

**UNIVERSIDADE FEDERAL DE PERNAMBUCO
CENTRO DE TECNOLOGIA E GEOCIÊNCIAS
DEPARTAMENTO DE ENERGIA NUCLEAR**

**PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM TECNOLOGIAS ENERGÉTICAS E
NUCLEARES (PROTEN)**

**ESPECTROMETRIA DE NÊUTRONS COM O SISTEMA DE ESFERAS DE
BONNER UTILIZANDO DETECTORES PASSIVOS TERMOLUMINESCENTES**

Joelan Angelo de Lucena Santos

**RECIFE – PERNAMBUCO – BRASIL
MAIO – 2006**

**Espectrometria de nêutrons com o sistema de esferas de Bonner
utilizando detectores passivos termoluminescentes**

Joelan Angelo de Lucena Santos

**ESPECTROMETRIA DE NÊUTRONS COM O SISTEMA DE ESFERAS DE
BONNER UTILIZANDO DETECTORES PASSIVOS
TERMOLUMINESCENTES**

Dissertação submetida ao Programa de Pós-graduação em Tecnologias Energéticas e Nucleares, do Departamento de Energia Nuclear, da Universidade Federal de Pernambuco, para obtenção do título de Mestre em Ciência, área de concentração: Dosimetria e Instrumentação Nuclear.

Orientador: Dr. Êudice Correia Vilela

RECIFE – PERNAMBUCO – BRASIL

MAIO – 2006

S237e Santos, Joelan Angelo de Lucena.

Espectrometria de nêutrons com sistema de esferas de Bonner utilizando detectores passivos termoluminescentes / Joelan Angelo de Lucena Santos. – Recife: O Autor, 2006.

56 folhas. : il., fig. tab.

Dissertação (Mestrado) – Universidade Federal de Pernambuco. CTG. Energia Nuclear, 2006.

Inclui bibliografia.

1. Energia nuclear – Dosimetria e Instrumentação nuclear.
2. Espectrometria neutrônica. 3. Espectrômetro de Bonner. 4. Detectores termoluminescentes. I. Título.

621.01448 CDD (22.ed.)

UFPE/BCTG/2007-88

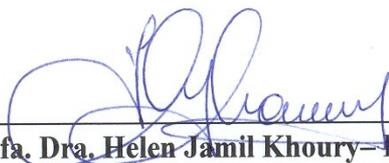
**ESPECTROMETRIA DE NÊUTRONS COM O SISTEMA DE
ESFERAS DE BONNER UTILIZANDO DETECTORES PASSIVOS
TERMOLUMINESCENTES**

Joelan Ângelo de Lucena Santos

APROVADO EM: 31.05.2006

ORIENTADOR: Prof. Dr. Êudice Correia Vilela

COMISSÃO EXAMINADORA:



Prof. Dra. Helen Jamil Khoury – DEN/UFPE



Prof. Dr. Evaldo Simões da Fonseca- CNEN/IRD-LNMRI



Prof. Dr. Frederico Antônio Genezini – CNEN/CRCN-DIAMB

Visto e permitida a impressão



Coordenador do PROTEN/DEN/UFPE

DEDICATÓRIA

Este trabalho é dedicado a todos que direta ou indiretamente, me ajudaram a chegar ao fim de mais uma jornada.

Aos meus pais, Josué e Graça, pelo amor incondicional, exemplo de vida, compreensão, e principalmente de coragem, que quero levar sempre comigo como maior lição aprendida.

Aos meus irmãos, Poliane, Jolisvan, e Pedro Ricardo, pelas provas de amor que sempre me dedicaram, me incentivando a lutar e nunca desistir nos momentos em que as dificuldades se mostravam quase que intransponíveis.

A minha esposa Isabel Cristina, que desde o momento que entrou na minha vida, me apoiou e estimulou a continuar me dedicando aos estudos, e vencer os obstáculos que a vida insiste em nos colocar à prova, pelos muitos momentos pelos quais não pude lhe dedicar a atenção devida, minhas sinceras desculpas.

Ao meu sogro e amigo Prof. José Gomes, por sua fé no meu trabalho e por acreditar no meu sonho.

AGRADECIMENTOS

A ti Deus, pela a imensidão do teu amor, e pelas tantas vezes que me colocaste em teus braços para que eu pudesse ultrapassar os mais difíceis obstáculos. Obrigado pela a Tua constante presença ao meu lado.

Ao Prof. Eudice Vilela, orientador deste trabalho, pelo exemplo de profissional que tem sido, amigo e incentivador constante ao meu crescimento profissional.

Aos meus tios e tias que sempre torceram pelo meu sucesso, especialmente a minha tia Mazinha que nos muitos momentos de oração sempre lembrou de mim.

A enorme lista de amigos que aqui eu falho em citar apenas alguns; José, Ribamar, Eduardo, Catarina, Severino, Dr. Chicão, Dr. Carlos, Ritinha, e tantos outros que estão sempre ao meu lado, e que tanto me ensinam. Vocês sempre me ajudaram!

A todos os amigos e profissionais do Centro Regional de Ciências Nucleares (CRCN/NE), que tanto contribuíram para o meu crescimento pessoal e profissional. Em especial ao amigo Alberto Teodósio, que mesmo nos momentos mais difíceis sempre se mostrou disposto a me ajudar e a me incentivar, dedicando muitas vezes seu precioso tempo.

E aos meus companheiros de estudo, que de uma forma ou de outra, sempre acreditaram no meu potencial, me incentivando a buscar o melhor e estudar sempre.

A todos os professores que contribuíram desde o princípio para a minha formação intelectual.

Ao CNPq pelo apoio financeiro.

SUMÁRIO

Página

LISTA DE FIGURAS.....	i
LISTA DE TABELAS.....	iii
RESUMO.....	iv
SUMMARY.....	vi
1. INTRODUÇÃO.....	1
1.1 Objetivo.....	2
1.2 Etapas do Trabalho.....	2
2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA.....	3
2.1 Nêutrons.....	3
2.1.1 Breve Histórico.....	3
2.1.2 Fontes de Nêutrons.....	4
2.1.2.1 Fissão Espontânea.....	4
2.1.2.2 Fontes Radioisotópicas (α , n).....	5
2.1.2.3 Fontes de Fotonêutrons.....	6
2.1.2.4 Aceleradores de Partículas Carregadas.....	6
2.1.2.5 Reatores Nucleares.....	6
2.1.3 Classificação dos Nêutrons em função da energia.....	7
2.1.3.1 Seção de Choque.....	8
2.1.3.2 Classificação Usual.....	11
2.1.3.3 Nêutrons Térmicos.....	11
2.1.3.4 Nêutrons Epitérmicos.....	12
2.1.3.5 Nêutrons Rápidos.....	12
2.1.4 Interação dos Nêutrons com a Matéria.....	12
2.1.4.1 Reação de Captura.....	13
2.1.4.2 Choques Elásticos.....	13
2.1.4.3 Choques Inelásticos.....	14
2.1.4.4 Reações Nucleares.....	14
2.2 Espectrometria de Nêutrons.....	14
2.2.1 Emulsão Nuclear.....	15
2.2.2 Técnica do Tempo de Vôo.....	16

