

ROBERTO MENDONÇA DE LEMOS JÚNIOR

**MEDIDAS DE ESPECTROS DE REFERÊNCIA DE NÊUTRONS COM O
ESPECTRÔMETRO DE MULTIESFERAS DE BONNER**

**Dissertação submetida à Comissão de Pós-Graduação do Instituto de
Radioproteção e Dosimetria como requisito parcial para a obtenção do grau de
Mestre em Radioproteção e Dosimetria.**

Orientador: Dr. EVALDO SIMÕES DA FONSECA

Co-orientador: Dr. WALSAN WAGNER PEREIRA



Rio de Janeiro, RJ - Brasil

Janeiro de 2004.

ROBERTO MENDONÇA DE LEMOS JUNIOR

**MEDIDAS DE ESPECTROS DE REFERÊNCIA DE NÊUTRONS COM O
ESPECTRÔMETRO DE MULTIESFERAS DE BONNER**

Dissertação submetida à Comissão de Pós-Graduação do Instituto de Radioproteção e Dosimetria como requisito parcial para a obtenção do grau de Mestre em Radioproteção e Dosimetria.

Aprovada por:

Dr. Evaldo Simões da Fonseca

Dr. Ademir Xavier da Silva

Dr^a. Cláudia Lúcia de Pinho Maurício

Dr. Pedro Pacheco de Queiroz Filho

Rio de Janeiro, RJ - Brasil

Janeiro de 2004.

Lemos Júnior, Roberto Mendonça de

Medidas de Espectros de Referência de Nêutrons com o
Espectrômetro de Multiesferas de Bonner [Rio de Janeiro] 2004.

xii, 55 p. 29,7 cm: il.

Dissertação (Mestrado) – Instituto de Radioproteção e
Dosimetria – Rio de Janeiro, 2004.

1. Esferas de Bonner. 2. Dosimetria de Nêutrons.
3. Nêutrons. 4. Dissertação.

I. Instituto de Radioproteção e Dosimetria – IRD.

II. Título.

À minha família, que sempre me incentivou para os estudos.

Aos meus pais Roberto e Elsie, que em todos os momentos da minha vida sempre me apoiaram para alcançar meus objetivos.

Em especial à Rita, minha companheira incondicional, amiga e grande incentivadora dos meus estudos, que contribuiu diretamente com este trabalho compartilhando toda sua sabedoria.

Agradecimentos

- Ao Dr. Evaldo Simões da Fonseca, pela orientação, dedicação, apoio, incentivo e confiança;
- Ao Dr. Walsan Wagner Pereira, pela co-orientação, dicas e apoio ao meu trabalho;
- Ao Dr. Andrés Papa, pela busca do fortalecimento e suporte ao curso de Mestrado, pelo incentivo e revisão deste trabalho;
- À Rita, minha esposa, pelas sugestões e apoio, e por ter compreendido minha ausência em momentos de lazer;
- À Dilma e Beth, bibliotecárias do IRD, pela ajuda na busca de material para a realização deste trabalho;
- À Tindyúá, pela importante colaboração neste trabalho.

RESUMO

Este trabalho tem como objetivo definir um procedimento para a utilização do Espectrômetro de Multiesferas de Bonner com detector de $^6\text{LiI}(\text{Eu})$ na determinação de espectros de nêutrons. Foram medidos espectros de $^{238}\text{PuBe}$ e alguns de referência ($^{241}\text{AmBe}$, ^{252}Cf e $^{252}\text{Cf}+\text{D}_2\text{O}$) publicados na Norma ISO8529-1 (2001). Os dados foram processados por um programa computacional (BUNKI) que apresenta os resultados em termos de fluência de energia de nêutrons. Cada um dos parâmetros de entrada do programa foi estudado a fim de estabelecer qual a influência dos mesmos no resultado do ajuste. A taxa de equivalente de dose ambiente obtida com o detector posicionado a 1 m da fonte $^{241}\text{AmBe}$ foi $122 \pm 4 \mu\text{Sv/h}$, com incerteza expandida relativa de 7% e um nível de confiança de 95%. O procedimento definido nesse trabalho foi testado com o espectro de $^{238}\text{PuBe}$, onde a taxa de equivalente de dose ambiente obtida foi $286 \pm 9 \mu\text{Sv/h}$, 8% menor do que o valor medido experimentalmente considerado como referência. Este procedimento permitirá efetuar medições dos espectros em diferentes locais de trabalho onde são utilizadas fontes de nêutrons. A partir do conhecimento desses espectros, pode-se avaliar quais monitores de área são adequados ou não, bem como estudar melhor a resposta dos monitores individuais para nêutrons, como por exemplo, determinar um coeficiente de conversão mais adequado para o dosímetro de albedo nos diversos tipos de instalações onde ele é utilizado.

Visto que as medições demandam muito tempo para serem realizadas, a otimização do trabalho é fundamental para a redução do tempo de exposição do operador. Sendo assim, um importante parâmetro estudado neste trabalho foi a possibilidade de diminuir a quantidade de esferas utilizadas nas medições, mas sem comprometer o resultado final. Considerando-se as normas de radioproteção, este parâmetro torna-se ainda mais relevante quando as medições são realizadas em locais onde as taxas de fluência de nêutrons e de raios gama oferecem um risco maior ao operador, como por exemplo, em centrais nucleares. Através do estudo deste parâmetro, foi possível concluir que apenas a retirada da esfera de 20,32 cm de diâmetro não causa perdas significativas de informação nos espectros de referência estudados, comparado-se com os resultados obtidos para todas as esferas.

ABSTRACT

This paper aims to define a procedure to use the Bonner Multisphere Spectrometer with a $^6\text{LiI(Eu)}$ detector in order to determine of neutron spectra. It was measured $^{238}\text{PuBe}$ spectra and same of reference ($^{241}\text{AmBe}$, ^{252}Cf e $^{252}\text{Cf}+\text{D}_2\text{O}$) published in ISO8529-1 (2001) Norm. The data were processed by a computer program (BUNKI), which presents the results in neutrons energy fluency. Each input parameter of the program was studied in order to establish their influence in the adjustment result. The environment dose equivalent rate obtained placing the detector 1 m from the $^{241}\text{AmBe}$ source was $122 \pm 4 \mu\text{Sv/h}$ with 7% of uncertainty and 95% of confidence level. The procedure established in this work was tested with the $^{238}\text{PuBe}$ spectrum, obtaining an environment dose equivalent rate of $286 \pm 9 \mu\text{Sv/h}$, 8% lower than the value measured experimentally used as reference. Through this procedure will be possible to measure neutron spectra in different work places where neutrons sources are used. Knowing these spectra, it will be possible to evaluate which area monitors, are more suitable, as well as, to study better the response of individual neutron monitors, as for instance, to obtain a conversion coefficient more appropriate to the albedo dosimeter used in different work places.

As the measurements need a long time to be accomplished, the work optimization is fundamental to reduce the exposing time of the Bonner spectrometer operator. For this reason, an important parameter examined in this paper was the possibility of reducing the number of spheres used during the measurement without changing the final result. Considering the radiation protection standards, this parameter has a huge importance when the measurements are performed in work places where the neutron fluency and gamma rate offer risks to the operator's health, as for instance, in nuclear centrals. Studying this parameter, it was possible to conclude that removing the 20,32 cm diameter sphere it will be possible to reduce the exposing time of the operator without changing significantly the final result.

SUMÁRIO

LISTA DE FIGURAS	x
LISTA DE TABELAS	xi
LISTA DE SÍMBOLOS E ABREVIATURAS	xii
1. INTRODUÇÃO	1
1.1. Revisão Bibliográfica.....	3
1.2. Objetivo.....	4
2. O ESPECTRÔMETRO DE BONNER E O PROGRAMA BUNKI.....	8
2.1. O Espectrômetro de Bonner	8
2.2. A Função Resposta	12
2.3. Características e Eficiência do Detector $^6\text{LiI(Eu)}$	14
2.4. O Desdobramento do Espectro	15
3. MATERIAIS E ANÁLISES DOS MÉTODOS UTILIZADOS.....	18
3.1. Arranjo Experimental	18
3.2. Análise do Programa Computacional para Tratamento de Dados	20
3.2.1. Distribuição Maxwelliana para o Espectro Inicial 1/E	21
3.2.2. Fator de Suavização	22
3.2.3. Teste Final	23
3.2.4. Iterações Antes do Teste Final	23
3.2.5. Número Máximo de Iterações Permitidas	24
3.2.6. Fator de Calibração	25
4. RESULTADOS E DISCOSSÃO.....	27
4.1. Aquisição dos Dados	27
4.2. A Matriz Resposta	29
4.2.1. Resposta para o Espectro de $^{241}\text{AmBe}$	30
4.2.2. Resposta para o Espectro de ^{252}Cf	32
4.2.3. Resposta para o Espectro de $^{252}\text{Cf}+\text{D}_2\text{O}$	34
4.3. Os Resultados Obtidos	36
4.4. O Modelo de Incerteza dos Resultados	37
4.5. Análise da Redução do Número de Esferas	38
4.6. O Espectro de $^{238}\text{PuBe}$	45

5. CONCLUSÕES.....	50
5.1. Parâmetros de Entrada do Programa BUNKI	50
5.2. Otimização no Processo de Medição	50
5.3. Resposta do Sistema de Detecção Utilizado	50
5.3.1. O Programa BUNKI	50
5.3.2. Medições em Outros Campos de Nêutrons	51
6. RECOMENDAÇÕES	52
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	53

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1. Resumo do desenvolvimento do trabalho: materiais, métodos e processamento	07
Figura 2.1. Diagrama esquemático do detector com a esfera moderadora	09
Figura 2.2. Fotografia do Espectrômetro de Bonner	10
Figura 2.3. Função resposta para cada diâmetro de esfera, onde a primeira curva é obtida com o detector nu (sem esfera)	11
Figura 3.1. Laboratório de baixo espalhamento do LN/LNMRI-IRD, com dimensões de 7,8 m x 15,3 m x 4,5 m (largura, comprimento e altura)	19
Figura 4.1. Espectro padrão de referência para a fonte de $^{241}\text{AmBe}$ e as curvas obtidas com os resultados das matrizes	31
Figura 4.2. Espectro padrão de referência para a fonte de ^{252}Cf e as curvas obtidas com os resultados das matrizes	33
Figura 4.3. Espectro padrão de referência para a fonte de $^{252}\text{Cf}+\text{D}_2\text{O}$ e as curvas obtidas com os resultados das matrizes	35
Figura 4.4. Espectros obtidos da fonte de $^{241}\text{AmBe}$ utilizando cinco detectores	42
Figura 4.5. Espectros obtidos da fonte de ^{252}Cf utilizando cinco detectores	43
Figura 4.6. Espectros obtidos da fonte de $^{252}\text{Cf}+\text{D}_2\text{O}$ utilizando cinco detectores	44
Figura 4.7. Relação da energia média do espectro com o fator de calibração	44
Figura 4.8. Espectro obtido da fonte de $^{238}\text{PuBe}$ utilizando a matriz SAN4.	48
.....	49

LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1. Dados característicos das fontes de Referência	26
Tabela 4.1. Contagens obtidas do espectro de $^{241}\text{AmBe}$	27
Tabela 4.2. Contagens dos espectros de ^{252}Cf , $^{252}\text{Cf}+\text{D}_2\text{O}$ e $^{238}\text{PuBe}$ normalizados para o tempo de medida de 3000 s	28
Tabela 4.3. Resultados para a taxa de fluência, energia média da fluência e a taxa de equivalente de dose ambiente.	37
Tabela 4.4. Incerteza expandida e componentes de incerteza padrão identificadas no processo de medição da fonte de $^{241}\text{AmBe}$ e processamento utilizando a matriz SAN4.	38
Tabela 4.5. Resultados dos espectros de referência com a retirada de uma esfera, obtidos com cinco detectores, com a matriz SAN4 e o código SPUNIT.	
Tabela 4.6. Fatores de calibração obtidos para cada espectro de referência e suas respectivas energias médias.	39
.....	46

LISTA DE SÍMBOLOS E ABREVIATURAS

$\dot{\Phi}$ – Taxa de fluência de nêutrons.

BARC – Matriz resposta desenvolvida usando o método de Monte Carlo.

barn – unidade de secção de choque nuclear ($1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$).

BIPM – Bureau Internacional de Pesos e Medidas.

Bq – Unidade de atividade radioativa, equivalente a uma desintegração por segundo.

BUNKI – Programa computacional para desdobramento de espectros de nêutrons.

cm – Centímetro.

$d\dot{N}$ – Taxa de emissão de nêutrons.

EB – Espectrômetro de Bonner.

eV – unidade de energia, equivalente a $1,6 \times 10^{-19}$ Joule.

h^*_{Φ} – Coeficiente de conversão médio de fluência de nêutrons para equivalente de dose ambiente.

$\dot{H}^*(10)$ – Taxa de equivalente de dose ambiente.

h – hora.

IRD – Instituto de Radioproteção e Dosimetria.

ISO – International Organization for Standardization.

LBE – Laboratório de Baixo Espalhamento

LN – Laboratório de Nêutrons.

LNMRI – Laboratório Nacional de Metrologia de Radiação Ionizante.

LOGN – Matriz resposta desenvolvida para detector 4 mm x 4 mm de $^6\text{LiI}(\text{Eu})$.

m – Metro.

MAXIET – Algoritmo de entrada como espectro inicial do programa BUNKI.

mm – Milímetro.

MM60 – Matriz resposta desenvolvida para energia desde térmica até 200 MeV.

MM65 – Matriz resposta desenvolvida usando a técnica de Transport Adjoint.

n – Nêutrons.

s – segundo.

SAN4 – Matriz resposta desenvolvida para detector 4 mm x 4 mm de $^6\text{LiI}(\text{Eu})$ com esferas de polietileno.

SPUNIT – Código de desdobramento de espectros de nêutrons.

Sv – Unidade de equivalente de dose ambiente, equivalente a um Joule por quilograma.

$T_{1/2}$ – Meia-vida.

UTA4 – Matriz resposta desenvolvida com nova secção de choque atualizada para lítio, carbono e hidrogênio.

V - volt.

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

Existem vários tipos de detectores para radiação de nêutrons, tais como: contadores proporcionais, detectores semicondutores, emulsões nucleares, detectores de ativação, detectores sólidos de traços, detectores termoluminescentes entre outros. Existe ainda um sistema de detecção conhecido como Espectrômetro de Multiesferas de Bonner, ou mais comumente chamado de Espectrômetro de Bonner (EB), que é muito usado e estudado em diversos laboratórios por ser capaz de obter uma resposta isotrópica do espectro e, principalmente, por contar nêutrons de qualquer faixa de energia, sendo possível contar da energia térmica a GeV. Esse espectrômetro foi sugerido e descrito primeiramente por Bramblett e col. (1960), e consiste em um detector de nêutrons térmicos localizado no centro de várias esferas moderadoras de diâmetros diferentes, geralmente construídas de polietileno de alta densidade. Os detectores comumente utilizados no centro das esferas moderadoras são os contadores proporcionais do tipo $^{10}\text{BF}_3$ (Thomas e col., 1994), ^3He (Alevra, 1994), e o detector de cintilação $^6\text{LiI}(\text{Eu})$ que foi originalmente utilizado por Bramblett e col. durante seus estudos. Eles utilizaram um cristal com volume sensível de 4 mm de altura por 4 mm de diâmetro com propósito de favorecer a detecção de nêutrons térmicos e minimizar a detecção de radiação gama, já que a interação do nêutron com o volume sensível do detector é um efeito de superfície.

Os espectros de nêutrons encontrados na maioria das instalações possuem nêutrons de diferentes energias, desde nêutrons térmicos (0,025 eV) até nêutrons rápidos (~10 MeV). Estes tipos de espectros são característicos das fontes de nêutrons isotópicas e dos reatores, e devido à distribuição contínua de energia dos nêutrons existentes na maioria dos espectros, torna-se muito difícil contá-los sem um sistema que possua moderação para cada faixa de energia. Isto se deve ao fato de ocorrer diferentes processos da interação dos nêutrons com a matéria de acordo com a faixa de energia do nêutron incidente. Assim, Bramblett e colaboradores perceberam a necessidade de utilizar um conjunto de esferas moderadoras de tamanhos diferentes, que possibilitassem quantificar a radiação de nêutrons em energia. A discriminação da energia que corresponde a maior sensibilidade depende do diâmetro de cada esfera, de

modo que informações características do espectro, obtidas a partir do conjunto de medidas, possam ser extraídas e traduzidas em termos de fluência, equivalente de dose, etc.

É possível encontrar espectros de nêutrons com estreita faixa de energia, que são característicos de instalações que utilizam geradores. Este tipo de espectro é chamado de monoenergético e a quantificação da energia para um espectro assim em termos de fluência fica facilitada pela necessidade de moderação somente em uma pequena faixa de energia, ou pela possibilidade de simulação através da técnica de Monte Carlo. Neste caso, em função de haver uma energia bem definida e sabendo-se que uma das esferas vai apresentar melhor resposta para esta energia, torna-se desnecessário o uso de várias esferas moderadoras por ser mais simples quantificar nêutrons pertencentes a uma estreita faixa de energia, não sendo necessário o uso de um algoritmo de desdobramento para tratamento de dados.

Os nêutrons interagem com a matéria diferentemente das partículas carregadas ou dos raios gama, eles interagem com os núcleos dos átomos gerando partículas secundárias carregadas do tipo: prótons, alfas e núcleos de recuo. Além disso, a interação dos nêutrons difere para cada material; dependendo do número atômico, da densidade e da espessura desse material. Assim, dependendo da energia dos nêutrons incidentes, vários processos podem ocorrer. Eles se classificam em: *espalhamento elástico*, onde o nêutron transfere parte da sua energia cinética inicial para o núcleo alvo que sofre um recuo e não fica em estado excitado; *espalhamento inelástico*, onde parte da sua energia é convertida em radiação gama ou na excitação de núcleo; *interações não elásticas*, onde reações nucleares causam a emissão de outras partículas; e *captura*, onde o nêutron, quase sempre de baixa energia, é capturado por um núcleo que emite radiação gama (Fonseca, 1994).

O efeito combinado da moderação e absorção do espectro de nêutrons em uma esfera de polietileno, ou seja, a perda de energia provocada pelos diversos processos de interação, faz com que nêutrons na faixa de energia térmica cheguem no centro da esfera moderadora, onde está localizado o cristal do detector. Deste modo, um conjunto de esferas passa a funcionar como um espectrômetro, já que a maior sensibilidade do volume sensível da maioria dos detectores de nêutrons está nesta faixa de energia. Assim, para cada diâmetro de esfera, os nêutrons incidentes de faixas de energias diferentes são detectados e informações importantes podem ser extraídas, caracterizando o espectro (Thomas e Alevra, 2002).

