o principal método para a determinação absoluta do nêutron através da taxa de emissão de fontes de nêutrons baseadas em radionuclídeos. O princípio da medição da taxa de emissão é bastante simples. Uma esfera de aço inox suficientemente grande para termalizar os nêutrons, é preenchida com um concentrado de solução aquosa de $MnSO_4$ altamente puro. Quando a fonte é inserida na solução do banho e mantida até alcançar a saturação, os nêutrons emitidos por ela são retardados, particularmente através do espalhamento elástico com núcleos de hidrogênio. Os nêutrons termalizados são capturados pelos núcleos de hidrogênio (1H) e manganês (^{55}Mn) dos componentes da solução. Através do decaimento do núcleo de ^{56}Mn , a radiação gama emitida é detectada por um cintilador NaI (TI) (LEITE, S.P., 2010). Portanto, o parâmetro da medição é a contagem de decaimento do ^{56}Mn e, por conseguinte, o número de núcleos de ^{56}Mn , combinada com a seção de choque para captura de nêutrons é possível a determinação da taxa de emissão de nêutrons da fonte. De posse da taxa de emissão de uma fonte, é possível usá-la para determinação da taxa de fluência de nêutrons e calibração de dispositivos

sensíveis a nêutrons, tais como instrumentos de monitoramento de área e medidores de dose individual.

O padrão primário será estabelecido após a submissão de resultados que apresentem concordância satisfatória com os resultados de intercomparações chave estabelecidas com o padrão de fluência de nêutrons primário do BIPM, que permite uma ligação com uma série de comparações internacionais de fontes de nêutrons padrão primário.

Um padrão secundário é qualquer dispositivo de medição que tenha sido calibrado de acordo com um padrão primário.

CAPÍTULO 4

MATERIAIS E MÉTODOS

4.1 Arranjo Experimental para Medições com o LC

O LC caracterizado neste trabalho foi construído no Instituto de Estudos Avançados (IEAv) e seu modelo foi inspirado no trabalho de De Pangher e Nichols. Suas estruturas internas consistem em um tubo detector preenchido com gás BF_3 com dimensões de 288 mm de comprimento e 38,2mm de diâmetro externo, fabricado pela Centronic Ltd. O tubo detector é coberto por um cilindro de polietileno de alta densidade e, sobre este, um segundo cilindro de parafina borada recobre o conjunto com a finalidade de minimizar a incidência lateral de nêutrons espalhados no ambiente. Este conjunto de cilindros concêntricos está contido em uma capa cilíndrica de alumínio de forma a evitar deformações da parafina borada e do polietileno. Além da parafina borada, também é possível impedir a incidência direta de nêutrons térmicos, provenientes do meio, no tubo detector, acrescentando uma folha de cádmio na face frontal do LC. No esboço da figura 13 são apresentadas as dimensões do LC e as estruturas internas.

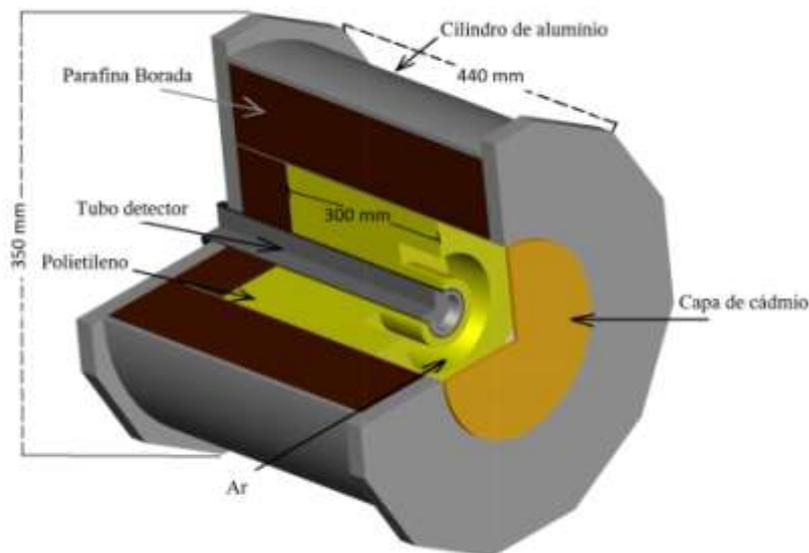


Figura 13. Vista cortada do LC e suas estruturas (FERNANDES, S.S.,2018).

4.1.2 Elementos eletrônicos associados

Antes de iniciar as medições com o LC, foi necessário associar uma eletrônica ao dispositivo composta por um pré amplificador modelo 142PC fabricado pela ORTEC, ideal para contadores proporcionais, uma fonte de alta tensão modelo 556 POWER SUPPLY também fabricado pela ORTEC, um estabilizador de tensão alternada modelo 3000 TR-1A comercializado pela TECTROL, um computador e um analisador multicanal (MCA) modelo DSA 1000 fabricado pela Camberra mais o software Genie-2000 que é a interface de operação para os controles e configurações, figura 14. A tensão de operação adotada nos procedimentos foi de $1,25 \times 10^3$ volts, sendo monitorada periodicamente com o uso do multíteste.

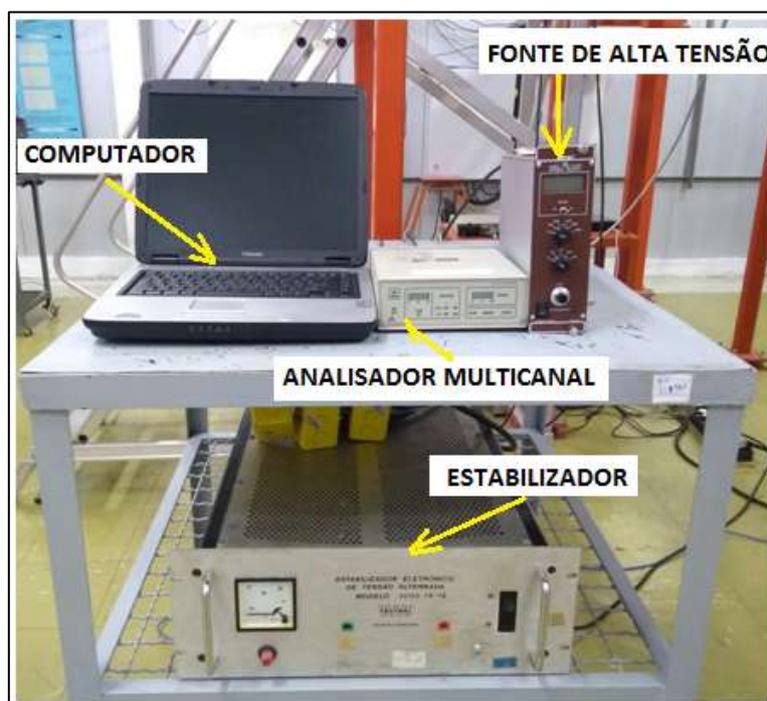


Figura 14. Eletrônica associada para aquisição de dados.

A aquisição dos dados de entrada, como as contagens, são realizadas pelo software Gamma Acquisition & Analysis que pode ser executado em sequências pré-definidas pelo usuário. A análise dos dados como o tempo de contagem, a largura meia altura do pico, a quantificação da área líquida, a correção do tempo morto, fica registrada na biblioteca sendo o arquivo acessível a partir da tela de interface com o usuário, podendo ser reanalisado posteriormente, figura 15.

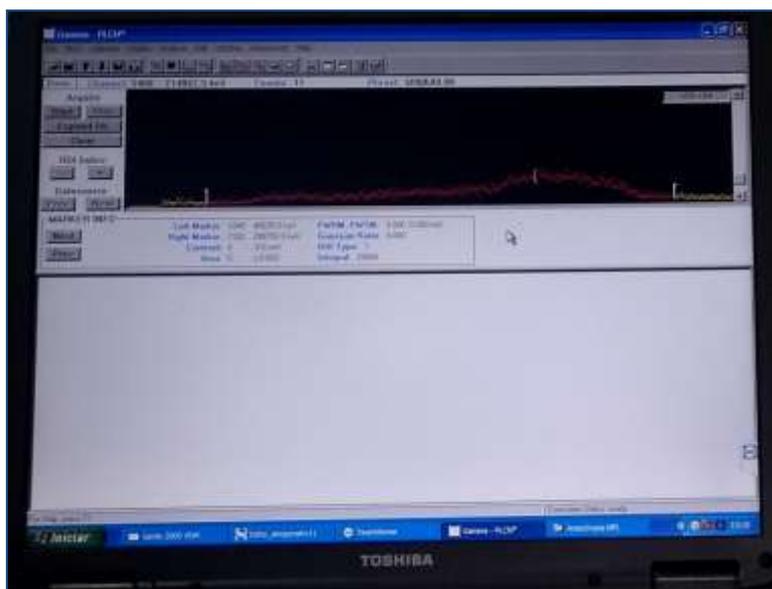


Figura 15. Programa de aquisição de dados Gamma Acquisition & Analysis.

4.1.3 Estrutura do Laboratório de Baixo Espalhamento de Nêutrons

As irradiações foram realizadas no Laboratório de Baixo Espalhamento (LBE), parte integrante do Laboratório Nacional de Metrologia de das Radiações Ionizantes (LMNRI/IRD) do Instituto de Radioproteção e Dosimetria (IRD/CNEN). As dimensões do salão em comprimento x largura x altura são 15,05 x 7,80 x 6,00 m³, o piso é de concreto e as paredes são tipo telha-forro. A telha-forro é feita com chapas de aço tipo galvalume. O galvalume (ou zinalume) é produzido a partir de uma chapa de aço revestida por uma liga de alumínio (55%), zinco (43,5%) e silício (1,5%), o teto possui forro de isopor e telhas de alumínio. Os materiais que compõem a estrutura do LBE oferecem a menor interação com os nêutrons minimizando, significativamente, o espalhamento dessas partículas no salão (LN, 2018). Além dos materiais e dimensões que contribuem para a redução do espalhamento, o LBE também é equipado por um sistema de posicionamento automático suspenso, onde a fonte pode alcançar uma altura mínima de 3 m do piso. Este sistema é formado por dois trilhos que se cruzam no centro do salão e cada braço de trilho é uma mesa de posicionamento (ao todo quatro mesas). No centro, ou intersecção dos trilhos, é colocada a fonte e sobre cada mesa pode ser posicionado um detector no carrinho ajustável em relação à altura e controlado de forma automática em relação à distância horizontal fonte-detector. A figura 16 é uma foto da vista do sistema de posicionamento no LBE.



Figura 16. Vista do LC no sistema de posicionamento do LBE/LNMRI.

4.1.4 As Fontes Radioisotópicas de Referência para Caracterização do LC

Antes de iniciar as medições também é necessário o conhecimento das características dos campos de radiação produzidos pelas fontes. As fontes de nêutrons utilizadas no LN/LNMRI/IRD são fontes rastreadas a padronização primária com o Banho de Sulfato de Manganês. As taxas de emissão das fontes são conhecidas com a melhor incerteza atualmente possível na metrologia de nêutrons (ROBERTS, N J.et. al, 2011) (ISO 8529-2, 2000). A partir do valor da taxa de emissão das fontes, valores de anisotropia, atenuação dos nêutrons no ar, espalhamento pelo ar e materiais do salão, é possível estimar o valor da fluência. As fontes radioisotópicas ^{252}Cf (D_2O), ^{252}Cf e $^{241}\text{Am-Be}$ são fontes de referência do LN utilizadas na caracterização do LC além da fonte $^{238}\text{Pu-Be}$ que não corresponde ao conjunto de fontes de referência ISO 8529-1 (ISO, 2001).

A tabela 3 apresenta alguns detalhes dessas fontes, tais como taxa de emissão na data de calibração (dN_0), meia vida ($T_{1/2}$) e energia média ($\bar{E}n$) em relação à fluência de nêutrons.

Tabela 3. Fontes radioisotópicas do Laboratório de Metrologia de Nêutrons (LN).

Fonte	Data de calibração	dN_0 (n.s ⁻¹)	$T_{1/2}$ (anos)	\bar{E}_n (MeV)
²⁴¹ Am-Be (SN80)	10/05/2007	$1,07 \times 10^7 \pm 0,75\%$	432	$4,16 \pm 0,21$
²⁴¹ Am-Be (SN366)	22/06/1994	$2,22 \times 10^6 \pm 0,65\%$	432	$4,24 \pm 0,21$
²³⁸ Pu-Be	14/11/2008	$8,71 \times 10^8 \pm 0,85\%$	87,74	$3,76 \pm 0,19$
²⁵² Cf (120,7µg)	03/02/2009	$2,80 \times 10^8 \pm 0,75\%$	2,65	$2,06 \pm 0,10$
²⁵² Cf(D ₂ O) (120,7µg)	03/02/2009	$2,80 \times 10^8 \pm 0,75\%$ ¹	2,65	$0,54 \pm 0,03$

Nota: 1 - A fonte ²⁴¹Am-Be (SN366) é uma fonte de calibração de rotina do LN que possui a melhor incerteza de medição, por isso foi escolhida para determinação do fator de calibração do LC.

Os espectros das fontes radioisotópicas foram obtidos com o sistema de espectrometria Multiesfera de Bonner e serão apresentados no item 5.1.

4.2 Medições para Determinação do Centro Efetivo

A caracterização do LC inicia com a avaliação dos centros efetivos para as fontes radioisotópicas apresentadas na tabela 4.1. O método utilizado neste estudo baseia-se na comprovação da diminuição da taxa de contagem com a distância r , para uma fonte puntiforme, seguindo a lei do inverso do quadrado da distância como foi descrito anteriormente em 3.10.1. A medida em que consideramos a magnitude de todos os efeitos de dispersão de nêutrons, incluindo os nêutrons dispersos pelo ar, paredes, chão e teto do LBE, alguns fatores de correção foram incluídos na equação 4.1. Os centros efetivos foram avaliados experimentalmente utilizando o método da variação da posição fonte-detector, alinhada ao centro da face frontal do LC, no sentido normal, ao longo do eixo central. No processo de irradiação, foram realizadas as medições obtendo as taxas de contagens para cada fonte, sem o cone de sombra. Ao todo 30 posições com intervalos de 30 cm até atingir a distância máxima de 320 cm, entre a fonte e a face frontal do LC coberta com a capa de cádmio, como ilustrado na figura 17.

Um ajuste realizado com a equação 4.1, pelo método dos mínimos quadrados, utilizando o Origin 8.0 e adotando K e r_0 como parâmetros livres, possibilitou a determinação do centro efetivo r_0 para cada energia média das fontes radioisotópicas.

$$M_t(r) = \frac{K}{(r+r_0)^2} \cdot e^{-\bar{\Sigma}(r)} \cdot F_I(\theta) \cdot (a \cdot (r^2) + b \cdot (r) + c) \quad \text{Equação 4.1}$$

Onde,

$M_t(r)$ representa as taxas de contagem totais medidas e corrigidas do tempo morto e radiação de fundo (LC no salão, sem fonte de nêutrons, por um intervalo de tempo de aproximadamente 12 horas) .

r é a distância de referência da face frontal do LC;

K é a constante característica fonte-detector.

Os fatores de correção $a(r^2) + b(r) + c$ representam o espalhamento de nêutrons pelo ar e estruturas do LBE. A avaliação de nêutrons espalhados neste estudo foi calculada por simulação com o código MCNPX. O método proposto também inclui o coeficiente de atenuação linear ($\bar{\Sigma}$) e o fator de correção de anisotropia $F_I(\theta)$. Os dados calculados por simulação assim como outros fatores de correção serão discutidos mais adiante no item 4.4.



Figura 17. Vista lateral, frontal do LC no LBE do LN e tubo detector BF_3 .

A metodologia utilizada experimentalmente neste item é reproduzida por simulação Monte Carlo e no item 4.3 é descrito a modelagem.

4.3 Simulação MCNPX para Determinação do Centro Efetivo

O programa usado em todas as simulações descritas neste trabalho foi o código MCNPX (Monte Carlo N-Particle eXtended) versão 2.7.0, que requer uma descrição detalhada da geometria e dos materiais que estão presentes na reprodução do *setup* experimental. As principais bibliotecas de dados nucleares utilizados pelo código MCNPX são os sistemas ENDF (Evaluated Nuclear Data File), ACTI (Advanced Computational Technology Initiative), ENDL (Evaluated Nuclear Data Library).

A metodologia para determinação do centro efetivo foi reproduzida por simulação, ou seja, o arranjo experimental fonte - LC foi modelado tendo uma fonte puntiforme com o espectro de emissão de referência ISO 8529-1. Isto é muito semelhante ao processo experimental de medição com a fonte radioisotópica, com a vantagem de não haver a contribuição do espalhamento no detector que foi modelado no vácuo.

Para analisar os mecanismos que dão origem à dependência energética do centro efetivo, o tubo detector foi dividido em segmentos de 1 cm ao longo do seu comprimento. As posições do LC variam em relação à fonte de 30 a 400 cm, assim como experimentalmente. O cartão modificador FM14 (1 261 107) é usado para dar a produção total de alfa, através das taxas de reação $^{10}\text{B} (n, \alpha) ^7\text{Li}$, no volume ativo ($264,65 \text{ cm}^3$) do tubo detector. Um conjunto de linhas, organizadas em blocos, que descrevem os materiais e a estrutura geométrica do problema, pode ser visualizada com o auxílio do programa VISED (Visual Editor versão 12N). A figura 18 é a vista adaptada da geometria. Foram simuladas 10^9 histórias para cada distância.

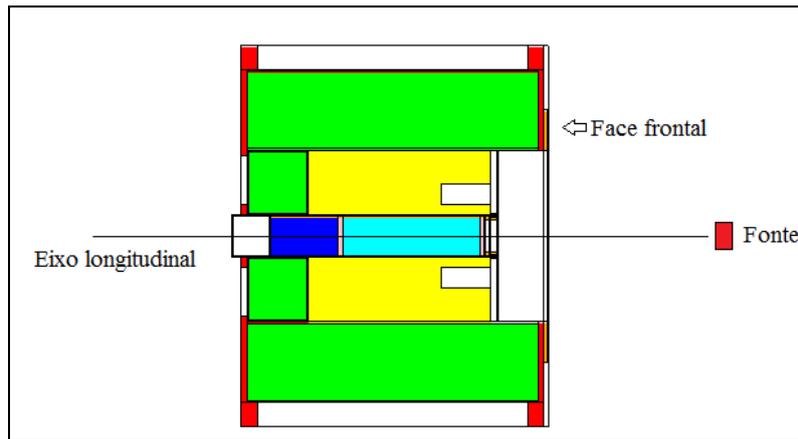


Figura 18. Vista XY do LC modificada do Visual Editor versão 12N.

Após a obtenção dos relatórios de saídas para cada posição, os centros efetivos são analisados usando a mesma equação 4.1, descrita anteriormente, e realizando o ajuste de mínimos quadrados.

4.4 Determinação do Fator de Correção Espalhamento de Nêutrons no LBE

A avaliação de nêutrons espalhados foi realizada por simulação modelando o LBE e o LC, alinhados no eixo longitudinal. A fonte está posicionada no centro do LBE a 3,2 m acima do solo. A *tally* F5 foi usada para calcular o fluxo de nêutrons em um ponto. Um conjunto de respostas foi obtido, simulando a variação de posição com uma distância máxima de 488 cm no ar. Os parâmetros de correção **a**, **b** e **c** que estão presentes na equação 4.1 são obtidos a partir de um ajuste polinomial do conjunto de respostas obtido com o relatórios de saída para cada distância. O procedimento é repetido individualmente com cada fonte radioisotópica. O ajuste mostrado na figura 44, foi usado para determinar os fatores de correção de nêutrons espalhados.

4.5 Determinação do Fator de Correção Anisotropia das Fontes Radioisotópicas

As fontes radioisotópicas de nêutrons, devido à sua geometria cilíndrica e distribuição não homogênea do radionuclídeo e material de encapsulamento, geralmente apresentam uma emissão de nêutrons anisotrópicos que requer a determinação de um fator de correção relacionado. Sua emissão é comumente assumida simétrica em relação ao eixo longitudinal da fonte cilíndrica. Assim, as medições foram realizadas apenas em função

do ângulo polar θ entre o LC e o eixo de simetria. Para evitar erros de operação, foi utilizado um sistema mecânico de rotação de fontes controlado automaticamente. Esse sistema, em forma de mesa, é composto por um motor de passo de quatro fases (NEMA 17), com 200 passos por volta e acoplado à uma caixa de redução ~ 25:1, figura 19. A interface motor/computador foi possível, associando o motor ao driver mais a placa ARDUINO com um programa específico para a movimentação da mesa. Foram utilizados 10° de rotação no intervalo de 0 a 360 ° para o ângulo polar durante 900 s cada e uma distância de 2m entre o LC e cada fonte. Os cálculos foram baseados em estudos de Bardell (BARDELL, A. G ,1988).

As medições são realizadas em função do ângulo polar θ com o eixo axial da fonte alinhado horizontalmente em relação ao LC, conforme ilustrado no esboço figura 20.

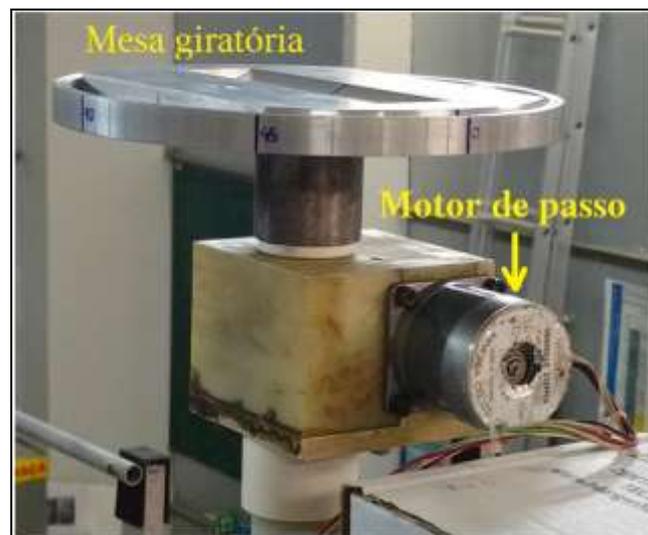


Figura 19. Sistema automatizado de rotação de fonte para avaliação de anisotropia.

Equação 4.2

$$F_1(\theta_o) = \frac{2C(L, \theta_o)}{\sum_{i=1}^n C(L, \theta_i) \times \left[\cos\left(\frac{\theta_{i-1} - \theta_i}{2}\right) - \cos\left(\frac{\theta_i + \theta_{i-1}}{2}\right) \right]}$$

Onde:

θ_o é o ângulo de referência a partir do eixo z da fonte;

θ_i é o ângulo para cada medição;

$F_I(\theta_o)$, fator de correção anisotropia da fonte no ângulo α ;

$C(L, \theta_i)$, taxa de contagem obtida na distancia L a partir do LC;

$C(L, \theta_o)$, taxa de contagem de nêutrons em uma posição (L, θ) em relação ao centro da fonte para a mesma distância L.

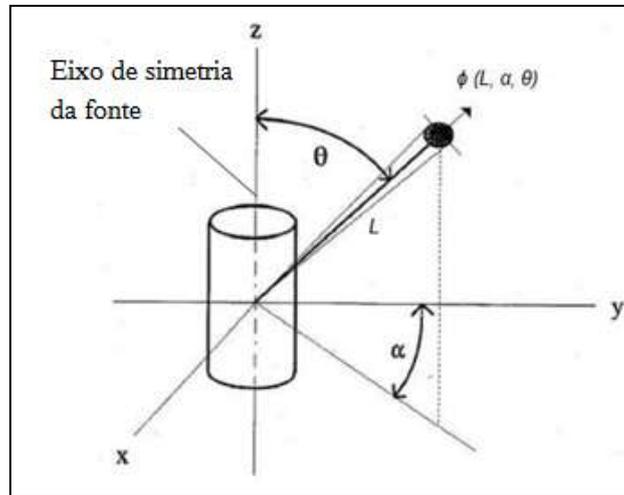


Figura 20. Figura adaptada, sistema de coordenadas de uma fonte cilíndrica com emissão anisotrópica(ISO 8529,2001).

4.6 Avaliação da Dependência Angular do LC

As medições com o LC são, preferencialmente, obtidas pela incidência de nêutrons na face frontal do dispositivo, tendo em vista a camada de parafina borada que recobre o tubo detector com a finalidade de minimizar a incidência lateral de nêutrons espalhados. Todavia, uma investigação sobre a incidência lateral de nêutrons, como uma avaliação da dependência direcional (angular), não deve ser negligenciada. Para entender o impacto de nêutrons espalhados no LC, foram realizadas sucessivas simulações MCNPX com a *tally* F4. A configuração do problema consiste em:

- Uma fonte $^{241}\text{Am-Be}$ de espectro ISO 8529, emissão puntiforme isotrópica no ar ;
- Cone de sombra posicionado a 40 cm da fonte ;
- LC posicionado a 100 cm de distância da fonte em vários ângulos crescentes de 0 a 360°, com variações de 10°;
- Todos os componentes dentro LBE.