2.2.3	Espectrômetro de Multiesferas de Bonner.....	16
2.2.3.1	O sistema.....	18
2.2.4	Princípios Gerais do Processo de Deconvolução do espectro com o sistema EB.....	20
2.2.4.1	Código de Deconvolução.....	22
2.2.5	Detectores Utilizados.....	23
2.2.5.1	Cintilador de ⁶ LiI(Eu).....	23
2.2.5.2	Detectores Termoluminescentes.....	24
3.	MATERIAIS E MÉTODOS.....	28
3.1	Arranjo Experimental.....	30
3.2	Programa Utilizado para Deconvolução.....	35
4.	RESULTADOS E DISCUSSÃO.....	36
5.	CONCLUSÃO.....	46
5.1	Sugestões para trabalhos futuros.....	47
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	48
	Anexo A.....	52
	Anexo B.....	53

LISTA DE FIGURAS

Figura 1: Núcleo de um reator nuclear (IEA-R1/IPEN-SP) (SBF).....	7
Figura 2: Representação da interação entre um feixe de nêutrons em uma superfície com N núcleos-alvo.....	8
Figura 3: Esquema simplificado do Espectrômetro de Bonner com o cintilador de ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$ (HANEY, 1999).....	1.8
Figura 4: Esquema simplificado de algumas possíveis interações do nêutron nas esferas do EB	19
Figura 5: Sistema de Detecção [${}^6\text{LiI}(\text{Eu}) + \text{FM}$].....	24
Figura 6: Curva de emissão TL típica do LiF (CAMPOS, 1998).....	26
Figura 7: Esferas de polietileno do sistema EB.....	28
Figura 8: Corte lateral do Laboratório de Nêutrons do CRCN/NE.....	31
Figura 9: Planta baixa do Laboratório de Nêutrons do CRCN/NE.....	31
Figura 10: Vista panorâmica do Lab. de Nêutrons do CRCN, onde se pode observar o arranjo para irradiações no ar e as blindagens das fontes de ${}^{241}\text{AmBe}$ existentes naquele laboratório	32
Figura 11: Esquema do arranjo experimental para irradiações dos detectores utilizando fonte de ${}^{241}\text{AmBe}$	33
Figura 12: Esquema fotográfico dos oito TLD separados por tipo e encapsulados em alumínio	33
Figura 13: Razão de carga obtida nas leituras dos pares de TLD700 e TLD600 para exposição à fonte de ${}^{137}\text{Cs}$ nas doses: 0.2 mGy, 0.5 mGy, 1 mGy, 1.5 mGy, 2 mGy e 3 mGy.....	37
Figura 14: Deconvolução da radiação de fundo utilizando as matrizes SAN4 e UTA4 e o espectro de referência. Espectro obtido com o detector ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$	38
Figura 15: Espectro de referência e o resultado das duas matrizes SAN4 e UTA4, utilizando o detector ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$	39

Figura 16: Espectro padrão de referência e as curvas obtidas com os resultados das matrizes resposta	40
Figura 17: Deconvolução da radiação de fundo utilizando as matrizes UTA4 e SAN4 em relação ao espectro de referência. Espectro obtido com detectores termoluminescentes.....	41
Figura 18: Espectro da leitura líquida utilizando os detectores termoluminescentes.....	42
Figura 19: Razão de contagem obtida com o detector de ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$ em função do diâmetro das esferas de polietileno.....	43
Figura 20: Razão de carga obtidas utilizando os pares de TLD como detectores de nêutrons térmicos em função do diâmetro das esferas de polietileno.....	44
Figura 21: Razão de contagem obtida com o sistema EB utilizando o ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$ e pares de TLD (VEGA-CARRILLO, 2002).....	45

LISTA DE TABELAS

Tabela 1: Leituras dos sete conjuntos esfera-detector utilizando o cintilador de ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$ e o sistema EB.....	53
Tabela 2: Leituras obtidas em nanoCoulomb (nC) com o conjunto de TLD600 exposto a fonte de ${}^{137}\text{Cs}$	54
Tabela 3: Leituras obtidas em nanoCoulomb (nC) com o conjunto de TLD700 exposto a fonte de ${}^{137}\text{Cs}$	54
Tabela 4: Relação obtida entre as médias de leituras dos TLDs e as doses as quais os conjuntos foram expostos.....	55
Tabela 5: Dados normalizados e deconvoluídos com as matrizes SAN4 e UTA4.....	56

Espectrometria de nêutrons com o sistema de esferas de Bonner utilizando detectores passivos termoluminescentes

Autor: Joelan Angelo de Lucena Santos

Orientador: Dr. Êudice Correia Vilela

RESUMO

Nêutrons são partículas sem carga que podem ser removidos do núcleo atômico por algum processo de rearranjo nuclear, e assim, apresentar um espectro em energia compreendido desde baixa energia ($E_n < 2 \times 10^{-7}$ eV) até alta energia ($E_n > 100$ MeV). Sabe-se no entanto que, a energia dos nêutrons pode variar significativamente dentro de um mesmo ambiente, o que torna a espectrometria neutrônica imprescindível para a sua correta medida e posterior avaliação de doses às quais os trabalhadores expostos a este tipo de radiação estão sujeitos.

Dos vários métodos utilizados para caracterizar o espectro neutrônico, o espectrômetro de multiesferas de Bonner é um dos sistemas espectrométricos mais utilizados. Conhecido como Espectrômetro de Bonner (EB), esse sistema é composto por um conjunto de esferas moderadoras, onde no centro de cada esfera é possível acomodar um detector de nêutrons térmicos.

Neste trabalho foram utilizados detectores termoluminescentes (TLDs) como detector de nêutrons. A escolha deste material deve-se ao fato do cintilador de ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$, por exemplo, não ser tão eficiente quando utilizado em campos mistos intensos, bem como pela necessidade de se utilizar equipamentos eletrônicos associados ao mesmo, o que dificultaria, por exemplo, sua utilização na realização de espectrometria neutrônica em altas cotas.