1.1. Revisão Bibliográfica

A caracterização do espectro de nêutrons pode ser obtida a partir de uma função resposta que quantificasse a fluência de nêutrons em um amplo intervalo de energia, proveniente de um conjunto de esferas moderadoras. No início do estudo do EB, Bramblett e col. (1960) utilizaram a técnica de interpolação e extrapolação para solucionar o problema, enquanto que outros pesquisadores como Zaborowski (1981) elaboraram um modelo algébrico que permite representar as funções respostas por expressões matemáticas. No entanto, a técnica mais utilizada tem sido a simulação do sistema de medida para avaliar sua resposta utilizando um método de cálculo apropriado, por exemplo o método Monte Carlo (Torres, 1996), validando posteriormente os resultados com os obtidos experimentalmente. Na atualidade, existem diversos conjuntos de funções resposta, onde sua forma definitiva está ainda em aberto já que estudos comparativos sobre as mais utilizadas mostram diferenças muito importantes na avaliação de parâmetros como a fluência e o equivalente de dose (Lowry e Johnson, 1984b).

Na literatura, existem alguns programas computacionais de desdobramento de espectros, onde são inseridos os algoritmos de função resposta. Entre eles estão: o código LOUHI78 desenvolvido por Routti e Sandberg (1980), que utiliza um método numérico para descobrir o espectro; o código BUNKI desenvolvido por Johnson e Gorbics (1981), que obtém o espectro de nêutrons a partir de um ajuste linear utilizando o método de mínimos quadrado; o Código MAXIED desenvolvido por Reginatto e Goldhagen (1999), que aplica o princípio da entropia máxima para obtenção do espectro; e o FLUKA, que surgiu na década de 60 e sofreu várias atualizações por diversos pesquisadores até a versão mais atual FLUKA2003 (www.fluka.org). O FLUKA é um código que faz a simulação do espectro utilizando a técnica Monte Carlo. (Torres, 1996).

Os estudos envolvendo o EB podem ser encontrados na literatura para diversos fins. Por exemplo, Varela e col. (1998) propuseram modificações na geometria dos moderadores de polietileno com objetivo de determinar a distribuição espacial dos campos de nêutrons. A maioria dos trabalhos atualmente se concentra na busca de um desdobramento de espectro de nêutrons para regiões de mais altas energias, onde não há ainda discriminação satisfatória com os espectrômetros existentes. Em busca de uma função resposta mais adequada para nêutrons provenientes de aceleradores de altas

energias, Vylet (2002) estudou a inserção de chumbo nas esferas moderadoras. Para medições de raios cósmicos em altitudes elevadas na Atmosfera, Goldhagen e col. (2002) utilizaram camadas de chumbo e aço no interior de moderadores de nêutrons para a estimativa do equivalente de dose efetiva.

As aplicações em espectrometria de nêutrons se agrupam em duas categorias: aquelas em que o mais importante é uma boa resolução em energia; e aquela que somente necessitam que o espectrômetro seja simples e opera em um amplo intervalo de energia. Na primeira categoria se têm todas as concentrações concernentes à física nuclear e na área de geração de imagens para fins de diagnóstico utilizando feixes de nêutrons, nesta categoria se utilizam espectrômetros de nêutrons compostos por detectores ou por um conjunto deles, que em uma só medição recolhe os dados suficientes para obter o desdobramento do espectro. Tecnologia nuclear, proteção radiológica e radioterapia forma parte da segunda categoria (Fernández, 2002), que ao contrário da primeira, o espectrômetro necessita de várias medidas para recolher os dados necessários com o emprego de diferentes detectores ou realiza as medidas em diferentes condições geometrias, e em geral possui uma pobre resolução em energia. O espectrômetro de multiesferas cumpre completamente com os requisitos exigidos para esta segunda categoria.

1.2. Objetivo

Neste trabalho, propõe-se obter uma metodologia padronizada utilizando-se o Espectrômetro de Multiesferas de Bonner com um detector de $^6\text{LiI}(\text{Eu})$ para desdobramentos de espectros de nêutrons. Esta metodologia é obtida a partir de medidas de alguns dos espectros de referência publicados na Norma ISO8529-1 (2001), realizadas e processadas em um programa computacional para o desdobramento de espectros de nêutrons com este espectrômetro. Os resultados são ajustados para o padrão de referência também da Norma ISO8529-1 (2001) e são apresentados em termos de fluência e equivalente de dose ambiente, como também são apresentados resultados da medição do espectro de $^{238}\text{PuBe}$ e comparado com o resultado obtido com o monitor de nêutrons Thermo Eberline ESM FH40G-L. Espera-se obter assim a adequação dos parâmetros utilizados no programa para desdobramento de espectros e,

portanto, desenvolver um procedimento que possa contribuir para a calibração da função resposta de outros medidores de nêutrons.

Como as medidas demandam um tempo muito longo para serem efetuadas, foi avaliada a possibilidade da redução do número de esferas sem o comprometimento do resultado final do espectro obtido, pois há situações em que a otimização do trabalho é fundamental, ou seja, efetuando-se as medidas com um número menor de esferas diminuir-se-á também o tempo de exposição do usuário no processo de detecção num fluxo de nêutrons intenso.

A utilização deste sistema de detecção de nêutrons proporciona bons resultados em termos de fluência para cada intervalo de energia, de modo que a forma espectral pode ser identificada e apresentada para qualquer espectro desconhecido. Uma vez conhecido o espectro, pode-se estudar melhor a resposta dos monitores individuais para nêutrons, por exemplo, na determinação do coeficiente de conversão mais adequado para o dosímetro de albedo nos diversos tipos de instalações onde ele é utilizado, contribuindo assim para uma melhor exatidão dos resultados dos equivalentes de dose individuais devido aos nêutrons e, conseqüentemente, elevando os índices de segurança dos trabalhadores que utilizam algum tipo de emissor ou fonte de nêutrons.

Para alcançar o objetivo deste projeto foram realizadas as seguintes etapas:

- ✓ preparação de todo o equipamento e ajuste dos parâmetros eletrônicos com a medição da radiação de fundo;
- ✓ obtenção dos conjuntos de medidas dos espectros de referência ($^{241}\text{AmBe}$, ^{252}Cf e $^{252}\text{Cf}+\text{D}_2\text{O}$) publicados Norma ISO8529-1 (2001), da radiação de fundo no mesmo ambiente de contagens e do espectro de $^{238}\text{PuBe}$ fora da referência ISO;
- ✓ ajuste dos parâmetros de entrada do programa computacional para desdobramento dos espectros de referência;
- ✓ ajuste da resposta do sistema de detecção para a fluência de referência a partir do fator de calibração;
- ✓ obtenção dos espectros de referência a partir da metodologia obtida;
- ✓ análise da possibilidade de redução do número de esferas sem comprometimento dos resultados;
- ✓ obtenção do fator de calibração para qualquer espectro desconhecido a partir da relação encontrada dos fatores de calibração dos espectros de referência com suas energias média;

- ✓ obtenção do espectro de $^{238}\text{PuBe}$ fora da referência ISO a partir da metodologia obtida;
- ✓ conclusões e recomendações.

A Figura 1.1 apresenta um pequeno resumo, onde um algoritmo mostra todo o desenvolvimento deste trabalho, bem como os materiais e métodos, e o tipo de processamento utilizado.

ESPECTRÔMETRO DE BONNER

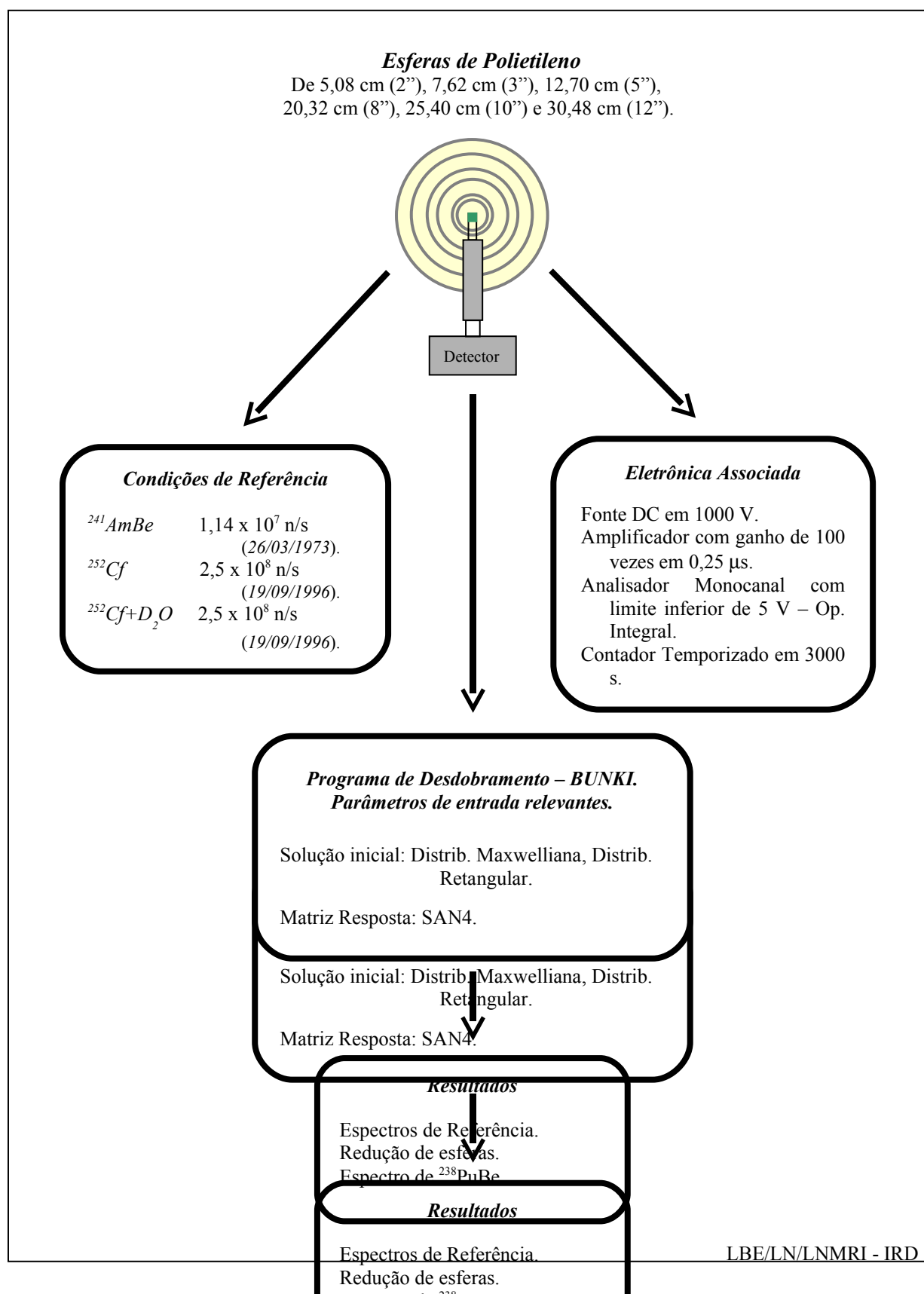


Figura 1.1. Resumo do desenvolvimento do trabalho: materiais, métodos e processamento.

Figura 1.1. Resumo do desenvolvimento do trabalho: materiais, métodos e processamento.

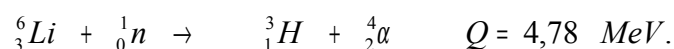
CAPÍTULO 2

O ESPECTRÔMETRO DE BONNER E O PROGRAMA BUNKI

2.1. O Espectrômetro de Bonner

O EB disponível no Laboratório de Nêutrons do Laboratório Nacional de Metrologia das Radiações Ionizantes do Instituto de Radioproteção e Dosimetria – LN/LNMRI-IRD e utilizado neste trabalho é composto por um detector de ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$ com volume sensível de 4 mm de altura por 4 mm de diâmetro, e um conjunto de seis esferas de polietileno de alta densidade com diâmetros de 5,08 cm (2”), 7,62 cm (3”), 12,70 cm (5”), 20,32 cm (8”), 25,40 cm (10”) e 30,48 cm (12”). A Figura 2.1 mostra um diagrama esquemático do detector com a esfera moderadora; a Figura 2.2 mostra a fotografia do EB utilizado. O cristal cintilador (cristal de ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$ cilíndrico com 4 mm x 4 mm) está localizado no topo do conjunto do detector que foi construído de forma que o cristal fique sempre no centro da esfera moderadora. Abaixo do cintilador, existe um guia de luz acoplado opticamente com uma fotomultiplicadora que gera os pulsos elétricos que serão registrados no contador.

A interação do nêutron com o cristal cintilador ocorre pela seguinte reação: ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$, com uma secção de choque para nêutrons térmicos de 940 barns. O nêutron interage com 96,1% de ${}^6\text{Li}$ e com 3,9% do Li natural (Nguyen & Bennett, 1972):



A partícula alfa gerada nesta reação interage com o európio, que compõe o cristal do detector, produzindo um fóton luminoso. Este é captado pela fotomultiplicadora, que o transforma em sinal elétrico com intensidade conveniente para ser processado em um sistema eletrônico de contagem ou espectroscopia.

O EB é um sistema ativo de detecção, e pertence à família de instrumentos de medição de nêutrons baseados em moderadores de espectro, onde sua característica de definição se dá pelo uso de vários moderadores esféricos de diferentes tamanhos, objetivando uma resposta isotrópica em um amplo intervalo de energia. A resposta do

sistema para uma determinada energia do nêutron depende do diâmetro da esfera. Para uma esfera pequena, o grau de moderação e captura são baixos e, assim, nêutrons de baixa energia do espectro têm razoável probabilidade de serem detectados, ao passo que nêutrons de energias mais altas tendem a escapar. Para esferas de maiores diâmetros há consideravelmente mais moderação, como também captura, de modo que o nêutron de alta energia tem uma maior probabilidade de ser detectado. Portanto, os picos da função resposta das esferas tendem à região de mais altas energias na medida em que o tamanho da esfera moderadora aumenta (Thomas e Alevra, 2002). A Figura 2.3 mostra com clareza a função resposta para cada diâmetro da esfera, obtida por Bramblett e col. (1960) a partir de espectros de nêutrons produzidos pela reação (α, n).

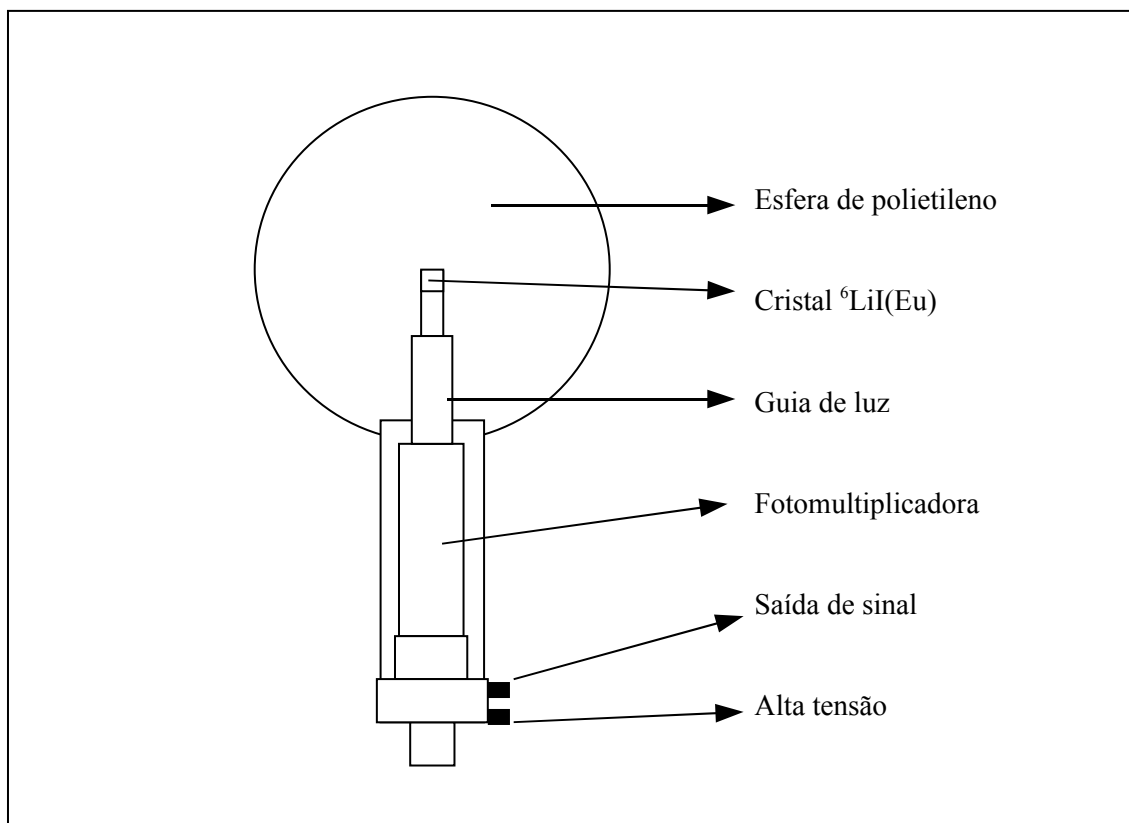


Figura 2.1. Diagrama esquemático do detector com a esfera moderadora.



Figura 2.2a. Detector de ${}^6\text{LiI(Eu)}$.

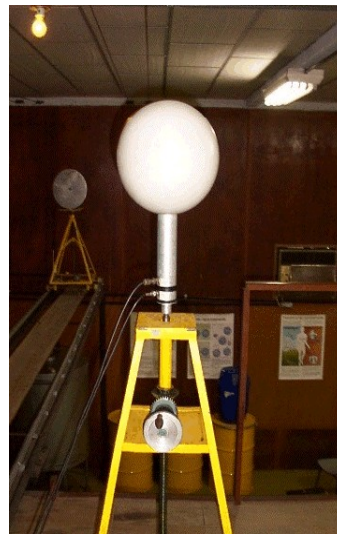


Figura 2.2b. Detector com a esfera de 30,48 cm de diâmetro.



Figura 2.2c. Conjunto de EB.

Figura 2.2. Fotografia do Espectrômetro de Bonner (EB).