Considerando que a simulação reproduz a técnica experimental, e que o cone de sombra impede 100% a incidência direta de nêutrons emitidos pela fonte, foi obtida uma estimativa da dependência direcional do LC. Os resultados são apresentados com o gráfico da figura 5.13, e o esboço que ilustra a reprodução da técnica experimental pode ser observado na figura 21.

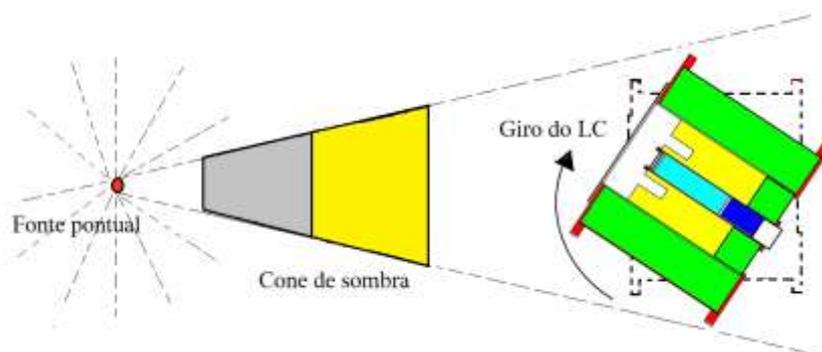


Figura 21. Ilustração e reprodução da técnica experimental para a simulação MCNPX e avaliação da dependência angular.

4.7 Determinação da Função Resposta em Fluência com Feixes Monoenergéticos e sua Relação com a Eficiência.

As limitações empíricas devido a falta de fontes monoenergéticas levou à investigação inicial da função resposta em fluência (R_Φ) utilizando a simulação MCNPX. A modelagem da geometria do problema reproduz as estruturas e materiais que compõem o LC, as fontes monoenergéticas de emissão monodirecional no vácuo, posicionadas a 100 cm de distância da face frontal do LC. Ao todo 84 intervalos de energias foram utilizados com a *tally* F4 associada ao cartão modificador FM4 e ao código 107 para determinação do número de reações $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ por cm^3 no volume ativo do tubo detector. Foram executadas 10^9 histórias, simulando o LC com a capa de cádmio e sem a capa de cádmio. A figura 22 representa o esquema geométrico utilizado na simulação, onde a fonte possui a superfície plana e diâmetro igual à face frontal do LC produzindo um feixe incidente homogêneo e paralelo.

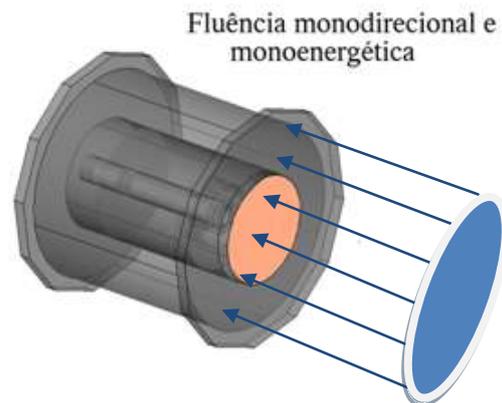


Figura 22. Ilustração do esquema geométrico para simulação MCNPX (LC com capa).

4.7.1 A função resposta em fluência para os intervalos de energia utilizados

Os intervalos de energia utilizados para determinação de R_ϕ estão em conexão com os intervalos para obtenção do espectro por meio do sistema de espectrometria de multiesferas de bonner. Esses intervalos foram definidos no trabalho de Lemos e a tabela 4 mostra os valores escolhidos (LEMOS Jr, R., 2009).

Tabela 4. Valores dos limites dos 84 intervalos de energias (LEMOS Jr, R., 2009).

Intervalos de Energia (MeV)				
1,000E-09	9,120E-08	1,000E-05	1,585E-02	7,943E-01
1,585E-09	1,096E-07	1,585E-05	1,995E-02	1,000E+00
2,512E-09	1,318E-07	2,512E-05	2,512E-02	1,259E+00
3,981E-09	1,905E-07	3,981E-05	3,162E-02	1,585E+00
6,310E-09	2,291E-07	6,310E-05	3,981E-02	1,995E+00
1,000E-08	2,754E-07	1,000E-04	5,012E-02	2,512E+00
1,202E-08	3,311E-07	1,585E-04	6,310E-02	3,162E+00
1,445E-08	3,981E-07	2,512E-04	7,943E-02	3,981E+00
1,738E-08	4,786E-07	3,981E-04	1,000E-01	5,012E+00
2,089E-08	5,754E-07	6,310E-04	1,259E-01	6,310E+00
2,512E-08	6,918E-07	1,000E-03	1,585E-01	7,943E+00
3,020E-08	8,318E-07	1,585E-03	1,995E-01	1,000E+01
3,631E-08	1,000E-06	2,512E-03	2,512E-01	1,259E+01
4,365E-08	1,585E-06	3,981E-03	3,162E-01	1,585E+01
5,248E-08	2,512E-06	6,310E-03	3,981E-01	2,000E+01
6,310E-08	3,981E-06	1,000E-02	5,012E-01	
7,586E-08	6,310E-06	1,259E-02	6,310E-01	

R_Φ foi calculado para cada energia relacionada na tabela 4 e, posteriormente também, para os valores de 14,1 MeV, 4,16 MeV, 2,13 MeV, 0,55 MeV e 0,21 MeV de energia média das fontes utilizadas neste trabalho. A normalização de R_Φ foi construída em função da energia média da fonte de referência $^{241}\text{Am-Be}$ e, a partir desses resultados, foi prevista uma curva de resposta em função da energia apresentada na figura 47.

4.7.2 A relação da eficiência com a resposta em fluência.

Para avaliar a eficiência do LC foi realizado um conjunto de medições com as fontes posicionadas a 100 cm de distância da face frontal do dispositivo. O arranjo experimental consistiu em um extenso conjunto de medições combinando o *setup* LC com capa de cádmio + cone de sombra; LC sem capa de cádmio + cone de sombra; LC com capa de cádmio sem o cone de sombra e LC sem capa de cádmio sem o cone de sombra. Dessa forma foi possível subtrair os efeitos do espalhamento e avaliar a eficiência de detecção.

A partir do valor da taxa de emissão da fonte de referência $^{241}\text{Am-Be}$ (SN366) medido no sistema BSM, corrigida pelos valores de anisotropia, atenuação dos nêutrons no ar, espalhamento pelo ar e materiais do salão, estimou-se o valor da taxa de fluência (ϕ_{ref}) a 1m que será o parâmetro de definição para a eficiência \mathcal{E} conforme modelo da equação 4.3 análoga à equação 3.20.

$$\mathcal{E} = \frac{\bar{L}}{\phi_{\text{ref}}} \quad \text{Equação 4.3}$$

Onde ,

\bar{L} – Média das leituras ($1.s^{-1}$) a 1m ;

Com base no valor de \mathcal{E} , dado pela fonte de referência, foi possível parametrizar os valores da curva R_Φ x \mathcal{E} presentes na figura 5.14.

4.8 Determinação da Taxa de Fluência de Nêutrons em Campos Produzidos pelas Fontes Radioisotópicas.

Para finalizar as etapas de caracterização do LC, foi necessário reproduzir por simulação MCNPX as condições de medição experimental realizadas no item 4.7.2 utilizando os espectros medidos das fontes de radionuclídeos, nos mesmos moldes do item 4.7.

De posse dos valores experimentais e simulados obtidos com a fonte de referência $^{241}\text{Am-Be}$ (SN366), foi possível a determinação de um coeficiente de conversão que irá correlacionar o número de reações no volume ativo do tubo detector por nêutrons emitidos da fonte (saída calculada MCNPX), para a taxa de contagem (s^{-1}). Este coeficiente foi inicialmente definido como C_C para as medições com a capa de cádmio na face frontal do LC. A relação para a determinação do C_C é apresentada na equação 4.4.

$$C_{C(SN366)} = \frac{\bar{L}_{(SN366)}}{Q_{(SN366)} \cdot T_{(SN366)}} \quad \text{Equação 4.4}$$

Onde :

$C_{C(SN366)}$ - Coeficiente de conversão do número de reações no volume sensível do detector para s^{-1} (CPS) (leitura com capa de cádmio). Também pode ser calculado como $C_{S(SN366)}$ coeficiente de conversão do número de reações no volume sensível do detector para CPS (leitura sem capa de cádmio). Seu valor é dado em: $cm^3 \cdot n^{-1}$;

$\bar{L}_{(SN366)}$ - é a valor médio da taxa de contagem experimental, dada em s^{-1} ;

$Q_{(SN366)}$ - é a taxa de emissão da fonte corrigida para a data da medição, dada em $n \cdot s^{-1}$;

$T_{(SN366)}$ - é o valor de saída para a *tally* F4 e cartão modificador FM14(1 261 107), dada em cm^{-3} .

Após a determinação de $C_{C(SN366)}$ foi possível a conversão dos resultados MCNPX, com as demais fontes, em taxa de contagem (s^{-1}) utilizando a expressão abaixo (equação 4.5).

$$L_{CC(i)} = T_{(i)} \times Q_{(i)} \times C_{C(SN366)} \quad \text{Equação 4.5}$$

Onde,

$L_{CC(i)}$ - leitura MCNPX (LC com capa de cádmio) para qualquer fonte (i) convertida em s^{-1} . O mesmo também pode ser representado por $L_{SC(i)}$ - leitura MCNPX (LC sem capa de cádmio) para qualquer fonte (i) convertida em s^{-1} ;

$T_{(i)}$ - saída da Tally para qualquer fonte (i), dada em cm^{-3} ;

$Q(i)$ - Taxa de emissão da fonte (i) na data da medição, dada em $n. s^{-1}$.

Com as leituras MCNPX e experimentais em unidades de taxa de contagem, foi possível a determinação dos valores das taxas de fluência, utilizando a equação 4.6, também análoga à equação 3.21.

$$\varphi = \frac{L_{CC}}{R_{\Phi}} \quad \text{Equação 4.6}$$

Onde,

φ — é a taxa de fluência, dada em $s^{-1}.cm^{-2}$

R_{Φ} - é a resposta em fluência para uma referida energia, dada em cm^2 .

4.9. Aplicação 1: Padronização do campo de radiação gerado pelo novo fluxo térmico FT2

A Unidade Padrão de Fluxo de Nêutrons Térmicos (FT2) do Laboratório Nacional de Metrologia de Radiações Ionizantes (LNMRI/IRD) foi redesenhada por ASTUTO, A., 2016 e caracterizada de forma a oferecer a melhor qualidade em termos de espectro de nêutrons térmicos e, por consequência, medições de qualidade das grandezas fluência, equivalente dose ambiente $H^*(10)$ e equivalente dose individual $H_p(10)$. Construída com blocos de grafite de alta pureza que envolvem o núcleo, também formado por grafite, comporta quatro fontes de nêutrons $^{241}\text{Am-Be}$, com uma atividade nominal de 0,6 TBq cada.

A padronização do campo de radiação, produzido por esse sistema, foi realizada pelo método experimental e reproduzido por simulação MCNPX. A geometria do laboratório onde está localizado o FT2, bem como a própria unidade, foi cedida por ASTUTO, A., 2018.

Antes de iniciar as medições, é fundamental o conhecimento da distribuição da energia dos nêutrons no FT2 para a determinação da fluência. O espectro de energia dos

nêutrons foi medido com a utilização do sistemas de espectrometria de multiesferas de bonner associados ao analisador multicanal INSPECTOR do fabricante Camberra, e ao programa de aquisição de dados GENIE 2000 responsável pela aquisição das taxas de contagens. O desdobramento do espectro de nêutrons foi realizado pelo programa NEURALN, desenvolvido pelo próprio LN que utiliza a metodologia de redes neurais (LEMOS Jr, R., 2009). A forma do espectro de energia dos nêutron (Maxwelliano) é apresentado no capítulo adiante, figura 48.

Além do conhecimento do espectro de energia de nêutrons, também foi necessário a investigação da resposta deste dispositivo com e sem a capa de cádmio, que é conhecidamente um absorvedor de nêutrons térmicos. Para que fosse possível tal abordagem, inicialmente, foi utilizado a curva de função resposta R_{Φ} em energia até 20 MeV, descrita anteriormente no capítulo 4.7.

Medições experimentais foram realizadas com o LC posicionado em frente ao sistema, tendo o centro de sua face frontal alinhado ao eixo do canal central do sistema, conforme figura 23. Três distâncias de medição, 45,5cm 75,5cm e 100,5cm, foram escolhidas conforme a caracterização do sistema, sem o filtro de polietileno posicionado na saída do canal central. As taxas de contagens foram obtidas com 3 medições em cada posição, corrigidas para um tempo morto não superior a 2% e para a radiação de fundo.



Figura 23. Medição com o LC nas instalações da unidade padrão de fluxo de nêutrons térmicos, FT2, do LNMRI/IRD.

Após as medições experimentais, a mesma metodologia foi realizada por simulação, com a geometria e materiais detalhados do *setup*, conforme mostrado na figura 24.

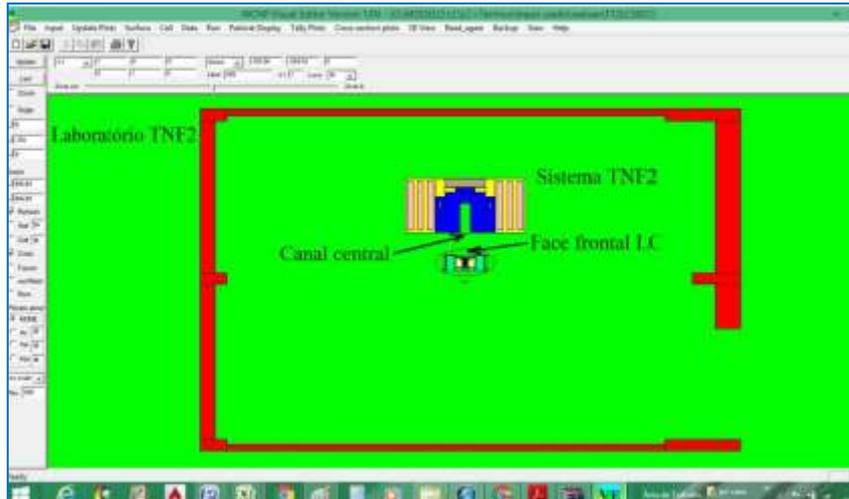


Figura 24. Visão da geometria MCNPX, reprodução do setup experimental para padronização do campo de radiação no FT2. Imagem adaptada do programa Visual Editor versão 12N.

Para confrontar as medições experimentais com as simuladas usando a *tally* F4 mais o cartão multiplicador FM14 (1 261 107), onde 1 corresponde ao valor multiplicado pela densidade descrita do material 261 (gás BF₃), com rodadas de 10⁹ histórias, foram utilizadas as equações 4.3 e 4.4 descritas anteriormente.

4.10. Aplicação 2: Padronização do campo de radiação de 14,1MeV produzido pelo gerador de nêutrons no IEAv.

O campo de fluência de nêutrons a ser padronizado é produzido pelo um gerador de nêutrons do tipo D-T (deutério-trítio), instalado no Laboratório de Radiações Ionizantes (LRI) do Instituto de Estudos Avançados (IEAv). O gerador possui sistema de alimentação a partir de tensão AC padrão com saída pulsante ou contínua e gera nêutrons da ordem de 10⁸ por segundo com uma faixa de operação de 250 Hz a 20 kHz, seus parâmetros de operação são apresentados na tabela 5. O conjunto é composto pelo acelerador e componentes eletrônicos. Estes componentes são ligados uns aos outros por meio de um conjunto de quatro cabos que são usados para enviar sinais de controle e monitoração. O acelerador e o gabinete eletrônico são montados juntos para portabilidade e a fonte de alta tensão (HVPS) é integrada ao acelerador. A interface de comunicação que controla o sistema é o Programa de interface (GUI) LabWindows Graphical User, ver figura 25 (Manual P/N 120004, Thermo Scientific).

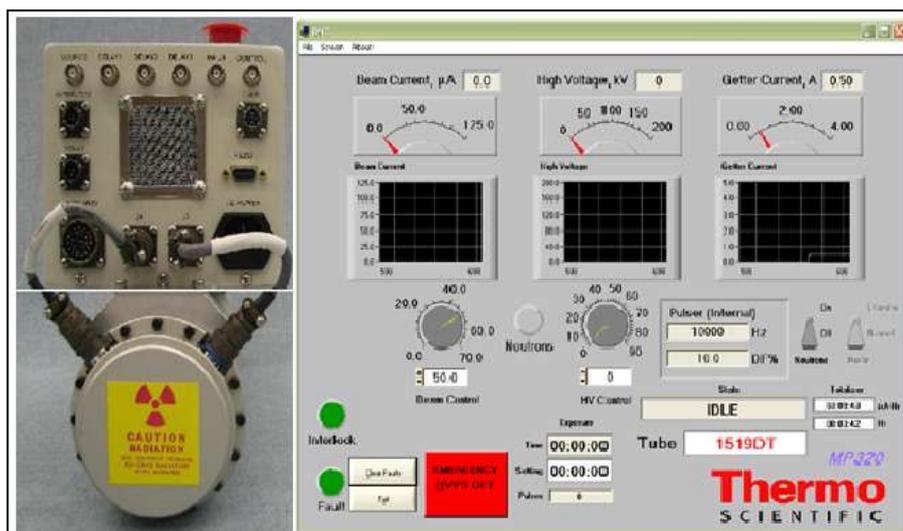


Figura 25. Componentes do sistema, eletrônica associada ao tubo e janela de interface GUI.(Manual P/N 120004, Thermo Scientific).

Tabela 5. Parâmetros operacionais do gerador D-T.(Manual P/N 120004, Thermo Scientific)

Parâmetro	Valor
Tensão de entrada	24 VDC +/- 10% @ 5 A ou 100 a 240 VCA 50 a 60 Hz
Energia	Menor que 75 W (típico)
Rendimento de Nêutrons	$\sim 1 \times 10^8$ nêutrons/segundo DT
Energia dos Nêutrons	14,1 MeV DT
Tensão Máxima do Acelerador	90 kV
Frequência	de 250 Hz a 20 kHz, contínua
Ciclo de funcionamento	de 5% a 100%, 5 ms de largura mínima de pulsos
Peso	$\sim 11,3$ kg (25 lb)

Segundo as descrições apresentadas no trabalho de Pinto, a dimensão do salão corresponde a 520 m² incluindo as Klystrons e os Moduladores, figura 26 (mais detalhes são dados no mesmo trabalho) (PINTO, J.J de O, et. al, 2013).

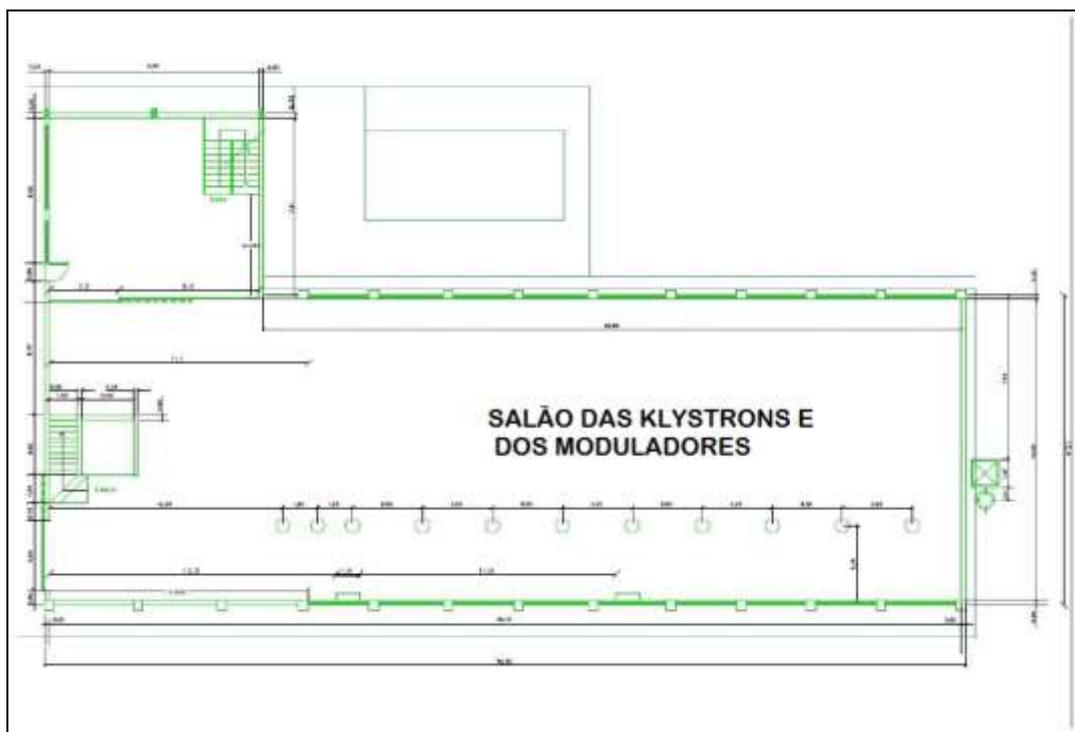


Figura 26. Planta baixa do andar superior do Laboratório de Radiações Ionizantes do IEAv (PINTO, J.J de O, et. al, 2013).

As atividades para a medição iniciaram com o posicionamento do LC a uma altura de 1,49 m do solo, alinhando sua face frontal ao ponto focal do gerador com uma distância de 130 cm. Os parâmetros de operação do gerador são apresentados na tabela 6 sendo a tensão de operação do LC sempre igual a 1250 V.

Tabela 6. Parâmetros de operação do gerador de nêutrons do IEAv .

Parâmetro	Valor
Tensão do acelerador	80 kV
Corrente no filamento	60 μ A
Energia dos Nêutrons	14,1 MeV DT

Oito leituras foram realizadas na mesma posição de 130 cm até que o sistema se estabilizasse e não houvesse variações da corrente no filamento do gerador. Para tal verificação, todas as leituras foram registradas, durante um intervalo de tempo de 5 min, concomitantemente com as leituras do detector proporcional de ^3He presente no mesmo ambiente de irradiação.

Após a estabilidade do sistema, o LC foi posicionado nas distâncias de 100 cm , 125 cm, 140 cm, 200 cm, 300 cm, 400 cm e 500 cm, normal ao gerador, ver figura 27.

Em cada posição foram registradas 3 leituras de 5 min, corrigidas para os valores de tempo morto máximo de 3,1%, com a posição de 100 cm, e mínimo de 0,34%, com a posição de 500 cm.



Figura 27. Medições com o LC para padronização do campo de radiação do gerador de nêutrons no IEAv.

Finalizada a etapa experimental, a mesma metodologia foi utilizada para simulação MCNPX. Para que houvesse uma reprodução realística, um *input* contendo detalhes da geometria e materiais da instalação radioativa foi cedido pelos pesquisadores do IEAv, e assim foi possível simular o LC dentro das instalações, em cada posição descrita experimentalmente, com o termo fonte puntiforme isotrópica de 14,1 MeV. Em cada rodada foram executadas 10^9 histórias e as respostas obtidas pelos relatórios de saída com a *tally* F4, em cada posição, foram tratadas aplicando as equações 4.3 e 4.4 descritas anteriormente.

4.11. Expressão para o Cálculo da Incerteza de Medição da Taxa de Fluência

A incerteza é o parâmetro metrológico fundamental associada ao resultado da medição e caracteriza a dispersão dos valores mensurados. Para estimar o valor da incerteza associada à taxa de fluência (φ) assim como as incertezas para as grandezas equivalente de dose ambiente $H^*(10)$ e equivalente de dose individual $H_p(10)$, foi necessário

conhecer e determinar as seguintes etapas organizadas na forma de diagrama dado na figura 28.

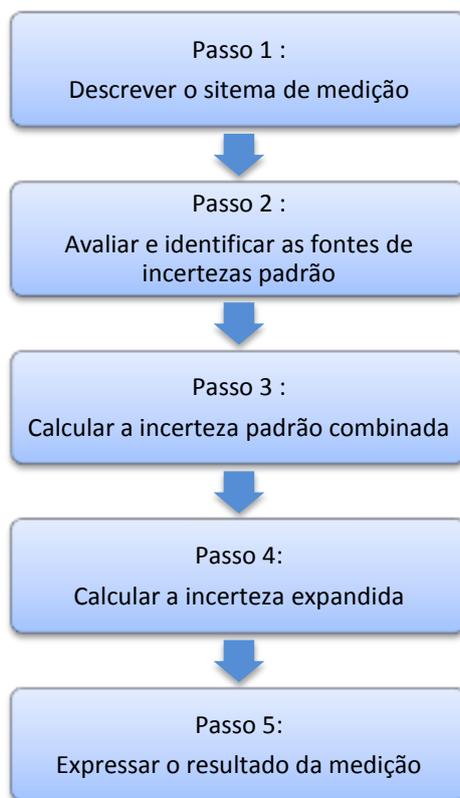


Figura 28. Diagrama de etapas para expressão da incerteza associada à grandeza final.