Assim, este trabalho tem como objetivo principal estabelecer uma metodologia para obtenção de espectros de nêutrons, utilizando o sistema de espectrometria de esferas de Bonner e, como detectores de nêutrons térmicos, detectores passivos termoluminescentes de fluoreto de lítio (LiF).

Neste trabalho foram utilizados oito detectores termoluminescentes, sendo quatro deles de TLD600, e os outros quatro TLD700. Cada conjunto esfera-detector foi exposto a uma fonte de ${}^{241}\text{AmBe}$, cuja taxa de emissão era $(4,46 \pm 0,08) \times 10^6$ n/s em 15/03/2006. As esferas foram então posicionadas a uma distância de (75 ± 1) cm da fonte, sendo essa distância recomendada para futuras calibrações de rotina de monitores de nêutrons.

Os TLDs utilizados, por serem sensíveis à radiação gama, tornou necessário a

determinação de um fator de correção para a resposta dos mesmos a esse tipo de radiação. Desta forma, eles foram expostos a uma fonte de ^{137}Cs , sendo o valor encontrado para este fator: $k = 1,07 \pm 0,08$. Esse fator permitiu que os dados obtidos com o espectrômetro fossem deconvoluídos corretamente utilizando o código computacional BUNKI.

Os resultados demonstraram que a metodologia estabelecida que utiliza um conjunto de pares detectores termoluminescentes para detecção de nêutrons térmicos, pode ser aplicada para a realização de espectrometria neutrônica com o sistema EB desde que a sensibilidade de tais detectores à radiação gama seja conhecida.

Palavras-chave: Espectrometria neutrônica; Espectrômetro de Bonner; Detectores termoluminescentes.

Neutron spectrometry with the Bonner Sphere System utilizing thermoluminescents passive detectors

Author: Joelan Angelo de Lucena Santos

Adviser: Dr. Êudice Correia Vilela

SUMMARY

Neutrons are particles without charge that can be removed from the nucleus by means of nuclear rearrangement processes. The resulting energy spectra vary since low energies ($E_n < 2 \times 10^{-7}$ eV) until high energies ($E_n > 100$ MeV). This spectra may be strongly altered inside the same environment due to materials or equipments present in. So that, to carry out neutron spectrometry is very important specially when considering the occupationally exposed workers dose evaluation.

Among the different existing methods to characterize a neutron spectrum, the Bonner Sphere Spectrometer (BSS), is one of the most employed system. This system is composed by a set moderators spheres in with is placed a thermal neutrons detector.

This work it was employed TLD materials – ${}^6\text{LiF}$ and ${}^7\text{LiF}$ – and a ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$. Although scintillators have a higher sensivity as neutron detector, their use in fields of neutron intensity is not reccomended. In this case the use of TLD materials is a reasonable option.

This work aim is to establish a methodology for obtaining neutrons spectra in high intensity neutron fields using the BS System with thermoluminescents detectors.

Eight thermoluminescents detectors – 4 ${}^6\text{LiF}$ and 4 ${}^7\text{LiF}$ – were place in the center of each sphere and irradiated to a ${}^{241}\text{AmBe}$ source, emission rate was $(4,46 \pm 0,07) \times 10^6$ n/s in 15/03/2006. These spheres center were placed (75 ± 1) cm from the geometrical center of the source, the same distance used for routine calibration in the neutron laboratory of CRCN.

Due to the TLD sensitivity to photons their response to this kind of radiation had to be investigates. In this way, they were exposed to a ${}^{137}\text{Cs}$ source and the correction factor to photon measured. This factor obtained value was: $k=1,07 \pm 0,08$. This factor determination enabled to correct the TL response to neutrons and gamma and to carry out the unfolding data with the BUNKI code.

Established methodology that uses thermoluminescent detectors with the Bonner Sphere System unfolded by BUNKI code allows to carry out neutron spectrometry in envoronmentals

with high flux of neutrons.

Keywords: Neutron spectrometry; Bonner spectrometer; Thermoluminescents detectors.

1. INTRODUÇÃO

Os nêutrons são partículas sem carga, descobertas por James Chadwick em 1932, e podem ser gerados basicamente por reatores nucleares, aceleradores de partículas, por fontes radioisotópicas, entre outros. Em cada caso, eles são removidos do núcleo de um átomo por algum processo de rearranjo nuclear, e, desta forma, podem apresentar um espectro em energia compreendido desde nêutrons de baixa energia ($E_n < 2 \times 10^{-7}$ eV) até nêutrons de alta energia ($E_n > 100$ MeV) [BYRNE, 1994].

É sabido, no entanto, que a energia dos nêutrons pode variar significativamente dentro de um mesmo ambiente, o que torna a espectrometria neutrônica imprescindível para a sua correta medida e posterior avaliação de doses às quais os trabalhadores expostos a este tipo de radiação estão sujeitos.

Contudo devido à distribuição contínua de energia dos nêutrons, existente na maioria dos espectros, torna-se difícil obter informações sobre o espectro neutrônico sem a existência de um sistema de moderação que possibilite a obtenção das características do mesmo e essas possam ser traduzidas em termos de fluência ou outras grandezas que interessem ao pesquisador.

Assim sendo, foi proposto por Bramblett e seus colaboradores, em 1960 [BRAMBLETT, 1960], o sistema de espectrometria de multiesferas de Bonner, mais comumente conhecido como Espectrômetro de Bonner (EB). Esse sistema é composto por um conjunto de esferas moderadoras, onde no centro de cada esfera é possível acomodar um detector de nêutrons térmicos.

A escolha de detectores termoluminescentes para realização da espectrometria, deve-se ao fato do cintilador de ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$, por exemplo, não ser tão eficiente quando utilizado em campos mistos intensos devido a questões relacionadas ao tempo morto do detector bem como pela necessidade de se utilizar equipamentos eletrônicos associados ao mesmo, o que dificultaria, por exemplo, sua utilização na espectrometria neutrônica em altas cotas.

Além de sua mobilidade e o fato do emprego crescente desses materiais na dosimetria neutrônica, outro fator preponderante para que os detectores termoluminescentes fossem selecionados para a realização deste trabalho é o que a combinação de fluoretos de lítio, tais como o ${}^6\text{LiF}$ e o ${}^7\text{LiF}$, permite que fótons e nêutrons térmicos sejam discriminados em campos mistos intensos.

1.1 Objetivo

Assim, o presente trabalho tem como objetivo principal estabelecer uma metodologia para obtenção de espectros de nêutrons, utilizando o sistema de espectrometria de esferas de Bonner e, como detectores de nêutrons térmicos, detectores passivos termoluminescentes de fluoreto de lítio (LiF).