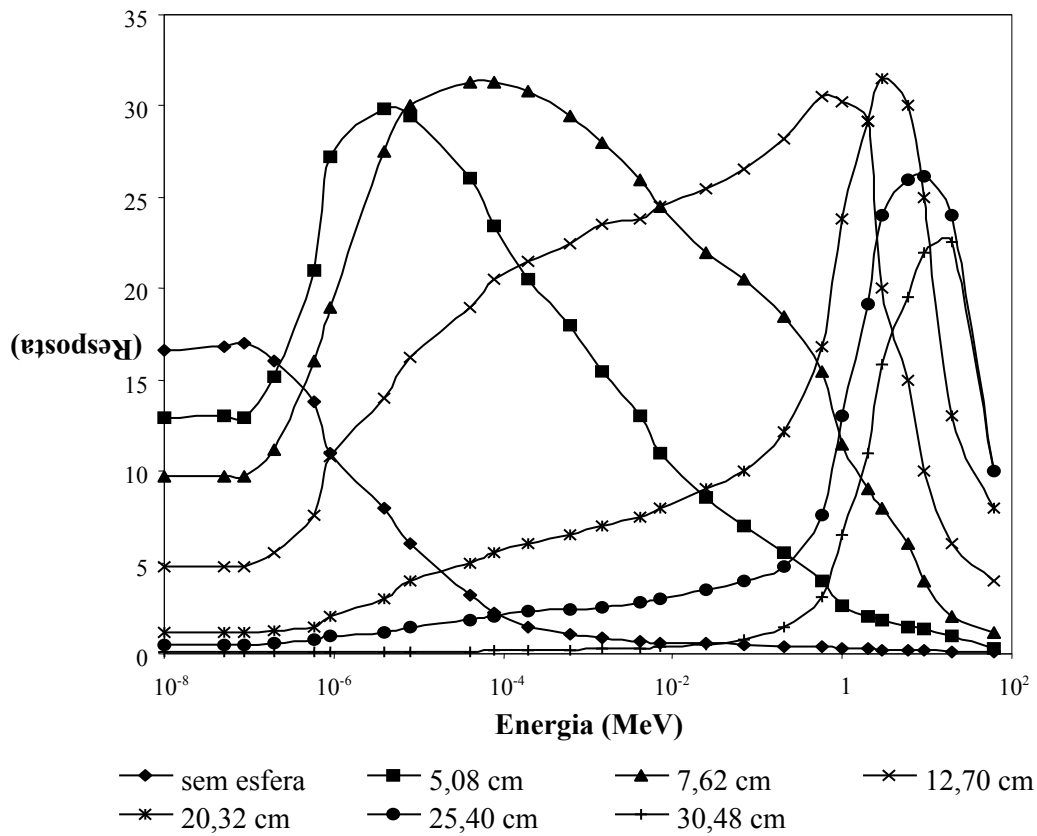


Figura 2.3. Função resposta para cada diâmetro da esfera, onde a primeira curva é obtida com o detector (sem esfera) nu (Bramblett, 1960). As linhas entre os pontos são apenas para auxiliar a visualização das curvas.

2.2. A Função Resposta

As informações de um espectro de nêutrons podem ser obtidas a partir da contagem de cada esfera. Pode-se dizer que cada esfera caracteriza um detector diferente porque conta nêutrons de intervalos de energia diferentes, de modo que a resposta para um conjunto de esferas pode ser obtida solucionando-se a equação:

$$A_j = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \alpha_j(E) \Phi_j(E) dE \quad j = 1, 2, \dots, M, \quad (1)$$

onde:

A_j é a contagem do $j^{\text{ésimo}}$ detector;

$\alpha_j(E)$ é a função resposta do $j^{\text{ésimo}}$ detector;

$\Phi_j(E)$ é a fluência de nêutrons do $j^{\text{ésimo}}$ detector; e

M é o número total de detectores.

A Equação 1 é conhecida como integral de Fredholm de primeira ordem. Ela poderia ser resolvida se a função resposta $\alpha_j(E)$ fosse uma função analiticamente conhecida; mas este não é o caso dos sistemas práticos de espectrometria de nêutrons. Obter o espectro de nêutrons a partir das respostas dos detectores é um processo bastante complicado, já que a contagem de cada esfera apresenta um espectro característico devido à diferença no diâmetro de cada uma delas conforme apresentado na Figura 2.3.

Na prática, a Equação 1 é substituída por um conjunto de M equações lineares dividindo o intervalo de energia daquele detector em várias regiões menores, tornando-se constante a resposta e a fluência do detector nesses pequenos intervalos de energia. Portanto, a Equação 1 pode ser escrita do seguinte modo:

$$A_j = \sum_{k=1}^N \alpha_{jk} \Phi_j(k) \quad j = 1, 2, \dots, M, \quad (2)$$

onde:

α_{jk} é a resposta do $j^{\text{ésimo}}$ detector para nêutrons no $k^{\text{ésimo}}$ intervalo de energia; e

N é o número total de intervalos de energia.

Portanto, a função resposta do detector pode ser substituída pela matriz apresentada a seguir:

$$(\alpha_{jk}) = \begin{pmatrix} \alpha_{11} & \alpha_{12} & \alpha_{13} & \cdots & \alpha_{1N} \\ \alpha_{21} & \alpha_{22} & \alpha_{23} & \cdots & \alpha_{2N} \\ \alpha_{31} & \alpha_{32} & \alpha_{33} & \cdots & \alpha_{3N} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \alpha_{M1} & \alpha_{M2} & \alpha_{M3} & \cdots & \alpha_{MN} \end{pmatrix} \quad (3)$$

Cada linha da matriz representa um detector, ou seja, a medida feita com uma esfera é representada pela linha da matriz, de modo que os nêutrons sejam distribuídos em cada elemento de acordo com sua faixa de energia. O número total de intervalos de energia k utilizados neste trabalho é vinte e cinco (número máximo até 15 MeV). Cada coluna nos mostra as contagens referentes a uma pequena faixa de energia para cada detector, conseqüentemente cada elemento representa essa contagem. O número total de detectores j utilizados neste trabalho é seis.

O conjunto que representa a resposta do detector (α_{jk}) também é chamado de matriz resposta, e devido à dificuldade para obtenção e caracterização de um espectro contínuo de nêutrons, fica difícil obter medidas com uma exatidão satisfatória.

Até hoje, pesquisadores buscando melhores resultados no desdobramento de espectros, estudam novas matrizes que melhor representem um espectro de nêutrons abrangendo maiores intervalos de energia, melhorando conseqüentemente a resposta em termos de fluência de energia (Thomas e Alevra, 2002). O método de Monte Carlo também é muito útil para simulação de matrizes resposta (Vylet, 2002). Com o mesmo objetivo, outros contadores para o centro dos moderadores são estudados além de diferentes materiais para construção dos moderadores (Thomas e col., 1994). No trabalho de Lowry e Johnson (1984b) é mostrado como a escolha da matriz resposta afeta os resultados (fluência; equivalente de dose; etc.) calculados pelo programa de desdobramento. Neste mesmo trabalho, houve indicação que apenas as matrizes SAN4 e UTA4 ajustam bem os dados das esferas e, conseqüentemente, apresentam os melhores resultados.

O programa computacional utilizado neste trabalho para processar as informações do espectrômetro possui diversas matrizes pré-definidas, o que torna possível usá-lo para diversas condições; adequando-o para os diferentes detectores e

materiais moderadores. Se outras matrizes vierem a ser desenvolvidas elas poderão ser incluídas neste programa. No subitem 4.2. do capítulo 4, são apresentados os resultados obtidos para todas as matrizes disponíveis utilizadas com o detector cintilador de ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$ no programa computacional para desdobramento de espectros.

A partir da escolha da matriz que melhor representou a resposta do detector para os espectros de referência e a partir das contagens obtidas, pode-se obter a fluência e conseqüentemente as grandezas radiológicas de interesse (dose absorvida; equivalente de dose ambiente, dose efetiva etc.). Essas grandezas são calculadas através da equação:

$$G = \sum_{k=i}^N c_k \Phi(k) , \quad (4)$$

onde:

G é a grandeza de interesse;

$\Phi(k)$ é a fluência no $k^{\text{ésimo}}$ intervalo de energia; e

c_k é o coeficiente de conversão de fluência para a grandeza de interesse no $k^{\text{ésimo}}$ intervalo de energia.

2.3. Características e Eficiência do Detector ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$

A eficiência do detector ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$ tem sido experimentalmente determinada por vários pesquisadores desde de 1960, utilizando nêutrons monoenergéticos desde térmicos até 15 MeV. Os estudos feitos em relação à calibração das eficiências para cada esfera confirmam a utilidade deste detector, proporcionando uma boa base para a determinação aproximada da fluência em energia do espectro de nêutrons.

Dos muitos tipos de contadores de nêutrons que existem, alguns podem ser usados como espectrômetros de nêutrons conforme já mencionado, mas em uma faixa muito limitada de energia (Bramblett e col., 1960). O espectrômetro descrito neste trabalho dá informação sobre uma ampla faixa de energia, de modo que a sensibilidade permanece boa abaixo de 0,5 MeV, correspondente ao limite inferior para a maioria dos espectrômetros de nêutrons (Bramblett e col., 1960).

Em alguns espectros pode haver, eventualmente, grandes perturbações provenientes dos raios gama. As fontes de nêutrons seladas podem apresentar alguns poucos raios gama. Mas essa radiação também decorre devido à interação dos nêutrons

com o polietileno. O estudo feito por Bramblett e col. (1960) mostrou a contribuição dos raios gama em relação aos nêutrons contados para alguns espectros. Eles observaram que a altura do pulso do espectro obtido com a fonte de $^{238}\text{PuBe}$, que emite aproximadamente 0,6 gamas por nêutron, tem apenas um pico de nêutron bem isolado com uma pequena calda de baixa energia. Para uma fonte de RaBe, que emite 30000 gamas por nêutron, eles observaram um rápido aumento do espectro de altura de pulso abaixo do pico devido aos nêutrons. Vale ressaltar que esta fonte foi envolvida com 2,5 cm de chumbo para atenuar e assim diminuir a energia dos raios gama. O espectro de pulso (contagens relativa x altura do pulso) mostra que 80% de nêutrons para $^{238}\text{PuBe}$, e 60% de nêutrons para RaBe, são contados a partir de uma determinada altura de pulso (observação feita com auxílio de um analisador multicanal). Assim, utilizando um analisador monocanal, pode-se regular a janela de detecção de maneira que seu limite inferior impeça a contagem de qualquer pulso abaixo de uma determinada energia.

Além disso, o tamanho e a forma do cristal $^6\text{LiI}(\text{Eu})$ foram escolhidos para proporcionar uma melhor discriminação dos raios gama. Aproximadamente 80% dos nêutrons térmicos incidentes são absorvidos em 1 mm de $^6\text{LiI}(\text{Eu})$, de modo que a detecção de nêutrons térmicos torna-se essencialmente um efeito de superfície, visto que a eficiência para a detecção de raios gama e nêutrons rápidos é diretamente proporcional ao volume do cristal. Conseqüentemente, um pequeno cristal cilíndrico (4 mm x 4 mm) é capaz (através da sua superfície) de contar muitos nêutrons térmicos minimizando as contagens de raios gama e de nêutrons rápidos. Portanto, o tamanho diminuto do cristal reduz o número e limita a altura dos pulsos devido à radiação gama, obtendo-se boa discriminação, pois o fotopico produzido pela radiação gama aparece na região de baixa energia.

2.4. O Desdobramento do Espectro

O desdobramento do espectro foi obtido através de um programa computacional chamado BUNKI, desenvolvido no Laboratório de Pesquisa Naval em Washington – USA (Johnson e Gorbics, 1981). Neste programa é possível escolher o algoritmo de desdobramento, a matriz resposta, e vários outros parâmetros. Essas informações são inseridas no programa interativamente pelo usuário.

O programa BUNKI foi originalmente escrito na linguagem FORTRAN IV. Sua listagem pode ser obtida no artigo de Lowry e Johnson (1984a). Para utilização neste trabalho foram feitas algumas modificações em sua estrutura para adequá-lo ao compilador GNU – FORTRAN. Após sua compilação é gerado um arquivo executável (BUNKI.EXE), onde as opções mais importantes dos parâmetros de entrada disponíveis ao usuário são oferecidas através de perguntas, por exemplo: o número de intervalos de energia, a quantidade e o tipo do detector, a escolha da matriz resposta, a escolha do algoritmo de desdobramento, a escolha do espectro inicial, além de outros parâmetros de ajuste que podem ser alterados pelo usuário. Para entrar com a matriz e com o algoritmo de desdobramento é necessário saber a sigla de denominação dos mesmos, isto é facilitado pela ajuda oferecida no próprio programa no momento em que é perguntado, ou seja, digitando-se o caractere (?), uma lista de matrizes ou algoritmos de desdobramentos com as suas siglas são listadas em seguida.

O algoritmo de desdobramento é o verdadeiro descobridor do espectro, ele distribui os nêutrons contados nos pequenos intervalos de energia em cada linha da matriz resposta, a partir da solução inicial introduzida. Em seguida, o algoritmo faz um ajuste linear utilizando o método de mínimos quadrados de forma iterativa recursiva (com base nos parâmetros de ajustes do programa BUNKI), onde apresenta em um arquivo de saída uma curva representando todo espectro.

É possível que a solução inicial introduzida possa contribuir para uma melhor solução final do espectro, neste caso, pode ser apropriado escolher um espectro fisicamente possível para a solução inicial (distribuição Maxwelliana como espectro inicial). A maioria dos espectros de nêutrons encontrada nos trabalhos de proteção radiológica é produzida pela fissão nuclear, aceleração de partículas ou pela reação (α, n) de fontes radioativas. Os espectros são produzidos com características específicas de formato que podem ser descritos por três componentes: uma faixa de alta energia; uma de energia intermediária descrita por $1/E$; e uma térmica cuja contribuição de nêutrons é descrita por uma distribuição Maxwelliana. Isto é, cada espectro medido apresenta característica diferente de acordo com sua produção, porque possui uma quantidade maior ou menor de nêutrons em intervalos de energia diferentes. O algoritmo MAXIET, desenvolvido por Lowry e Johnson (1984a), associado à matriz pode ser usado como espectro inicial para uma distribuição Maxwelliana, a fim de descobrir uma melhor solução final composta desses três componentes. Quando as informações relativas ao espectro de nêutrons são insuficientes, ou sugerem a utilização

de uma distribuição diferente da Maxwelliana, a distribuição retangular é utilizada como solução inicial.

O resultado do desdobramento do espectro obtido através do programa BUNKI nos mostra uma única curva, onde se observa a maior contribuição de nêutrons em uma determinada faixa de energia. Esta curva é um ajuste linear sobre a curva da função resposta de cada esfera. Ela representa o espectro de fluência de energia dos nêutrons no ponto onde foram feitas as medições (frequência de nêutrons versus energia).

CAPÍTULO 3

MATERIAIS E ANÁLISES DOS MÉTODOS UTILIZADOS

A aquisição dos dados para todos os espectros foi obtida utilizando-se um sistema eletrônico, composto de um detector, uma fonte de alta tensão, um pré-amplificador, um amplificador e um analisador monocanal.

O trabalho foi iniciado com o ajuste dos equipamentos eletrônicos. Inicialmente foram feitas medidas da radiação de fundo, a fim de ajustar os parâmetros eletrônicos: tensão de alimentação do detector (1000 V); ganho do amplificador (100 vezes com uma constante de integração de 0,25 μ s) e analisador monocanal (limite inferior de 0,5 V no modo de operação integral). O tempo de contagem de cada medição para o ajuste da eletrônica foi de 6000 s (1 h e 40 min).

Possíveis flutuações na resposta do equipamento foram verificadas através de medições de uma fonte de $^{241}\text{AmBe}$ (de atividade $3,7 \times 10^9$ Bq), posicionada a um metro de distância do detector. O tempo de contagem de cada medição foi de 2000 s. Foram realizadas 50 contagens utilizando-se apenas a esfera de 20,32 cm (8") de diâmetro (Lemos Jr, 2001). Essas medições apresentaram uma incerteza padrão de 3%, e indicaram boa concordância entre os resultados das sucessivas medidas sob as mesmas condições.

3.1. Arranjo Experimental

O arranjo experimental foi preparado no laboratório de baixo espalhamento (LBE) do LN/LNMRI-IRD. Ele tem 7,8 m de largura, 15,3 m de comprimento e 4,5 m de altura. Ele possui colunas de sustentação de concreto, paredes de madeira com espessura de 1 cm, teto de telhas metálicas com isolante térmico sem laje, e forro de isopor. Dentro da sala há uma plataforma suspensa de madeira com espessura de 1 cm, a uma altura de 2,2 m, proporcionando, assim, uma redução de espalhamento devido ao piso e aos materiais circundantes. A plataforma possui um sistema de trilhos, próprio para a realização de medidas, facilitando o alinhamento fonte-detector, conforme ilustra a Figura 3.1.

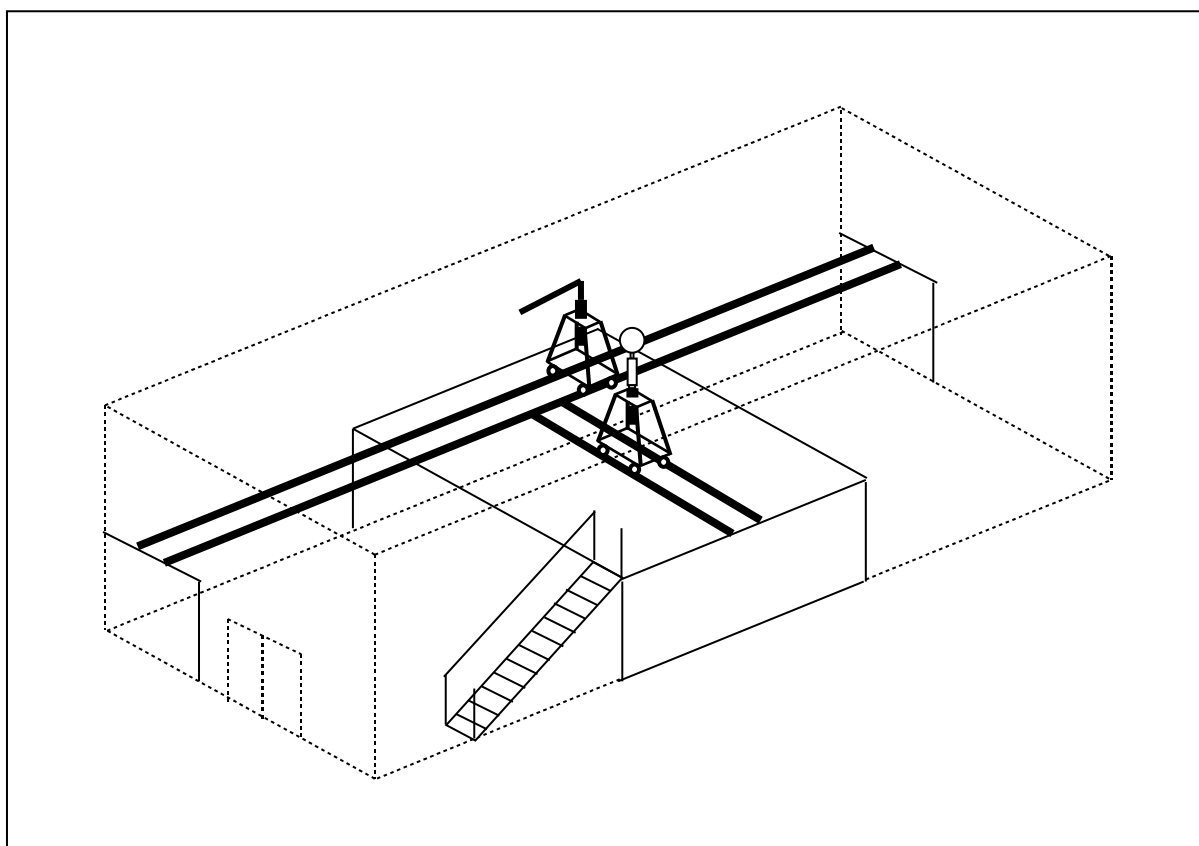


Figura 3.1. Laboratório de baixo espalhamento (LBE) do LN/LNMRI-IRD, com dimensões de 7,8 m x 15,3 m x 4,5 m (largura, comprimento e altura).