4.11.1 Avaliação das incertezas

No que diz respeito à estimativa das incertezas de todas as fontes que contribuem para a incerteza de φ , foram utilizadas avaliações estatísticas intrínsecas ao processo de medição que, caracterizadas como incerteza padrão tipo A e incertezas incorporadas à medição a partir de fontes externas, caracterizadas como tipo B. As contribuições de diferentes componentes de incertezas, durante o processo de calibração do LC, estão representadas nos diagramas das figuras 29 e 30 como forma metodológica de avaliação e as equações envolvidas na estimativa das incertezas são apresentadas mais adiante.

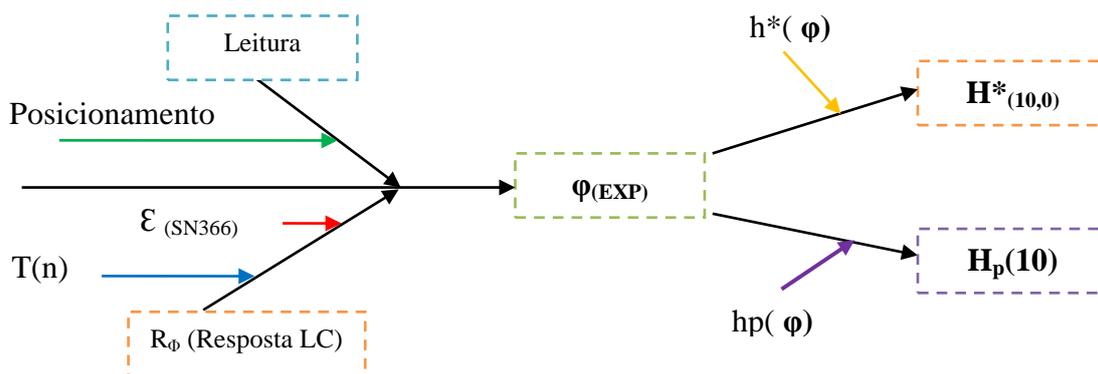


Figura 29. Diagrama de causa e efeito da metodologia desenvolvida para análise da contribuição de diferentes componentes de incertezas na medição da fluência obtida experimentalmente.

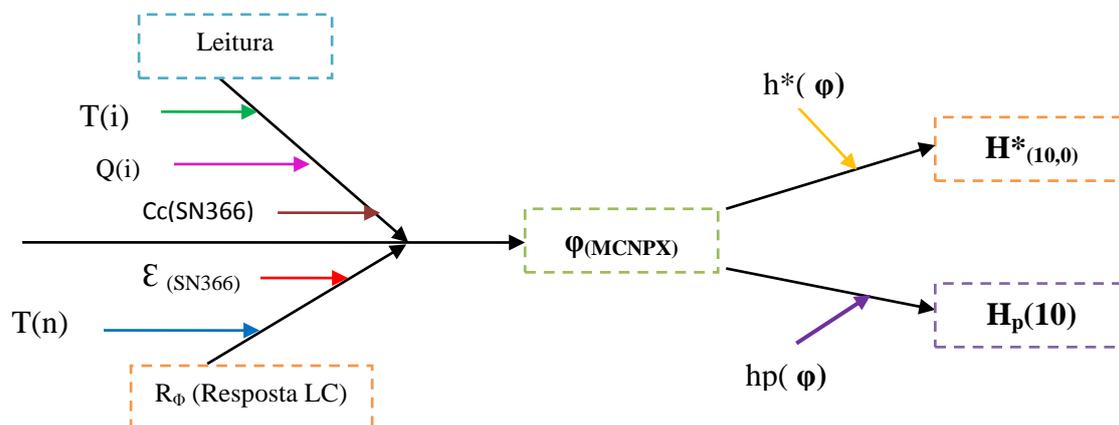


Figura 30. Diagrama de causa e efeito da metodologia desenvolvida para análise da contribuição de diferentes componentes de incertezas na medição da fluência obtida com a simulação MCNPX.

4.11.2 Contribuição de incertezas na taxa de fluência obtida experimentalmente

A componente de incerteza referente às leituras experimentais representadas pelas taxas de contagens, quando analisadas, apresentam contribuições diretas do conjunto de leituras L_i . A média aritmética das leituras \bar{L} oferece a estimativa para esta variável. A incerteza padrão, obtida com a equação 4.8, é calculada dividindo-se o desvio padrão das leituras pela raiz quadrada do número total de leituras (n).

$$\mu(\bar{L}) = \frac{\sigma(L_i)}{\sqrt{n}} \quad \text{Equação 4.8}$$

Onde ,

$\sigma(L_i)$ - desvio-padrão do conjunto de medições L_i ;

Junto à variável leitura (\bar{L}) devemos considerar a contribuição de incerteza referente ao sistema de posicionamento. E para este caso, a incerteza padrão é denominada tipo B, $\mu(Lp)$ com distribuição retangular em um intervalo simétrico $\pm a$ onde o valor de a é $\sim 0,5\text{cm}$ convertido para o Sistema Internacional de Unidades, podemos obter $\mu(Lp)$ com a equação 4.9.

$$\mu(Lp) = \frac{a}{\sqrt{3}} \quad \text{Equação 4.9}$$

Outra variável que devemos analisar é a contribuição da incerteza $[\mu_\varepsilon]_{(SN366)}$ relacionada à eficiência LC, definida com a equação 4.10 estimativa da incerteza padrão relativa $\left[\frac{\mu_\varepsilon}{\varepsilon}\right]_{(SN366)}$ derivada da equação 4.3.

$$\left[\frac{\mu_\varepsilon}{\varepsilon}\right]_{(SN366)} = \pm \sqrt{\left[\frac{\mu_L}{L}\right]^2 + \left[\frac{\mu_{Lp}}{Lp}\right]^2 + \left[-\frac{\mu_{\phi(\text{ref})}}{\phi(\text{ref})}\right]^2} \quad \text{Equação 4.10}$$

μ_ε - Componente de incerteza padrão da eficiência com a fonte de referência;

μ_L - Componente de incerteza das leituras a 1m (taxa de contagem);

μ_{Lp} - Componente de incerteza de posicionamento das leituras a 1m

$\mu_{\phi(\text{ref})}$ - Componente de incerteza da fluência a 1m com a fonte de referência Am-Be SN366 obtido do sistema BSM.

Considerando que a curva função resposta R_ϕ foi parametrizada com o valor de $\varepsilon_{(SN366)}$, devemos derivar da equação 4.11 a estimativa da incerteza padrão relativa $\left[\frac{\mu_{R\phi}}{R_\phi}\right]$ apresentada na equação 4.12 .

$$R_{\phi} = T_{(n)} \cdot \varepsilon_{(SN366)} \quad \text{Equação 4.11}$$

Onde:

$T_{(n)}$ - Tally normalizada.

$$\left[\frac{\mu_{R\phi}}{R_{\phi}} \right] = \pm \sqrt{\left[\frac{\mu_T}{T_n} \right]^2 + \left[\frac{\mu_{\varepsilon}}{\varepsilon} \right]^2} \quad \text{Equação 4.12}$$

Onde:

$\mu_{R\phi}$ - Componente de incerteza padrão de R_{ϕ} ;

μ_T - Componente de incerteza para a Tally.

O resultado da incerteza estimada para a grandeza ϕ é obtido pela soma quadrática da combinação apropriada de incertezas padrão de entrada não correlacionadas ($\mu(\bar{L}_i)$, $\mu(L_{pi})$ e $\mu(R_{\phi})$), apresentado na equação 4.13.

$$[\mu_c(\phi)] = \pm \sqrt{[c_1\mu(\bar{L}_i)]^2 + [c_2\mu(L_{pi})]^2 + [c_3\mu(R_{\phi})]^2} \quad \text{Equação 4.13}$$

Onde,

c_1 , c_2 e c_3 - São os coeficientes de sensibilidade obtidos da equação 4.6 segundo definições presentes no GUM, 2008. Suas notações estão expressas abaixo em 4.14:

$$c_1 \equiv \frac{\partial \phi}{\partial \bar{L}_i} = \frac{1}{R_{\phi}} \quad ; \quad c_2 \equiv \frac{\partial \phi}{\partial L_{pi}} = 1 \quad ; \quad c_3 \equiv \frac{\partial \phi}{\partial R_{\phi}} = \frac{\bar{L}_i}{R_{\phi}^2} \quad 4.14$$

E para relatar o resultado final da grandeza, segundo o CIPM, esta deve ser declarada em termos da incerteza expandida, equação 4.15. O fator k de abrangência, para este trabalho, é admitido com um nível de confiança de aproximadamente 95% sendo $K=2$ conforme definido no GUM, 2008.

$$U(\phi_{(exp)}) = k \cdot \mu_c(\phi_{(exp)}) \quad \text{Equação 4.15}$$

Sendo assim, de acordo com as etapas descritas, o resultado final da grandeza taxa de fluência será apresentado na forma 4.16.

$$\varphi_{(exp)} \pm U(\varphi_{(exp)}) \quad 4.16$$

A expressão da incerteza para as grandezas equivalente de dose ambiente e equivalente de dose individual segue a mesma metodologia da soma quadrática de incertezas padrão de entrada não correlacionadas ($\mu(\varphi)$, $\mu(h_{\phi}^*)$ e $\mu(hp_{\phi})$), abaixo apresentas nas equações 4.17 e 4.20.

$$[\mu_c H^*(10)] = \pm \sqrt{[c_4 \mu(\varphi)]^2 + [c_5 \mu(h_{\phi}^*)]^2} \quad \text{Equação 4.17}$$

Onde

$\mu(h_{\phi}^*)$ - Componente de incerteza do coeficiente de conversão de fluência de nêutrons para equivalente de dose ambiente, obtido pela ISO8529-3.

c_4 e c_5 - São os coeficientes de sensibilidade obtidos da equação 4.18 segundo definições presentes no GUM, 2008. Suas notações estão expressas abaixo em 4.19:

$$H^*(10) = \varphi \cdot h_{\phi}^* \quad \text{Equação 4.18}$$

$$c_4 \equiv \frac{\partial H^*(10)}{\partial \varphi} = 1 \cdot h_{\phi}^* \quad ; \quad c_5 \equiv \frac{\partial H^*(10)}{\partial h_{\phi}^*} = \varphi \cdot 1 \quad 4.19$$

$$[\mu_c H_p(10)] = \pm \sqrt{[c_4 \mu(\varphi)]^2 + [c_6 \mu(hp_{\phi})]^2} \quad \text{Equação 4.20}$$

Onde:

$\mu(hp_{\phi})$ - Componente de incerteza do coeficiente de conversão de fluência de nêutrons para equivalente de dose individual, obtido pela ISO8529-3.

c_6 - É o coeficiente de sensibilidade obtido da equação 4.21 segundo definições presentes no GUM, 2008. Sua notação está expressa abaixo em 4.22

$$H_p(10) = \varphi \cdot hp_{\phi} \quad \text{Equação 4.21}$$

$$c_6 \equiv \frac{\partial H_p(10)}{\partial hp_{\phi}} = \varphi \cdot 1 \quad 4.22$$

A expressão final para ambos os equivalentes de dose será representada em termos da incerteza expandida assim como foi descrito para a grandeza fluência de nêutrons, utilizando também o fator $k = 2$.

4.11.3 Contribuição de incertezas na taxa de fluência obtida por simulação MCNPX

Diferente das medições experimentais, a componente de incerteza referente às leituras MCNPX provém da contribuição da incerteza padrão relativa associada ao coeficiente $C_{C(SN366)}$ obtido com a equação 4.23.

$$\left[\frac{\mu_{C_c}}{C_c} \right] = \pm \sqrt{\left[\frac{1}{Q \times T \times F_I} \right]^2 \cdot [\mu_{\bar{L}}]^2 + \left[\frac{-\bar{L}}{Q^2 \times T \times F_I} \right]^2 \cdot [\mu_Q]^2 + \dots} \quad \text{Equação 4.23}$$

$$\sqrt{\dots + \left[\frac{-\bar{L}}{Q \times T^2 \times F_I} \right]^2 \cdot [\mu_T]^2 + \left[\frac{-\bar{L}}{Q \times T \times F_I^2} \right]^2 \cdot [\mu_{F_I}]^2}$$

Onde,

μ_{C_c} - Componente de incerteza padrão do coeficiente de conversão $C_{C(SN366)}$;

$\mu_{\bar{L}}$ - Componente de incerteza padrão das leituras com a fonte SN366;

μ_Q - Componente de incerteza da taxa de emissão da fonte SN366;

μ_T - Componente de incerteza para a *tally* com fonte SN366;

μ_{F_I} - Componente de incerteza do fator anisotropia da fonte SN366.

A soma quadrática das incertezas padrão de entrada não correlacionadas (μ_{T_i} , μ_{Q_i} e μ_{C_c}), apresentado na equação abaixo 4.24 expressa a forma da incerteza relativa estimada para o tratamento das leituras provenientes da simulação.

$$\left[\frac{\mu_{\bar{L}}}{\bar{L}} \right] = \pm \sqrt{[Q_i \times C_c]^2 \cdot [\mu_{T_i}]^2 + [T_i \times C_c]^2 \cdot [\mu_{Q_i}]^2 + [T_i \cdot Q_i]^2 \times [\mu_{C_c}]^2} \quad \text{Equação 4.24}$$

Onde,

$\mu_{\bar{L}}$ - Componente de incerteza padrão combinada referente às leituras MCNPX convertidas.

μ_{Qi} - Componente de incerteza da taxa de emissão para uma fonte i;

μ_{Ti} - Componente de incerteza para a *tally* com fonte i;

O valor estimado da incerteza para a grandeza φ_{MCNPX} é obtido pela soma quadrática da combinação apropriada de incertezas padrão de entrada não correlacionadas ($\mu(\bar{L})$ e $\mu(R_\phi)$), apresentado na equação 4.25.

$$[\mu_c(\varphi_{MCNPX})] = \pm\sqrt{[c_1\mu(L)]^2 + [c_3\mu(R_\phi)]^2} \quad \text{Equação 4.25}$$

De acordo com as etapas descritas, o resultado final da grandeza taxa de fluência φ_{MCNPX} simulada será apresentado na forma 4.26. O fator k de abrangência, é admitido com um nível de confiança de aproximadamente 95% sendo k=2 conforme definido no GUM, 2008.

$$\varphi_{MCNPX} \pm \mu(\varphi_{MCNPX}) \quad 4.26$$

CAPÍTULO 5

RESULTADOS E DISCUSSÃO

Os resultados aqui apresentados, referentes às etapas experimentais e simuladas, de determinação do centro efetivo para as fontes radioisotópicas estão presentes no trabalho publicado por FERNANDES, S.S., et.al.,2018.

5.1. Espectros Caracterizados das Fontes Radioisotópicas

As fontes radioisotópicas do LN possuem características recomendadas pela ISO 8529-1. Isso significa que os campos de radiações de referência para nêutrons foram bem determinados sendo bem conhecidas suas propriedades e distribuição de energia de nêutrons. Nas figuras 31, 32, 33 e 34 são apresentados os espectros de nêutrons produzidos pelas fontes e comparados com os espectros das fontes ISO 8529. Os espectros são apresentados com os eixos $B_E E$ (em uma escala linear) versus a energia de nêutron, E_n (em uma escala logarítmica). Onde B_E (intensidade da fonte espectral) são os valores das ordenadas obtidos por $B_E = \Delta B / \Delta E = B_i / (E_{i+1} - E_i)$ e $E_n \cdot B_E = B_i / \ln(E_{i+1} - E_i)$.

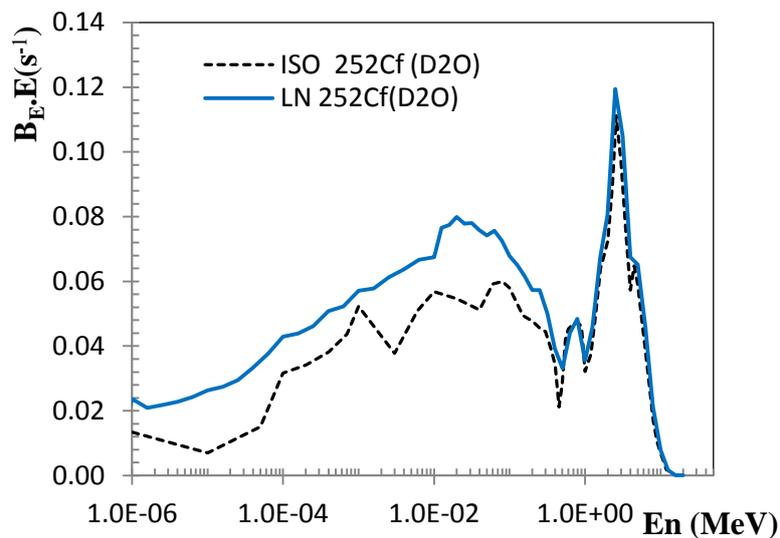


Figura 31. Espectros de nêutrons produzidos por fonte de ^{252}Cf no interior de uma esfera de raio de 150 mm preenchida com D_2O .

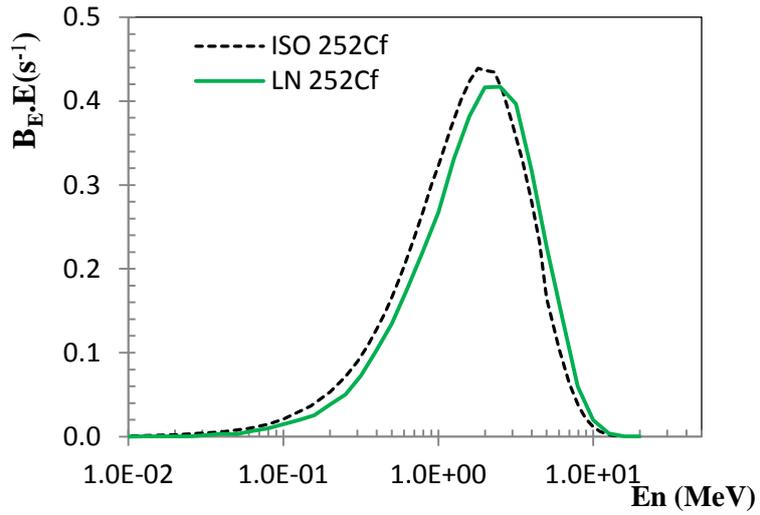


Figura 32. Espectros de nêutrons produzidos por fonte de ^{252}Cf .

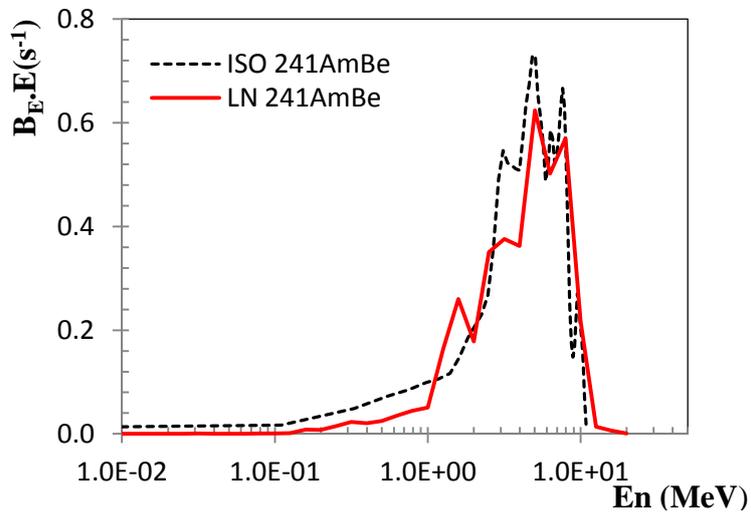


Figura 33. Espectros de nêutrons produzidos por fonte de $^{241}\text{Am-Be}$ (α, n).

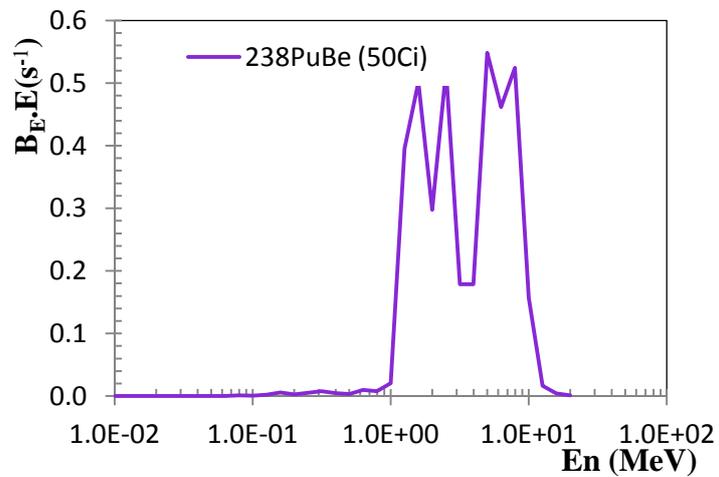


Figura 34. Espectros de nêutrons produzidos por fonte de $^{238}\text{Pu-Be}$ (α, n).

As energias médias de distribuição são $0,54 \pm 0,03$ MeV, $2,06 \pm 0,10$ MeV, $4,16 \pm 0,21$ MeV e $3,76 \pm 0,19$ MeV respectivamente para as fontes $^{252}\text{Cf}(\text{D}_2\text{O})$, ^{252}Cf , $^{241}\text{Am-Be}$ e $^{238}\text{Pu-Be}$. Isso significa que a maior variação percentual, quando comparadas respectivamente com as fontes ISO 8529, corresponde a $\sim 2\%$ (fonte de ^{252}Cf).

5.2 Resultados Experimentais e Simulados MCNPX do Centro Efetivo

A seguir são apresentados os resultados experimentais plotados em gráficos (figuras 35, 36, 37 e 38) do ajuste realizado com a equação 4.1 descrita anteriormente. Os valores de cada parâmetro, para cada fonte, estão nas tabelas 7, 8, 9 e 10 relacionadas abaixo. Os gráficos apresentam o perfil de curva esperado, conforme discutido no item 3.10.1, com características que obedecem à lei do inverso do quadrado das distâncias considerando os parâmetros de correções para efeitos de espalhamento e anisotropia. As incertezas referentes aos valores do centro efetivo (r_0), são obtidas com base no erro padrão ao realizar o ajuste.

Tabela 7. Parâmetros de ajustes pelo método dos mínimos quadrados para determinação do centro efetivo com a fonte de ^{252}Cf (D_2O).

K	$\bar{\Sigma}$ (10^{-7}cm^{-1})	a	b	c
$1,10759 \times 10^7$	2964	$1,70 \times 10^{-6}$	$2,04 \times 10^{-4}$	1

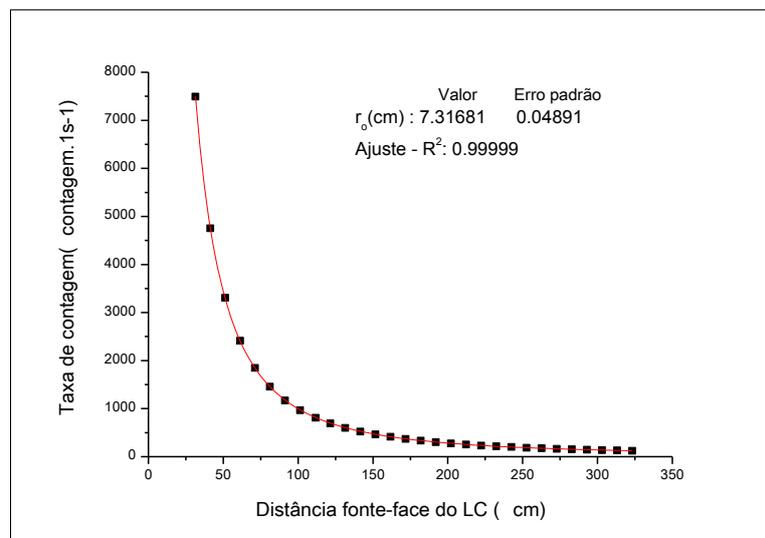


Figura 35. Curva de ajuste para determinação do CE medido com a fonte de ^{252}Cf (D_2O).

Tabela 8. Parâmetros de ajustes pelo método dos mínimos quadrados para determinação do centro efetivo com a fonte de ^{252}Cf .