1.2 Etapas do Trabalho

Para a realização deste trabalho as seguintes etapas foram observadas:

- Verificação da contribuição da radiação de fundo na resposta dos detectores termoluminescentes;
- Estabelecimento de uma metodologia para realização da espectrometria de nêutrons com detectores termoluminescentes e;
- Comparação dos resultados obtidos utilizando o sistema EB com detectores termoluminescentes, dados obtidos com a utilização de um detector de nêutrons térmicos ativo de ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$ e com os dados disponíveis na literatura.

2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

2.1 Nêutrons

2.1.1 Breve Histórico

Os nêutrons, partículas pesadas descobertas por James Chadwick em 1932, já haviam sido previstas por Ernest Rutherford em 1920 [EISBERG, 1979; KAPLAN, 1975], e foi alvo de diversas pesquisas realizadas nos mais avançados laboratórios europeus da época que estudavam e tentavam identificar uma radiação secundária muito penetrante gerada pelo impacto de partículas alfa do polônio com átomos de berílio.

Entre outros pesquisadores que desenvolveram experimentos à procura dessa partícula neutra, podem ser destacados além de Chadwick, os físicos alemães Bothe e Becker [BYRNE, 1994; BECKURTS, 1964] e também o casal francês Joliot-Curie [BYRNE, 1994].

A comprovação experimental da existência dos nêutrons foi obtida por Chadwick, que com os resultados do seu experimento realizado em uma câmara de nuvens, pôde medir a energia cinética dos átomos de hidrogênio lançados devido à colisão dos nêutrons com um alvo de parafina, observou-se então a produção de prótons, que permitiu que fossem detectados em virtude de sua carga elétrica. Esse estudo permitiu a estimativa da massa dessa partícula incidente até então desconhecida, e assim, segundo ele, “o nêutron revelou-se para nós!” [CHADWICK, 1935].

Chadwick admitiu que a massa dessa partícula era aproximadamente 1 u.m.a. e sua carga era nula [BYRNE, 1994], desta forma, foi possível afirmar que os nêutrons poderiam percorrer grandes distâncias através da matéria sem sofrerem qualquer interação; campos elétricos ou magnéticos externos não apresentavam efeitos sobre o seu movimento. Hoje sabe-se que o valor da massa do nêutron é 1,008665 u.m.a., possui spin igual a $1/2$, sua meia-vida livre é de 11,7 min. e que decai pela emissão de um próton, um elétron e um anti-neutrino [BECKURTS, 1964].

O descobrimento do nêutron teve importância primordial para o desenvolvimento das ciências nucleares, pois, devido aos fatos de não possuírem carga elétrica e massa elevada, são possuidores de propriedades que os tornam importantes nas mais diversas aplicações científicas e tecnológicas.

As fontes mais importantes de nêutrons são: a fissão espontânea, as fontes tipo (α , n), as fontes de fotonêutrons, os aceleradores de partículas, e os reatores nucleares. Podem ser incluídos ainda nesta relação os nêutrons de origem cósmica que agem como radiação de fundo [BAKALI, 2001].

Desde a sua descoberta verificou-se um crescimento considerável de técnicas utilizando nêutrons. Podem ser citados como exemplos de algumas dessas aplicações:

I. Técnicas Industriais: radiografia com nêutrons para controle de qualidade envolvendo materiais hidrogenados, prospecção de petróleo e outros [CASALI, 1995];

II. Aplicações em Medicina: tratamento de tumores usando a técnica denominada BNCT- Terapia por Captura de Nêutrons por Boro e aceleradores de partículas carregadas de alta energia, que geram como resíduos fótons de energia suficiente para produzir fotonêutrons [COELHO, 2003; CAMPOS, 2000];

III. Estudos científicos em desenvolvimento de reatores subcríticos, fusão, produção de energia, entre outros, além de pesquisas básicas realizadas nas mais diferentes áreas do conhecimento.

2.1.2 Fontes de Nêutrons

2.1.2.1 Fissão Espontânea

Vários dos elementos transurânicos apresentam uma alta probabilidade de sofrerem fissão espontânea e em cada evento de fissão, nêutrons rápidos são emitidos. Conseqüentemente uma pequena amostra desses elementos pode ser convenientemente utilizada como uma fonte isotópica.

A fonte mais comum de fissão espontânea é o ^{252}Cf , cuja meia-vida é de 2,65 anos [KNOLL, 2000]. As fontes de fissão espontânea são geralmente utilizadas como padrões para a calibração de outras fontes neutrônicas devido a suas propriedades inerentes tais como: pequenas dimensões e alta taxa de produção de nêutrons, o que as tornam praticamente pontuais, possuem ainda pouca produção de radiação gama residual. Sua maior desvantagem é o custo elevado, que por conseqüentemente dificulta sua aquisição por alguns laboratórios.

2.1.2.2 Fontes Radioisotópicas (α , n)

Fontes amplamente utilizadas, elas são obtidas a partir da mistura de um nuclídeo emissor alfa (^{226}Ra , ^{210}Po , ^{239}Pu , ^{241}Am) com outros elementos de número atômico menor que são utilizados como alvo (^4Be , ^3Li , ^{11}Na , ^9F) [KNOLL, 2000]. Os nêutrons são produzidos a partir de uma reação nuclear no material alvo que é bombardeado pela radiação oriunda deste radioisótopo.

A maior parte das fontes assim constituídas possui pequenas dimensões, geralmente entre 6 e 7 cm³ e com diferentes propriedades, por exemplo:

- Fontes de $^{226}\text{RaBe}$: emitem nêutrons com energia de cerca de 1 MeV até 13 MeV. Devido ao rádio possuir uma meia-vida longa (1600 anos) e outras características intrínsecas foi muito utilizada como uma fonte padrão de emissão de nêutrons, atualmente esta aplicação está em desuso, devido ao fato desta fonte possuir como uma de suas principais características uma alta taxa de produção de raios gama. [KNOLL, 2000; BECKURTS, 1964].
- Fontes de $^{210}\text{PoBe}$: produzem poucos raios gama, mas apresentam algumas desvantagens, como por exemplo, a emissão de nêutrons ser menor que a fonte $^{226}\text{RaBe}$ e a meia-vida do polônio ser pequena (~140 dias) [BECKURTS, 1964].
- Fontes de $^{239}\text{PuBe}$: possuem como característica principais sua meia-vida longa (o plutônio decai com meia-vida aproximada de 24000 anos) e assim como as fontes $^{210}\text{PoBe}$, apresentam baixa produção de raios gama de fundo e uma baixa emissão de nêutrons [BECKURTS, 1964].
- Fontes de $^{241}\text{AmBe}$: emitem nêutrons intensamente e possuem uma meia-vida longa (aproximadamente 433 anos); têm a desvantagem de possuírem dimensões grandes, com volume em torno de algumas dezenas de cm³, não sendo, portanto, consideradas pontuais quando utilizada na calibração de instrumentos dosimétricos, mas, devido ao seu baixo custo e à possibilidade de obtenção de altas taxas de emissão de nêutrons, são as mais utilizadas pelos centros de pesquisa e serviços de calibração [KNOLL, 2000; VILELA, 1996; BECKURTS, 1964].