No LBE foram feitas as medições de todos os espectros, onde são mostradas no subitem 4.1. do capítulo 4.

3.2. Análise do Programa Computacional para Tratamento de Dados

Conforme apresentado anteriormente, o programa utilizado para o desdobramento de espectro é chamado de BUNKI e escrito na linguagem FORTRAN. Ao executá-lo, várias perguntas são feitas oferecendo diversas opções de parâmetros de entrada ao usuário. Uma delas permite escolher o algoritmo de desdobramento (BON31G ou SPUNIT), que faz um ajuste linear distribuindo os nêutrons contados nos intervalos de energia correspondente a cada coluna da matriz. Os dois algoritmos utilizam um método iterativo recursivo, e apresentaram resultados semelhantes no trabalho de Lowry e Johnson (1984a), onde o SPUNIT convergiu mais rapidamente para o espectro final de saída. Foi adotado neste trabalho o SPUNIT como algoritmo padrão para obtenção dos resultados. O espectro desdobrado é apresentado em um arquivo de saída (RESUL.DAT) que é gerado ao final do processamento. Neste arquivo são apresentados os dados de entrada utilizados no cálculo do desdobramento, a fluência integral, o equivalente de dose máxima integral obtido a partir do coeficiente de conversão da ICRP 21 (1971), a fluência de nêutrons em cada um dos vinte e cinco intervalos de energia e a energia média da fluência obtida. Nós apresentamos neste trabalho os resultados de todos os espectros estudados para taxa fluência, e para a taxa de equivalente de dose ambiente a partir do coeficiente de conversão da ICRP 74 (1995).

A seguir será apresentada uma análise dos principais parâmetros de entrada utilizados pelo programa BUNKI. Nesta análise utilizou-se como base o conjunto de parâmetros de entrada sugeridos por Lowry e Johnson (1984a), e seis esferas com diâmetros de 5,08 cm (2”), 7,62 cm (3”), 12,70 cm (5”), 20,32 cm (8”), 25,40 cm (10”) e 30,48 cm (12”). Não foram utilizadas as medidas do detector nu (sem esfera), porque não foi observada nenhuma diferença significativa com o uso de seis ou sete detectores. Portanto, escolheu-se trabalhar com seis detectores para reduzir o tempo no processo de medições.

3.2.1. Distribuição Maxwelliana para o Espectro Inicial 1/E

O processo de iteração é iniciado a partir de uma função ou uma solução inicial, introduzida como um dos parâmetros de entrada do programa. Uma opção é utilizar uma distribuição retangular para inicialização do ajuste linear, outra opção é a utilização de uma distribuição Maxwelliana como solução inicial para medições em espectros que apresentam características semelhantes a esta distribuição.

A grandeza mais importante para analisar a distribuição Maxwelliana como solução inicial em relação aos resultados, é a “temperatura nuclear” equivalente a uma energia que corresponda ao máximo da curva, ou seja, a temperatura que representa a energia do maior número de nêutrons gerados de um espectro qualquer. As matrizes escolhidas para análise deste parâmetro de entrada foram a SAN4 e UTA4, porque apresentaram melhores resultados no trabalho de Lowry e Johnson (1984b) conforme comentado no subitem 2.2 no início deste trabalho. Os espectros utilizados foram de $^{241}\text{AmBe}$ e ^{252}Cf .

Para o espectro de $^{241}\text{AmBe}$ e utilizando a matriz SAN4, foram introduzidos valores de energia de 0,3 a 0,9 MeV que pudessem corresponder ao máximo da distribuição Maxwelliana. Não foi observada nenhuma alteração significativa nos valores da incerteza e da fluência expressos pelo programa. A energia média do espectro de saída do programa sofreu uma variação mais significativa, onde o menor valor foi de 3,6 MeV e o maior foi de 4,5 MeV. Comportamento semelhante foi observado com o uso da matriz UTA4.

O mesmo procedimento executado para o espectro de $^{241}\text{AmBe}$ foi feito para o ^{252}Cf . Foram introduzidos os mesmos valores de energia para o espectro inicial de entrada correspondente ao máximo da distribuição Maxwelliana. Novamente não foi observada nenhuma alteração significativa na incerteza e na fluência expressas pelo programa. A energia média de saída também não sofreu variação considerável, o menor valor foi de 1,8 MeV e o maior valor foi de 1,9 MeV. Os resultados foram os mesmos tanto para a matriz SAN4 como para a matriz UTA4.

Um outro aspecto importante para análise deste parâmetro de entrada é observar as variações que ocorrem na forma do espectro de saída com a variação da energia correspondente ao máximo da distribuição Maxwelliana, o programa pergunta sobre o valor de energia que corresponderá ao ponto máximo desta distribuição. Assim, com a entrada deste parâmetro, foi visto que a forma do espectro torna-se mais semelhante às

características dos espectros de $^{241}\text{AmBe}$ e de ^{252}Cf de referência, e a solução inicial que melhor contribui para formação do espectro final de saída é obtida com o parâmetro de entrada no valor de 0,8 MeV correspondente ao máximo da curva. Este valor adotado de entrada gerou um espectro final com uma energia média da fluência de 4,44 MeV para o $^{241}\text{AmBe}$, e para o espectro de ^{252}Cf o mesmo valor adotado gerou um espectro com uma energia média da fluência de 1,92 MeV. Os valores da energia média adotada pela Norma ISO8529-1 (2001) são de 4,16 MeV para o $^{241}\text{AmBe}$, e de 2,13 MeV para o ^{252}Cf .

Para o espectro de ^{252}Cf moderado com água pesada não foi necessário utilizar um espectro inicial com formato Maxwelliano, sabe-se que a curva do espectro de referência apresenta dois máximos gerados pela moderação da D_2O (IAEA, 1988), não possuindo as mesmas características da distribuição Maxwelliana. Portanto, neste caso, adotamos uma distribuição retangular como solução inicial para a obtenção do espectro. A energia média da fluência obtida foi de 0,90 MeV. A energia média adotada pela Norma ISO8529-1 (2001) é de 0,55 MeV.

3.2.2 Fator de Suavização

O fator suavização atribui uma suavização na distribuição da fluência de nêutrons antes do ajuste linear, com objetivo de agilizar o processo de iteração influenciando a solução final para um espectro 1/E. A suavidade aumenta com o aumento do fator de suavidade. O programa pergunta “SMOOTHING FACTOR”.

Verificou-se que nenhuma alteração significativa foi observada nos resultados para fluência, para energia média e para forma do espectro com o uso de um fator de suavidade. Entretanto, os valores típicos de Lowry e Johnson (1984a) de 0,01 a 0,05 em todos os espectros fazem aumentar consideravelmente a incerteza final da saída do programa, principalmente para o espectro de $^{241}\text{AmBe}$, onde o valor encontrado para a incerteza final sem a suavização é de 0,2% e o menor valor obtido com a suavização é de 3,4%. Assim, foi verificado que não é interessante aplicar este parâmetro aos espectros estudados, porque o programa não é capaz de apresentar resultados bem discriminados, ou seja, ele *gera um número reduzido de pontos nos intervalos de energia significativos para o espectro*, onde a baixa resolução dificulta a suavização desses pontos proporcionando uma maior incerteza.

3.2.3. Teste Final

O *teste final* é o valor percentual de incerteza adotado pelo usuário para finalização do ajuste, ou seja, após um determinado número de iterações o programa executa um teste de incerteza, e quando encontra um valor abaixo do estabelecido pelo usuário o ajuste é finalizado, caso contrário, o programa processa o mesmo número de iterações e executa o teste novamente. O programa pergunta: “END TEST (%)”.

Com a variação deste parâmetro, nenhuma alteração foi verificada nos resultados, utilizando-se o espectro de $^{241}\text{AmBe}$ e as matrizes SAN4 e UTA4. O *teste final* foi alcançado mais rapidamente com o seu aumento necessitando de um número menor de iterações. O mesmo comportamento aconteceu para os espectros de ^{252}Cf e de $^{252}\text{Cf}+\text{D}_2\text{O}$.

Percebeu-se que este parâmetro também foi criado como mais um recurso para agilizar o processo de desdobramento do espectro sem o comprometimento dos resultados, ou seja, quanto maior for permitida a incerteza no ajuste dos dados, menor será o número de iterações necessárias para gerar o espectro e conseqüentemente o tempo de processamento. Atualmente, devido a evolução da capacidade de processamento dos computadores, o tempo do ajuste dos dados é da ordem de segundos (para uma frequência de CPU de 450 MHz) para qualquer valor do *teste final*, de modo que adotamos como valor padrão o menor valor sugerido por Lowry e Johnson (1984a) de 0,2%.

3.2.4. Iterações Antes do Teste Final

O parâmetro de ajuste seguinte é o valor do *número de iterações antes do teste final* que decide o término do ajuste. Os valores típicos de Lowry e Johnson (1984a) são de 1 a 100. O programa pergunta: “ITERATIONS BEFORE ERROR TEST”.

Foi comentado no subitem 3.2.3 que o programa executa um teste de incerteza (Teste Final) após um determinado número de iterações. Esta quantidade de iterações é escolhida com o propósito de minimizar o tempo de processamento. Assim, entrando com uma distribuição Maxwelliana como solução inicial que necessite de pouca iteração para gerar o espectro final, um número baixo de iterações (até 25) geralmente é a melhor escolha; entrando com uma distribuição retangular para inicialização do ajuste,

um número alto de iterações (100) é o mais adequado. De qualquer modo, é o conhecimento do espectro medido que vai indicar o valor ideal do número de *iterações antes do teste de final*. No caso do desdobramento de um espectro totalmente desconhecido não há como saber qual é o valor mais apropriado, pois pode ou não ser necessário um número grande de iterações.

O valor utilizado para o desdobramento dos espectros estudados neste trabalho, inclusive para o espectro adotado como desconhecido da fonte de $^{238}\text{PuBe}$, foi de 100 iterações (correspondente ao valor limite oferecido no programa), pois atualmente a capacidade de processamento dos computadores é bem maior do que na época do desenvolvimento do programa BUNKI, de forma que os resultados para qualquer espectro são obtidos com grande rapidez.

3.2.5. Número Máximo de Iterações Permitidas

Este parâmetro de ajuste é aquele que garante o final das iterações, podendo ser interrompidas mesmo se o valor do teste final em um determinado momento for acima do valor adotado pelo usuário. Os valores típicos de Lowry e Johnson (1984a) são de 100 a 1000 iterações. O programa pergunta: “MAXIMUM NUMBER OF ITERATIONS”. Este valor também pode ser zero, neste caso entrando-se com uma distribuição retangular como solução inicial, o programa não pergunta sobre os dados medidos de cada detector e calcula os parâmetros de saída diretamente da solução inicial de entrada. Esta opção não tem utilidade para o propósito deste trabalho, pois o cálculo de fluência não se refere ao espectro medido, e sim à resposta das esferas em relação aos parâmetros de entrada do programa. No caso de ser zero utilizando-se uma distribuição Maxwelliana como solução inicial, o programa faz o desdobramento dos dados medidos das esferas sem fazer o ajuste linear, ou seja, o programa vai gerar resultados sem fazer iterações com apenas as informações disponíveis na matriz resposta para as esferas utilizadas. Esta opção não se aplica a nenhuma situação na atualidade devido à velocidade do processamento dos computadores, pois com ela faz-se uma estimativa grosseira da fluência de um espectro com características semelhantes à distribuição Maxwelliana apenas para reduzir o tempo do desdobramento.

O valor do *número máximo de iterações permitidas* adotado neste trabalho foi de 1000 iterações, pois foi verificado que a partir deste número não ocorre alterações no

valor de fluência em todos os espectros medidos, utilizando as matrizes SAN4 e UTA4. Entretanto, em um espectro totalmente desconhecido, sugerimos adotar um número maior de iterações (5000 iterações para 450 MHz de processamento) para garantir o menor valor de incerteza, já que não haverá alteração significativa no tempo de processamento.

Com este estudo podemos concluir que o *número máximo de iterações permitidas*, o *teste final* e o *número de iterações antes do teste final*, eram muito mais úteis e necessários quando o programa foi criado na década de 80, porque além de possíveis melhoras nos resultados, eles serviam também para reduzir o tempo de processamento, agilizando a convergência dos resultados para um espectro mais apropriado.

3.2.6. Fator de Calibração

O próximo parâmetro de ajuste de entrada é o fator de calibração, que é usado para corrigir o espectro de acordo com o padrão de calibração. O programa pergunta: “CALIBRATION FACTOR”. O fator de calibração tem, por sua vez, a função de ajustar os parâmetros de saída do BUNKI para valores de referência de fluência, equivalente de dose, etc. Ele opera uma multiplicação direta nesses parâmetros, corrigindo o espectro para o padrão de calibração. O mesmo aumento proporcional gerado nos parâmetros de saída pode ser obtido multiplicando-se as contagens de cada esfera pelo mesmo fator. Assim, foi visto que os valores de saída do BUNKI expressam seus resultados em relação ao tempo total de medida de cada detector, ou seja, aumentando o tempo da medida, aumenta também o valor integral da fluência, e conseqüentemente o valor integral do equivalente de dose.

Os parâmetros de saída do programa são, portanto, diretamente comparados com os valores de referência estimados para o dia da contagem do espectro experimental. E assim, os fatores de calibração para cada espectro são extraídos. O valor de referência para a taxa de fluência é calculado a um metro da fonte a partir dos dados apresentados na Tabela 3.1, onde $T_{1/2}$ é a meia-vida da fonte; $d\dot{N}_0$ é a taxa de emissão no dia da fabricação da fonte; t é o tempo decorrido desde a fabricação da fonte até a data das medições dos espectros; $d\dot{N}$ é a taxa de emissão corrigida para o dia da medição do espectro; Φ é a fluência de referência obtida. As incertezas padrão para as taxas de

fluência de referência são fornecidas pelo próprio LN/LNMRI-IRD, que são de 2%, 7% e 7,4% para os espectros de $^{241}\text{AmBe}$, ^{252}Cf e $^{252}\text{Cf}+\text{D}_2\text{O}$ respectivamente. A fluência total da saída do programa é dividida pelo tempo total de medida para cada esfera, obtendo-se, desta forma, a taxa de fluência experimental. A partir da razão entre a taxa de fluência de referência e o resultado experimental o fator de calibração é determinado.

Tabela 3.1. Dados característicos das fontes de referência para obtenção da taxa de fluência de referência a um metro da fonte.

Fontes	$T_{1/2}$ (anos)	Fabricação	$d\dot{N}_0$ (n/s)	t (anos) ¹	$d\dot{N}$ (n/s)	$\dot{\Phi}$ (n/m ² s)
$^{241}\text{AmBe}$	432	26/03/1973	$1,14 \times 10^7$	28,674	$1,09 \times 10^7$	$(8,66 \pm 0,17) \times 10^5$
^{252}Cf	2,65	19/09/1996	$2,50 \times 10^8$	5,633	$5,73 \times 10^7$	$(4,56 \pm 0,32) \times 10^6$
$^{252}\text{Cf}+\text{D}_2\text{O}$	2,65	19/09/1996	$2,50 \times 10^8$	5,701	$5,63 \times 10^7$	$(4,48 \pm 0,33) \times 10^6$

1 - t (anos) representa o tempo decorrido desde a fabricação da fonte até a data das medições dos espectros.

Após analisarmos os primeiros resultados obtidos a partir da escolha dos parâmetros de entrada, foi observada uma relação interessante dos fatores de calibração obtidos dos espectros de referência com suas respectivas energias médias. No capítulo seguinte, no subitem 4.6, será discutida com mais detalhes a curva que representa esta relação (Figura 4.7), bem como a equação extraída do ajuste polinomial desta curva (Equação 6). Nós veremos que é possível determinar um fator de calibração para um espectro desconhecido a partir da sua energia média que é facilmente determinada com o programa BUNKI. Assim, com o fator de calibração, nós podemos estimar com excelente exatidão a taxa de fluência de nêutrons de um espectro desconhecido qualquer.

CAPÍTULO 4

RESULTADOS E DISCUSSÃO

4.1. Aquisição dos Dados

No LBE foram feitas as medições de todos os espectros. Inicialmente foi realizado um conjunto de medições com uma fonte de $^{241}\text{AmBe}$ de atividade de $1,85 \times 10^{11}$ Bq, a um metro de distância do detector e num tempo de 3000 s para cada detector. As medições da radiação de fundo, também obtidas num tempo de 3000 s para cada detector, foram feitas neste mesmo ambiente. Na Tabela 4.1 são apresentadas as contagens para cada esfera: a contagem bruta, a contagem da radiação de fundo, e a contagem final (contagem bruta menos a radiação de fundo); todos os resultados com suas respectivas incertezas padrão. A indicação 0 cm significa que nenhuma esfera foi utilizada. Cada medição, com esfera ou sem esfera, resulta em um detector diferente.

Tabela 4.1. Contagem bruta do espectro de $^{241}\text{AmBe}$ e a contagem final (contagem bruta menos a radiação de fundo). Resultados obtidos com um tempo de contagem de 3000 s para cada esfera ou detector.

Esferas (cm)	$^{241}\text{AmBe}$		
	Contagem Bruta	Radiação de Fundo	Contagem Final
0	1368 ± 37	118 ± 11	1250 ± 39
5,08	2129 ± 46	152 ± 12	1977 ± 48
7,62	5970 ± 77	149 ± 12	5821 ± 78
12,70	17844 ± 134	169 ± 13	17675 ± 135
20,32	24857 ± 158	81 ± 9	24776 ± 158
25,40	22504 ± 150	92 ± 10	22412 ± 150
30,48	18702 ± 137	66 ± 8	18636 ± 137

No LBE, bem como em algumas situações em campo, o tempo gasto para realização das medidas com o EB geralmente é muito longo, principalmente quando a fluência é baixa. Em nosso caso, estamos considerando que a contagem bruta de cada esfera seja *uma única* medida obtida, a fim de justificar a forma pela qual estimamos a incerteza padrão de cada contagem, já que em centrais nucleares de potência, ou

instalações com geradores de nêutrons, provavelmente, devido aos níveis altos de radiação, deverá ser feita apenas uma medição com cada esfera, sendo necessário a otimização de todo o trabalho. Portanto, as incertezas padrão para as contagens brutas de todos os espectros e para as respectivas radiações de fundo apresentadas na Tabela 4.1 são estimadas a partir da razão da raiz quadrada do seu valor médio obtido e do próprio valor médio.