K	$\bar{\Sigma} (10^{-7}\text{cm}^{-1})$	a	b	c
$1,25416 \times 10^7$	1055	$1,13 \times 10^{-6}$	$1,41 \times 10^{-4}$	1

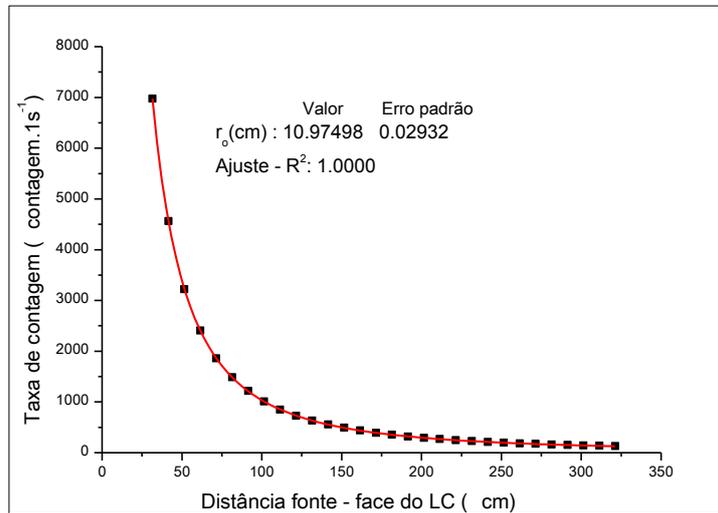


Figura 36. Curva de ajuste para determinação do CE medido com a fonte de ^{252}Cf .

Tabela 9. Parâmetros de ajustes pelo método dos mínimos quadrados para determinação do centro efetivo com a fonte de $^{238}\text{Pu-Be}$.

K	$\bar{\Sigma} (10^{-7}\text{cm}^{-1})$	a	b	c
$2,75157 \times 10^7$	890	$9,21 \times 10^{-7}$	$1,14 \times 10^{-4}$	1

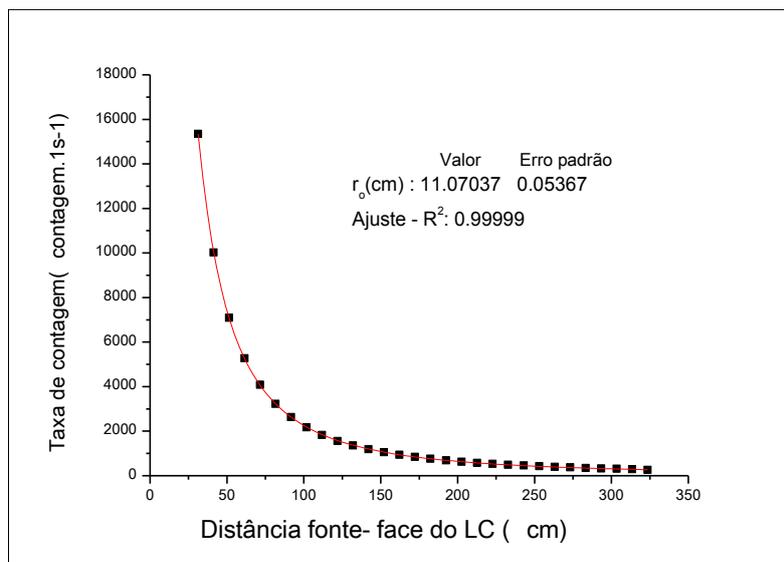


Figura 37. Curva de ajuste para determinação do CE medido com a fonte de $^{238}\text{Pu-Be}$.

Tabela 10. Parâmetros de ajustes pelo método dos mínimos quadrados para determinação do centro efetivo com a fonte de $^{241}\text{Am-Be}$.

K	$\bar{\Sigma}$ (10^{-7}cm^{-1})	a	b	c
$3,18888 \times 10^6$	890	$9,21 \times 10^{-7}$	$1,14 \times 10^{-4}$	1

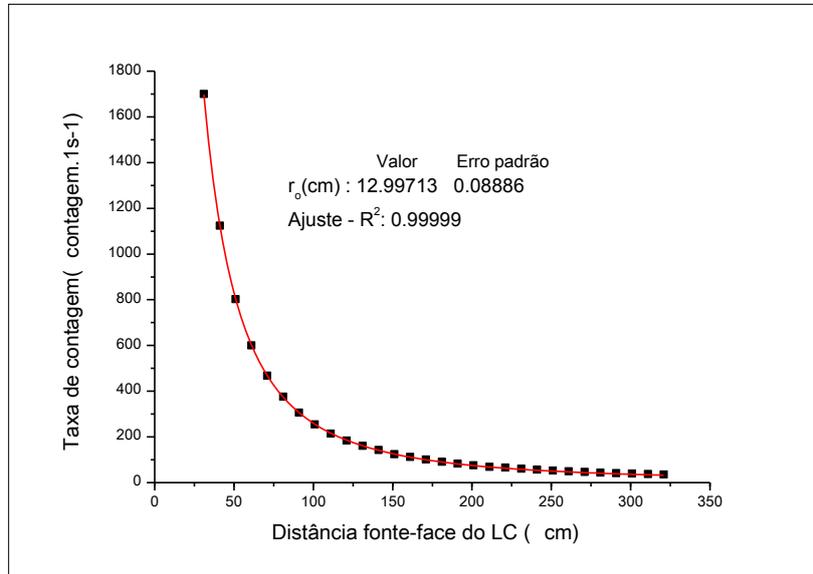


Figura 38. Curva de ajuste para determinação do CE medido com a fonte de $^{241}\text{Am-Be}$.

Os valores obtidos com o método de simulação dos centros efetivos são apresentados nas figuras 39, 40, 41 e 42. O perfil da curva também obedece à lei do inverso do quadrado das distâncias e os valores de r_0 estão em concordância com o ajuste quadrático das medições experimentais. Nas tabelas 11, 12, 13 e 14 são apresentados os parâmetros de ajuste da curva para cada fonte.

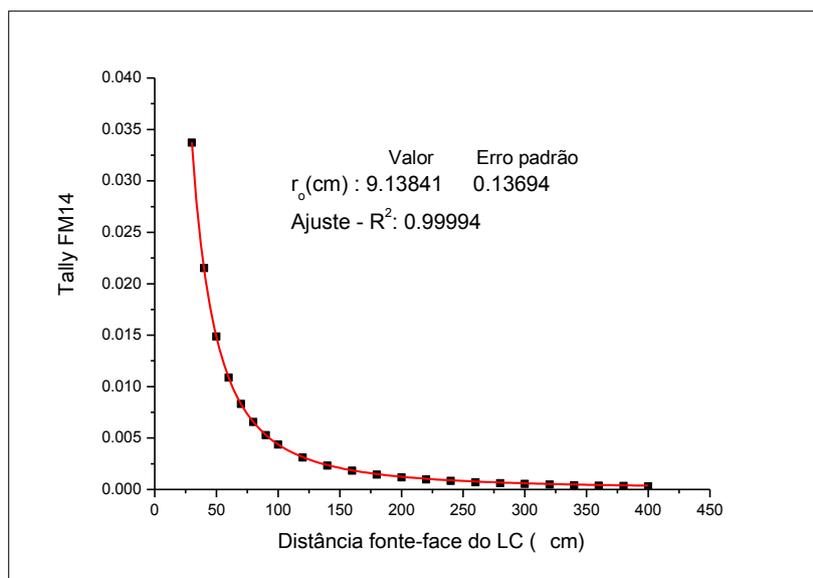


Figura 39. Curva de ajuste para determinação do CE simulado com a fonte de ^{252}Cf (D_2O).

Tabela 11. Parâmetros de ajustes pelo método dos mínimos quadrados para determinação do centro efetivo com a fonte de ^{252}Cf (D_2O).

K	$\bar{\Sigma}$ (10^{-7}cm^{-1})	a	b	C
51,2929	2964	$1,70 \times 10^{-6}$	$2,04 \times 10^{-4}$	1

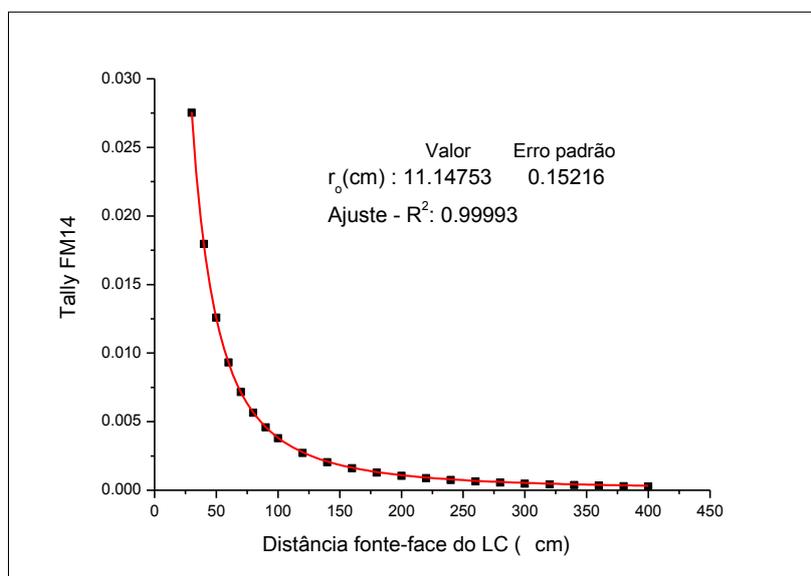


Figura 40. Curva de ajuste para determinação do CE simulado com a fonte de ^{252}Cf .

Tabela 12. Parâmetros de ajustes pelo método dos mínimos quadrados para determinação do centro efetivo com a fonte de ^{252}Cf .

K	$\bar{\Sigma} (10^{-7}\text{cm}^{-1})$	a	b	C
46,56008	1055	$1,13 \times 10^{-6}$	$1,41 \times 10^{-4}$	1

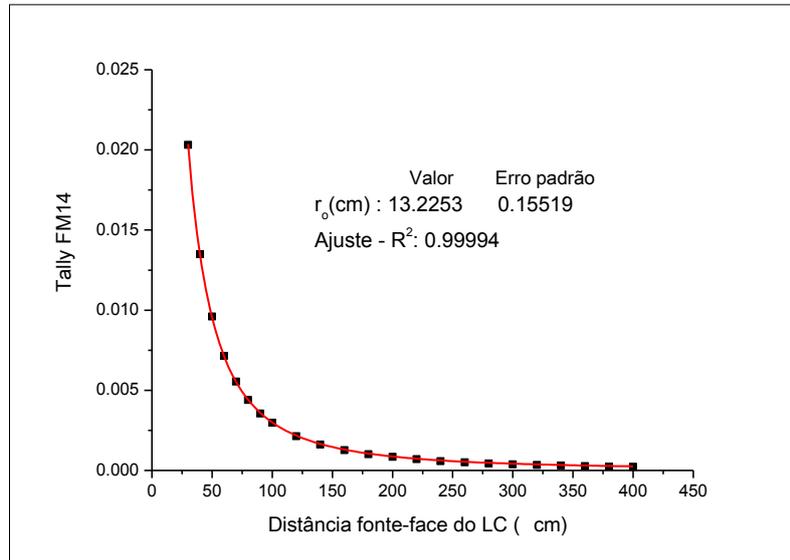


Figura 41. Curva de ajuste para determinação do CE simulado com a fonte de $^{238}\text{Pu-Be}$.

Tabela 13. Parâmetros de ajustes pelo método dos mínimos quadrados para determinação do centro efetivo com a fonte de $^{238}\text{Pu-Be}$.

K	$\bar{\Sigma} (10^{-7}\text{cm}^{-1})$	a	b	C
36,39676	890	$9,21 \times 10^{-7}$	$1,14 \times 10^{-4}$	1

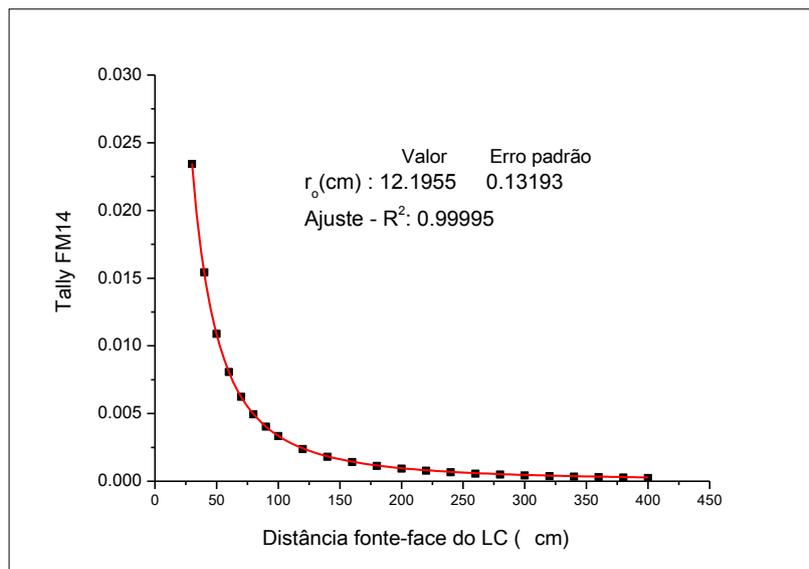


Figura 42. Curva de ajuste para determinação do CE simulado com a fonte de $^{241}\text{Am-Be}$.

Tabela 14. Parâmetros de ajustes pelo método dos mínimos quadrados para determinação do centro efetivo com a fonte de $^{241}\text{Am-Be}$.

K	$\bar{\Sigma} (10^{-7}\text{cm}^{-1})$	a	b	C
40,15623	890	$9,21 \times 10^{-7}$	$1,14 \times 10^{-4}$	1

Conforme esperado a profundidade do centro efetivo aumenta com a incidência dos nêutrons de alta energia que penetram profundamente nas estruturas moderadoras do LC. Os centros efetivos experimentais e simulados são mostrados na tabela 15, tendo como referência a face do LC e considerando que até a entrada do tubo detector existe 6,99cm de espessura que correspondente ao anel de ar, vide figura 13. É possível considerar que existe uma boa concordância entre os valores de r_o experimentais e simulados referentes às fontes de ^{252}Cf e $^{241}\text{Am-Be}$ com a menor diferença percentual igual a 1,6%.

Em relação às fontes $^{252}\text{Cf}(\text{D}_2\text{O})$ e $^{238}\text{Pu-Be}$ podemos observar as maiores diferenças percentuais aproximadamente em 25% entre os valores de r_o experimentais e simulados.

Tabela 15. Valores dos centros efetivos medidos e simulados com as fontes radioisotópicas do LN.

Fontes	Experimental $r_o(\text{cm})$	Simulado $r_o(\text{cm})$
$^{252}\text{Cf}(\text{D}_2\text{O})$	$7,32 \pm 0,05\text{cm}$	$9,14 \pm 0,14\text{cm}$
^{252}Cf	$10,97 \pm 0,03\text{cm}$	$11,15 \pm 0,15 \text{cm}$
$^{238}\text{Pu-Be}$	$11,07 \pm 0,05\text{cm}$	$13,22 \pm 0,15\text{cm}$
$^{241}\text{Am-Be}$	$12,99 \pm 0,08\text{cm}$	$12,19 \pm 0,13\text{cm}$

O valor de r_o para outra energia média, pode ser obtido, extrapolando r_o e realizando o ajuste linear com o logaritmo natural da energia (\mathbf{En}) representado na figura 43 e pela função 5.1 :

$$r_o = (2,7888. \ln(\mathbf{En}) + 1,9524) \text{ cm} \quad 5.1$$

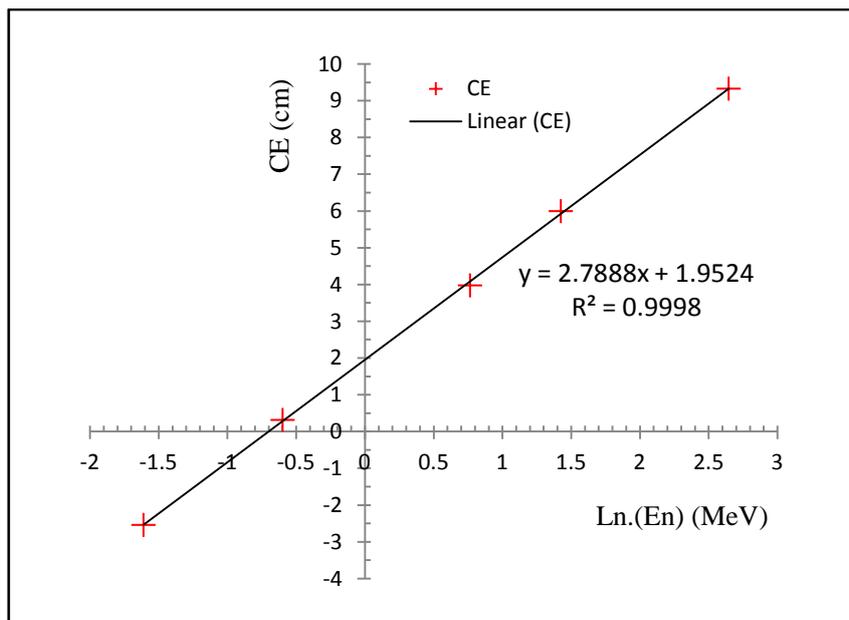


Figura 43. Gráfico de ajuste linear para determinação do centro efetivo.

É importante reforçar que o perfil das curvas para determinação do centro efetivo, eliminando os efeitos de espalhamento e anisotropia, assegura o mesmo formato para a curva de fluência de nêutrons.

5.3. Fator de Correção Espalhamento de Nêutrons no LBE

A determinação dos fatores de correção referentes aos tipos de espalhamento no LBE foi realizada por simulação. O método de simulação foi escolhido, pois não havia disponível um conjunto significativo de cones de sombra que fosse eficiente nesse estudo. Sendo assim, o modelamento do LC dentro do LBE, em várias posições, resultou em respostas obtidas com a diferença entre a fluência de nêutrons diretos e a fluência de nêutrons colididos gerados pela *tally* F5. Esse conjunto de respostas foi utilizado no ajuste polinomial apresentado na figura 44. No gráfico (figura 44) é mostrado o modelo $\mathbf{a} \cdot (\mathbf{r}^2) + \mathbf{b} \cdot (\mathbf{r}) + \mathbf{c}$ do ajuste das curvas usadas para determinar os parâmetros \mathbf{a} , \mathbf{b} e \mathbf{c} como fatores de correção de nêutrons espalhados.

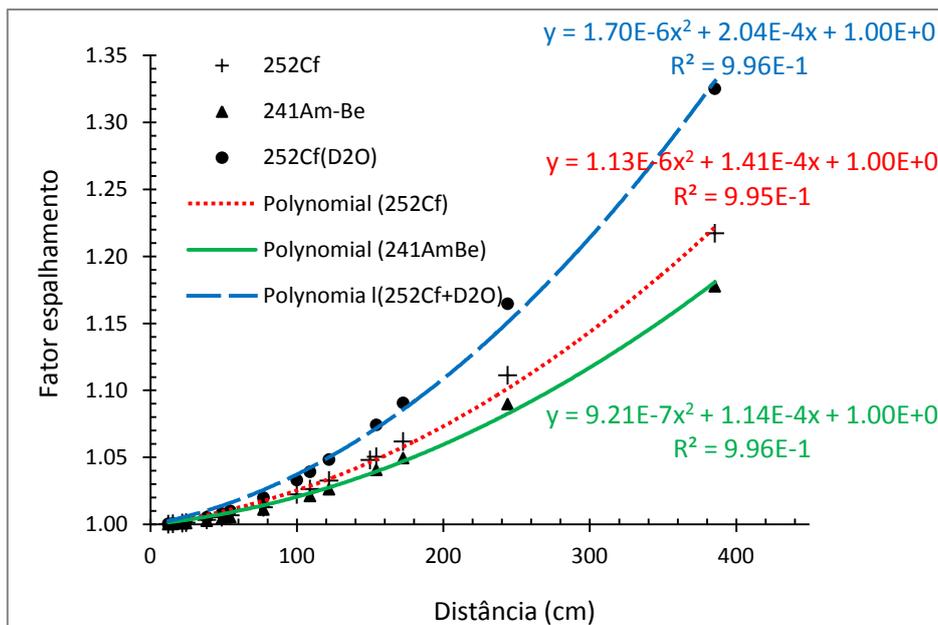


Figura 44. Ajuste polinomial para determinação dos fatores de correção de nêutrons espalhados obtidos a partir da simulação MCNPX na instalação do LN.

Como resultado, é possível considerar que o parâmetro **c** apresenta pouca contribuição no espalhamento, correspondendo assim ao fator de correção de nêutrons espalhados no ar. Os parâmetros **a** e **b** correspondem ao fator de correção para a contribuição de nêutrons espalhados pelo solo, teto e paredes. Os fatores de correção determinados com a fonte $^{241}\text{Am-Be}$ foram arbitrariamente utilizados, também, para o $^{238}\text{Pu-Be}$, considerando a proximidade da energia média e suas distribuições em energia.

A influência do espalhamento no LBE (solo, teto e paredes) se apresenta de forma mais significativa para distâncias acima de 150cm e, nestas distâncias, a contribuição corresponde a ~ 5% podendo chegar a 33% com a fonte de $^{252}\text{Cf}(\text{D}_2\text{O})$ a uma distância de 400cm.

5.4. Fator de Correção de Anisotropia das Fontes Radioisotópicas

As fontes de nêutrons do LN foram avaliadas de acordo com a equação 4.2. Segundo os resultados na tabela 16 o maior valor de $F_1(\theta)$ é atribuído a fonte $^{238}\text{Pu-Be}$ e correspondente a 4,3%, que é bem explicável por ser a fonte com a maior dimensão. A distribuição do material dentro do encapsulamento tem mais chances de não apresentar completa homogeneidade quanto maior for suas dimensões geométricas. Apesar dos

fatores de correção das fontes ^{252}Cf e $^{241}\text{Am-Be}$ terem uma variação pequena, os cálculos não podem ser tratados como se, estas, fossem fontes pontuais.

Tabela 16. Fatores de correção de anisotropia para as fontes radioisotópicas.

Fonte	$F_1(\theta_0)$ (%)
^{252}Cf	$1,010 \pm 0,6$
$^{238}\text{Pu-Be}$	$1,043 \pm 0,6$
$^{241}\text{Am-Be}$	$1,029 \pm 0,6$

5.5. Resultado da Avaliação para Dependência Angular do LC

A geometria do LC foi projetada para realizar, preferencialmente, leituras de fluência com incidência de nêutrons na face frontal do dispositivo. O cilindro moderador composto por parafina borada têm a função de minimizar a incidência lateral de nêutrons provenientes do espalhamento, assim como a capa de cádmio impede a incidência direta de nêutrons térmicos espalhados. Porém, este estudo é necessário para avaliar se existe uma contribuição significativa da dependência angular na resposta (R_Φ) do LC. Portanto, foi avaliado o fluxo médio de nêutrons no volume ativo do detector, em diferentes ângulos em relação a uma fonte puntiforme $^{241}\text{Am-Be}$. O resultado simulado, normalizado para incidência a 0° , é apresentado com o gráfico da figura 45.

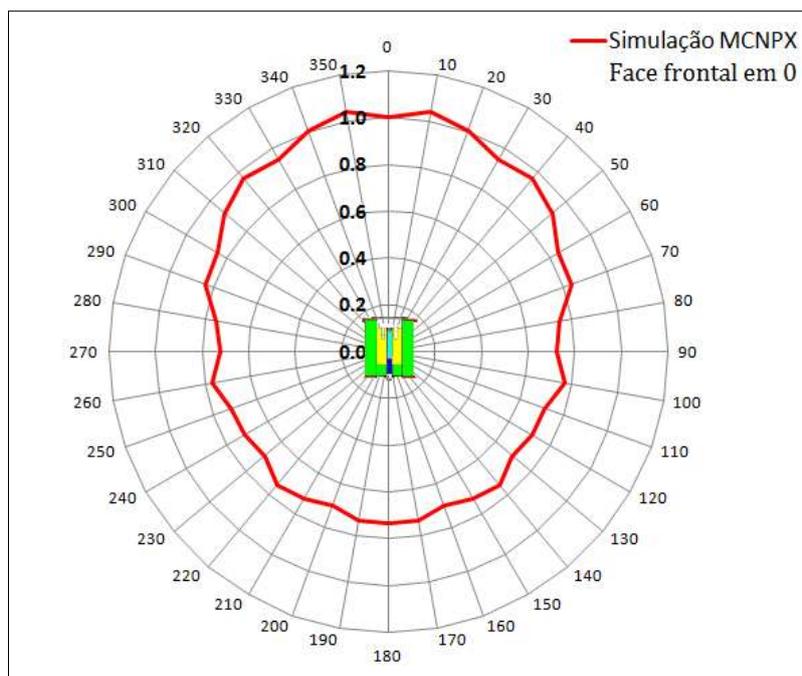


Figura 45. Resultados simulados da dependência angular com fonte $^{241}\text{Am-Be}$.