2.1.2.3 Fontes de Fotonêutrons

São muito utilizadas devido ao fato que os nêutrons produzidos são praticamente monoenergéticos. Estas fontes são preparadas da mesma forma que as do tipo (α , n). A diferença é que são usados apenas dois nuclídeos como alvo, o berílio (^7Be) e o deutério (^2H) e os emissores de raios gama geralmente utilizados são ^{56}Mn , ^{124}Sb , ^{72}Ga , ^{140}La e ^{24}Na [KNOLL, 2000; BYRNE, 1994].

Essas fontes têm como desvantagem a meia-vida curta dos gama emissores e a alta emissão de raios gama de fundo, que devido ao seu poder de penetração, faz com que a execução de trabalhos com essas fontes requeira medidas especiais de radioproteção [BECKURTS, 1964].

2.1.2.4 Aceleradores de Partículas Carregadas

Os nêutrons podem ser produzidos ainda utilizando-se os aceleradores de partículas através do choque das mesmas com átomos de hidrogênio ou seus isótopos e outros núcleos pesados. As reações mais utilizadas são aquelas que utilizam íons positivos, tais como prótons ou dêuterons que incidem sobre os alvos, sendo as mais comuns: $^9\text{Be}(d,n)^{10}\text{B}$, $^3\text{H}(d,n)^4\text{He}$, $^2\text{H}(d,n)^3\text{H}$, $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ e $^2\text{H}(p,n)^3\text{He}$. Os nêutrons oriundos dessas fontes são, aproximadamente, monoenergéticos quando as condições experimentais são bem controladas [BAKALI, 2001].

É importante salientar que reações como (γ , n) ou (X, n) podem ser empregadas pois a maioria dos materiais possuem o limiar de energia maior que 8 MeV para que ocorra a emissão de nêutrons, porém por suas características o berílio e o deutério produzem nêutrons quando bombardeados com γ ou raios-X de energias 1,66 MeV e 2,20 MeV respectivamente [MENEZES, 2000].

2.1.2.5 Reatores Nucleares

São instalações que utilizam a reação nuclear de fissão de forma controlada. Os reatores podem ser divididos em dois grupos: os reatores de potência, usados como propulsores ou para a geração de energia elétrica, e os reatores de pesquisa, utilizados em experimentos e/ou para a produção de radioisótopos utilizados na medicina nuclear.

Um reator nuclear pode gerar feixes neutrônicos com intensidades entre 10 e 100 vezes

maiores que as fontes anteriormente citadas, suas principais desvantagens são o alto investimento inicial, a falta de mobilidade, bem como a elevada produção de raios gama.

Os nêutrons obtidos por essas fontes apresentam uma distribuição energética bastante ampla. Na Figura 1, é apresentado o núcleo do reator nuclear de pesquisa do IPEN/CNEN-SP.

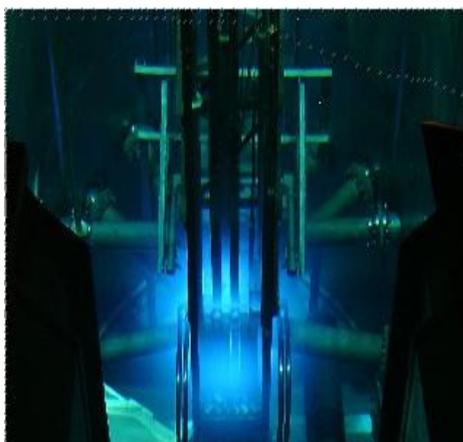


Figura 1: Núcleo de um reator nuclear (IEA-R1/IPEN-SP) (SBF).

2.1.3 Classificação dos nêutrons em função da energia

O amplo intervalo de energia atribuído aos nêutrons e a probabilidade de ocorrência das diversas formas de interações com a matéria, faz com que eles sejam comumente classificados de acordo com sua energia cinética inicial.

De fato, por não possuírem carga elétrica e não produzirem ionização diretamente é correto afirmar que a interação do nêutron com a matéria ocorre geralmente com os núcleos atômicos. Sendo a eficiência de interação do nêutron com um determinado material explicada quantitativamente através do conceito de seção de choque.

2.1.3.1 Seção de Choque

De forma generalizada pode-se definir a seção de choque como a probabilidade de ocorrer uma colisão entre duas partículas em colisão e portanto, quanto maior a seção de choque maior a probabilidade de interação.

Para que o conceito de seção de choque seja mais facilmente compreendido deve-se supor que n núcleos-projéteis sejam lançados sobre núcleos-alvos distribuídos em uma lâmina cuja espessura seja Δx e sua área S contenha N núcleos/cm³ como pode ser observado na Figura 2. O número de núcleos que se apresentam para a reação com o fluxo incidente será dado pelo produto $N \cdot S \cdot (\Delta x)$.

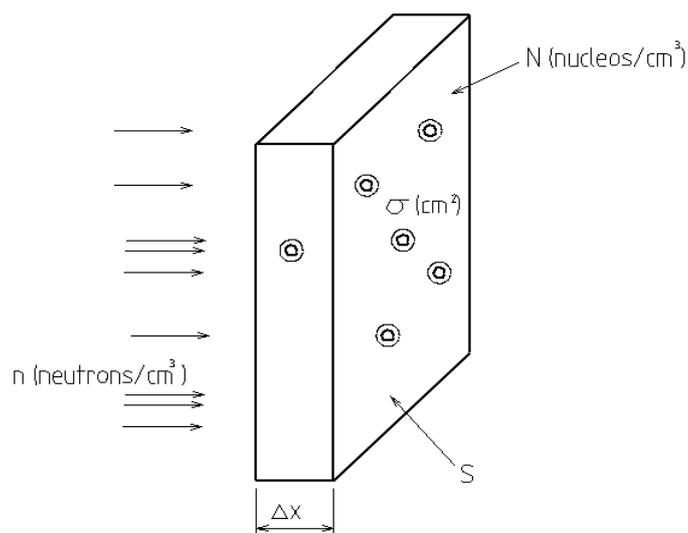


Figura 2: Representação da interação entre um feixe de nêutrons em uma superfície com N núcleos-alvo.