Todos os parâmetros de ajuste eletrônico e a geometria utilizada para o conjunto de medidas do espectro de $^{241}\text{AmBe}$ foram mantidas para as medidas dos outros espectros. Portanto, com a fonte de ^{252}Cf de emissão $2,5 \times 10^8$ n/s em 19/09/1996, sem moderação e moderada com D_2O , e a fonte de $^{238}\text{PuBe}$ de atividade $4,44 \times 10^{11}$ Bq em 20/08/1975, compomos todos os outros espectros utilizados neste trabalho. Devido à alta taxa de contagem desses espectros eles foram medidos num tempo bem menor (1000, 500 e 500 s para $^{238}\text{PuBe}$, ^{252}Cf e $^{252}\text{Cf}+\text{D}_2\text{O}$, respectivamente).

As contagens da radiação de fundo obtidas também foram subtraídas das medidas desses espectros, fazendo as devidas normalizações em função do tempo de contagem. Esses valores para a radiação de fundo tiveram pouca influência nos resultados dos espectros mais intensos devido à alta taxa de contagens, sendo quase imperceptível alguma variação na fluência total obtida na saída do programa. Na Tabela 4.2 são apresentadas todas as contagens para esses espectros, considerando suas respectivas incertezas padrão que também são utilizadas como entrada no programa BUNKI em porcentagem.

Tabela 4.2. Contagem bruta dos espectros de ^{252}Cf , $^{252}\text{Cf}+\text{D}_2\text{O}$ e $^{238}\text{PuBe}$, e a contagem final (contagem bruta menos a radiação de fundo). Valores normalizados para o tempo de medida de 3000 s.

Esfera (cm)	Radiação de Fundo	^{252}Cf		$^{252}\text{Cf}+\text{D}_2\text{O}$		$^{238}\text{PuBe}$	
		Contagem Bruta	Contagem Final	Contagem Bruta	Contagem Final	Contagem Bruta	Contagem Final
0	118 ± 11	4848 ± 70	4730 ± 71	14874 ± 122	14756 ± 122	2007 ± 45	1889 ± 46
5,08	152 ± 12	10920 ± 104	10768 ± 105	43176 ± 208	43024 ± 208	3912 ± 63	3760 ± 64
7,62	149 ± 12	44370 ± 211	44221 ± 211	105138 ± 324	104989 ± 324	13143 ± 115	12994 ± 116
12,70	169 ± 13	132462 ± 364	132293 ± 364	122466 ± 350	122297 ± 350	42375 ± 206	42206 ± 206
20,32	81 ± 9	147714 ± 384	147633 ± 384	65202 ± 255	65121 ± 255	60024 ± 245	59943 ± 245
25,40	92 ± 10	114186 ± 338	114094 ± 338	39360 ± 198	39268 ± 198	54666 ± 234	54574 ± 234
30,48	66 ± 8	76626 ± 277	76560 ± 277	23664 ± 154	23598 ± 154	45225 ± 213	45159 ± 213

Como o Laboratório de Nêutrons não possui um espectro de referência para a fonte de $^{238}\text{PuBe}$, foi feito um conjunto de medidas utilizando-se o monitor de nêutrons Thermo Eberline ESM FH40G-L do LN/LNMRI-IRD. As medições também foram feitas no LBE, mantendo-se a mesma geometria utilizada no processo de medição com o EB. O resultado obtido em termos de equivalente de dose ambiente com este equipamento serve de referência para avaliar os resultados obtidos com o EB.

4.2. A Matriz Resposta

O programa BUNKI apresenta diversas matrizes resposta como já mencionado anteriormente. A partir de seis contagens obtidas, uma de cada detector, para cada espectro e inserindo no programa todos os parâmetros definidos como padrão menos o fator de calibração, foram comparados os resultados de todas as matrizes disponíveis no programa que podem ser usadas com o detector de cristal $^6\text{LiI}(\text{Eu})$ 4 mm x 4 mm. São elas: SAN4, UTA4, MM60, MM65, LOGN e BARC. Nas Figuras 4.1 a 4.3 são mostradas as curvas obtidas com essas matrizes para cada espectro (do $^{241}\text{AmBe}$, do ^{252}Cf e do $^{252}\text{Cf}+\text{D}_2\text{O}$ respectivamente), traçadas no mesmo par de eixos que os espectros de referência, obtidos na Norma ISO8529-1 (2001). Os resultados de saída são expressos em vinte e cinco intervalos de energia (de $4,14 \times 10^{-7}$ a $1,49 \times 10^1$ MeV) e são esboçados aqueles intervalos mais representativos dos espectros, pelo fluxo de nêutrons (s^{-1}) normalizados a uma unidade por letargia versus energia (MeV) em escala logaritma conforme os espectros de referência.

As análises das respostas das matrizes tiveram como base, a comparação da estatística dos eventos contados em relação aos intervalos de energia com as curvas de referência, a fim de justificar todo o trabalho que se resume numa padronização para esta forma de detecção de nêutrons. A variável conhecida como letargia é comumente adotada nos gráficos que apresentam curvas obtidas dos espectros de nêutrons, com o propósito de facilitar sua visualização. Uma definição mais detalhada desta variável pode ser verificada em “Dosimetry for Criticality Accidents” (IAEA, 1982).

4.2.1 Resposta para o Espectro de $^{241}\text{AmBe}$

A fonte de $^{241}\text{AmBe}$ utilizada para a geração do espectro tem uma atividade de aproximadamente 0,2 TBq, equivalente a uma produção de nêutrons da ordem de 10^7 n/s. O espectro de nêutrons desta fonte se estende significativamente em um intervalo de 1 a 11 MeV aproximadamente, e cerca de 60% dos nêutrons são distribuídos entre 3 a 8 MeV (IAEA, 1988).

Os resultados da saída do programa para cada matriz apresentaram ligeiras diferenças nos valores de fluência, com as matrizes MM60 e MM65 mostrando os resultados que menos concordaram com a referência. Os resultados para as incertezas da saída também não tiveram alterações significativas, com exceção da BARC que mostrou um valor de 6,3% no desdobramento do espectro, bem acima dos demais resultados. Portanto, não é possível definir a melhor matriz que representa o espectro somente com o valor da fluência total da saída do programa, devido a pouca variação desses resultados. Assim, a correspondência dos seus espectros em relação à referência torna-se a melhor forma para a análise deste parâmetro.

O programa BUNKI não apresenta boa resolução nos resultados, ele oferece apenas vinte cinco pontos distribuídos de $4,14 \times 10^{-7}$ a $1,49 \times 10^1$ MeV que não são suficientes para um resultado bem discriminado. Na Figura 4.1 são apresentados os resultados das matrizes referentes aos dez últimos intervalos de energia mais representativos para o espectro, de $1,17 \times 10^{-2}$ a $1,0 \times 10^1$ MeV. No intervalo de 3 a 10 MeV não há uma quantidade suficiente de pontos nas curvas referentes a esses resultados para uma melhor representação do espectro, não mostrando uma boa correspondência à curva de referência. A Matriz BARC apresenta a curva mais diferenciada em relação à referência, por exemplo: em torno de 0,9 MeV e 1,9 MeV a BARC apresenta perdas significativas em relação à referência, de 7% no primeiro intervalo de energia e de 10% no segundo; e em torno de 3,7 MeV a BARC apresenta um ganho bem elevado de 21%. A MM60 apresenta o menor ganho no seu ponto máximo se distanciando mais da referência com uma redução de 32%. Os resultados das outras matrizes apresentaram um ligeiro deslocamento para maiores valores de energias e um ganho relativamente baixo em torno do ponto máximo comparado com a referência, sendo os resultados das matrizes SAN4 e UTA4 os que melhor forneceram a representação deste espectro.

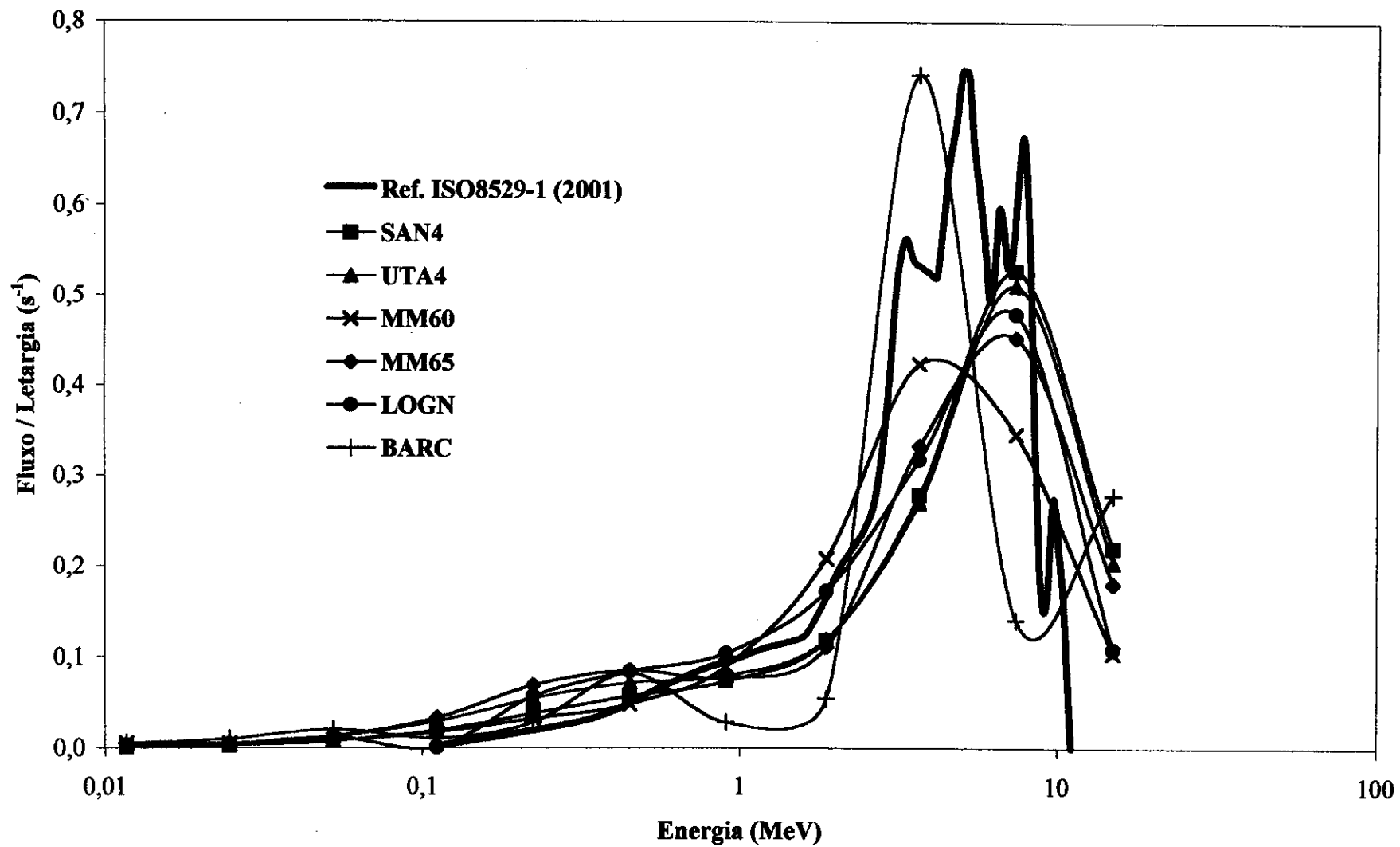


Figura 4.1. Espectro padrão de referência para a fonte de $^{241}\text{AmBe}$ e as curvas obtidas com os resultados das matrizes.

4.2.2. Resposta para o Espectro de ^{252}Cf

O mesmo comportamento do espectro de $^{241}\text{AmBe}$ foi observado no espectro de ^{252}Cf em relação aos resultados para fluência total da saída de cada matriz. Estes resultados não apresentaram diferenças significativas, com as matrizes MM60 e MM65 novamente mostrando os resultados que menos concordaram com a referência. A matriz BARC também apresentou para este espectro um maior valor de incerteza no desdobramento, cerca de 8,2%, bem acima dos demais resultados.

A fonte de ^{252}Cf tem uma produção de nêutrons da ordem de 10^8 s^{-1} . O seu espectro se estende significativamente em um intervalo de 100 keV a 10 MeV aproximadamente (IAEA, 1988). Dos vinte e cinco intervalos de energia expressos na saída do programa, novamente são apresentados na Figura 4.2 os resultados das matrizes referentes aos dez últimos intervalos mais representativos para o espectro, de $1,17 \times 10^{-2}$ a $1,0 \times 10^1$ MeV. A baixa resolução em energia oferecida pelo programa não dificultou tanto a análise deste espectro, como aconteceu para os resultados do $^{241}\text{AmBe}$. A forma do espectro de referência corresponde bem a uma Maxwelliana, não necessitando de um número muito grande de pontos para gerar um espectro com este formato. Assim, algumas curvas obtidas com os resultados das matrizes para o espectro de ^{252}Cf apresentaram melhores formas.

As matrizes BARC e MM65 apresentaram formas com grandes diferenças em relação à referência, onde a BARC mostrou um máximo em 450 keV e outro em 2 MeV aproximadamente; e a MM65 mostrou um máximo também em 450 keV e outro em 3,7 MeV. A MM60 mostrou um ligeiro deslocamento para esquerda com uma perda de 9% no ganho em relação ao máximo da curva de referência. As outras matrizes apresentaram os melhores resultados em relação à referência, onde a UTA4 mostrou um ligeiro deslocamento para a direita com uma perda de 5% no ganho máximo da curva; a LOGN mostrou o mesmo ganho que a referência no ponto máximo, mas ligeiramente deslocado para a direita; e a SAN4 também mostrou o mesmo ganho que a referência no ponto máximo, mas apresentou um deslocamento mais suave para a direita demonstrando ser a curva mais representativa para este espectro.

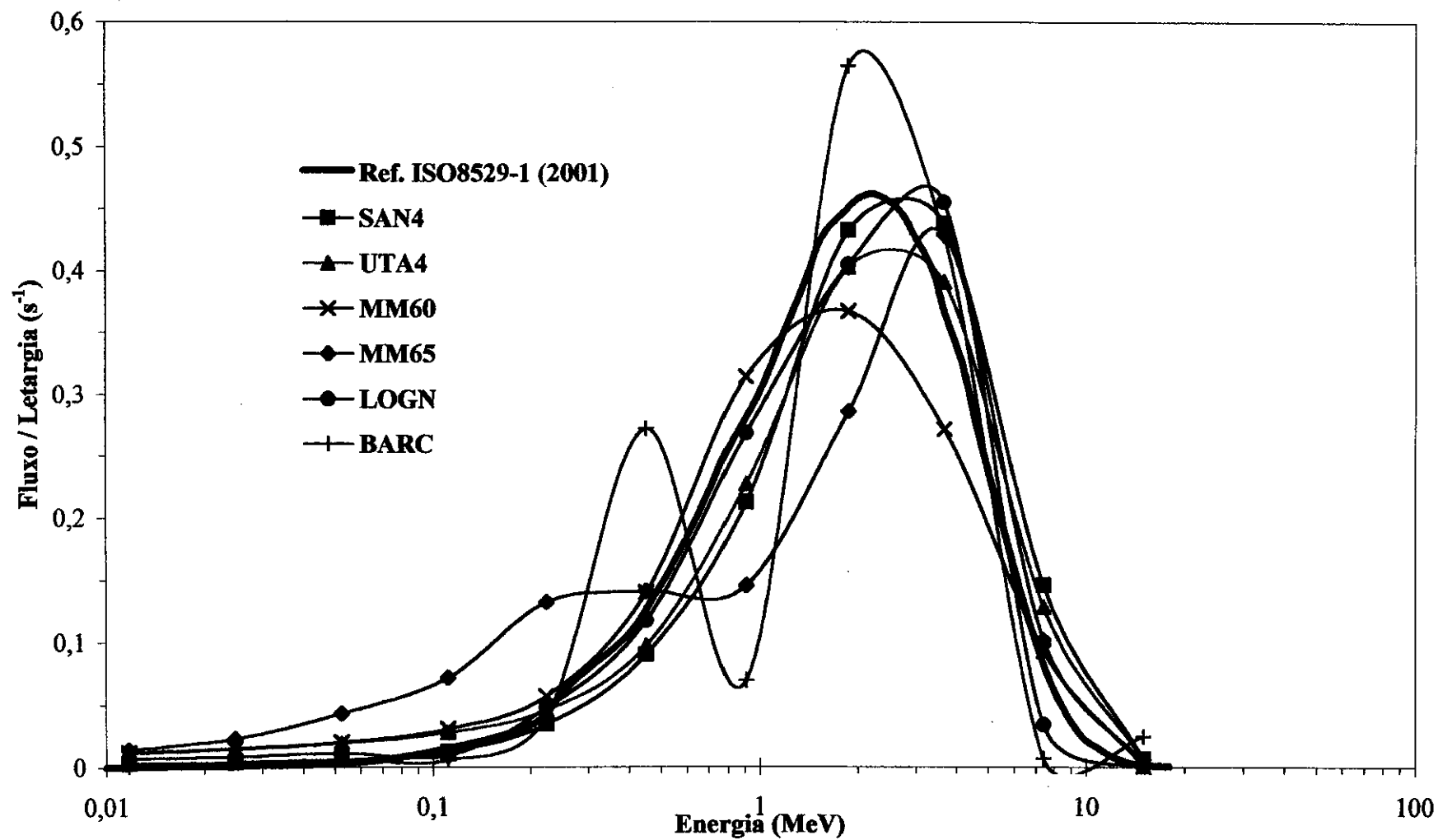


Figura 4.2. Espectro padrão de referência para a fonte de ^{252}Cf e as curvas obtidas com os resultados das matrizes.

4.2.3. Resposta para o Espectro de $^{252}\text{Cf}+\text{D}_2\text{O}$

Finalmente, na última das três condições de referência, o mesmo comportamento do espectro de $^{241}\text{AmBe}$ também foi observado no espectro de $^{252}\text{Cf}+\text{D}_2\text{O}$ em relação aos resultados para fluência total da saída de cada matriz. A matriz BARC apresentou novamente a maior incerteza no desdobramento, cerca de 4,2%.