É possível observar que, apesar do cilindro de parafina borada, existe uma contribuição significativa na região traseira equivalente a 73 %. Em um ambiente de baixo espalhamento, como é o caso do LBE, este tipo de contribuição não afeta de forma significativa as medições. Porém, fora de instalações de baixo espalhamento, é necessário o estudo sobre a essas influências, em especial o retroespalhamento, auxiliando nas correções e minimizando os efeitos da dependência direcional.

5.6. Função Resposta do LC em fluência

A resposta R_Φ está relacionada com a ionização produzida no gás BF_3 , por meio indireto da interação dos nêutrons. Logo, existe uma relação com a energia do nêutron e sua função resposta pode ser determinada em termos de fluência. Podemos dizer que a função resposta em unidade de fluência é a quantidade de ionização por unidade de área do gás provocada pela interação de um nêutron.

A curva de resposta em fluência apresentada na figura 46 foi determinada por simulação MCNPX com as fontes de nêutrons representadas por feixes paralelos monoenergéticos, emitidos a partir de uma superfície circular e com um diâmetro igual ao diâmetro externo do LC. Os resultados das simulações com 84 intervalos de energias

possibilitam a caracterização do dispositivo em um intervalo de 1×10^{-9} - 20 MeV conforme descrito nos itens 4.7 e 4.7.1. No gráfico da figura 46 foi ampliado o intervalo de energia de 0,16-16 MeV, de forma a destacar a curva para melhor visualização das energias médias utilizadas neste trabalho. A curva $R\Phi$ com capa de cádmio abaixo de $\sim 0,4$ eV (nêutrons térmicos no intervalo de 1×10^{-9} - 1×10^{-7} MeV), é praticamente zero, devido à energia de corte do cádmio que cobre a face frontal do LC. As variações da resposta em torno de 0,1 keV e abaixo de 1keV são devidas às ressonâncias de cádmio e carbono. O valor médio da resposta na faixa de energia entre 20 keV e 5 MeV é de cerca de $3,5 \text{cm}^2$, com uma incerteza relativa máxima de 1,4% .

As medições para determinação da eficiência com a capa de cádmio e sem a capa de cádmio, escalam a curva de resposta em energia parametrizando os resultados pelo valor da eficiência com a fonte de referencia (SN366).

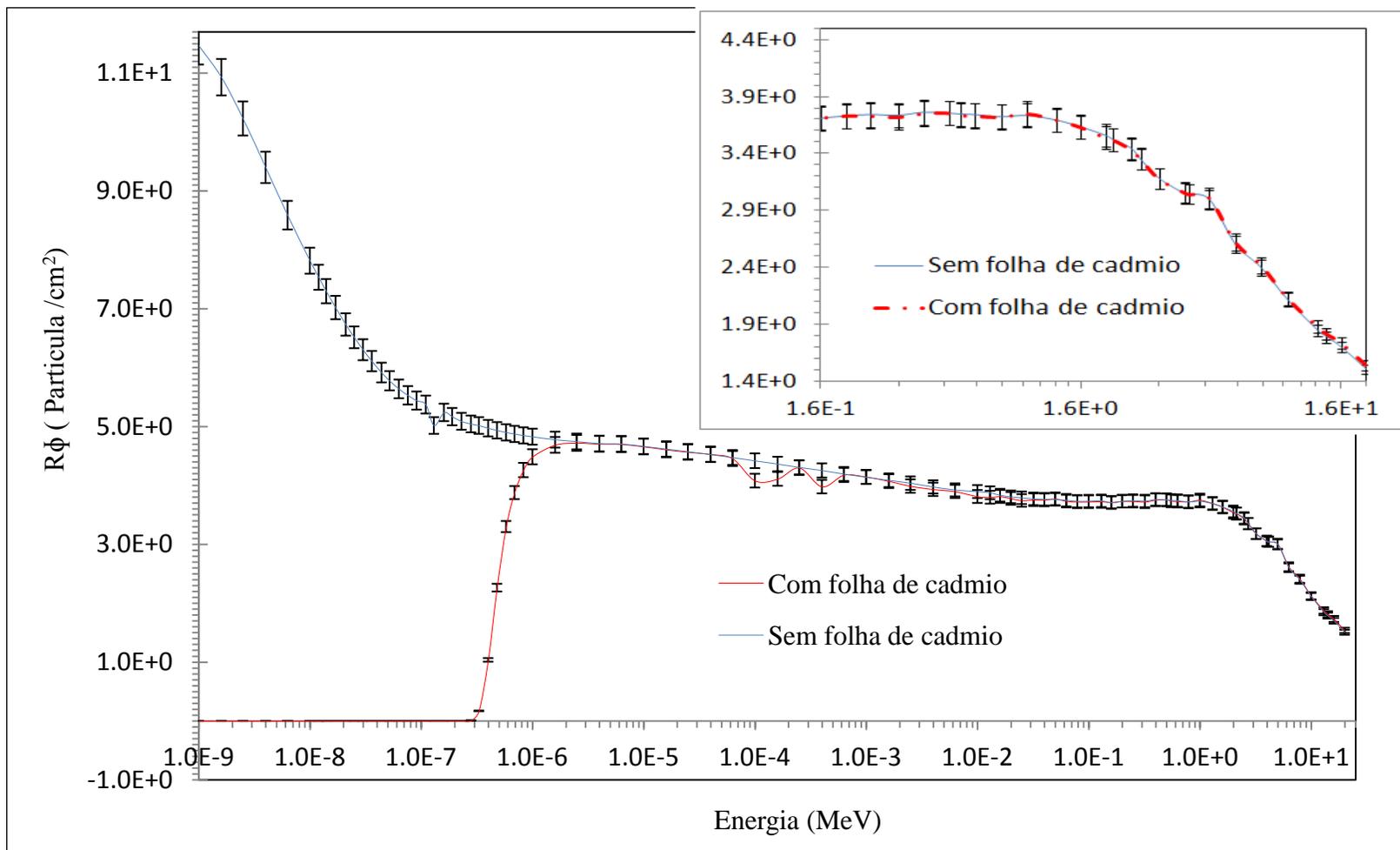


Figura 46. Curva de resposta $R\phi$ para o LC referente à simulação com e sem capa de cádmio. A barra de erros corresponde à incerteza expandida com fator de abrangência $k=2$ e nível de confiança de 95%..

5.7. Resultado da eficiência LC com a fonte de referência $^{241}\text{Am-Be}$ SN366

A calibração do LC foi realizada com medições experimentais e por simulação utilizando a fonte de referência $^{241}\text{Am-Be}$ (SN366) de $3,7 \times 10^{10}$ Bq como descrito em 4.8. As quantidades apresentadas na tabela 17 foram utilizadas para determinação da eficiência (ϵ) segundo o modelo da equação 4.3. A grandeza ϵ acompanha o valor estimado para sua incerteza padrão conforme equação 4.10.

Tabela 17. Grandezas relacionadas para determinação da eficiência do *Long Counter* com fonte de referência $^{241}\text{Am-Be}$ a 1m de distância.

$L_{(\text{SN366})}$ (contagem .s ⁻¹)	μ_L (contagem .s ⁻¹)	μ_{lp} (contagem .s ⁻¹)	$\Phi_{(\text{BSM})}$ (n .s ⁻¹ .cm ⁻²)	ϵ (cm ²)
51,598	0,057	0,152	16,96 ± 0,23	3,041 ± 0,014

5.8 Validação das medições e dos cálculos MCNPX para a taxa de fluência de nêutrons com o LC

A validação dos resultados provenientes das medições e das simulações, em decorrência do método de calibração, consiste na comparação dos resultados das taxas de fluência $\Phi_{(\text{exp})}$ e $\Phi_{(\text{MCNPX})}$ com a mesma quantidade $\Phi_{(\text{BSM})}$ obtida pela estimativa da taxa de emissão no BSM do LN. Os valores de $\Phi_{(\text{exp})}$ foram determinados utilizando a equação 4.6 e as quantidades relacionadas na tabela 18 foram utilizadas para validar o método experimental.

Tabela 18. Taxa de fluência de nêutrons obtida por medições com o LC e as fontes de referência ISO 8529 a 1m de distância.

Fontes	$L_{(\text{exp})}$ (contagem .s ⁻¹)	R_Φ (cm ⁻²)	$\Phi_{(\text{exp})}$ (n .s ⁻¹ .cm ⁻²)	$\Phi_{(\text{BSM})}$ (n .s ⁻¹ .cm ⁻²)
$^{252}\text{Cf}(\text{D}_2\text{O})$	569,7 ± 1,6	3,735 ± 0,014	152,5 ± 4,7	165,4 ± 3,3
^{252}Cf	644,4 ± 1,8	3,521 ± 0,014	183,0 ± 5,7	181,8 ± 3,6
$^{241}\text{Am-Be}$	52,7 ± 0,2	3,041 ± 0,014	17,3 ± 0,5	17,4 ± 0,4

Os resultados $\varphi_{(exp)}$ concordaram plenamente com os valores $\varphi_{(BSM)}$ com diferenças percentuais entre 0,4 e 0,8% referentes, respectivamente, às fontes ^{252}Cf e $^{241}\text{Am-Be}$ dentro das incertezas esperadas. A maior discrepância obtida foi com a fonte de $^{252}\text{Cf}(\text{D}_2\text{O})$ correspondendo a uma diferença percentual de 8%. As grandezas $\varphi_{(exp)}$ e $\varphi_{(BSM)}$ são relatadas em termos de incerteza expandida sendo $k = 2$.

A análise executada para o método de simulação MCNPX considera a conversão dos resultados provenientes da *tally* em taxas de contagens aplicando o coeficiente de conversão C_C (SN366) definido com a equação 4.4. A tabela 19 relaciona as grandezas envolvidas para a determinação do valor de C_C (SN366).

Tabela 19. Quantidades relacionadas à fonte de referência $^{241}\text{Am-Be}$ (SN366) para determinação do coeficiente de conversão C_C (SN366).

$Q_{(SN366)}$ (n. s ⁻¹)	$L_{(SN366)}$ (contagem .s ⁻¹)	$T_{(SN366)}$ (reações . cm ⁻³)	C_C (SN366)• (contagem.s ⁻¹ . cm ³ .reações ⁻¹ . n ⁻¹)
$(2,132 \pm 0,013) \times 10^6$	$52,7 \pm 0,2$	$(334,1 \pm 1,0) \times 10^{-5}$	$(7,391 \pm 0,072) \times 10^{-3}$

De posse do valor do coeficiente C_C (SN366), a saída da *tally* ($T_{(i)}$) foi convertida em taxa de contagem $L_{CC(i)}$. As quantidades relacionadas na tabela 20 foram utilizadas na equação 4.5 para determinação de $L_{CC(i)}$.

Tabela 20. Quantidades relacionadas para determinação de $L_{CC(i)}$ com as fontes $^{252}\text{Cf}(\text{D}_2\text{O})$ e ^{252}Cf . Saída calculada MCNPX convertida em taxa de contagem.

Fontes (i)	$Q_{(i)}$ (n. s ⁻¹)	$T_{(i)}$ (reações . cm ⁻³)	$L_{CC(i)}$ (contagem .s ⁻¹)
$^{252}\text{Cf}(\text{D}_2\text{O})$	$(2,287 \pm 0,017) \times 10^7$	$(351,1 \pm 1,9) \times 10^{-5}$	596 ± 8
^{252}Cf	$(2,297 \pm 0,017) \times 10^7$	$(380,4 \pm 2,0) \times 10^{-5}$	644 ± 9

Os valores da *tally* quando convertidos em L_{CC} apresentam-se em plena concordância e são bem aceitáveis ao serem comparados com os valores da $L_{(exp)}$, comprovando a eficácia da simulação e conversão dos dados. Ao comparar $L_{CC(252Cf)}$ com a correspondente leitura experimental $L_{(exp\ 252Cf)}$, encontramos uma diferença percentual de 0,12% e comparando $L_{CC(252Cf(D2O))}$ com a leitura $L_{(exp\ 252Cf(D2O))}$ a maior diferença corresponde a 4,6%.

A validação dos resultados de φ (MCNPX) a 1m de distância, pelo método de simulação, é apresentada com a comparação dos valores da mesma grandeza obtidos

através da taxa de emissão no BSM do LN. As quantidades aplicadas na equação 4.6 bem como os valores de $\varphi_{(MCNPX)}$ estão relacionadas na tabela 21.

Tabela 21. Taxa de fluência de nêutrons obtida por simulação MCNPX e as fontes de referência ISO 8529 a 1m de distância fonte-face LC.

Fontes	$L_{CC(i)}$ (contagem .s ⁻¹)	R_{Φ} (cm ⁻²)	$\Phi_{(MCNPX)}$ (n .s ⁻¹ .cm ⁻²)	$\Phi_{(BSM)}$ (n .s ⁻¹ .cm ⁻²)
²⁵² Cf(D ₂ O)	596 ± 8	3,735 ± 0,014	159,5 ± 6,3	165,4 ± 3,3
²⁵² Cf	644 ± 9	3,521 ± 0,014	182,8 ± 7,2	181,8 ± 3,6
²⁴¹ Am-Be	52,7 ± 0,2	3,041 ± 0,014	17,3 ± 0,5	17,4 ± 0,4

Os valores $\varphi_{(MCNPX)}$ são considerados muito bons, apresentando boa concordância dentro do esperado, tendo a referência do padrão primário em relação à propagação das incertezas. A incerteza quadrática percentual encontra-se entre o intervalo 1,41 - 1,97% o valor que mais se afasta da referência primária é o encontrado com a fonte ²⁵²Cf(D₂O) apresentando uma diferença percentual de 3%. De maneira análoga, as grandezas $\varphi_{(MCNPX)}$ e $\varphi_{(BSM)}$ são relatadas na tabela acima em termos de incerteza expandida sendo $k = 2$.

Para fins de radioproteção, a caracterização do campo de fluência de nêutrons auxilia na determinação de uma dose correspondente à uma dada faixa de energia de nêutrons, contribuindo para calibrações de dispositivos de monitoramento ambiental e individual. Deste modo, com os resultados de $\varphi_{(exp)}$ e $\varphi_{(MCNPX)}$, foi possível a estimativa das grandezas: equivalente de dose ambiente H*(10) e equivalente de dose individual Hp(10), em cada campo de irradiação, considerando a distância de 1m. A tabela 22 relaciona os valores de H*(10) e Hp(10) para as fontes de referência ISO 8529 obtidos por medições e por simulação

Tabela 22. Equivalente de dose ambiente H*(10) obtida experimentalmente e por simulação MCNPX a 1m de distância (fonte-face LC).

Fontes	H*(10) _{Exp} (μSv/h)	H*(10) _{MCNPX} (μSv/h)	Hp(10) _{Exp} (μSv/h)	Hp(10) _{MCNPX} (μSv/h)
²⁵² Cf(D ₂ O)	57,7 ± 5,0	60,1 ± 5,4	60,4 ± 5,2	63,2 ± 5,5
²⁵² Cf	253,7 ± 9,3	253,3 ± 11,1	263,5 ± 9,5	263,2 ± 11,6
²⁴¹ Am-Be	24,4 ± 2,1	24,4 ± 2,1	25,6 ± 2,2	25,6 ± 2,2

Os valores experimentais e simulados estão em plena concordância em relação à incerteza propagada é considerado que a maior contribuição provêm das incertezas relativas aos coeficientes de conversão h_{ϕ}^* e hp_{ϕ} que, segundo a ISO 8529-2, corresponde à uma incerteza relativa de 1% para o coeficiente de conversão do ^{252}Cf e 4% para as outras fontes ($^{252}\text{Cf}(\text{D}_2\text{O})$ e $^{241}\text{Am-Be}$ (ISO,2000)).

5.9 Resultados da Aplicação 1: Padronização do campo de radiação gerado pelo novo fluxo térmico FT2

A padronização do campo e radiação do FT2 é um exemplo de aplicação para medições de fluência com o LC em campos de nêutrons produzidos por fontes de nêutrons térmicos. Para melhor compreensão dos resultados foi realizada a aquisição do espectro de emissão de nêutrons do sistema FT2 com o sistema de espectrometria de multiesferas de bonner. O tratamento dos dados e a solução da matriz resposta é feito com o programa computacional de deconvolução de espectros NEURALN que utiliza 84 intervalos de energia. Cada intervalo de energia possui uma incerteza de 0,1% que contribui para a incerteza relativa da energia média de nêutrons térmicos igual a $0,207 \pm 0,01$ MeV. O gráfico na figura 47 apresenta o formato Maxwelliano do espectro de emissão onde é possível observar a existência de alguns nêutrons térmicos e alguns nêutrons rápidos residuais. O eixo $B_E \cdot E(\text{s}^{-1})$ representa a intensidade espectral (B_E) da fonte versus a energia (E) e está definido conforme as representações gráficas de espectros presentes na ISO 8529-1

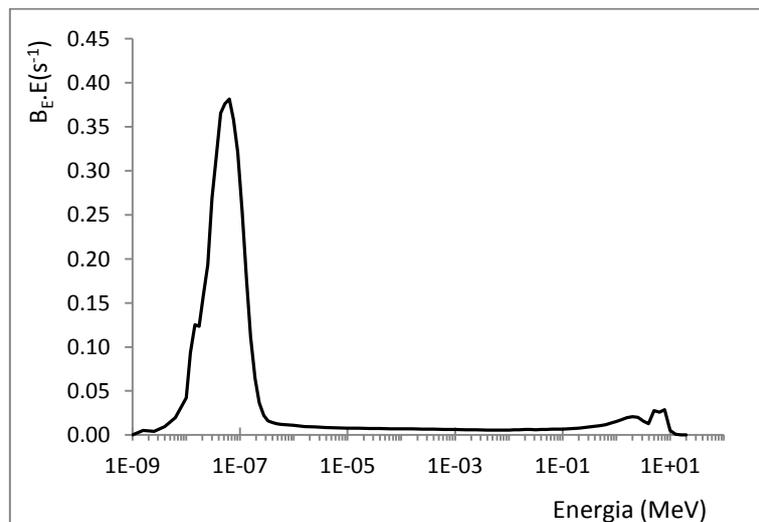


Figura 47. Espectro da energia de nêutrons do sistema fluxo térmico FT2 do LN, obtido com o sistemas de espectrometria de multiesferas de bonner.

A avaliação da taxa de fluência de nêutrons térmicos experimental e simulada no FT2 foi realizada utilizando a técnica de diferença de cádmio e, deste modo, o valor da função resposta sem a capa de cádmio foi considerada para o conjunto de leituras correspondentes. As medições seguiram este tipo de metodologia porque o cádmio é um absorvedor de nêutrons térmicos. Esta propriedade está relacionada com a alta seção de choque do elemento absorvedor de nêutrons de baixa energia. O gráfico da figura 46 apresenta $R\phi$ e indica o valor da energia de corte de cádmio representado no decréscimo da curva com capa de cádmio.

Os valores correspondentes a cada termo da equação 4.6 para determinação da taxa de fluência $\varphi_{(\text{exp Cd})}$ com capa de cádmio e $\varphi_{(\text{exp SCd})}$ sem cádmio estão presentes nas tabelas 23 e 24.

Tabela 23. Valores referentes as medições com capa de cádmio no FT2.

Distâncias (cm)	$L_{(\text{exp Cd})}$ (contagem .s ⁻¹)	$R_{\Phi(\text{Cd})}$ (contagem.cm ⁻²)	$\Phi_{(\text{exp Cd})}$ (n .s ⁻¹ .cm ⁻²)
45,5	797 ± 2	3,731±0,014	213,7 ± 6,3
75,5	468 ± 1		125,4 ± 3,9
100,5	307 ± 1		82,3 ± 2,6

Tabela 24. Valores referentes as medições sem capa de cádmio no FT2.

Distâncias (cm)	$L_{(\text{exp SCd})}$ (contagem .s ⁻¹)	$R_{\Phi(\text{SCd})}$ (contagem.cm ⁻²)	$\Phi_{(\text{exp SCd})}$ (n .s ⁻¹ .cm ⁻²)
45,5	3630 ± 10	3,731±0,014	973,6 ± 29,9
75,5	2034 ± 6		545,6 ± 16,8
100,5	1346 ± 4		361,0 ± 11,1

Os resultados admitidos como taxa de fluência para o campo de nêutrons térmicos $\varphi_{(\text{exp th})}$ foram obtidos pela subtração dos valores de $\Phi_{(\text{exp SCd})} - \Phi_{(\text{exp Cd})}$. A estimativa da incerteza $\mu(\varphi_{\text{exp th}})$ é calculada pela incerteza padrão combinada de $\mu(\varphi_{\text{exp SCd}})$ e $\mu(\varphi_{\text{exp Cd}})$. Na tabela 25 são apresentados os valores de $\varphi_{(\text{exp th})}$ no fluxo térmico e os valores para as grandezas $H^*(10)_{\text{Exp th}}$ e $H_p(10)_{\text{Exp th}}$.

Tabela 25. Valores referentes às medições da taxa de fluência de nêutrons térmicos $\varphi_{(exp\ th)}$ e os valores correspondentes das grandezas $H^*(10)_{Exp\ th}$ e $Hp(10)_{Exp\ th}$. Incertezas expressas com fator $k=2$.

Distâncias (cm)	$\varphi_{(exp\ th)}$ (n . s ⁻¹ . cm ⁻²)	$H^*(10)_{Exp\ th}$ (μSv/h)	$Hp(10)_{Exp\ th}$ (μSv/h)
45,5	759,3 ± 32,5	107,8 ± 5,5	112,2 ± 5,8
75,5	420,2 ± 18,6	59,6 ± 3,0	62,4 ± 3,2
100,5	278,7 ± 12,3	39,5 ± 2,0	41,1 ± 2,2

O resultados oriundos da simulação MCNPX seguem a mesma metodologia para conversão dos valores da *tally* em taxas de contagens aplicando o coeficiente de conversão $C_{C(SN366)}$ definido com a equação 4.4 para valores referentes as simulações com capa de cádmio. O coeficiente $C_{S(SN366)}$ foi utilizado nos valores referentes as simulações sem capa de cádmio.

As quantidades calculadas por simulação para determinação da taxa de fluência MCNPX com capa de cádmio, $\varphi_{(MCNPX\ Cd)}$, estão relacionadas na tabela 26.

Tabela 26. Quantidades relacionadas MCNPX para determinação da taxa de fluência de nêutrons térmicos com capa de cádmio.

Distâncias (cm)	$Q_{(thi)}$ (x10 ⁸) (n . s ⁻¹)	$T_{(th\ Cd)}$ (x10 ⁻⁶) (reações . cm ⁻³)	$L_{CC(thi)}$ (contagem . s ⁻¹)	$\varphi_{(MCNPX\ Cd)}$ (n . s ⁻¹ . cm ⁻²)
45,5	1,55 ± 0,01	711 ± 13	817 ± 18	218,9 ± 11,5
75,5		414 ± 8	476 ± 10	127,5 ± 6,7
100,5		273 ± 3	314 ± 5	84,1 ± 3,6

A maior diferença percentual entre as taxas de contagem experimentais e as taxas simuladas com a capa de cádmio equivale a 2,5%, havendo bons resultados e concordância entre os valores de $\varphi_{(exp\ Cd)}$ na tabela 23 e $\varphi_{(MCNPX\ Cd)}$, tabela 26. As incertezas referentes a $\varphi_{(exp\ Cd)}$ e $\varphi_{(MCNPX\ Cd)}$ são apresentadas com o nível de confiança de 95% e $k=2$.

A tabela 27 relaciona as quantidades calculadas por simulação para determinação da taxa de fluência MCNPX sem capa de cádmio ($\varphi_{(MCNPX\ SCd)}$).

Tabela 27. Quantidades relacionadas MCNPX para determinação da taxa de fluência de nêutrons térmicos sem capa de cádmio.