Associando o fenômeno da reação com o de colisão, pode-se considerar que a área total suscetível a colisão é expressa por:

$$\sigma \cdot N \cdot S \cdot (\Delta x) \quad (1)$$

Onde σ é uma constante de proporcionalidade, que depende da natureza dos núcleos e das energias envolvidas no processo. No caso de colisão, σ seria a área exposta de cada núcleo ou como comumente denominada a seção de choque microscópica. Como se trata de uma reação nuclear, que nem sempre pode ocorrer mesmo que os núcleos se encontrem, o valor de σ pode ser associado à maior ou menor probabilidade de ocorrência da reação.

A probabilidade de ocorrência de uma reação é dada então pela relação entre a área de colisão e a área total de incidência do feixe [CONSTANTI, 1981].

$$P = \frac{\sigma \cdot N \cdot S \cdot (\Delta x)}{S} = \sigma \cdot N \cdot (\Delta x) \quad (2)$$

Do ponto de vista macroscópico, pode-se compreender a interação do nêutron com a matéria através da atenuação que um feixe colimado sofre ao atravessar um material de espessura Δx e com um coeficiente de atenuação $\Sigma_T(\mathbf{v})$ que representa a probabilidade de ocorrer qualquer tipo de interação por unidade de caminho percorrido para nêutrons com velocidade \mathbf{v} . Este coeficiente é denominado seção de choque total macroscópica, e dado pela seguinte relação:

$$\Sigma_T(\mathbf{v}) = N \cdot \sigma_T(\mathbf{v}) \quad (3)$$

Quando se discute a razão das reações induzidas por nêutrons, é conveniente introduzir o conceito de fluxo neutrônico. Ao serem considerados nêutrons monoenergéticos ou com velocidade constante \mathbf{v} , o produto $\mathbf{v} \cdot \Sigma$ representa a frequência de interação para o processo para o qual Σ é a seção de choque macroscópica. A densidade de reação é definida por $\mathbf{n}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{v} \cdot \Sigma$, onde $\mathbf{n}(\mathbf{r})$ é o número de nêutrons para um vetor posição \mathbf{r} e $\mathbf{n}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{v}$ é definido como o fluxo de nêutrons $\phi(\mathbf{r})$ cuja unidade é $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Desta forma, a densidade de reação é dada pelo produto do fluxo de nêutrons e a seção de choque macroscópica para a reação de interesse [KNOOL, 2000]:

$$P = \phi(\mathbf{r}) \cdot \Sigma \quad (4)$$

Essa relação pode ser generalizada para incluir a dependência energética do fluxo de nêutrons $\phi(r,E)$ e da seção de choque macroscópica $\Sigma(E)$, assim obtém-se:

$$P = \int_0^{\infty} \phi(r,E) \cdot \Sigma(E) dE \quad (5)$$

É fato porém que um dado núcleo geralmente possui uma seção de choque diferente para cada tipo de reação de nêutron da qual toma parte, juntamente com o fato de que cada seção de choque pode variar com a energia do nêutron. A seção de choque total Σ_t é a soma das seções de choque para absorção, Σ_a , e a seção de choque para espalhamento, Σ_s . Essa relação pode ser expressa pela equação 6:

$$\Sigma_t = \Sigma_a + \Sigma_s \quad (6)$$

Como as seções de choque são geralmente da ordem de 10^{-22} à 10^{-26} cm² por núcleo, essa grandeza é expressa na prática em termos de 10^{-24} cm² por núcleo, que é denominada de *barn* (abreviada pela letra *b*).

O valor absoluto de uma seção de choque para nêutrons depende consideravelmente da energia cinética dos nêutrons incidentes e das propriedades do nuclídeo alvo, sendo que os isótopos de um dado elemento podem apresentar diferentes seções de choque para nêutrons, especialmente para baixas energias [GLASSTONE, SESONSKE, 1994].

2.1.3.2 Classificação Usual

Uma das classificações mais utilizadas para nêutrons em termos de energia é apresentada abaixo, e são desta forma denominados:

- Nêutrons Térmicos : $E_n \leq 0,025 \text{ eV}$
- Nêutrons Epitérmicos : $0,025 \text{ eV} < E_n \leq 10 \text{ keV}$
- Nêutrons Lentos : $10 \text{ keV} < E_n \leq 100 \text{ keV}$
- Nêutrons Rápidos : $100 \text{ keV} < E_n \leq 10 \text{ MeV}$
- Nêutrons Relativísticos : $E_n \geq 10 \text{ MeV}$

Entretanto, para facilitar o estudo em dosimetria neutrônica, geralmente são consideradas apenas três faixas energéticas, onde é considerada a energia de corte do cádmio e classificados como¹ :

- Nêutrons Térmicos : $E_n \leq 0,4 \text{ eV}$
- Nêutrons Epitérmicos : $0,4 \text{ eV} < E_n \leq 100 \text{ keV}$
- Nêutrons Rápidos : $100 \text{ keV} < E_n \leq 20 \text{ MeV}$

2.1.3.3 Nêutrons Térmicos

Sendo a seção de choque de absorção (Σ_a) de nêutrons pequena para alguns materiais, comparada com a seção de choque de espalhamento, os nêutrons compreendidos neste intervalo energético perdem energia até que suas velocidades sejam comparáveis àquelas do movimento térmico dos átomos que corresponde à velocidade aproximada de 2200 m/s.

Ou seja, quando os nêutrons podem alcançar o estado em que suas energias estejam em equilíbrio com os átomos do material em que se movem, e seu comportamento pode ser explicado razoavelmente pela teoria cinética dos gases. Eles são então chamados de nêutrons térmicos, sua energia média é de aproximadamente 0,0253 eV a 293 K, e sua distribuição segue a estatística de Maxwell–Boltzman [BAKALI, 2001; BYRNE, 1994; BECKURTS, 1964].

¹ Hoje em dia se estabelece também o intervalo $E_n > 20 \text{ MeV}$ como sendo aquele de alta energia. Este intervalo foi acrescentado após a publicação da ICRP 60 [ICRP, 1991] que estabelece a necessidade de realização da dosimetria de nêutrons de alta energia.

$$\frac{dN}{N} = \frac{2 \cdot \pi^2}{(\pi \cdot k \cdot T)^{3/2}} \cdot e^{(-E/k \cdot T)} \cdot E^{1/2} dE \quad (7)$$

onde dN é o número de nêutrons com energia entre o intervalo compreendido entre E e $(E+dE)$; N o número total de nêutrons no sistema, k a constante de Boltzmann, e T a temperatura absoluta.