A fonte de $^{252}\text{Cf}+\text{D}_2\text{O}$ tem um espectro diferenciado, com um número considerável de nêutrons em regiões de mais baixa energia. Com a moderação produzida pela D_2O , além da redução da energia média do espectro de nêutrons, muitos deles são absorvidos provocando uma redução de aproximadamente 11% dos nêutrons emitidos pela fonte de ^{252}Cf . Isto faz com que o equivalente de dose por unidade de fluência, para uma fonte de ^{252}Cf centralizada em uma esfera de 30 cm de diâmetros com D_2O , seja reduzida a quarta parte, aproximadamente, comparando com a fonte livre (IAEA, 1988). Na Figura 4.3, diferente dos espectros de $^{241}\text{AmBe}$ e de ^{252}Cf , são mostrados os resultados das matrizes em todos os vinte e cinco intervalos de energia, pois, devido à moderação, os nêutrons também são distribuídos em intervalos de energia menores. Para este espectro, ficam claras as concordâncias e discordâncias dos resultados em relação à referência, já que se tem um número maior de pontos para a geração dos espectros das matrizes.

As matrizes BARC e MM65 apresentaram formas com grandes diferenças em relação à referência não mostrando boa representatividade para o espectro. O primeiro ponto máximo das curvas da MM60 e LOGN teve um grande deslocamento para a esquerda, o segundo máximo das mesmas matrizes se deslocou para a direita com uma perda aproximada de 8 % em cada em relação à referência. A curva da LOGN mostrou uma queda acentuada do fluxo em 110 keV, cerca de 11%, este comportamento menos visível ocorreu no mesmo ponto nos outros espectros. No caso da matriz UTA4, houve um descolamento menor do primeiro máximo para a esquerda, o segundo máximo se deslocou menos para a direita mostrando uma perda no ganho em relação à referência de 9%. A curva da matriz SAN4 se apresentou melhor para este espectro, não houve deslocamento do primeiro máximo mais houve maior ganho que a referência neste ponto, 2% aproximadamente, o segundo máximo para a curva desta matriz mostrou um ligeiro deslocamento para direita menos acentuado se comparado com as outras curvas obtidas e uma perda de 8%, aproximadamente, em relação à referência.

Mesmo com todas as diferenças das curvas obtidas em relação à referência, os resultados para este espectro foram satisfatórios finalizando positivamente todas as análises para os espectros de referência encontrados.

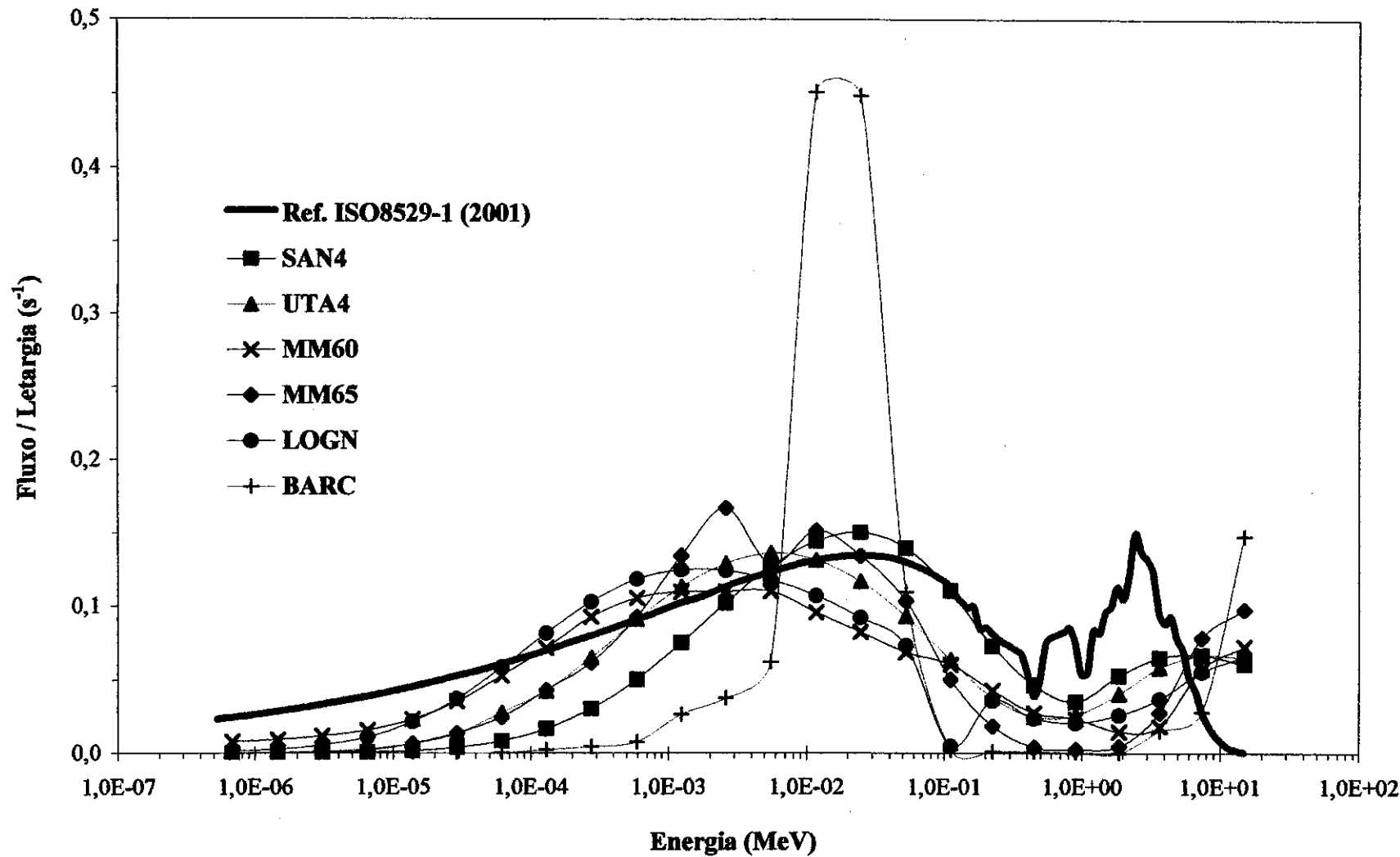


Figura 4.3. Espectro padrão de referência para a fonte de ^{252}Cf moderado com D_2O , e as curvas obtidas com os resultados das matrizes.

4.3. Os Resultados Obtidos

Os parâmetros de entrada que apresentaram resultados mais significativos nas suas variações em relação à forma do espectro foram a matriz resposta e a distribuição Maxwelliana como solução inicial. Portanto, com os resultados da fluência total de nêutrons obtidos a partir desses parâmetros, e o coeficiente de conversão médio ($3,91 \times 10^{-14} \text{ Sv}\cdot\text{m}^2$, $3,85 \times 10^{-14} \text{ Sv}\cdot\text{m}^2$ e $1,05 \times 10^{-14} \text{ Sv}\cdot\text{m}^2$, para os espectros de $^{241}\text{AmBe}$, ^{252}Cf e o $^{252}\text{Cf}+\text{D}_2\text{O}$ respectivamente) recomendados pela Norma ISO8529-3 (1998), foi obtida através da Equação 5 a taxa de equivalente de dose ambiente com base na ICRP 74 (1995) para os espectros de referência estudados.

$$\dot{H}^*(10) = \dot{\Phi} \cdot h_\phi^*, \quad (5)$$

onde:

$\dot{H}^*(10)$ é a taxa de equivalente de dose ambiente; e

h_ϕ^* é o coeficiente de conversão médio de fluência de nêutrons para o equivalente de dose ambiente.

Os fatores de calibração utilizados para gerar os espectros foram obtidos de acordo com a matriz escolhida (2,35, 2,44 e 2,56 para os espectros de $^{241}\text{AmBe}$, ^{252}Cf e $^{252}\text{Cf}+\text{D}_2\text{O}$, respectivamente), conforme explicado no subitem 3.2.6 do capítulo 3.

Na Tabela 4.3 são apresentados os valores experimentais da taxa de fluência a um metro de distância do detector ajustada para o padrão de calibração, a energia média para taxa fluência e a taxa de equivalente de dose ambiente na data da medição. Os parâmetros de entrada utilizados são: a matriz SAN4, o código SPUNIT, e seis detectores de 5,08 cm (2"), 7,62 cm (3"), 12,70 cm (5"), 20,32 cm (8"), 25,40 cm (10") e 30,48 cm (12"). Para os espectros de $^{241}\text{AmBe}$ e de ^{252}Cf foi utilizada a melhor distribuição Maxwelliana encontrada como solução inicial conforme estudado e apresentado no subitem 3.2.1 deste capítulo. Os resultados da Tabela 4.3 são apresentados com suas respectivas incertezas padrão combinadas: para os espectros de $^{241}\text{AmBe}$ e ^{252}Cf equivale uma aproximação conservativa de 3,3%, e para o espectro de $^{252}\text{Cf}+\text{D}_2\text{O}$ uma aproximação conservativa de 4%. Portanto, consideramos a incerteza expandida relativa ($k=2$, para um nível de confiança de 95%) de 7% para os espectros de $^{241}\text{AmBe}$ e ^{252}Cf , e de 8% para o espectro de $^{252}\text{Cf}+\text{D}_2\text{O}$.

Tabela 4.3. Resultados para a taxa de fluência, energia média da fluência e a taxa de equivalente de dose ambiente, obtidos com a matriz SAN4 a um metro de distância do detector.

Espectro	Energia Média da fluência (MeV)	$\dot{\Phi}_E$ (n/m ² s)	$\dot{H}_E^*(10)$ (μSv/h)	Data de Medida
²⁴¹ AmBe	4,44	$(8,67 \pm 0,28) \times 10^5$	122 ± 4	28/11/2001
²⁵² Cf	1,92	$(4,56 \pm 0,15) \times 10^6$	632 ± 21	08/05/2002
²⁵² Cf+D ₂ O	0,90	$(4,49 \pm 0,18) \times 10^6$	170 ± 7	29/05/2002

4.4. O Modelo de Incerteza dos Resultados

O modelo utilizado para expressar as incertezas no processo de medições e cálculo teve como base os procedimentos recomendados pela Bureau Internacional de Pesos e Medidas – BIPM, as principais fontes de incertezas especificadas para este trabalho podem ser conferidas no “Guia para a Expressão da Incerteza de Mediação” ISOGUM (1998) e no trabalho de Bell (1999).

A primeira fonte de incerteza a ser estimada se refere às flutuações provenientes das medições de cada detector, partindo-se de um mínimo de três medidas para cada esfera. Neste trabalho não foi possível realizar as três medidas de cada detector devido ao tempo reduzido para realização deste projeto. Portanto, a partir de cinquenta leituras utilizando-se a esfera de 20,32 cm de diâmetro em condições de repetibilidade, foi constatada uma incerteza de 3% nas flutuações das respostas do equipamento utilizado. Este valor foi estendido como estimativa conservativa para as outras esferas por acreditar-se existir a mesma flutuação para qualquer diâmetro de esfera.

Outra fonte de incerteza se refere ao posicionamento das esferas em relação ao detector. Todas as medições realizadas neste trabalho foram feitas com a fonte a um metro de distância do detector, gerando no máximo uma variação de um centímetro para mais ou para menos. Isto contribui no resultado para taxa de fluência de qualquer espectro uma incerteza aproximada de 2%.

As outras fontes de incerteza identificadas são referentes às condições ambientais do LN/LNMRI-IRD, contribuindo com uma incerteza 0,5%, e os valores expressos no resultado de saída do programa referentes ao desdobramento do espectro, que dependem dos parâmetros de entrada utilizados e do espectro medido. Para o espectro de ²⁴¹AmBe foi obtido um valor de 0,2% de saída do programa.

Na Tabela 4.4 é apresentado o modelo de incerteza para o espectro de $^{241}\text{AmBe}$ com todas as fontes de incerteza identificadas em todo processo de medição e processamento utilizando a matriz SAN4 no LBE/LN/LNMRI-IRD.

Tabela 4.4. Incerteza expandida e componentes de incerteza padrão identificadas no processo de medição da fonte de $^{241}\text{AmBe}$ e processamento utilizando a matriz SAN4.

Fontes de Incerteza	Valor (%)	Incerteza Tipo	Distribuição de Probabilidade	Divisor	Incerteza Padrão (%)
Flutuações das contagens	3,0	A	Normal	1	6,0
Posicionamento	2,0	B	Retangular	$\sqrt{3}$	1,2
Desdobramento	0,2	B	Normal	1	0,2
Condições Ambientais	0,5	B	Retangular	$\sqrt{3}$	0,3
Incerteza padrão combinada relativa $u_c(\%)$					3,3%
Incerteza expandida relativa $U(\%)$ ($k=2$) para um nível de confiança de 95%					7%

O valor da incerteza referente ao desdobramento do espectro é o único dado a ser modificado para estimar a incerteza expandida dos outros espectros. Para os espectros de ^{252}Cf e de $^{252}\text{Cf}+\text{D}_2\text{O}$, foram obtidas as incertezas da saída do programa de 0,6% e 2,2% respectivamente, de modo que, somente no espectro de $^{252}\text{Cf}+\text{D}_2\text{O}$ foi obtido um maior valor na incerteza expandida relativa, de 8%, para um nível de confiança de 95%.

4.5. Análise da Redução do Número de Esferas

A não utilização do detector nu (sem esfera) melhora consideravelmente os resultados para todos os espectros conforme já comentado anteriormente, porque apesar da perda de informação para nêutrons de baixa energia, o ajuste feito sem a contagem deste detector torna-se muito mais eficiente, reduzindo a incerteza final da saída do programa, além da fluência e a forma do espectro não sofrerem praticamente nenhuma alteração. Isto ocorre mesmo para espectros macios devido ao número relativamente baixo de nêutrons de baixa energia proveniente da fonte. No entanto, é interessante investigar se há grandes flutuações nos resultados quando se retira uma esfera moderadora. Isto tem importância, por exemplo, para medições realizadas em centrais

nucleares, onde a taxa de fluência de nêutrons e de raios gama pode ser significativa do ponto de vista da radioproteção. Nestes casos a otimização do trabalho é fundamental, porque um menor tempo de medição reduz também o tempo de exposição do operador do EB. Uma outra opção para reduzir o tempo de exposição do operador do EB, é diminuir o tempo de contagem de cada esfera, mas, neste caso, haverá obviamente um aumento na incerteza tornando esta opção nem sempre a mais adequada.

Na Tabela 4.5 são apresentados os resultados obtidos com a matriz SAN4 utilizando-se apenas cinco detectores e os mesmos fatores de calibração encontrados para seis esferas, conforme mostrado no subitem 4.3 deste capítulo. Portanto, são apresentados seis resultados ajustados para o padrão de calibração para cada espectro, e cada resultado com uma esfera diferente retirada é expresso com sua respectiva incerteza padrão combinada. Na última linha desta Tabela são apresentados os resultados com os seis detectores também ajustados para o padrão de calibração.

Tabela 4.5. Resultados dos espectros de referência com a retirada de uma esfera, obtidos com cinco detectores, com a matriz SAN4 e o código SPUNIT.

Esferas Retiradas	²⁴¹ AmBe	²⁵² Cf	²⁵² Cf+D ₂ O
	$\dot{\Phi}$ n/m ² s	$\dot{\Phi}$ n/m ² s	$\dot{\Phi}$ n/m ² s
5,08 cm	$(8,41 \pm 0,28) \times 10^5$	$(4,53 \pm 0,15) \times 10^6$	$(4,73 \pm 0,16) \times 10^6$
7,62 cm	$(8,62 \pm 0,28) \times 10^5$	$(4,55 \pm 0,15) \times 10^6$	$(4,37 \pm 0,15) \times 10^6$
12,70 cm	$(8,73 \pm 0,28) \times 10^5$	$(4,54 \pm 0,15) \times 10^6$	$(4,68 \pm 0,17) \times 10^6$
20,32 cm	$(8,70 \pm 0,28) \times 10^5$	$(4,55 \pm 0,15) \times 10^6$	$(4,48 \pm 0,18) \times 10^6$
25,40 cm	$(8,73 \pm 0,28) \times 10^5$	$(4,59 \pm 0,15) \times 10^6$	$(4,52 \pm 0,18) \times 10^6$
30,48 cm	$(8,55 \pm 0,28) \times 10^5$	$(4,62 \pm 0,15) \times 10^6$	$(4,62 \pm 0,17) \times 10^6$
C/Todas	$(8,67 \pm 0,28) \times 10^5$	$(4,56 \pm 0,15) \times 10^6$	$(4,49 \pm 0,18) \times 10^6$

A princípio, esperava-se que apenas a retirada da esfera maior de 30,48 cm não causasse grandes diferenças nos resultados em termos de fluência, principalmente para o espectro de ²⁵²Cf moderado com D₂O que possui um número relativamente baixo de nêutrons de alta energia. Entretanto, foi verificado que para o espectro de ²⁴¹AmBe os resultados sem as esferas de 7,62 cm, 12,70 cm, 20,32 cm e 25,40 cm praticamente não sofreram variações em relação ao resultado de referência com seis detectores, e o resultado sem a esfera de 5,08 cm foi o que mais variou ficando abaixo deste valor de referência. Para o espectro de ²⁵²Cf puro, ao contrário do que se esperava, o resultado sem a esfera maior de 30,48 cm teve um maior acréscimo em relação à referência. Para o espectro de ²⁵²Cf+D₂O, o resultado que se manteve mais próximo ao resultado de

referência com seis detectores foi sem a esfera de 20,32 cm, os outros resultados para este espectro superestimaram este valor de referência, com exceção do resultado sem a esfera de 7,62 cm que sofreu a única redução de valor. Comportamentos semelhantes a estes resultados em cada espectro foram observados com o uso da matriz UTA4 (Lemos Jr, 2003).

Os resultados em termos de fluência de uma forma geral não sofreram grandes variações, apresentando alterações apenas na primeira casa decimal. Os valores das incertezas obtidas foram iguais ou abaixo dos valores que representam os resultados de referência com todas esferas. No entanto, torna-se indispensável analisar cada resultado da Tabela 4.5 em relação à forma do espectro. Nas Figuras 4.4 a 4.6 são apresentadas as formas obtidas referentes a cada resultado para cada espectro. No espectro de $^{241}\text{AmBe}$ da Figura 4.4, pode-se observar que apenas a curva que representa o resultado sem a esfera 5,08 cm (a que mais variou o resultado em termos de fluência) não adere adequadamente a curva de referência com seis detectores, há um maior ganho até 300 keV; um menor de 400 keV a 2 MeV; e novamente um maior ganho no ponto máximo da curva, (de 5% em 7,41 MeV). No espectro de ^{252}Cf da Figura 4.5, pode-se observar que a curva sem a esfera de 20,32 cm apresenta um ganho ligeiramente maior que a referência no ponto máximo, cerca de 2%; e as curvas sem as esferas de 25,40 e 30,48 cm apresentam um menor ganho no mesmo ponto, cerca de 3%. No espectro de $^{252}\text{Cf}+\text{D}_2\text{O}$ da Figura 4.6, observa-se uma discordância maior entre os resultados conforme também se observa na Tabela 4.5, as curvas sem as esferas de 5,08 cm, 7,62 cm e 12,70 cm são as que mais diferem das outras, apresentando um ganho muito abaixo ou muito acima da curva que representa o resultado com todas as esferas.