Distâncias (cm)	$Q_{(th)} (x10^6)$ (n. s ⁻¹)	$T_{(th,Sc)} (x10^{-6})$ (reações . cm ⁻³)	$L_{SC(th)}$ (contagem .s ⁻¹)	$\Phi_{(MCNPX\ SCd)}$ (n .s ⁻¹ .cm ⁻²)
45,5	1,55±0,01	3030 ± 2	3474 ± 46	931,8 ± 35,9
75,5		1752 ± 1	2007 ± 26	538,4 ± 20,8
100,5		1130 ± 6	1291± 17	346,4 ± 13,2

Os resultados simulados admitidos como taxa de fluência para o campo de nêutrons térmicos $\Phi_{(MCNPX\ th)}$ foram obtidos pela subtração dos valores de $\Phi_{(MCNPX\ SCd)} - \Phi_{(MCNPX\ Cd)}$. A estimativa da incerteza $\mu(\Phi_{MCNPX\ th})$ é calculada pela incerteza padrão combinada de $\mu(\Phi_{MCNPX\ SCd})$ e $\mu(\Phi_{MCNPX\ Cd})$ e expressa com fator k=2. Na tabela 28 são apresentados os resultados simulados de $\Phi_{(MCNPX\ th)}$ no FT2 e os valores para as grandezas $H^*(10)_{MCNPX\ th}$ e $Hp(10)_{MCNPX\ th}$. Os coeficientes de conversão h_{Φ}^* e hp_{Φ} foram determinados, para a energia média de nêutrons térmicos no FT2, segundo a definição na equação 5.2. Onde $\int_{E_0}^{E_{máx}=20MeV} h(E). \Phi(E) dE$ expressa o somatório do produto entre o coeficiente de conversão em cada intervalo de energia $h(E)$ e a fluência normalizada $\Phi(E)$.

$$\bar{h} = \frac{\int_{E_0}^{E_{máx}=20MeV} h(E). \Phi(E) dE}{\int_{E_0}^{E_{máx}=20MeV} \Phi(E) dE} \quad \text{Equação 5.2}$$

Tabela 28. Valores referentes às simulações da taxa de fluência de nêutrons térmicos $\Phi_{(MCNPX\ th)}$ e os valores correspondentes das grandezas $H^*(10)_{MCNPX\ th}$ e $Hp(10)_{MCNPX\ th}$. Incertezas expressas com fator k=2.

Distâncias (cm)	$\Phi_{(MCNPX\ th)}$ (n .s ⁻¹ .cm ⁻²)	$H^*(10)_{MCNPX\ th}$ (μSv/h)	$Hp(10)_{MCNPX\ th}$ (μSv/h)
45,5	712,9 ± 46,3	101,1 ± 7,2	105,2 ± 7,5
75,5	410,8 ± 26,7	58,3 ± 4,2	60,6 ± 4,3
100,5	262,3 ± 15,1	37,2 ± 2,4	38,7 ± 2,5

Os valores $\Phi_{(exp\ th)}$ e $\Phi_{(MCNPX\ th)}$ estão em plena concordância e as diferenças percentuais possuem variações entre 6% para a distância de 100,5 cm e 2% para a distância de 75,5cm. As incertezas expandidas também encontram-se em boa concordância correspondendo a uma contribuição de 2% nos valores experimentais e a

3% nos valores simulados. O gráfico na figura 48 ilustra os valores de $\phi_{(\text{exp th})}$ e $\phi_{(\text{MCNPX th})}$ em função da distância para melhor visualização dos resultados.

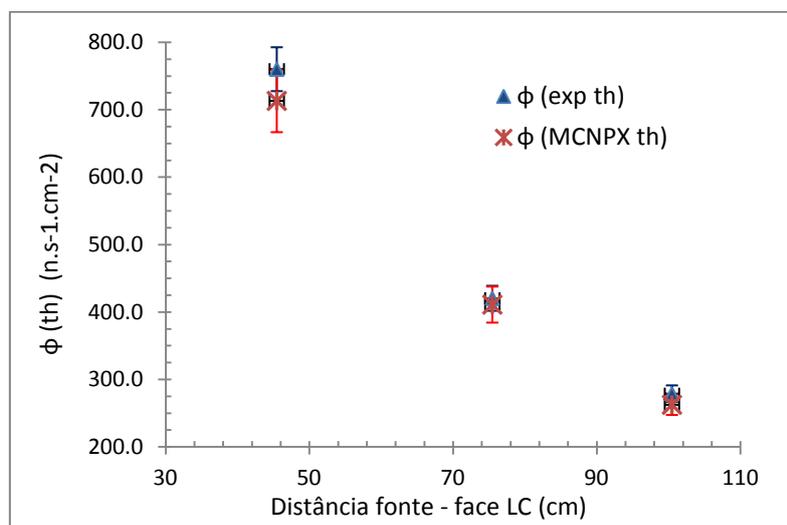


Figura 48. Valores experimentais e simulados da taxa de fluência de nêutrons térmicos em função da distância no sistema FT2. As barras de erros correspondem as incertezas expandidas com $k=2$.

5.10 Resultados da Aplicação 2: Padronização do campo de radiação de 14,1MeV produzido pelo gerador de nêutrons no IEAv.

A segunda aplicação, após a caracterização do LC, é a realização das medições de fluência em campos de nêutrons rápidos (14,1 MeV) produzidos pelo gerador D-T nas instalações do Laboratório de Radiações Ionizantes (LRI) do (IEAv). A fluência de nêutrons em várias posições também foi simulada usando o código MCNPX. A eficácia das medições comparadas aos resultados simulados auxiliará na manutenção de um campo de nêutrons rápidos nas posições de 100 cm, 125 cm, 140 cm, 200 cm, 300 cm, 400 cm e 500 cm, normal ao gerador. Os valores correspondentes a cada termo da equação 4.6 para determinação da taxa de fluência medida $\phi_{(\text{exp } 14.1\text{MeV})}$ estão presentes na tabela 29.

Tabela 29. Valores referentes as medições no campo de radiação de nêutrons produzido pelo gerador D-T de 14,1MeV. A Taxa de fluência de nêutrons rápidos $\Phi_{(\text{exp } 14.1\text{MeV})}$ acompanha a incerteza expandida com $k=2$.

Distâncias (cm)	$L_{(\text{exp } 14.1\text{MeV})}$ (contagem .s ⁻¹)	$R_{\Phi(\text{SCd})}$ (contagem.cm ⁻²)	$\Phi_{(\text{exp } 14.1\text{MeV})}$ (n .s ⁻¹ .cm ⁻²)
100	2253± 19	1,812 ± 0,014	1243,3 ± 41,8
125	1572,8± 10		868,1 ± 27,6
140	1287 ± 6		710,1 ± 21,4
200	740 ± 3		408,5 ± 13,0
300	410 ± 2		226,5 ± 6,8
400	279,8 ± 0,2		154,4 ± 4,6
500	207,6 ± 0,4		114,6 ± 3,2

Os valores $\Phi_{(\text{exp } 14.1\text{MeV})}$ e $\Phi_{(\text{MCNPX } 14.1\text{MeV})}$ em cada posição só poderão ser comparados após a conversão dos dados obtidos com base nas taxas de reação simuladas em taxas de contagens, aplicando a equação 4.4. As quantidades calculadas por simulação para determinação da taxa de fluência MCNPX em campos de nêutrons de 14.1MeV, $\Phi_{(\text{MCNPX } 14.1\text{MeV})}$, estão relacionadas na tabela 30.

Tabela 30. Quantidades relacionadas MCNPX para determinação da taxa de fluência em campos de nêutrons de 14,1MeV. A Taxa de fluência de nêutrons rápidos $\Phi_{(\text{MCNPX } 14.1\text{MeV})}$ acompanha a incerteza expandida com $k=2$

Distâncias (cm)	$Q_{(14.1\text{MeV})}$ (x10 ⁸) (n. s ⁻¹)	$T_{(14.1\text{MeV})}$ (x10 ⁻⁶) (reações . cm ⁻³)	$L_{(14.1\text{MeV})}$ (contagem .s ⁻¹)	$\Phi_{(\text{MCNPX } 14.1\text{MeV})}$ (n .s ⁻¹ .cm ⁻²)
100	1,48 ± 0,04	2063 ± 8	2249 ± 71	1241,1 ± 86,4
125		1452 ± 7	1583 ± 50	873,6 ± 60,9
140		1206 ± 6	1315 ± 42	725,7 ± 50,6
200		704 ± 5	767 ± 25	423,4 ± 29,8
300		395 ± 3	431 ± 14	237,8 ± 16,9
400		267 ± 3	291 ± 10	160,9 ± 11,6
500		200 ± 2	219 ± 7	120,7 ± 8,8

Após conversão e obtenção dos valores de $\Phi_{(\text{MCNPX } 14.1\text{MeV})}$ foi levantado o gráfico, ilustrado na figura 49, com os valores experimentais e simulados de $\Phi_{(14.1\text{MeV})}$ para melhor visualização dos resultados.

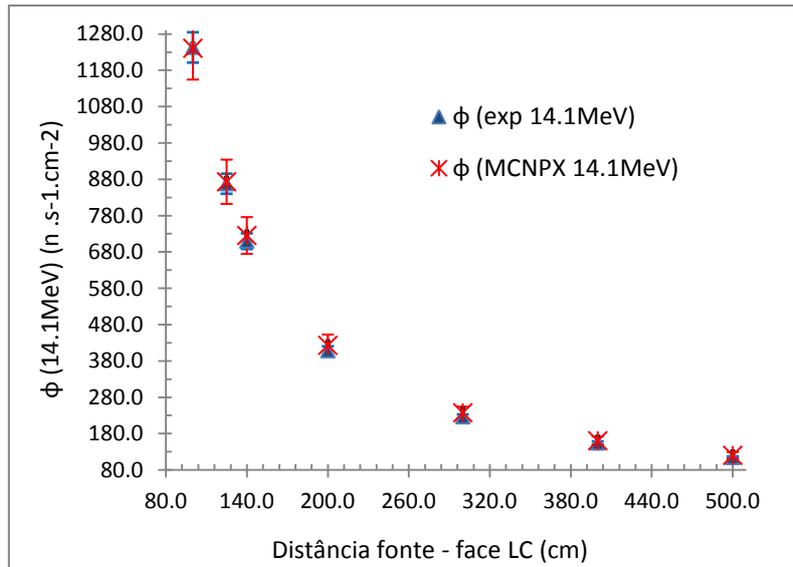


Figura 49. Valores experimentais e simulados da taxa de fluência de nêutrons rápidos no campo de radiação de nêutrons produzido pelo gerador D-T de 14,1MeV em função da distância. As barras de êrros correspondem as incertezas expandidas com $k=2$.

Os resultados experimentais e simulados mostram que a maior discrepância equivale a 5% entre os valores $\phi_{(\text{exp } 14,1\text{MeV})}$ e $\phi_{(\text{MCNPX } 14,1\text{MeV})}$. Isso confirma que as leituras são precisas e estão em acordo com o modelo de simulação para este problema. As incertezas combinadas foram estimadas conforme as equações 4.14 e 4.25 e expressas na forma das equações 4.15 e 4.26 com o nível de confiança de 95%. Com base nas medições diretas da taxa de fluência, usando o LC, o campo de irradiação de nêutrons de 14.1 MeV foi determinado em sete posições normais ao gerador D-T.

A caracterização do campo de fluência de nêutrons rápidos permite a estimativa das grandezas $H^*(10)$ e $H_p(10)$ obtidas por medições e por simulações aplicando as equações 4.18 e 4.21. Os coeficientes de conversão h_ϕ^* e hp_ϕ , referenciados na ISO 8529-3 foram utilizados nos cálculos, admitindo uma incerteza de 4% para cada um respectivamente. Na tabela 31 são apresentados os valores de $H^*(10)$ e $H_p(10)$ provenientes de medições e simulações. Os resultados estão em ótimo acordo e apresentam a maior discrepância 5% na posição mais afastada de 500cm. As incertezas estão em acordo e representam $\sim 4,3\%$ dos resultados experimentais e $\sim 5,4\%$ nos simulados de $H^*(10)$ e $H_p(10)$.

Tabela 31. Valores referentes as grandezas $H^*(10)_{Exp\ 14,1MeV}$ e $Hp(10)_{Exp\ 14,1MeV}$. As incertezas estão expressas com o fator $k=2$.

Distâncias (cm)	$H^*(10)_{exp\ 14,1MeV}$ ($\mu Sv/h$)	$H^*(10)_{MCNPX\ 14,1MeV}$ ($\mu Sv/h$)	$Hp(10)_{exp\ 14,1MeV}$ ($\mu Sv/h$)	$Hp(10)_{MCNPX\ 14,1MeV}$ ($\mu Sv/h$)
100	2399,1 \pm 206,3	2394,8 \pm 253,9	2510,9 \pm 217,9	2506,5 \pm 265,7
125	1675,1 \pm 144,0	1685,7 \pm 178,9	1753,2 \pm 151,1	1764,3 \pm 187,2
140	1370,1 \pm 117,3	1400,3 \pm 148,7	1434,2 \pm 122,7	1465,6 \pm 155,6
200	788,2 \pm 67,5	817,0 \pm 87,0	824,9 \pm 70,4	855,1 \pm 91,1
300	437,1 \pm 37,3	458,9 \pm 49,15	457,5 \pm 39,1	480,3 \pm 51,4
400	297,9 \pm 25,3	310,4 \pm 33,43	311,9 \pm 26,5	324,9 \pm 34,9
500	221,1 \pm 18,8	232,8 \pm 25,22	231,4 \pm 19,7	243,7 \pm 26,4

5.11 Diagrama de caracterização do LC

Ao término do estudo, foi possível organizar um diagrama de desenvolvimento para etapas de caracterização metrológica de detectores tipo *Long Counter* apresentado na figura 50.

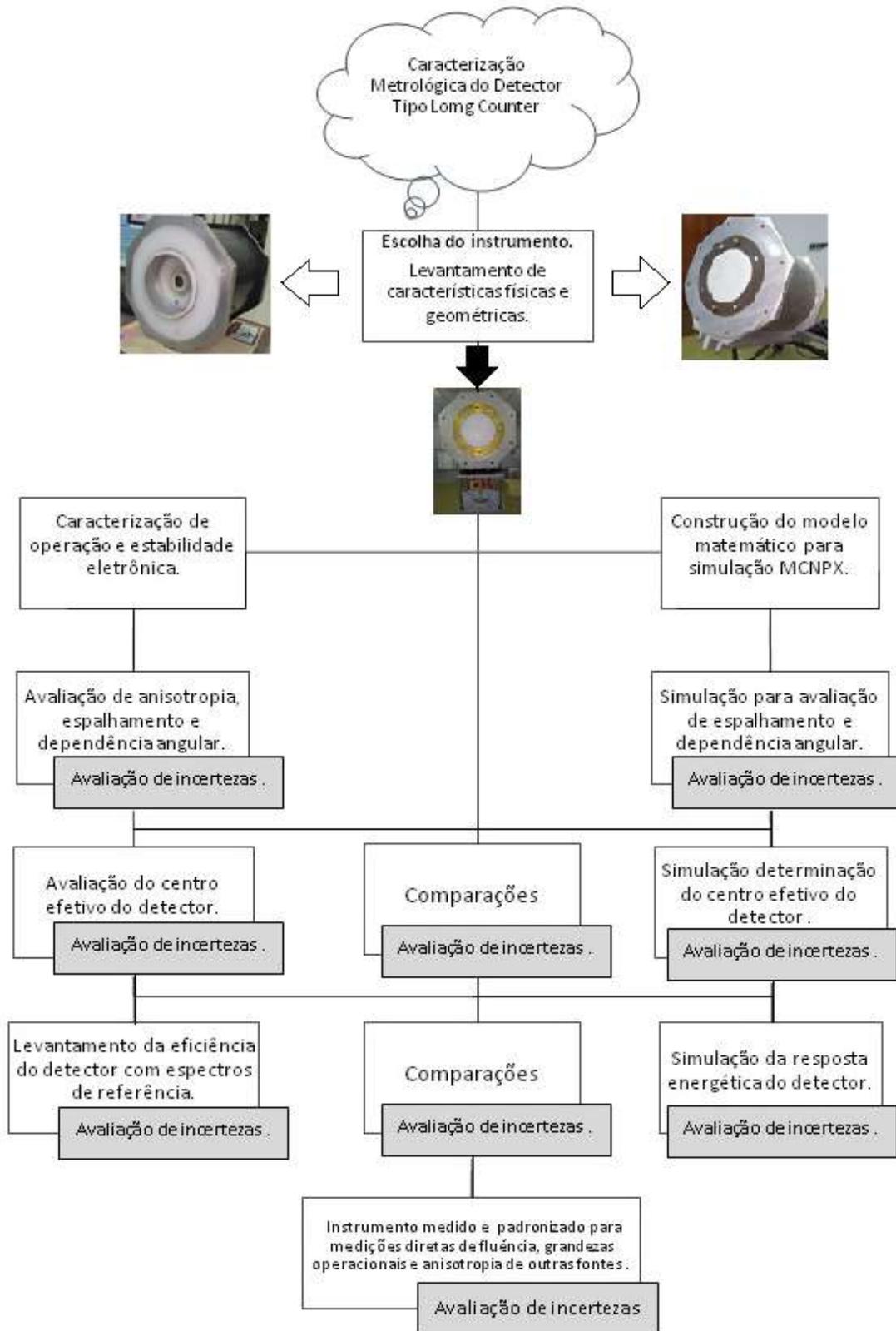


Figura 50. Diagrama de caracterização metroológica de detectores tipo Long Counter.

CAPÍTULO 6

CONCLUSÕES

Os excelentes resultados demonstram que a calibração do LC foi concluída e que o dispositivo pode ser utilizado como um padrão secundário para medição de fluência de nêutrons.

A caracterização do *Long Counter* foi realizada utilizando as fontes de referência ISO 8529 $^{252}\text{Cf}(\text{D}_2\text{O})$ ^{252}Cf , $^{241}\text{Am-Be}$ nas instalações do LNMRI/IRD. As evidências dos resultados foram produzidas por um conjunto de parâmetros avaliados por métodos experimentais e por simulação computacional com o código MCNPX. Entre os parâmetros, a determinação dos centros efetivos do LC com as fontes radioisotópicas, demonstraram que as leituras obedecem muito bem à lei do inverso do quadrado das distâncias, quando considerados os efeitos de espalhamento no modelo matemático de ajuste quadrático. E que, conforme esperado, a profundidade dos centros efetivos aumentam com as energias dos nêutrons incidentes. Os valores de r_0 estão em boa concordância entre resultados experimentais e simulados apresentando discrepância mínima de 1,6% para as fontes de ^{252}Cf e $^{241}\text{Am-Be}$ e máxima de 25% com as fontes $^{252}\text{Cf}(\text{D}_2\text{O})$ e $^{131}\text{Pu-Be}$.

Dentre os fatores de correção, foram avaliados: os fatores de espalhamento no LBE, por simulação com energia média das fontes radioisotópicas, onde foi constatado que até 150 cm a contribuição é de aproximadamente 5%, podendo chegar a 33% na distância de 400 cm; os fatores de anisotropia $F_1(\theta_0)$, por medições experimentais, com as fontes radioisotópicas apresentaram variações menores que 3%, sendo o maior valor de aproximadamente 4% atribuído a fonte $^{238}\text{Pu-Be}$, muito provavelmente devido ao seu tamanho e a forma como o material está distribuído em seu interior; e a avaliação por simulação, da dependência angular do *Long Counter* que apresentou uma contribuição significativa de 73% na região traseira, despertando a atenção para medições em diferentes ambientes onde a influência do espalhamento pode modificar significativamente a leitura do dispositivo.

Os resultados experimentais e simulados da taxa de fluência de nêutrons, a 1m de distância, em campos de referência ISO 8529 ($^{252}\text{Cf}(\text{D}_2\text{O})$ ^{252}Cf , $^{241}\text{Am-Be}$) estão em pleno acordo, dentro da incerteza máxima padrão combinada de 1,6%, comprovando que a geometria do problema foi muito bem representada com a simulação.

Outro parâmetro investigado foi a determinação experimental e calculada por simulação da eficiência em energia. A curva de resposta do LC com e sem a capa de cádmio, avaliada por simulação, permitiu a caracterização no intervalo de 0,1eV até 20 MeV, conhecendo a distribuição da resposta em energia com a curva $R_{\phi} \times E_n$. O valor médio de R_{ϕ} na faixa de 0,20 MeV e 5 MeV é $3,5 \text{ cm}^2$, considerada plana e com uma incerteza relativa percentual máxima de 1,4%. A eficiência (ϵ), obtida experimentalmente a 1m de distância com a fonte de calibração $^{241}\text{Am-Be}$ (SN366), rastreada ao sistema primário de fluência de nêutrons, corresponde a $3,04 \pm 0,014 \text{ cm}^2$.

O *Long Counter* como um sistema de medição padrão secundário de fluência de nêutrons é um detector simples de operar, muito eficiente e econômico. No entanto, a eletrônica associada ao LC deve ser ligada 2h antes das medições, afim de alcançar a estabilidade, sob a tensão de operação de $1,25 \times 10^3$ volts. Este procedimento é necessário para que as medições não sofram influência de ruídos no sistema.

A caracterização do LC permitiu a medição do campo de irradiação de nêutrons térmicos produzidos pelo sistema FT2 nas instalações do LMRI/IRD. Os resultados experimentais e simulações computacionais da fluência de nêutrons térmicos são significativos e encontram-se em plena concordância.

A medição da taxa de fluência do campo de irradiação de nêutrons de 14.1MeV produzidos pelo gerador D-T nas instalações do IEAV, também apresentou bons resultados experimentais e simulados com variações máximas de 5%, podendo ser atribuída à influência do retroespalhamento com o aumento da distância.

Sugestões de trabalhos futuros

- O estudo de anisotropia e calibração secundária de fontes de nêutrons atende a necessidade do LN de estabelecer a padronização secundária e implantar mais linhas na base de dados do BIPM sobre a capacidade de medição e calibração (CMC).
- As padronizações dos campos de nêutrons térmico e rápidos permitirão mais estudos e desenvolvimentos de técnicas para adequação do campo de radiação utilizado em calibração de dispositivos de monitoramento ambiental e individual, bem como a realização estudos de amostras irradiadas para outras áreas.

- A combinação de medições com a modelagem MCNPX, para avaliação de fluência nêutrons e equivalentes de dose em diferentes campos de radiação de nêutrons podem ser efetuadas e analisadas em uma variedade de aplicações.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ASTUTO, A., 2016. *Desenvolvimento de um sistema de irradiação com nêutrons térmicos para a calibração de monitores*, Tese* de D.Sc., COPPE/UFRJ, Rio de Janeiro, RJ, Brasil.

ASTUTO, A., FERNANDES, S.S., PATRÃO, K.C.S., FONSECA, E.S., PEREIRA, W.W., LOPES, R.T. *Improvements in the Thermal Neutron Calibration unit, TNF2, at LNMRI/IRD. Radiation Protection Dosimetry*, v.180, pp. 56-61, August. 2018.

ATTIX, F.H., 1986. *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry*. New York, John Wiley & Sons.

BARDELL, A. G., BURKE, M., HUNT, J. B., TAGZIRIA, H. and THOMAS, D. J. *Anisotropy of emission from radionuclide neutron sources. NPL Report CIRM 24*, Teddington, UK: NPL, 1998.

BIELAJEW, A.F., 2001. *Fundamentals of the Monte Carlo method for neutron and charged particle transport*, Michigan, The University Michigan.

BIPM. *Mutual Recognition of national Measurement Standards and of Calibration and Measurement Certificates Issued by National Metrology Institutes (CIPM MRA)*. Sèvres, France: Comité International des Poids et Mesures; 1999.

BIPM., Bureau International des Poids et Mesures Mission, Role and Objectives. Disponível em < <http://www.bipm.org/en/about-us/role.html> > Acesso em 16/06/2016.

BYRNE, J., 2011. *Neutrons, Nuclei and Matter: An Exploration of the Physics of Slow Neutrons*. 1ª ed. Philadelphia, USA. Institute of Physics.

CHICHESTER, D. L., *Production and Applications of Neutrons Using Particle Accelerators*. Idaho National Laboratory, USA, 2009.

DE PANGHER, J., NICHOLS, L.L., *A Precision Long Counter for Measuring Fast Neutron Flux Density*. In: **Report BNWL-260**, Pacific Northwest Laboratory, 1966.

DIAS, J.L de M., *Medida, normalização e qualidade: aspectos da história da metrologia no Brasil*. Rio de Janeiro: Inmetro, 1998.

FEDERICO, C. A., et. al., *Avaliação da resposta de um contador do tipo "Long-Counter para nêutrons do $^{241}\text{Am/Be}$ "*, **Journal of Aerospace Technology and Management** v. 1, n. 2, Jul.- Dec. 2009.

FERNANDES, S.S., ASTUTO, A.A., PATRÃO, K.C.S., FONSECA, E.S., PEREIRA, W.W., LOPES, R.T. *Experimental and computational evaluation of effective centre from a Long Counter at Neutron Metrology Laboratory in Brazil. Radiation Protection Dosimetry*, v.180, pp. 37-41, August. 2018.

FIX, J.J., WILSON, R.H., BAUMGARTNER, W.B., *Retrospective Assessment of Neutron Dosimetry for Workers at the Hanford site*. In: **Report PNL -11196**. Pacific Northwest Laboratory, Richland, Washington, 1996.

HU, Q.Y., ZHANG, J.H., ZHANG, D., GUO, H.S., YANG, G.Z., LI, B.J., YE, F., SI, F.N., LIU, J., FU, Y.C., “An Improved Long Counter for Neutron Fluence Measurement with a Flat Response Over a Wide Energy Range from 1 KeV To 15 MeV”, **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research** v. 768, pp. 43–45, Set.2014.