2.1.3.4 Nêutrons Epitérmicos

Os nêutrons epitérmicos resultam da colisão elástica dos nêutrons rápidos com materiais de baixo número atômico e a sua distribuição é proporcional ao inverso da velocidade ($1/v$) [BAKALI, 2001; BYRNE, 1994]. Esta região é também conhecida como aquela em que diversos processos de ressonância ocorrem.

2.1.3.5 Nêutrons Rápidos

Finalmente, os nêutrons rápidos são aqueles que possuem energia superior a algumas centenas de keV. Nesse intervalo de energia os nêutrons possuem energia suficiente para interagir com a grande maioria dos núcleos através de reações limiares, e não somente por captura neutrônica ou espalhamento [BAKALI, 2001; BYRNE, 1994].

2.1.4 Interação dos Nêutrons com a Matéria

A interação dos nêutrons com a matéria ocorre em um processo diferente ao das partículas carregadas e da radiação eletromagnética. Os nêutrons, por não possuírem carga elétrica e conseqüentemente, não interagem com os elétrons atômicos durante sua passagem através da matéria, não produzem ionização diretamente, o que os torna bastante penetrantes. E, ao contrário da radiação gama, as radiações secundárias são freqüentemente núcleos de recuo, principalmente para materiais hidrogenados.

Os processos mais comuns de interação dos nêutrons com a matéria são: reação de captura, choques elásticos, choques inelásticos e reações nucleares.

Esses como outros tipos de interações, dependem consideravelmente da energia cinética inicial do nêutron incidente e da seção de choque do material que ele atravessa.

Será apresentado de forma sucinta os quatro tipos de interações relevantes para este trabalho:

2.1.4.1 Reação de Captura

Esse tipo de reação ocorre com maior probabilidade quando os nêutrons possuem energia média comparável à energia dos átomos do meio em que se encontram. Desta forma, há a probabilidade de que os nêutrons que estão nas proximidades dos núcleos atômicos sejam capturados, formando um núcleo composto de número mássico ($A + 1$) em estado excitado, com energia entre 5 e 10 MeV, o que provoca a emissão de raios gama.

2.1.4.2 Choques Elásticos

Em um choque elástico, as leis ordinárias do momento aplicam-se como na colisão elástica de esferas de bilhar. As leis de conservação da quantidade de movimento determinam as relações entre a energia do nêutron incidente e a energia cedida ao núcleo de recuo. Se o núcleo que está sendo bombardeado for pesado este adquire pouca velocidade como resultado da colisão, mas sendo um próton, que possui aproximadamente a mesma massa do nêutron, esse se projeta com uma grande fração da energia inicial do nêutron, em média, $2/3$ desta energia é transferida para o próton, mas essa transferência energética pode chegar até 100% [ALEVRA, 1999].

Quando o nêutron interage com o hidrogênio, o núcleo adquire energia suficiente para se deslocar como partícula ionizante. Este comportamento do hidrogênio o torna interessante para definição de um dosímetro capaz de avaliar a contribuição da dose neutrônica [FRATIN, 1993].

Esta transferência de energia conduz os nêutrons a uma situação de equilíbrio termodinâmico com os núcleos do meio ambiente, o que permite que sejam capturados emitindo partículas carregadas ou fótons.

2.1.4.3 Choques Inelásticos

Quando um choque inelástico ocorre, a energia do nêutron não se conserva. Esse tipo de colisão acontece geralmente com núcleos médios ou pesados e envolve nêutrons com energia a partir de 1 MeV. Neste caso, o núcleo atingido fica em estado excitado e, conseqüentemente, emite raios gama para desexcitar-se. Os nêutrons perdem energia através de colisões de espalhamento inelástico com núcleos médios ou pesados, e através de colisões de espalhamento elástico com núcleos leves [BYRNE, 1994].

2.1.4.4 Reações Nucleares

Reação nuclear é a modificação da composição do núcleo atômico de um elemento, podendo transformar-se em um ou mais elementos distintos, esse processo ocorre espontaneamente em alguns elementos, porém é possível provocar uma reação mediante técnicas de bombardeamento de nêutrons.

Nesses processos, o nêutron incidente é capturado por um núcleo alvo e partículas, tais como prótons, deutério, partículas alfa, trítio, ou até o fissionamento do núcleo, além de raios gama que são emitidos [BECKURTS, 1964].

2.2 Espectrometria de Nêutrons

Com a descoberta do nêutron, observou-se que este se apresentava em um intervalo muito amplo de energia e por possuírem um comportamento particular em faixas energéticas distintas, os pesquisadores foram levados a caracterizar seu espectro em termos de energia.

Com o tempo, alguns sistemas de espectrometria foram elaborados e desde então, a espectrometria neutrônica tem contribuído com o desenvolvimento da física nuclear, tornando-se uma importante ferramenta em vários outros campos, como por exemplo, na tecnologia nuclear e na radioterapia.

Para a realização da espectrometria neutrônica existem alguns métodos utilizados tradicionalmente, os quais são geralmente divididos em cinco grupos de acordo com a literatura [BROOKS, KLEIN, 2002]. Esses métodos são assim separados de acordo com os princípios empregados para a detecção do nêutron ou no arranjo experimental utilizado para determinar sua energia.

- No primeiro método, o nêutron é espalhado e a energia do núcleo de recuo é medida (esse método é o mesmo que levou à descoberta do nêutron);
- O segundo método permite que seja obtida a energia das partículas carregadas emitidas a partir de uma reação nuclear nêutron-induzida;
- O terceiro método realiza a espectrometria dos nêutrons através do conhecimento de sua velocidade, método muito estudado e denominado de técnica do tempo de vôo;
- No quarto método a energia mínima do nêutron é determinada através do surgimento de um efeito da reação nêutron-induzida como por exemplo, um raio gama com energia bem definida;
- E finalmente, o quinto método vale-se da distribuição energética em um conjunto de detectores.

Independentemente do método empregado, a maioria dos sistemas de espectrometria utilizados nos laboratórios foram concebidos entre os anos 1960 a 1980 e conseqüentemente, aprimorados desde então. A seguir são apresentados alguns sistemas de espectrometria e seu princípio de funcionamento.

2.2.1 Emulsão Nuclear

A técnica se assemelha com a utilizada para realizar as emulsões fotográficas, com a ressalva de que os materiais utilizados na emulsão nuclear são sensíveis a nêutrons rápidos.

Os prótons de recuo produzidos pelo espalhamento elástico dos nêutrons rápidos com os átomos de hidrogênio presentes na emulsão provocam a ionização do meio. Ao longo do percurso os íons formam traços, que são resultantes das interações destes com os grãos de prata que constituem a emulsão. Após a revelação do filme, os traços podem ser observados e mensurados com a ajuda de um microscópio óptico [PINHEIRO, 2004].