Em vista do que foi verificado na análise do espectro de $^{241}\text{AmBe}$, qualquer esfera poderia ser retirada com exceção da de 5,08 cm, os melhores resultados são para as curvas sem as esferas de 7,62 cm, 12,70 cm, de 20,32 cm e de 25,40 cm, por apresentarem resultados em termos de fluência mais próximo da referência com seis esferas. Para o espectro de ^{252}Cf não podemos dizer a mesma coisa, os melhores resultados são sem as esferas de 5,08 cm, de 7,62 cm, de 12,70 cm e de 20,32 cm, pois além de não terem apresentado grandes diferenças nas suas curvas, os respectivos valores em termos de fluência são bem próximos da referência. Para o espectro de $^{252}\text{Cf}+\text{D}_2\text{O}$, a única esfera que poderia ser retirada sem grandes diferenças em relação à curva de referência e também no valor em termos de fluência é a esfera de 20,32 cm.

O melhor resultado nos três espectros de referência é obtido quando a esfera de 20,32 cm de diâmetro é retirada. A incerteza padrão combinada de cada espectro foi a mesma conforme apresentada no subitem 4.4 deste capítulo. Este resultado se apresentou melhor porque a forma do espectro obtida sem a esfera de 20,32 cm (Figura 2.3 do capítulo 2) tem uma representação muito próxima da forma do espectro encontrado com todas as seis esferas, para o espectro cuja energia média seja superior a 0,9 MeV. Assim, quando se retira a informação proveniente da esfera de 20,32 cm, o espectro final com todas as seis esferas não sofre grandes alterações, porque a esfera retirada contribui muito pouco para sua modificação. Pode-se concluir com este estudo, que retirar a esfera de 20,32 cm de diâmetro, nos casos em que houver necessidade de reduzir o tempo na medição de espectro com características semelhantes aos estudados neste trabalho, não compromete o resultado em termos de fluência e nem a característica da sua forma, e ainda assim, os resultados são apresentados dentro das incertezas estabelecidas.

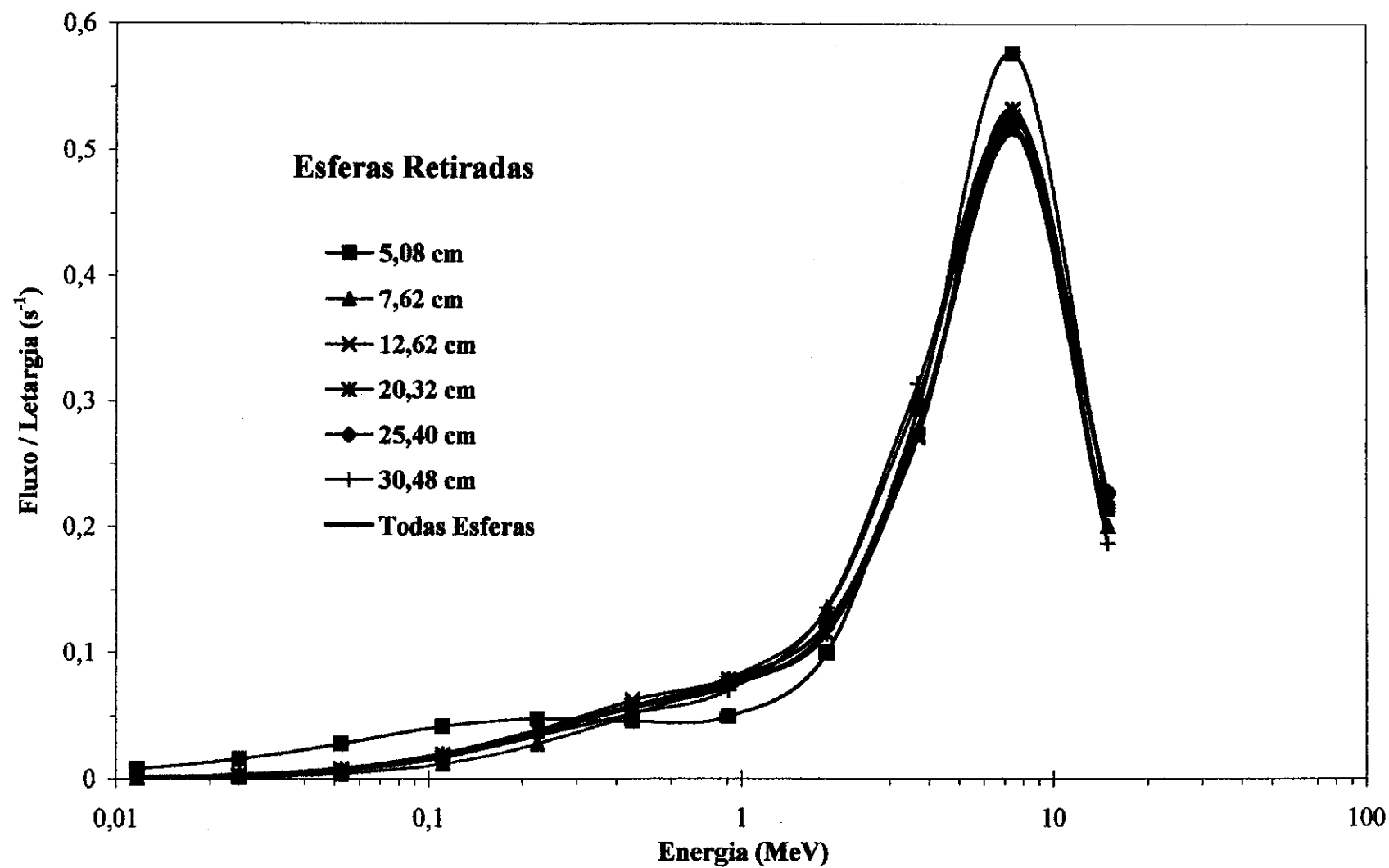


Figura 4.4. Espectros obtidos da fonte de $^{241}\text{AmBe}$ utilizando a matriz SAN4 e cinco detectores.

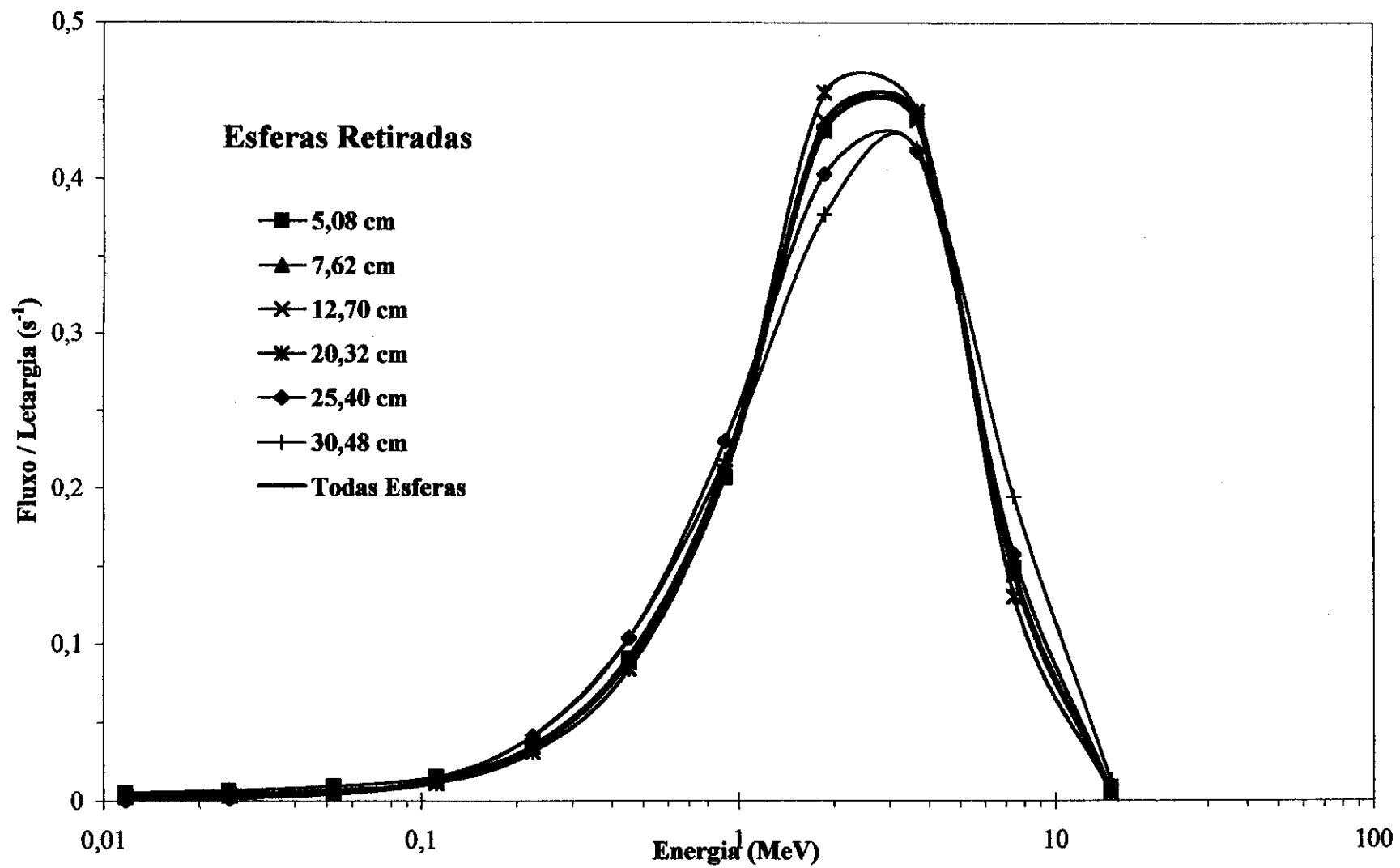


Figura 4.5. Espectros obtidos da fonte de ^{252}Cf utilizando a matriz SAN4 e cinco detectores.

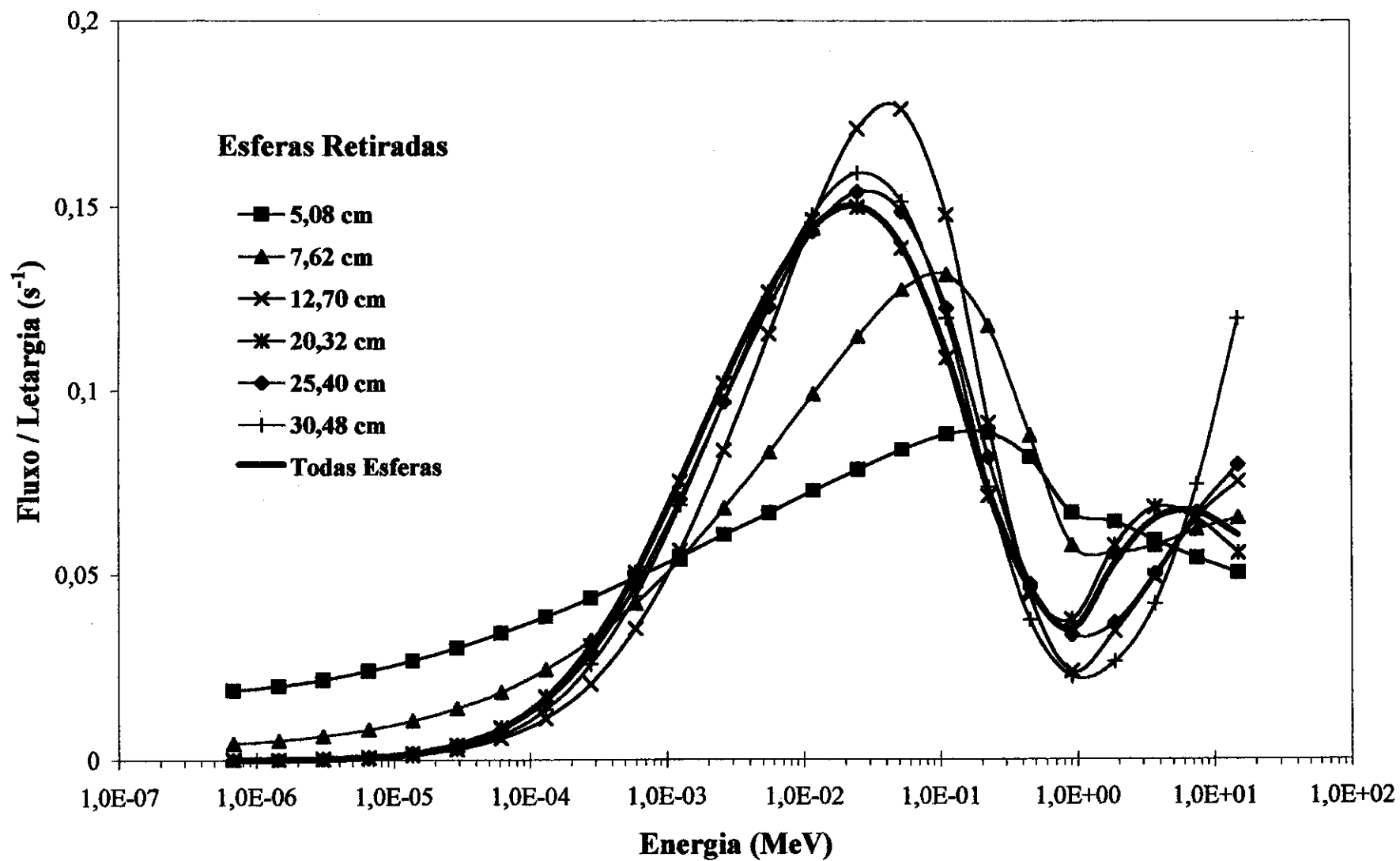


Figura 4.6. Espectros obtidos da fonte de $^{252}\text{Cf}+\text{D}_2\text{O}$ utilizando a matriz SAN4 e cinco detectores.

A partir dos bons resultados alcançados neste trabalho, podemos apresentar a forma do espectro da fonte de $^{238}\text{PuBe}$ que foi adotado como um campo de nêutrons desconhecido. Este resultado foi obtido com os mesmos procedimentos definidos a partir do estudo dos espectros de referência.

A obtenção deste procedimento proposto como objetivo do trabalho se resume na escolha mais adequada dos parâmetros de entrada que o programa de desdobramento BUNKI oferece, a fim de obter a melhor resposta em campos de nêutrons. Para o tipo de detector e as condições de referência utilizadas, foi definido o procedimento utilizando-se os seguintes parâmetros de entrada:

- ✓ o algoritmo de desdobramento SPUNIT;
- ✓ a matriz resposta SAN4 para qualquer espectro;
- ✓ a distribuição Maxwelliana para espectros que apresentam formas semelhantes a esta distribuição;
- ✓ os valores dos mesmos parâmetros de ajuste sugeridos por Lowry e Johnson (1984a);
- ✓ o fator de calibração mais apropriado de acordo com a energia média do espectro;
- ✓ seis detectores com esferas de 5,08 cm, 7,62 cm, 12,70 cm, 20,32 cm, 25,40 cm e 30,48 cm de diâmetros, com a possibilidade de redução para cinco detectores retirando a esfera de 20,32 cm quando necessário.

A forma do espectro de $^{238}\text{PuBe}$ é muito semelhante do espectro de $^{241}\text{AmBe}$, pois os nêutrons são obtidos a partir da reação $^6\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$. Portanto foi utilizada como solução inicial a mesma distribuição Maxwelliana definida para o espectro de $^{241}\text{AmBe}$ para gerar o espectro de $^{238}\text{PuBe}$.

Como não foi determinado um fator de calibração para este espectro de $^{238}\text{PuBe}$, o resultado de saída do programa BUNKI serviu, inicialmente, apenas para obter a energia média e verificar a forma do espectro de $^{238}\text{PuBe}$. Assim, com a energia média, foi possível estimar um fator de calibração a partir da relação encontrada dos fatores de calibração obtidos dos espectros de referência com suas energias médias (Equação 6) conforme mencionado no capítulo anterior (item 3.2.6). Esses dados podem ser observados na Tabelas 4.6. Na Figura 4.7 é apresentada a curva que representa esta relação, onde se observa um comportamento parabólico com um suave declínio do fator de calibração até uma energia média de 5,0 MeV aproximadamente. Este

comportamento ocorre porque o programa BUNKI responde melhor para os espectros mais duros que possuem energia média de 4 a 5 MeV aproximadamente, obtendo assim o menor fator de calibração.

Tabela 4.6. Fatores de calibração obtidos para cada espectro e suas respectivas energias médias.

Espectros	Fator de Calibração	Energia Média (MeV)
²⁴¹ AmBe	2,35 ± 0,07	4,44
²⁵² Cf	2,44 ± 0,19	1,92
²⁵² Cf+D ₂ O	2,56 ± 0,21	0,90

A incerteza padrão combinada para o fator de calibração foi estimada a partir da incerteza padrão da fluência integral de referência fornecida pelo LN/LNMRI-IRD e da incerteza padrão combinada da fluência integral experimental obtida em todo processo de medição e desdobramento. Os valores são: 8,4% para o espectro de ²⁵²Cf+D₂O; 7,8% para o ²⁵²Cf; e 3,0% para o ²⁴¹AmBe. Observa-se que o espectro de ²⁴¹AmBe apresentou a menor incerteza nos resultados para o fator de calibração. Isto ocorre porque o programa responde melhor para os espectros mais duros, conforme comentado no parágrafo anterior. Observa-se também uma pequena variação nas incertezas nos resultados dos espectros de ²⁵²Cf e do ²⁵²Cf moderado. Isto ocorreu devido à moderação da D₂O, que fez reduzir a taxa de contagem para este espectro.

Portanto, a partir da energia média obtida através do programa, pôde-se estimar um fator de calibração adequado, por meio da Equação 6 obtida do ajuste polinomial apresentado na Figura 4.7, para obtenção da taxa de fluência experimental do espectro de ²³⁸PuBe a um metro de distância do detector,

$$F_c = 2,13 \times 10^{-2} E_m^2 - 1,72 \times 10^{-1} E_m + 2,69 \quad R^2 = 1,00 \quad (6)$$

onde:

F_c é o fator de calibração;

E_m é a energia média do espectro (em MeV); e

R^2 é o coeficiente de correlação, ou seja, é a proporção da variância do F_c que pode ser atribuída à variância da E_m .

O valor da taxa de fluência experimental obtida foi de $2,03 \times 10^6$ n/m²s para uma energia média de 4,38 MeV, correspondendo um fator de calibração de 2,349 que é

praticamente o mesmo valor encontrado para o espectro $^{241}\text{AmBe}$. Isto mostra que a variação da energia média contribui muito pouco para a variação do fator de calibração, de modo que de uma estimativa com apenas uma casa decimal para o valor da energia média obtém-se excelentes resultados para a taxa de fluência.