International Commission on Radiation. *Units and Measurements. Fundamental Quantities and Units for Ionizing Radiation (Revised)*. **ICRU Report No 85**, Oxford University Press, Journal of the ICRU v 11, n 1, Oct.2011.

International Organization for Standardization. *Reference neutron radiations -Part 1: characteristics and methods of production*. **Report 8529-1**, Geneva: ISO,2001.

International Organization for Standardization. *Reference neutron radiations - Part 2: calibration fundamentals of radiation protection devices related to the basic quantities characterizing the radiation field*. **Report 8529-2** Geneva: ISO,2000.

International Organization for Standardization. *Reference neutron radiations-Part 3: calibration of area and personal dosimeters and determination of their response as a function of neutron energy and angle of incidence*. **Report 8529-3**. Geneva: ISO,1998.

INMETRO. “Vocabulário internacional de termos fundamentais e gerais de metrologia”, 4. ed. Rio de Janeiro, 2005. 75p.

ISO GUM, Guia para a expressão de incerteza de medição - Avaliação de dados de Medição, 1ed.BIPM, 2008.

KNOLL, G. F., 1989, *Radiation Detection and Measurement*. 2ed. Hoboken, John Wiley & Sons.

KRANE, K. S.,1955, *Introductory Nuclear Physics*. 2ed. New York, John Wiley & Sons.

LACOSTE, V., GRESSIER, V., “Experimental characterization of the IRSN long counter for the determination of the neutron fluence reference values at the AMANDE facility”, **Radiation Measurements** v. 45, pp. 1254-1257, July.2010.

LAMARSH, J. R., BARATTA, A. J., 1972, *Introduction to Nuclear reactor Theory*. 2ed. New York, Addison-Wesley Publishing Company, Inc.

LEITE, S.P.,2010, *Estudo de um sistema alternativo para determinação da eficiência do banho de sulfato de manganês*, Tese* de D.Sc., COPPE/UFRJ, Rio de Janeiro, RJ, Brasil.

LEMONS Jr, R., 2009, *Desdobramento de espectros de nêutrons utilizando o método de Monte Carlo e redes neurais*, Tese * de D.Sc.

LN., 2018, Laboratório de Metrologia de Nêutrons. Disponível em <<http://ln.ird.gov.br/index.php/laboratorio-de-baixo-espalhamento-lbe>> Acesso em 02/07/2018.

Manual P/N 120004 , **Manual de Operação Gerador de Nêutrons MP320**, Thermo Scientific .

PARK, H., KIM, J., CHOI, K-O., “Long Counter and its Application for the Calibration of the Neutron Irradiators”, **Radiation Protection Dosimetry** v. 161, n. 1–4, pp. 161–165.2014.

PAZIANOTTO, M.T. 2012 , *Estudo do detector do tipo Long Counter para nêutrons de altas energias*. Dissertação de mestrado* de M.Sc., ITA, São José dos Campos, SP, Brasil.

PINTO, J.J de O., MENDES, A.C.,FEDERICO, C.A., PÁSSARO,A., GASPAR, F. B., PAZIANOTTO, M. T., *Estudo piloto para implantação de um campo de nêutrons de alta energia*. **International Nuclear Atlantic Conference**, November 24-29, 2013.

PELOWITZ, D. B., **MCNPXTM user’s manual**, version 2.6.0, L.A. April, 2008.

ROBERTS, N. J., TAGZIRIA, H., THOMAS, D. J., *Determination of the effective centres of the NPL long counters*. In: Report DQL RN004, National Physical Laboratory, 2004.

ROBERTS, N. J., THOMAS, D. J., LACOSTE, V., BÖTTGER, R., LOEB, S., “Comparison of Long Counter Measurements of Monoenergetic and Radionuclide Source-Based Neutron Fluence”, **Radiation Measurements**, v. 45, 1151-1153, June.2010.

ROBERTS, N J.et. al. “International key comparison of measurements of neutron source emission rate (1999-2005): CCRI(III)-K9.AmBe”, **Metrologia**, **48**. S 251 Tech. Suppl. 06018, 2011.

ROBERTS, N. J., MOISEEV, N. N., KRÁLIK, M. “Radionuclide neutron source characterization techniques” , **Metrologia** v. 48, S239-S253, October.2011.

ROBERTS, N.J.; MOISEEV, N.N.; KRÁLIK, M. . *Técnicas de caracterização de fonte de nêutrons por radionuclídeos*. **Metrologia**, **v.8 , n. 6**. BIPM & Iop Publishing Ltda, 2011.

SCHUCH, A. L.,1978,*Calibração de monitores de nêutrons com moderadores e aplicação na determinação de fatores de calibração de dosímetros de albedo*”, Dissertação* de M.Sc. IME, Rio de Janeiro, Brasil.

SCHUHMACHER, H. “Neutron calibration facilities”, **Radiation Protection Dosimetry**, v.110, pp. 33–42, August. 2004.

TAGZIRIA, H., THOMAS, D. J., “Calibration and Monte Carlo Modelling of Neutron Long Counters”, **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research** v. 452, pp.470 - 483, March.2000.

TAKEDA, N., KUDO, K., TOYOKAWA, H., TORII, T., HASHIMOTO, M., SUGITA, T., DIETZE, G., YANG, X., “A development of NRESPG Monte Carlo code for the calculation of neutron response function for gas counters”, **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research** A. 422, pp.69 - 74, 1999.

TESTOV, D., VERNEY,D., ROUSSIÈRE,B., BETTANE,J., DIDIERJEAN,F., FLANAGAN,K., FRANCHO, S., IBRAHIM, F., KUZNETSOVA, E., LI, R., MARSH, B., MATEA , I., PENIONZHKEVICH, Yu., PAI, H., SMIRNOV, V., SOKOL,E., STEFAN, I., SUZUKI, D., WILSON ,J.N.," The ^3He long-counter TETRA at the ALTO-ISOL facility" , **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research** A . 815, pp 96 -103, 2016.

TOCHILIN, E., ALVES, R. Neutron Flux Measurements from 100KeV to 4 MeV with a Modified Long Counter. **Nuclear Instruments and Methods**, v.15, p.225-229,1960.

TURNER, J.E., 1995, Atoms, radiation, and radiation protection, 2 ed, New York, Editora John Wiley.

THOMAS, D.J., NOLTRE, R.,GRESSION, V., “Whats is Neutron Metrology and is It Needed ? ”, **Metrologia**. v.48, pp. S225-S238, 2011.

VASIL' EV, R.D., “The Metrology of Neutron Measurement in Nuclear Reactors”. **RD Atomic Energy**. vol.34, n^o4, pp 227-282,1973.

YANAN, Li., TAOSHENG, Li., GANG, Song., MAZUNGA, M. , “Response Improved for Neutron Long Counter”, **Radiation Protection Dosimetry**, pp. 1–4, December.2014.

ZAMBONI, C., 2007. *Fundamentos da Física de Nêutrons*. 1ed.São Paulo, SP, Livraria da Física.

APÊNDICE A - RESPOSTA (R_{ϕ}) LC

Tabela 32. Resultados referentes à simulação com capa de cádmio. Os resultados hachurados correspondem à energia média das fontes utilizadas neste trabalho.

TallyF4 (Ri)	Êrro	Energia (MeV)	Valores normalizados	R_{ϕ} (contagem/cm ²)	Incerteza
2.2267E-01	0.0037	2.00E+01	5.0549E-01	1.5371E+00	5.69E-03
2.5086E-01	0.0035	1.60E+01	5.6947E-01	1.7317E+00	6.06E-03
2.6246E-01	0.0003	1.41E+01	5.9581E-01	1.8118E+00	5.44E-04
2.7165E-01	0.0033	1.30E+01	6.1668E-01	1.8753E+00	6.19E-03
3.0775E-01	0.0031	1.00E+01	6.9861E-01	2.1244E+00	6.59E-03
3.4975E-01	0.0030	7.90E+00	7.9397E-01	2.4144E+00	7.24E-03
3.7920E-01	0.0029	6.30E+00	8.6082E-01	2.6177E+00	7.59E-03
4.3559E-01	0.0027	5.00E+00	9.8883E-01	3.0070E+00	8.12E-03
4.4051E-01	0.0003	4.16E+00	1.0000E+00	3.0409E+00	9.12E-04
4.4279E-01	0.0027	4.00E+00	1.0052E+00	3.0566E+00	8.25E-03
4.6011E-01	0.0026	3.20E+00	1.0445E+00	3.1762E+00	8.26E-03
4.8541E-01	0.0003	2.72E+00	1.1019E+00	3.3509E+00	1.01E-03
4.9724E-01	0.0025	2.50E+00	1.1288E+00	3.4325E+00	8.58E-03
5.1002E-01	0.0002	2.13E+00	1.1578E+00	3.5207E+00	7.04E-04
5.1226E-01	0.0025	2.00E+00	1.1629E+00	3.5362E+00	8.84E-03
5.2599E-01	0.0025	1.60E+00	1.1940E+00	3.6310E+00	9.08E-03
5.3499E-01	0.0024	1.30E+00	1.2145E+00	3.6931E+00	8.86E-03
5.4321E-01	0.0024	1.00E+00	1.2331E+00	3.7498E+00	9.00E-03
5.3901E-01	0.0024	7.90E-01	1.2236E+00	3.7209E+00	8.93E-03
5.4028E-01	0.0024	6.30E-01	1.2265E+00	3.7297E+00	8.95E-03
5.4108E-01	0.0002	5.50E-01	1.2283E+00	3.7352E+00	7.47E-04
5.4405E-01	0.0024	5.00E-01	1.2351E+00	3.7557E+00	9.01E-03
5.4352E-01	0.0024	4.00E-01	1.2338E+00	3.7520E+00	9.00E-03
5.3895E-01	0.0025	3.20E-01	1.2235E+00	3.7205E+00	9.30E-03
5.4028E-01	0.0024	2.50E-01	1.2265E+00	3.7296E+00	8.95E-03
5.4047E-01	0.0025	2.00E-01	1.2269E+00	3.7309E+00	9.33E-03
5.3781E-01	0.0025	1.60E-01	1.2209E+00	3.7126E+00	9.28E-03
5.3957E-01	0.0025	1.30E-01	1.2249E+00	3.7247E+00	9.31E-03
5.3901E-01	0.0025	1.00E-01	1.2236E+00	3.7209E+00	9.30E-03
5.3884E-01	0.0025	7.90E-02	1.2232E+00	3.7197E+00	9.30E-03
5.4056E-01	0.0024	6.30E-02	1.2271E+00	3.7315E+00	8.96E-03
5.4622E-01	0.0024	5.00E-02	1.2400E+00	3.7707E+00	9.05E-03
5.4349E-01	0.0025	4.00E-02	1.2338E+00	3.7518E+00	9.38E-03
5.4393E-01	0.0024	3.20E-02	1.2348E+00	3.7548E+00	9.01E-03
5.4226E-01	0.0025	2.50E-02	1.2310E+00	3.7433E+00	9.36E-03
5.4707E-01	0.0024	2.00E-02	1.2419E+00	3.7765E+00	9.06E-03
5.5204E-01	0.0024	1.60E-02	1.2532E+00	3.8108E+00	9.15E-03
5.5011E-01	0.0024	1.30E-02	1.2488E+00	3.7975E+00	9.11E-03
5.5201E-01	0.0024	1.00E-02	1.2531E+00	3.8106E+00	9.15E-03

TallyF4 (Ri)	Êrro	Energia (MeV)	Valores normalizados	R ϕ (contagem/cm ²)	Incerteza
5.6423E-01	0.0024	6.30E-03	1.2809E+00	3.8950E+00	9.35E-03
5.6963E-01	0.0024	4.00E-03	1.2931E+00	3.9322E+00	9.44E-03
5.7757E-01	0.0024	2.50E-03	1.3111E+00	3.9870E+00	9.57E-03
5.8966E-01	0.0024	1.60E-03	1.3386E+00	4.0705E+00	9.77E-03
6.0030E-01	0.0023	1.00E-03	1.3627E+00	4.1440E+00	9.53E-03
6.0492E-01	0.0023	6.30E-04	1.3732E+00	4.1759E+00	9.60E-03
5.7622E-01	0.0024	4.00E-04	1.3081E+00	3.9778E+00	9.55E-03
6.2276E-01	0.0023	2.50E-04	1.4137E+00	4.2990E+00	9.89E-03
5.9524E-01	0.0023	1.60E-04	1.3512E+00	4.1090E+00	9.45E-03
5.9088E-01	0.0023	1.00E-04	1.3414E+00	4.0789E+00	9.38E-03
6.4530E-01	0.0022	6.30E-05	1.4649E+00	4.4546E+00	9.80E-03
6.5602E-01	0.0022	4.00E-05	1.4892E+00	4.5286E+00	9.96E-03
6.6126E-01	0.0022	2.50E-05	1.5011E+00	4.5648E+00	1.00E-02
6.6737E-01	0.0022	1.60E-05	1.5150E+00	4.6070E+00	1.01E-02
6.7478E-01	0.0022	1.00E-05	1.5318E+00	4.6581E+00	1.02E-02
6.8064E-01	0.0021	6.30E-06	1.5451E+00	4.6985E+00	9.87E-03
6.8138E-01	0.0021	4.00E-06	1.5468E+00	4.7036E+00	9.88E-03
6.8372E-01	0.0021	2.50E-06	1.5521E+00	4.7198E+00	9.91E-03
6.7887E-01	0.0021	1.60E-06	1.5411E+00	4.6864E+00	9.84E-03
6.4957E-01	0.0022	1.00E-06	1.4746E+00	4.4841E+00	9.87E-03
6.1698E-01	0.0022	8.30E-07	1.4006E+00	4.2591E+00	9.37E-03
5.6149E-01	0.0023	6.90E-07	1.2746E+00	3.8761E+00	8.91E-03
4.7791E-01	0.0025	5.80E-07	1.0849E+00	3.2991E+00	8.25E-03
3.2768E-01	0.0030	4.80E-07	7.4387E-01	2.2620E+00	6.79E-03
1.4997E-01	0.0045	4.00E-07	3.4044E-01	1.0352E+00	4.66E-03
2.4552E-02	0.0112	3.30E-07	5.5736E-02	1.6949E-01	1.90E-03
8.8813E-04	0.0598	2.80E-07	2.0161E-03	6.1309E-03	3.67E-04
6.4053E-05	0.2241	2.30E-07	1.4541E-04	4.4216E-04	9.91E-05
7.0198E-05	0.2580	1.90E-07	1.5936E-04	4.8459E-04	1.25E-04
4.2139E-05	0.2220	1.60E-07	9.5660E-05	2.9089E-04	6.46E-05
4.7417E-05	0.2513	1.30E-07	1.0764E-04	3.2733E-04	8.23E-05
6.4272E-05	0.2078	1.10E-07	1.4590E-04	4.4368E-04	9.22E-05
3.1887E-05	0.2576	9.10E-08	7.2386E-05	2.2012E-04	5.67E-05
4.8362E-05	0.2835	7.60E-08	1.0979E-04	3.3385E-04	9.46E-05
4.1658E-05	0.2783	6.30E-08	9.4569E-05	2.8757E-04	8.00E-05
3.1783E-05	0.3501	5.20E-08	7.2151E-05	2.1941E-04	7.68E-05
3.1515E-05	0.3432	4.40E-08	7.1542E-05	2.1755E-04	7.47E-05
3.1157E-05	0.2377	3.60E-08	7.0729E-05	2.1508E-04	5.11E-05
1.6114E-05	0.3647	3.00E-08	3.6581E-05	1.1124E-04	4.06E-05
1.4998E-05	0.3519	2.50E-08	3.4046E-05	1.0353E-04	3.64E-05
2.8225E-05	0.3618	2.10E-08	6.4074E-05	1.9484E-04	7.05E-05
3.0954E-05	0.3029	1.70E-08	7.0269E-05	2.1368E-04	6.47E-05
1.3790E-05	0.3235	1.40E-08	3.1304E-05	9.5192E-05	3.08E-05
1.0322E-05	0.3773	1.20E-08	2.3433E-05	7.1256E-05	2.69E-05
2.7646E-05	0.3026	1.00E-08	6.2758E-05	1.9084E-04	5.77E-05

TallyF4 (Ri)	Êrro	Energia (MeV)	Valores normalizados	Rϕ (contagem/cm²)	Incerteza
1.2839E-05	0.3971	6.30E-09	2.9147E-05	8.8632E-05	3.52E-05
1.2087E-05	0.4260	4.00E-09	2.7438E-05	8.3435E-05	3.55E-05
9.7869E-06	0.3486	2.50E-09	2.2217E-05	6.7561E-05	2.36E-05
7.9243E-06	0.4334	1.60E-09	1.7989E-05	5.4702E-05	2.37E-05
9.0502E-06	0.5319	1.00E-09	2.0545E-05	6.2475E-05	3.32E-05

Tabela 33. Resultados referentes à simulação sem capa de cádmio. Os resultados hachurados correspondem à energia média das fontes utilizadas neste trabalho.

TallyF4 (Ri)	Êrro	Energia (MeV)	Valores normalizados	R ϕ (contagem/cm ²)	Incerteza
2.21E-01	0.0004	2.00E+01	4.95E-01	1.50E+00	6.02E-04
2.50E-01	0.0003	1.60E+01	5.59E-01	1.70E+00	5.10E-04
2.63E-01	0.0003	1.41E+01	5.88E-01	1.79E+00	5.36E-04
2.71E-01	0.0003	1.30E+01	6.07E-01	1.85E+00	5.54E-04
3.10E-01	0.0003	1.00E+01	6.95E-01	2.11E+00	6.34E-04
3.52E-01	0.0003	7.90E+00	7.88E-01	2.40E+00	7.19E-04
3.82E-01	0.0003	6.30E+00	8.55E-01	2.60E+00	7.80E-04
4.40E-01	0.0003	5.00E+00	9.85E-01	3.00E+00	8.99E-04
4.47E-01	0.0003	4.16E+00	1.00E+00	3.04E+00	9.12E-04
4.48E-01	0.0003	4.00E+00	1.00E+00	3.05E+00	9.14E-04
4.67E-01	0.0003	3.20E+00	1.05E+00	3.18E+00	9.54E-04
4.92E-01	0.0003	2.72E+00	1.10E+00	3.35E+00	1.00E-03
5.06E-01	0.0003	2.50E+00	1.13E+00	3.45E+00	1.03E-03
5.18E-01	0.0002	2.13E+00	1.16E+00	3.52E+00	7.04E-04
5.23E-01	0.0002	2.00E+00	1.17E+00	3.56E+00	7.11E-04
5.34E-01	0.0002	1.60E+00	1.19E+00	3.63E+00	7.26E-04
5.42E-01	0.0002	1.30E+00	1.21E+00	3.69E+00	7.38E-04
5.48E-01	0.0002	1.00E+00	1.23E+00	3.73E+00	7.46E-04
5.47E-01	0.0002	7.90E-01	1.22E+00	3.72E+00	7.44E-04
5.50E-01	0.0002	6.30E-01	1.23E+00	3.74E+00	7.48E-04
5.50E-01	0.0002	5.50E-01	1.23E+00	3.74E+00	7.49E-04
5.51E-01	0.0002	5.00E-01	1.23E+00	3.75E+00	7.50E-04
5.53E-01	0.0002	4.00E-01	1.24E+00	3.76E+00	7.52E-04
5.49E-01	0.0002	3.20E-01	1.23E+00	3.73E+00	7.47E-04
5.50E-01	0.0002	2.50E-01	1.23E+00	3.74E+00	7.48E-04
5.48E-01	0.0002	2.00E-01	1.23E+00	3.73E+00	7.46E-04
5.45E-01	0.0002	1.60E-01	1.22E+00	3.71E+00	7.41E-04
5.49E-01	0.0002	1.30E-01	1.23E+00	3.74E+00	7.47E-04
5.48E-01	0.0002	1.00E-01	1.23E+00	3.73E+00	7.46E-04
5.48E-01	0.0002	7.90E-02	1.23E+00	3.73E+00	7.46E-04
5.51E-01	0.0002	6.30E-02	1.23E+00	3.75E+00	7.49E-04
5.53E-01	0.0002	5.00E-02	1.24E+00	3.76E+00	7.52E-04
5.53E-01	0.0002	4.00E-02	1.24E+00	3.76E+00	7.53E-04
5.54E-01	0.0002	3.20E-02	1.24E+00	3.77E+00	7.54E-04
5.57E-01	0.0002	2.50E-02	1.25E+00	3.79E+00	7.58E-04
5.59E-01	0.0002	2.00E-02	1.25E+00	3.80E+00	7.61E-04
5.63E-01	0.0002	1.60E-02	1.26E+00	3.83E+00	7.66E-04
5.69E-01	0.0002	1.30E-02	1.27E+00	3.87E+00	7.75E-04
5.72E-01	0.0002	1.00E-02	1.28E+00	3.89E+00	7.79E-04

TallyF4 (Ri)	Êrro	Energia (MeV)	Valores normalizados	Rϕ (contagem/cm²)	Incerteza
5.76E-01	0.0002	6.30E-03	1.29E+00	3.92E+00	7.84E-04
5.84E-01	0.0002	4.00E-03	1.31E+00	3.97E+00	7.95E-04
5.93E-01	0.0002	2.50E-03	1.33E+00	4.04E+00	8.07E-04
6.00E-01	0.0002	1.60E-03	1.34E+00	4.09E+00	8.17E-04
6.08E-01	0.0002	1.00E-03	1.36E+00	4.14E+00	8.28E-04
6.16E-01	0.0002	6.30E-04	1.38E+00	4.19E+00	8.38E-04
6.25E-01	0.0002	4.00E-04	1.40E+00	4.25E+00	8.50E-04
6.33E-01	0.0002	2.50E-04	1.42E+00	4.31E+00	8.61E-04
6.41E-01	0.0002	1.60E-04	1.43E+00	4.36E+00	8.72E-04
6.49E-01	0.0002	1.00E-04	1.45E+00	4.42E+00	8.83E-04
6.57E-01	0.0002	6.30E-05	1.47E+00	4.47E+00	8.94E-04
6.65E-01	0.0002	4.00E-05	1.49E+00	4.52E+00	9.05E-04
6.72E-01	0.0002	2.50E-05	1.50E+00	4.57E+00	9.14E-04
6.79E-01	0.0002	1.60E-05	1.52E+00	4.62E+00	9.23E-04
6.85E-01	0.0002	1.00E-05	1.53E+00	4.66E+00	9.33E-04
6.91E-01	0.0002	6.30E-06	1.55E+00	4.70E+00	9.41E-04
6.92E-01	0.0002	4.00E-06	1.55E+00	4.71E+00	9.42E-04
6.97E-01	0.0002	2.50E-06	1.56E+00	4.74E+00	9.49E-04
7.02E-01	0.0002	1.60E-06	1.57E+00	4.78E+00	9.55E-04
7.09E-01	0.0002	1.00E-06	1.59E+00	4.83E+00	9.65E-04
7.12E-01	0.0002	8.30E-07	1.59E+00	4.85E+00	9.70E-04
7.16E-01	0.0002	6.90E-07	1.60E+00	4.87E+00	9.74E-04
7.20E-01	0.0002	5.80E-07	1.61E+00	4.90E+00	9.80E-04
7.25E-01	0.0002	4.80E-07	1.62E+00	4.93E+00	9.87E-04
7.30E-01	0.0002	4.00E-07	1.63E+00	4.97E+00	9.94E-04
7.37E-01	0.0002	3.30E-07	1.65E+00	5.02E+00	1.00E-03
7.41E-01	0.0002	2.80E-07	1.66E+00	5.04E+00	1.01E-03
7.48E-01	0.0002	2.30E-07	1.67E+00	5.09E+00	1.02E-03
7.59E-01	0.0002	1.90E-07	1.70E+00	5.17E+00	1.03E-03
7.70E-01	0.0002	1.60E-07	1.72E+00	5.24E+00	1.05E-03
7.37E-01	0.0002	1.30E-07	1.65E+00	5.02E+00	1.00E-03
7.89E-01	0.0002	1.10E-07	1.77E+00	5.37E+00	1.07E-03
7.99E-01	0.0002	9.10E-08	1.79E+00	5.44E+00	1.09E-03
8.12E-01	0.0002	7.60E-08	1.82E+00	5.53E+00	1.11E-03
8.28E-01	0.0002	6.30E-08	1.85E+00	5.64E+00	1.13E-03
8.49E-01	0.0002	5.20E-08	1.90E+00	5.77E+00	1.15E-03
8.69E-01	0.0002	4.40E-08	1.94E+00	5.91E+00	1.18E-03
8.98E-01	0.0002	3.60E-08	2.01E+00	6.11E+00	1.22E-03
9.26E-01	0.0002	3.00E-08	2.07E+00	6.30E+00	1.26E-03
9.57E-01	0.0002	2.50E-08	2.14E+00	6.51E+00	1.30E-03
9.89E-01	0.0002	2.10E-08	2.21E+00	6.73E+00	1.35E-03
1.03E+00	0.0002	1.70E-08	2.31E+00	7.02E+00	1.40E-03
1.07E+00	0.0002	1.40E-08	2.40E+00	7.30E+00	1.46E-03

TallyF4 (Ri)	Êrro	Energia (MeV)	Valores normalizados	Rϕ (contagem/cm²)	Incerteza
1.11E+00	0.0002	1.20E-08	2.48E+00	7.53E+00	1.51E-03
1.15E+00	0.0002	1.00E-08	2.57E+00	7.81E+00	1.56E-03
1.26E+00	0.0003	6.30E-09	2.82E+00	8.59E+00	2.58E-03
1.38E+00	0.0003	4.00E-09	3.09E+00	9.40E+00	2.82E-03
1.50E+00	0.0003	2.50E-09	3.36E+00	1.02E+01	3.07E-03
1.61E+00	0.0003	1.60E-09	3.59E+00	1.09E+01	3.28E-03
1.69E+00	0.0003	1.00E-09	3.77E+00	1.15E+01	3.44E-03

APÊNDICE B - EXEMPLO DE INPUT PARA SIMULAÇÃO MCNPX DO LONG COUNTER GÁS BF₃ NO LBE/LNMRI.