Como a energia média dos espectros de $^{241}\text{AmBe}$ e $^{238}\text{PuBe}$ é bem próxima uma da outra, foi utilizado o mesmo coeficiente de conversão do $^{241}\text{AmBe}$ ($3,91 \times 10^{-14} \text{ Sv} \cdot \text{m}^2$) para estimar a taxa de equivalente ambiente do $^{238}\text{PuBe}$. Foi obtido um valor de $286 \pm 9 \text{ } \mu\text{Sv/h}$ a um metro de distância do detector, que apresentou uma incerteza padrão combinada relativa de aproximadamente 3,3% obtida conforme o modelo apresentado no subitem 4.4 deste capítulo. O valor de referência adotado para a taxa de fluência do espectro de $^{238}\text{PuBe}$ foi obtido a partir do monitor de nêutrons Thermo Eberline ESM FH40G-L, onde se pôde encontrar um valor de $311 \pm 14 \text{ } \mu\text{Sv/h}$, mantendo-se a mesma geometria utilizada no processo de medição com o EB, onde a incerteza padrão combinada relativa é aproximadamente 4,6%. Este valor de incerteza também foi obtido conforme o modelo apresentado no subitem 4.4, combinando-se as fontes de incerteza identificadas no processo de medição para o monitor de nêutrons: desvio padrão da média a partir de um conjunto de médias (0,5%); posicionamento fonte e detector (0,5%); estimativa fornecida pelo laboratório secundário LN/LNMRI-IRD (4,5%); e as condições ambientais do LBE (0,5%). Dos resultados de referência e experimentais, verifica-se uma diferença percentual de 8% do valor de referência.

A Figura 4.8 apresenta a forma do espectro de $^{238}\text{PuBe}$ a partir da metodologia padrão obtida. A curva tem um máximo em 7,41 MeV e apresenta características muito semelhantes a curva obtida com a matriz SAN4 para o espectro de $^{241}\text{AmBe}$ (Figura 4.1).

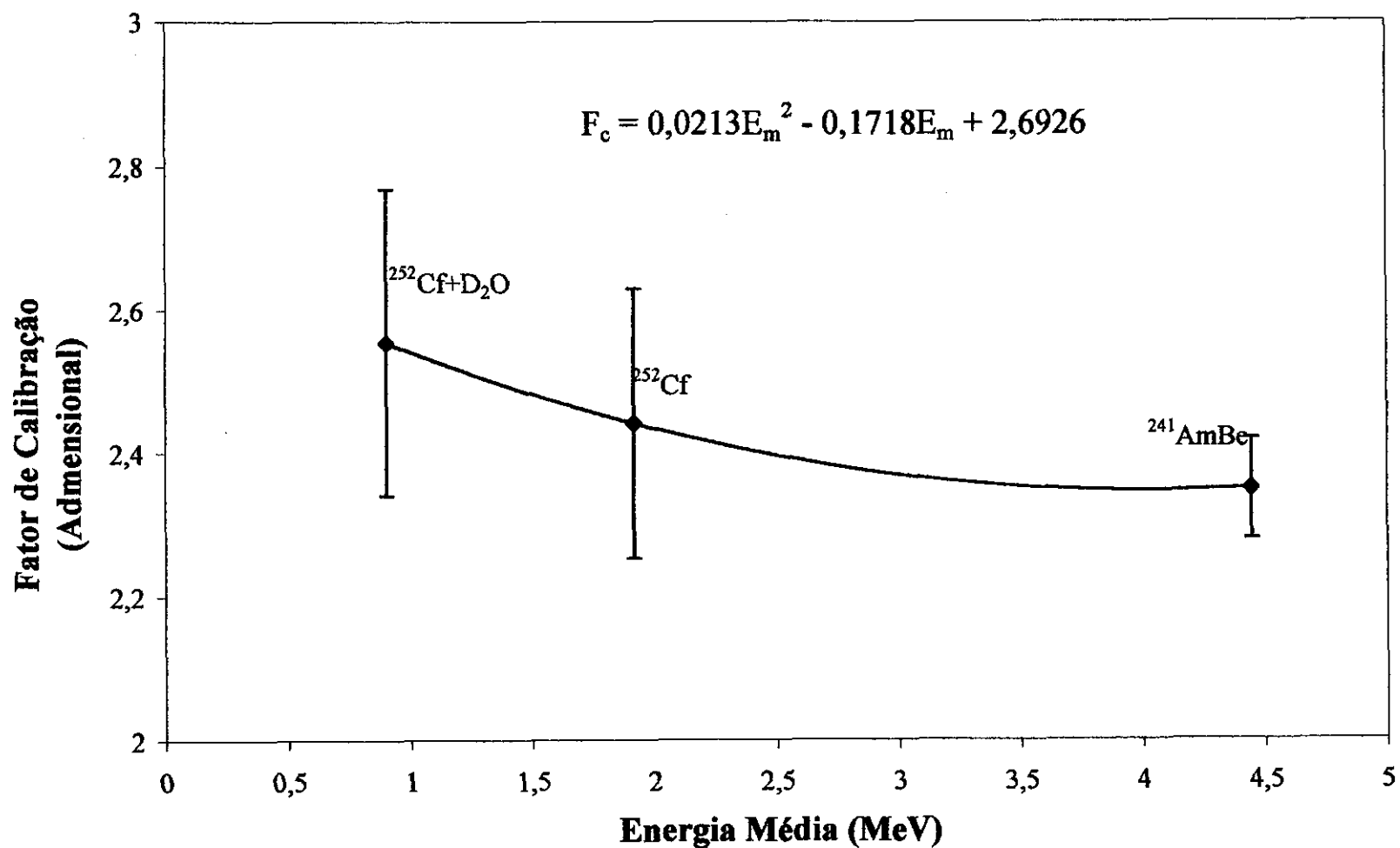


Figura 4.7. Relação da energia média do espectro com o fator de calibração.

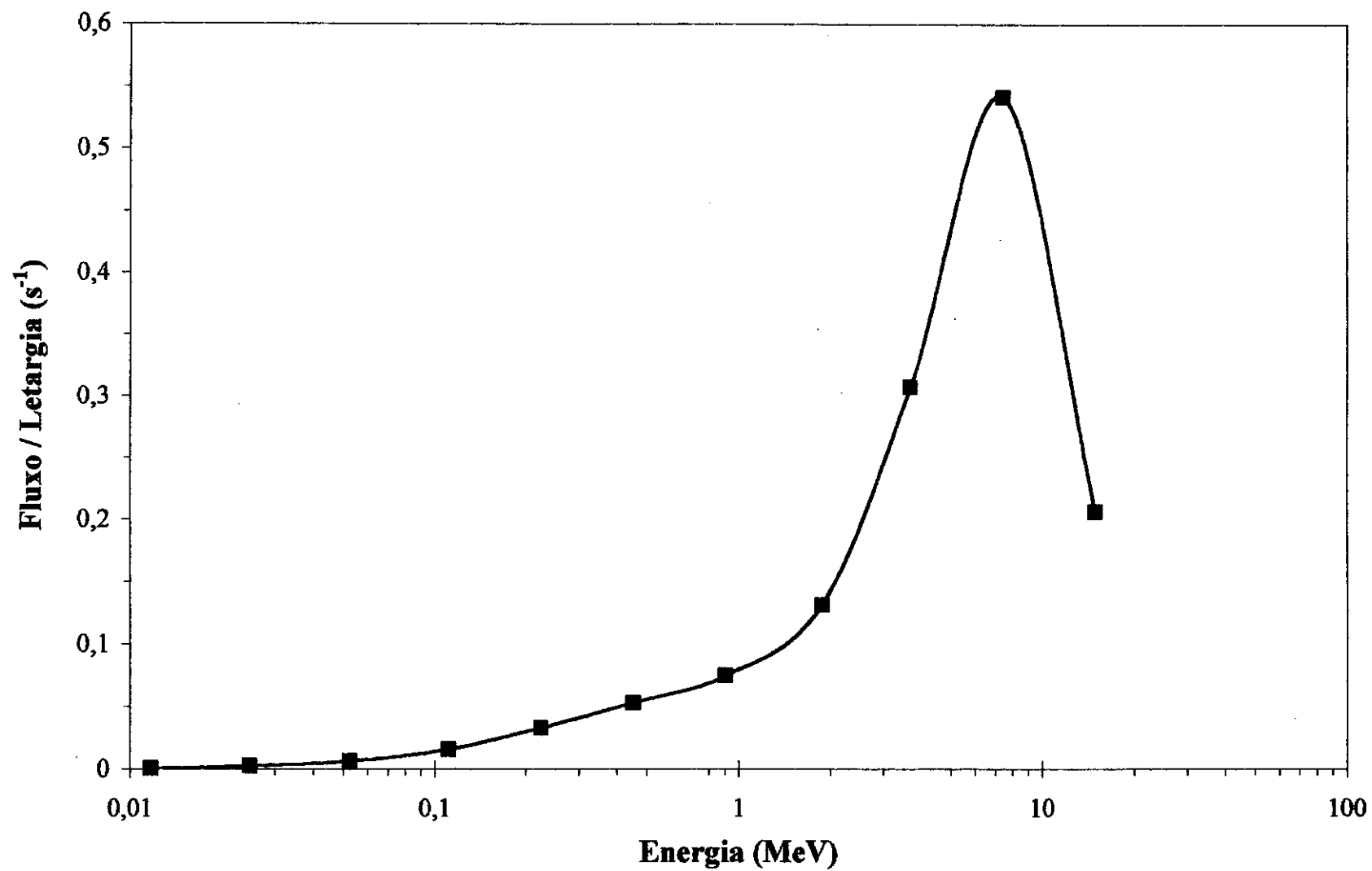


Figura 4.8. Espectro obtido da fonte de ²³⁸PuBe utilizando a matriz SAN4.

CAPÍTULO 5

CONCLUSÕES

5.1. Parâmetros de Entrada do Programa BUNKI

Os parâmetros de entrada escolhidos do programa BUNKI mostraram-se adequados nos espectros de referência estudados. Isto foi verificado com os resultados obtidos da matriz resposta SAN4 que melhor ajustou os dados das esferas conforme visto no subitem 4.2 do capítulo 4, onde é apresentado um espectro bastante representativo para cada condição de referência da ISO8529-1 (2001).

5.2. Otimização no Processo de Medição

É possível reduzir o tempo de medição sem comprometer os resultados, retirando-se a esfera de 20,32 cm de diâmetro. Isto acontece porque a forma obtida do espectro sem a esfera de 20,32 cm tem uma representação muito próxima da forma do espectro encontrado com todas as seis esferas, para o espectro cuja energia média seja superior a 0,9 MeV.

5.3. Resposta do Sistema de Detecção Utilizado

5.3.1. O Programa BUNKI

O Programa utilizado para desdobramento de espectros de nêutrons (BUNKI) responde melhor para os espectros mais duros, com energia média de 4 a 5 MeV. Isto foi observado a partir da relação encontrada dos fatores de calibração obtidos dos espectros de referência da ISO8529-1 (2001) com suas respectivas energias média, conforme observado na Figura 4.7. Este comportamento justifica os resultados para o espectro de ^{252}Cf moderado com D_2O obtidos de todas as matrizes em relação à forma

do espectro, conforme observado na Figura 4.3, onde são apresentadas as maiores discordâncias de cada matriz em relação à curva de referência da ISO8529-1 (2001).

5.3.2. Medições em Outros Campos de Nêutrons

É possível estimar um fator de calibração adequado para qualquer espectro desconhecido de nêutrons a partir da mesma relação encontrada dos fatores de calibração dos espectros de referência da ISO8529-1 (2001) com suas respectivas energias média. Equação 6.

Os resultados obtidos para o campo fora da referência ISO ($^{238}\text{PuBe}$), do EB utilizado a partir da metodologia padronizada adquirida e do monitor de área Eberline do LN/LNMRI-IRD, denotam uma boa resposta de todo o sistema de detecção padronizado, pois se observa uma diferença percentual entre eles de apenas 8%. O resultado de EB apresentou uma incerteza padrão combinada relativa de 3,3%, ficando abaixo do valor obtido com o monitor de área, que apresentou uma incerteza padrão combinada relativa de 4,6%.

CAPÍTULO 6

RECOMENDAÇÕES

No desenvolvimento deste trabalho foi observado que o sistema de detecção utilizado pode sofrer diversas modificações para sua atualização e aplicação. Sendo assim, seria interessante que fossem executados os seguintes trabalhos:

1. atualizar os coeficientes de conversão da ICRP 21 no programa de desdobramento de espectro para os coeficientes de conversão da ICRP 74, a fim de obter os resultados na saída do programa já na grandeza equivalente de dose ambiente.
2. estimar a incerteza padrão referente às flutuações provenientes das medições de cada detector, com o propósito de aumentar a confiabilidade dos resultados obtidos.
3. estudar novos materiais moderadores (tungstênio ou chumbo) com o polietileno, a fim de estender a resposta do sistema de detecção para maiores intervalos de energia até GeV.
4. utilizar o EB em outros campos de nêutrons (em centrais nucleares, em centros de radioterapia, etc), pois conhecendo os espectros, podemos obter por exemplo, os coeficientes de conversão mais adequados para monitoração individual.
5. simular a função resposta do detector de ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$ utilizando a técnica Monte Carlo, para o desenvolvimento de uma nova matriz resposta.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Alevra, A.V., 1994, "Accurate Neutron Fluence Measurements Using Bonner Spheres". Reactor Dosimetry ASTM STP 1228, H. Farrar IV, E.P. Lippincott, J.G. Williams and D.W. Vehar, p. 290-299, Eds. American Society for Testing and Materials, Philadelphia.
- Bell, S., 1999, "A Beginner's Guide to Uncertainty of Measurement". Measurement Good Practice Guide, nº 11, National Physical Laboratory – NPL, Teddington, Middlesex, United Kingdom.
- Bramblett, R. L., Edwing, R. I., Bonner, T. W., 1960, "A new type of neutron spectrometer". Nuclear instruments and Methods. Vol. 9 p. 1-12.
- Fernández, F., 2002, "Espectrometría de neutrones aplicada a la dosimetría", Radioprotección - Resvista de la Sociedad Española de Protección Radiológica, Vol. IX, Nº 34, p. 36-44.
- Fonseca, E. S. da, 1994, "Metodologia para determinação da dose absorvida por indivíduos irradiados com nêutrons", 90 f. Tese (Doutorado em Ciências) – Instituto de Biofísica Carlos Chagas Filho, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro.
- Goldhagen, P. et al, 2002, "Measurement of the Energy spectrum of Cosmic-ray induced neutrons aboard an ER-2 high-altitude airplane", Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, Section A, Vol. 476, p. 42-51.
- IAEA, 1982, "*Dosimetry for Criticality Accidents*", International Atomic Energy Agency. Technical reports series nº 211 p. 10. Vienna, Austria.
- IAEA, 1988, "*Guidelines on Calibration of Neutron Measuring Devices*", International Atomic Energy Agency. Technical reports series nº 285 Vienna, Austria.
- ICRP 74, 1995, "*Conversion Coefficients for use in Radiological Protection against External Radiation*", ICRP Publication 74, International Commission on Radiological Protection, p. 200.
- ICRP 21, 1971, "*Data for Protection against Ionizing Radiation from External Sources: Supplement to ICRP Publication 15*", ICRP Publication 21, International Commission on Radiological Protection, p. 12.
- ISO, 1998, "*Calibration of area and personal dosimeters and determination of response as a function of energy and angle of incidence*", International Organization for Standardization, ISO8529-3. Neutron Reference Radiation – Part 3.
- ISO, 2001, "*Characteristics and methods of production*", International Organization for Standardization, ISO8529-1. Neutron Reference Radiation – Part 1.

- ISOGUM, 1998, “*Guia para a expressão da incerteza de medição*”, International Organization for Standardization. Edição Revisada, Segunda Edição Brasileira.
- Johnson, T. L., Gorbics, S. G., 1981, “An Iterative Perturbation Method for Unfolding Neutron Spectron form Bonner Sphere Data”, Health Physics. 41, 859, Washington, USA.
- Lowry, K. A., Johnson T. L., 1984a, “Modifications to Iterative Recursion Unfolding Algorithms and Computer Codes To Find More Appropriate Neutron spectra”. NRL Memorandum Report 5340. Naval Research Laboratory. Washington, D. C.,USA.
- Lowry, K. A., Johnson T. L., 1984b, “The effect of the Choise of Response Matrix on Unfolded Bonner Sphere Spectra”. NRL Memorandum Report 5493. Naval Research Laboratory. Washington, D. C.,USA.
- Lemos Jr, R. M., Fonseca, E. S., 2001, “Medidas dos Espectros de Referência de Nêutrons com o Espectrômetro de Multiesfera de Bonner”, In: 1ª Jornada de Iniciação Científica – IRD/CNEN, p. 63-68, Rio de Janeiro, Dezembro.
- Lemos Jr, R. M., Fonseca, E. S., Pereira, W. W., 2003, “Medidas dos Espectros de Referência de Nêutrons com o Espectrômetro de Multiesfera de Bonner”, Congresso Brasileiro de Metrologia 2003, ST – 01/0308, Recife, Setembro.
- Nguyen, D. H., Bennett, R. G., 1972, “Measurement of Fast-and Thermal-Neutron Fluxes Using a Small LiI(Eu) Crystal Detector”. Nuclear Technology. Vol. 14 p. 284-291.
- Reginatto, M., Goldhagen, P., 1999, “MAXED, a Computer Code for Maximum Entropy Deconvolution of Multisphere Neutron Spectrometer Data”, Health Physics. 77, 579, Washington, USA.
- Routti, J. T., Sandberg, J. V., 1980, “General Purpose Unfolding Program LOUHI78 with Linear and Nonlinear Regularizations”. Computer Physics. Commun 21 p. 119-114.
- Thomas, D. J., Alevra, A. V.,2002, “Bonner Sphere Spectrometers – A Critical Review”, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, Section A, Vol. 476, p. 12-20.
- Thomas, D. J. et al, 1994, “Experimental Determination of the Response of four Bonner Sphere Sets to Thermal Neutrons”, Radiation Protection Dosimetry, Vol. 44, p. 227-232.
- Torres, M. M. C., 1996, “Nêutron Radiation Fields Outside Shielding at the Fermilab Tervatron”, 164 f. Dissertation (Doctor of Philisophy – Environmental Health Sciences) – University of Michigan, USA.

- Varela, A. et al, 1998, “The use of a Bonner sphere spectrometer for determining the spatial distribution of neutron fields.”, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, Section A, Vol. 428, p. 439-445.
- Vylet, V., 2002, “Response Matriz of an extended Bonner Sphere system”, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, Section A, Vol. 476, p. 26-30.
- Zaborowski, H. L., 1981, “Dosimétrie et Spectrométrie Neutroniques avec les Sphères de Bonner: Etablissement d’une Matrice Log-Normale de Référence”, CEA – 2241, Commissariat Energia Atomique – França.