Simulação LC com capa de cádmio dentro do LBE e fonte 241AmBe

C *****

C Simone da Silva Fernandes

C Fonte referência de espectro AmBe ISO 8593-1

C posição LC fonte-face 100cm

C *****

C Bloco de Células

c 1 100 -0.00120484 (-11 12 -13 14 -15 16) # 501 IMP:N=1 \$salao ar

2 200 -2.3 (-16 17 -19 22 -20 21) IMP:N=1 \$solo concreto

3 300 -7.93 (-12 29 -13 14 -15 16):(11 -23 -13 14 -15 16) &

:(-11 12 13 -27 -15 16):(-11 12 -14 30 -15 16) imp:n=1 \$parede aco

4 400 -0.013 (-29 28 -13 14 -15 16):(23 -24 -13 14 -15 16) &

:(-11 12 27 -25 -15 16):(-11 12 -30 26 -15 16) imp:n=1 \$parede eps

5 300 -7.93 (-28 22 -13 14 -15 16):(24 -19 -13 14 -15 16) &

:(-11 12 25 -20 -15 16):(-11 12 -26 21 -15 16) imp:n=1 \$parede aco

6 400 -0.013 (-19 22 -20 21 15 -18) IMP:N=1 \$seps telha

7 100 -0.00120484 (-19 22 -20 21 -31 18) IMP:N=1 \$ar telha

8 300 -7.93 (-19 22 -20 21 -32 31) IMP:N=1 \$saco telha

9 400 -0.013 (-19 22 -20 21 -33 32) IMP:N=1 \$seps telha

10 300 -7.93 (-19 22 -20 21 -34 33) IMP:N=1 \$saco telha

90 100 -0.00120484 -90 #2 #3 #4 #5 #6 #7 #8 #9 #10 #300 #1016 IMP:N=1 \$ar

91 0 90 IMP:N=0 \$vacuo

C 92 100 -0.00120484 IMP:N=1 \$esfera para F4

C 94 100 -0.00120484 200 IMP:N=1

C 95 100 -0.00120484 -6000 IMP:N=1

c 96 100 -0.00120484 6000 IMP:N=1

C

C ***** Celulas *****

C ***** Ar em torno *****

300 100 -0.00120484 (-11 12 -13 14 -15 16) 501 imp:n=1

C

C diâmetro face d LC

C MODELAMENTO LONG COUNTER GÁS BF₃

1001 203 -2.699 -502 505 512 -513 u=1 imp:n=1 \$ Tampa frontal

1002 203 -2.699 -515 514 -502 567 u=1 imp:n=1 \$ Tampa traseira

1003 203 -2.699 -502 503 513 -514 u=1 imp:n=1 \$ Capa externa

1004 257 -0.989 -503 504 513 -514 u=1 imp:n=1 \$ Parafina borada

1005 203 -2.699 505 -504 513 -514 u=1 imp:n=1 \$ pos parafina borada

1006 203 -2.699 -505 506 -514 516 u=1 imp:n=1 \$ superf extern copinho

1007 203 -2.699 -514 -506 517 509 u=1 imp:n=1 \$ sup traseira copinho

1008 203 -2.699 -514 -509 510 516 u=1 imp:n=1 \$ sup interna copinho

1009 100 -0.00120484 -505 512 -556 u=1 imp:n=1 \$ ar

1010 100 -0.00120484 -518 -505 521 554 u=1 imp:n=1 \$ ar superior

1011 100 -0.00120484 518 -520 -507 508 u=1 imp:n=1 \$ ar reentrancia polietileno

1012 257 -0.989 -517 -506 509 516 u=1 imp:n=1 \$ copinho

1013 203 -2.699 -510 511 521 -522 u=1 imp:n=1 \$ capa detector

1014 256 -0.93 (-568 -505 510 518)(-518 :520 :507 :-508) u=1 imp:n=1 \$ polietileno

C 1015 100 -0.00120484 501 imp:n=0 \$ universo exterior
1016 100 -0.00120484 -501 FILL=1 imp:n=1 \$ (560 :-576 :522) \$ ar em volta do LC
C 1017 100 -0.00120484 -560 510 515 -522 imp:n=1 \$ ar atras do LC
1018 100 -0.00120484 -570 521 -518 u=1 imp:n=1 \$ Detector
C 1019 261 -3.326E-4 -558 524 -578 u=1 imp:n=1 \$Detector BF3
C 1020 261 -0.0003326 -558 560 -523 vol=15.763 u=1 imp:n=1 \$ Detector
1021 261 -0.0003326 -558 524 -525 vol=15.763 u=1 imp:n=1 \$ Detector
1022 261 -0.0003326 -558 525 -526 vol=15.763 u=1 imp:n=1 \$ Detector
1023 261 -0.0003326 -558 526 -527 vol=15.763 u=1 imp:n=1 \$ Detector
1024 261 -0.0003326 -558 527 -528 vol=15.763 u=1 imp:n=1 \$ Detector
1025 261 -0.0003326 -558 528 -529 vol=15.763 u=1 imp:n=1 \$ Detector
1026 261 -0.0003326 -558 529 -530 vol=15.763 u=1 imp:n=1 \$ Detector
1027 261 -0.0003326 -558 530 -531 vol=15.763 u=1 imp:n=1 \$ Detector
1028 261 -0.0003326 -558 531 -532 vol=15.763 u=1 imp:n=1 \$ Detector
1029 261 -0.0003326 -558 532 -533 vol=15.763 u=1 imp:n=1 \$ Detector
1030 261 -0.0003326 -558 533 -534 vol=15.763 u=1 imp:n=1 \$ Detector
1031 261 -0.0003326 -558 534 -535 vol=15.763 u=1 imp:n=1 \$ Detector
1032 261 -0.0003326 -558 535 -536 vol=15.763 u=1 imp:n=1 \$ Detector
1033 261 -0.0003326 -558 536 -537 vol=15.763 u=1 imp:n=1 \$ Detector
1034 261 -0.0003326 -558 537 -538 vol=15.763 u=1 imp:n=1 \$ Detector
1035 261 -0.0003326 -558 538 -539 vol=15.763 u=1 imp:n=1 \$ Detector
1036 261 -0.0003326 -558 539 -578 vol=12.235 u=1 imp:n=1 \$ Detector
C 1038 261 -0.0003326 -558 540 -541 vol=15.763 u=1 imp:n=1 \$ Detector
C 1039 261 -0.0003326 -558 541 -542 vol=15.763 u=1 imp:n=1 \$ Detector
C 1040 261 -0.0003326 -558 542 -543 vol=15.763 u=1 imp:n=1 \$ Detector
C 1041 261 -0.0003326 -558 543 -544 vol=15.763 u=1 imp:n=1 \$ Detector
C 1042 261 -0.0003326 -558 544 -545 vol=15.763 u=1 imp:n=1 \$ Detector
C 1043 261 -0.0003326 -558 545 -546 vol=15.763 u=1 imp:n=1 \$ Detector
C 1044 261 -0.0003326 -558 546 -547 vol=15.763 u=1 imp:n=1 \$ Detector
C 1045 261 -0.0003326 -558 547 -548 vol=15.763 u=1 imp:n=1 \$ Detector
C 1046 261 -0.0003326 -558 548 -549 vol=15.763 u=1 imp:n=1 \$ Detector
C 1047 261 -0.0003326 -558 549 -550 vol=15.763 u=1 imp:n=1 \$ Detector
C 1048 261 -0.0003326 -558 550 -551 vol=15.763 u=1 imp:n=1 \$ Detector
C 1049 261 -0.0003326 -558 551 -552 vol=15.763 u=1 imp:n=1 \$ Detector
C 1050 261 -0.0003326 -558 552 -522 vol=7.945 u=1 imp:n=1 \$ Detector
1052 100 -0.00120484 -554 556 -521 u=1 imp:n=1 \$ frente da capa de Cadmio
1053 100 -0.00120484 -554 510 521 -518 imp:n=1 u=1 \$ anel lat da capa de Cadmio
1054 100 -0.00120484 523 -518 510 -554 imp:n=1 u=1 \$ camad ar front anel
1055 100 -0.00120484 556 -521 554 -505 imp:n=1 u=1 \$ ar em torno da capa de Cadmio
1056 263 -8.53 -557 558 563 -572 imp:n=1 u=1 \$ Capa detector
1057 100 -0.00120484 -511 563 557 -522 u=1 imp:n=1 \$ Ar entre detector e LC
1058 100 -0.00120484 518 -563 -570 u=1 imp:n=1 \$ tampa detector
C 1059 100 -0.00120484 -501 555 imp:n=1 \$ ar sala
C 1060 100 -0.00120484 -555 fill=1 imp:n=1 \$ universo transformacao
1061 203 -2.699 512 -561 -560 502 u=1 imp:n=1 \$ Aba frontal do LC
1062 203 -2.699 -515 562 502 -560 u=1 imp:n=1 \$ Aba traseira do LC
1063 100 -0.00120484 -560 502 561 -562 u=1 imp:n=1 \$ Ar entre as abas do LC
1064 100 -0.00120484 564 -522 -558 u=1 imp:n=1 \$ envolucro traseiro do detector
1065 100 -0.00120484 514 -515 -567 -566 u=1 imp:n=1 \$ Ar atras do copinho
1066 100 -0.00120484 514 -515 -567 565 u=1 imp:n=1 \$ Ar atras do copinho lad direito
1067 203 -2.699 514 -515 -567 510 566 -565 u=1 imp:n=1 \$ haste atras do copinho
1068 262 -8.65 -516 568 -505 510 u=1 imp:n=1 \$cadmio adicionado ao centro do detector
1069 203 -2.699 -511 521 569 -518 u=1 imp:n=1 \$trava frontal do tubo-detector

1070 263 -8.53 521 -569 570 -518 u=1 imp:n=1 \$ parte frontal do tubo-detector
 1071 263 -8.53 -558 -579 580 u=1 imp:n=1 \$ tubo-detector
 1072 263 -8.53 570 -558 563 -580 u=1 imp:n=1 \$tubo-detector
 1073 100 -0.00120484 -570 -580 563 u=1 imp:n=1 \$tubo-detector
 1074 263 -8.53 -511 -563 518 570 u=1 imp:n=1 \$tubo-detector
 1075 263 -8.53 571 -558 -573 u=1 imp:n=1 \$tubo-detector
 1076 204 -0.001205 -558 573 -574 u=1 imp:n=1 \$tubo-detector
 1077 203 -2.699 -558 574 -572 u=1 imp:n=1 \$tubo-detector
 1078 100 -0.00120484 572 -558 -564 u=1 imp:n=1 \$tubo-detector
 1079 100 -0.00120484 -557 558 -522 572 u=1 imp:n=1 \$tubo-detector
 1080 263 -8.53 505 575 -512 -581 u=1 imp:n=1 \$Capa frontal (CF)
 1081 262 -8.65 -575 576 -581 u=1 imp:n=1 \$Capa frontal cadmio
 1082 100 -0.00120484 -505 -512 575 u=1 imp:n=1 \$CF ar
 1083 100 -0.00120484 -512 581 576 -560 u=1 imp:n=1
 1084 264 -3.5 -558 579 -524 u=1 imp:n=1
 1085 264 -3.5 -558 -571 578 u=1 imp:n=1
 1086 100 -0.00120484 560 :-576 : (515 (510: 522)) u=1 imp:n=1

C *****SURFACE DEFINITION LC *****

C

C **** LC no eixo x deslocado 100cm do centro *****

501 sx 117 30 \$ mundo externo **
 502 cx 19.4 \$ superficie externa capa
 503 cx 19.2 \$ superficie interna capa
 504 cx 10.2 \$ pos capa externo
 505 cx 10 \$ pos capa superf interna
 506 cx 9.85 \$ superf interna copinho
 507 cx 6 \$ reentrancia do polietileno
 508 cx 3.6 \$ parte interna central da reentrancia
 509 cx 2.6 \$ superficie interna copinho prox ao centro
 510 cx 2.5 \$ superficie externa copinho prox ao centro
 511 cx 2.35 \$ superficie interna detector
 512 px 100.55 \$ superf externa tampa frontal **
 513 px 101.2 \$ superf interna tampa frontal **
 514 px 134.7 \$ superf traseira interna **
 515 px 135.35 \$ superf traseira externa **
 516 px 127.8 \$ superf frontal copinho **
 517 px 134.6 \$ superf traseira copinho **
 518 px 106.72 \$ trava frontal do tubo detector **
 520 px 112.35 \$ reentrancia polietileno **
 521 px 105.95 \$ parte de fora detector **
 522 px 136.45 \$ superf externa detector **
 523 px 106.95 \$ planos das celulas sequenciais **
 524 px 107.95 \$ planos das celulas sequenciais **
 525 px 108.95 \$ planos das celulas sequenciais **
 526 px 109.95 \$ planos das celulas sequenciais **
 527 px 110.95 \$ planos das celulas sequenciais **
 528 px 111.95 \$ planos das celulas sequenciais **
 529 px 112.95 \$ planos das celulas sequenciais **
 530 px 113.95 \$ planos das celulas sequenciais **
 531 px 114.95 \$ planos das celulas sequenciais **
 532 px 115.95 \$ planos das celulas sequenciais **
 533 px 116.95 \$ planos das celulas sequenciais **

534 px 117.95 \$ planos das celulas sequenciais **
 535 px 118.95 \$ planos das celulas sequenciais **
 536 px 119.95 \$ planos das celulas sequenciais **
 537 px 120.95 \$ planos das celulas sequenciais **
 538 px 121.95 \$ planos das celulas sequenciais **
 539 px 122.95 \$ planos das celulas sequenciais **
 540 px 123.95 \$ planos das celulas sequenciais **
 541 px 124.95 \$ planos das celulas sequenciais **
 542 px 125.95 \$ planos das celulas sequenciais **
 543 px 126.95 \$ planos das celulas sequenciais **
 544 px 127.95 \$ planos das celulas sequenciais **
 545 px 128.95 \$ planos das celulas sequenciais **
 546 px 129.95 \$ planos das celulas sequenciais **
 547 px 130.95 \$ planos das celulas sequenciais **
 548 px 131.95 \$ planos das celulas sequenciais **
 549 px 132.95 \$ planos das celulas sequenciais **
 550 px 133.95 \$ planos das celulas sequenciais **
 551 px 134.95 \$ planos das celulas sequenciais **
 552 px 135.95 \$ planos das celulas sequenciais **
 554 cx 2.6 \$ superf externa da aba da capa de cadmio
 C 555 so 40
 556 px 105.85 \$ face externa da capa de cadmio **
 557 cx 2.349 \$ capa detector
 558 cx 2.249 \$ superf interna detector
 559 px 109.85 \$ tampa detector **
 560 cx 22.2 \$ superficie das abas externas do LC
 561 px 102.45 \$ face interna da aba frontal do LC **
 562 px 133.45 \$ face interna da aba traseira do LC **
 563 px 106.82 \$ sup frontal do envolucro do detector **
 564 px 136.35 \$ sup int. tras do envoluc do detector **
 565 py 3.6 \$ capa traseira
 566 py -3.6 \$ capa traseira esquerda
 567 cx 9.4 \$ capa traseira
 568 px 127.665 \$ capa de cadmio **
 569 cx 2.105 \$ trava frontal do T-D
 570 cx 1.875 \$ trava da frontal do T-D
 571 px 124.22 \$ area util do T-D **
 572 px 132.15 \$ T-Detector **
 573 px 124.32 \$ TB **
 574 px 132.05 \$ T-B **
 575 px 100.1 \$ capa frontal **
 576 px 100 \$ capa frontal **
 577 px 107.95 \$ **
 578 px 123.72 \$ **
 579 px 107.45 \$ solda frontal tubo-detector **
 580 px 107.35 \$ solda **
 581 cx 14.7 \$ capa frontal
 C
 C ***** Bloco de superficie LBE *****
 C
 11 PX 820 \$fonte entrada
 12 PX -695 \$fonte fundo
 13 PY 377 \$fonte parede

14 PY -381 \$fonte parede
 15 PZ 128 \$fonte teto
 16 PZ -320 \$fonte solo
 17 PZ -330 \$final solo concreto
 18 PZ 130 \$limitante superior eps teto
 19 PX 823.1 \$limitante entrada aco
 20 PY 380.1 \$limitante parede aco
 21 PY -384.1 \$limitante parede aco
 22 PX -698.1 \$limitante fundo aco
 23 PX 820.05 \$inicio eps entrada
 24 PX 823.05 \$final eps entrada
 25 PY 380.05 \$final eps parede
 26 PY -384.05 \$final eps parede
 27 PY 377.05 \$inicio eps parede
 28 PX -698.05 \$final eps fundo
 29 PX -695.05 \$inicio eps fundo
 30 PY -381.05 \$inicio eps parede
 31 PZ 245 \$telha
 32 PZ 245.05 \$limitante aco telha
 33 PZ 248.05 \$limitante eps telha
 34 PZ 248.1 \$limitante aco telha
 90 SO 1000 \$universo de raio 1000cm

C
 C *****
 C ***** Superficie detector *****
 C *****origem 0 0 0 deslocado -100 0 0 *****

C Bloco de dados

C imp:n

C Fonte puntiforme

mode N

sdef pos=0 0 0 erg=D1 par=1

C *****Espectro fonte 241AmBe*****

si1 h 4.14E-07 .11 .33 .54 .75 .97 1.18 1.40 1.61 1.82 2.04 2.25

2.47 2.68 2.90 3.11 3.32 3.54 3.75 3.97 4.18 4.39 4.61

4.82 5.04 5.25 5.47 5.68 5.89 6.11 6.32 6.54 6.75 6.96

7.18 7.39 7.61 7.82 8.03 8.25 8.46 8.68 8.89 9.11 9.32

9.53 9.75 9.96 10.20 10.40 10.60 10.80 11.00

sp1 d 0.0 1.44E-02 3.34E-02 3.13E-02 2.81E-02 2.50E-02

2.14e-02 1.98E-02 1.75E-02 1.92E-02 2.23E-02 2.15E-02

2.25e-02 2.28E-02 2.95E-02 3.56E-02 3.69E-02 3.46E-02

3.07e-02 3.00E-02 2.69E-02 2.86E-02 3.18E-02 3.07E-02

3.33e-02 3.04E-02 2.74E-02 2.33E-02 2.06E-02 1.82E-02

1.77e-02 2.04E-02 1.83E-02 1.63E-02 1.68E-02 1.680E-02

1.88e-02 1.84E-02 1.69E-02 1.44E-02 9.68E-03 6.52E-03

4.26e-03 3.67E-03 3.81E-03 5.06E-03 6.25E-03 5.52E-03

4.68e-03 3.706E-03 2.78E-03 1.51E-03 3.63E-04

C *****

C Células sequenciais do volume ativo do detector

C Tally F4 fluxo médio nas células

f14:n 1021 1022 1023 1024 1025 1026 1027 1029 1030 1031 1032

1033 1034 1035 1036 T

fm14 1 261 107 \$ cartão 107 definição p reação alfa-n

```

mt256 poly.60t
mt257 smeth.60t
nps 1e9
C *****
C ***** LBE MATERIAL DEFINITION *****
C Material AR
M100 8016. -0.231781
      7014. -0.755267  18000. -0.012827  6000. -0.000125
C Material CONCRETO
M200 1001. -0.117
      8016. -0.6082    14000. -0.2748
C Material AÇO
M300 26000 -0.65395
      24000 -0.17      28000 -0.12      25055 -0.002
      14000 -0.01      15031 -0.00045  16032 -0.0003
      6012 -0.0003    42000 -0.025
C Material EPS
M400 1001 -0.07742
      6012 -0.92258
C ***** LC MATERIAL DEFINITION *****
m203 13027.60c    1    $aluminio
m256 1001.60c    -0.143711    $ polietileno
      6000.60c    -0.856289
m257 1001.60c    -0.110795    $parafina borada
      5010.60c    -0.01004    6000.60c    -0.639205    8016.60c    -0.140562
      11023.60c    -0.055221    5011.60c    -0.044177
m261 5010.60c    -0.1432    $ BF3 92%B10 Dados do IEAV
      5011.55c    -6.5632E-3    9019.50c    -0.85024
m262 48000.51c    1    $Cadmio
m263 30000.42c    0.3    $latão
      29063.60c    0.48419    29065.60c    0.21581
m264 13027.66c    2    $ceramica
      8016.66c    3

```

APÊNDICE C - PUBLICAÇÕES RELACIONADAS

Radiation Protection Dosimetry (2018), pp. 1–5

doi:10.1093/rpd/ncy080

EXPERIMENTAL AND COMPUTATIONAL EVALUATION OF EFFECTIVE CENTRE FROM A LONG COUNTER AT NEUTRON METROLOGY LABORATORY IN BRAZIL

S. S. Fernandes^{1,2,*}, A. Astuto¹, K. C. S. Patrão², E. S. Fonseca², W. W. Pereira² and R. T. Lopes¹

¹Programa de Engenharia Nuclear—COPPE/UFRJ, Av Horácio Macedo, 2030, Bloco G/Sala 206, Centro de Tecnologia, Cidade Universitária, Ilha do Fundão, CEP 21941-914, Rio de Janeiro, RJ, Brazil

²Laboratório Nacional de Metrologia das Radiações Ionizantes LNMRI/IRD, Av. Salvador Allende, s/n, Barra da Tijuca, CEP 22783-127, Rio de Janeiro, RJ, Brazil

*Corresponding author: simonesilvafernandes@gmail.com

A long counter detector was manufactured by the Institute of Advanced Studies (IEAV) and was characterised in the neutron low scattering room at Brazilian National Ionising Radiation Metrology Laboratory (LNMRI/IRD) to deploy a secondary Standard for neutron fluence. The effective centre was measured experimentally with ²⁵²Cf+D₂O, ²⁵²Cf, ²⁴¹AmBe and ²³⁸PuBe neutron sources, having average energies from 0.55 to 4.16 MeV. The experimental arrangement and detector construction were carefully reproduced in Monte Carlo simulations, and the computational results were found to be in good agreement with those from experiment.

IMPROVEMENTS IN THE THERMAL NEUTRON CALIBRATION UNIT, TNF₂, AT LNMRI/IRD

A Astuto ✉, S S Fernandes, K C S Patrão, E S Fonseca, W W Pereira, R T Lopes

Radiation Protection Dosimetry, Volume 180, Issue 1-4, 1 August 2018, Pages 56–61,

<https://doi.org/10.1093/rpd/ncy028>

Published: 21 February 2018 **Article history** ▼

“ Cite ✎ Permissions ➦ Share ▼

Abstract

The standard thermal neutron flux unit, TNF₂, in the Brazilian National Ionizing Radiation Metrology Laboratory was rebuilt. Fluence is still achieved by moderating of four ²⁴¹Am-Be sources with 0.6 TBq each. The facility was again simulated and redesigned with graphite core and paraffin added graphite blocks surrounding it. Simulations using the MCNPX code on different geometric arrangements of moderator materials and neutron sources were performed. The resulting neutron fluence quality in terms of intensity, spectrum and cadmium ratio was evaluated. After this step, the system was assembled based on the results obtained from the simulations and measurements were performed with equipment existing in LNMRI/IRD and by simulated equipment. This work focuses on the characterization of a central chamber point and external points around the TNF₂ in terms of neutron spectrum, fluence and ambient dose equivalent, H*(10). This system was validated with spectra measurements, fluence and H*(10) to ensure traceability.