2.2.2 Técnica do Tempo de Vôo

A técnica do tempo de vôo consiste em medir o tempo do vôo dos nêutrons em dois pontos cuja distância seja conhecida. Em um ponto é colocado um detector, geralmente um cintilador de lítio que apresenta um sinal temporal exato quando interage um nêutron; um segundo sinal temporal é obtido utilizando-se uma fonte pulsante.

O espectro de energia dos nêutrons é obtido através da distribuição de intervalos de tempo decorrido entre duas medidas em função de sua energia [PEURRUNG, 2000].

2.2.3 Espectrômetro de Multiesferas de Bonner

O sistema de espectrometria de multiesferas de Bonner é considerado como um dos sistemas de espectrometria que permitiu os maiores desenvolvimentos no campo da dosimetria neutrônica [ALEVRA, THOMAS, 2003; BROOKS, KLEIN, 2002; THOMAS, ALEVRA, 2002].

Entre os vários tipos de espectrômetros de nêutrons já desenvolvidos, o sistema de multiesferas, ou como é mais comumente denominado Espectrômetro de Bonner (EB), é um dos sistemas mais utilizados nos laboratórios, principalmente, devido à sua simetria esférica, que geralmente resulta em uma resposta quase isotrópica [AWSCHALOW, SANNA, 1985].

Este sistema pode abranger um intervalo de energia compreendido desde nêutrons térmicos (0,025 eV) até nêutrons rápidos (aproximadamente 20 MeV)², sendo também de fácil operacionalidade [BAKALI, 2001; ALEVRA, 1999].

O sistema EB foi desenvolvido por Bramblett, Ewing e Bonner em 1960 [BRAMBLETT, 1960], e consiste de um detector de nêutrons térmicos que é colocado no centro de um número variável de esferas moderadoras construídas geralmente de polietileno de alta densidade.

A variabilidade nas dimensões das esferas deve-se ao amplo intervalo de energia dos nêutrons, pois a sensibilidade de cada conjunto esfera-detector em um dado valor de energia, depende consideravelmente de seu diâmetro.

Conseqüentemente para uma esfera pequena, o grau de moderação e captura são baixos fazendo com que os nêutrons de baixa energia do espectro tenham razoável probabilidade de serem detectados, ao passo que nêutrons com energias mais altas tendem a escapar. Para as esferas com diâmetros maiores existe uma considerável moderação, como também captura, possibilitando que os nêutrons de alta energia possam ser detectados.

2 O sistema de esferas de Bonner pode, quando devidamente modificado, ser utilizado para a realização de espectrometria de nêutrons de altas energias (> 50 MeV) [ALEVRA, THOMAS; 2003].

Os detectores mais utilizados são contadores proporcionais do tipo $^{10}\text{BF}_3$, ^3He , e o detector de cintilação $^6\text{Li}(\text{Eu})$ que foi utilizado originalmente por Bramblett.

Podem ser citadas como vantagens do sistema de multiesferas:

- Princípio de operação simples;
- Abrangência de um grande intervalo energético;
- Resposta aproximadamente isotrópica;
- Alta sensibilidade aos nêutrons, sendo esta suficiente para medir taxas de equivalente de dose tão pequenas quanto as exigidas pela radioproteção;
- Discriminação de fótons e ruído eletrônico, desde que os tipos de contador utilizado e eletrônica associada sejam criteriosamente escolhidos.

2.2.3.1 O sistema

Cada esfera é individualmente exposta a uma fonte de nêutrons por um tempo pré-determinado, e os pulsos captados pela fotomultiplicadora são registrados em um analisador, que pode ser monocal ou multicanal, e as contagens obtidas podem ser armazenadas utilizando-se um computador [ALEVRA, THOMAS, 2003]. Pode-se descrever os elementos constituintes de um sistema de espectrometria de Bonner, considerando como detector o cintilador de ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$, observando o esquema simplificado apresentado na Figura 3.

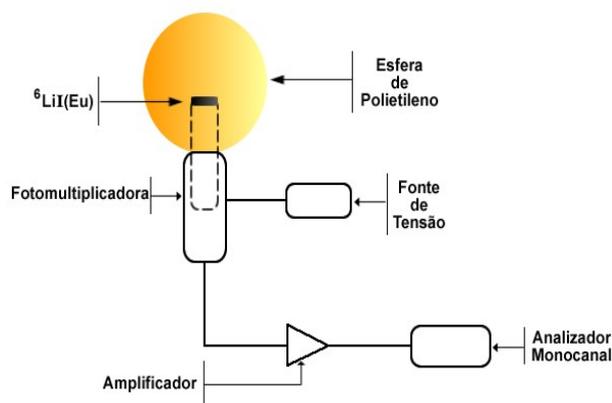


Figura 3: Esquema simplificado do Espectrômetro de Bonner com o cintilador de ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$ (HANEY, 1999).

A Figura 4 apresenta de forma esquemática, as possíveis interações dos nêutrons com uma esfera de polietileno do sistema de multiesferas.

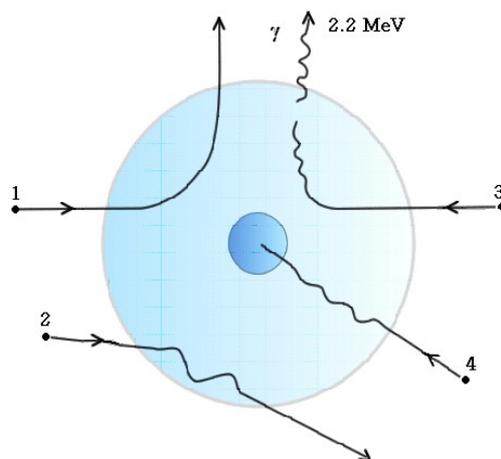


Figura 4: Esquema simplificado de algumas possíveis interações do nêutron nas esferas do EB (ALEVRA 2003).

Pode ser observado no caso do nêutron 1 que ele escapa da esfera após sofrer sua primeira interação, normalmente provocada por uma colisão elástica com um núcleo de carbono ou átomo de hidrogênio. O nêutron 2 também escapa da esfera, provavelmente termalizado, após sofrer algumas interações com os átomos do polietileno. Para que ocorram interações como essas, o nêutron deve possuir energia suficiente para dar início a reações do tipo (n, p), (n, d) ou (n, α) com o núcleo do carbono. O nêutron 3 sofre várias interações com o polietileno até ser finalmente termalizado mas, antes de ser capturado pelo detector de nêutrons térmicos é capturado por um núcleo de hidrogênio, o que em alguns casos resulta em um raio γ com energia em torno de 2,2 MeV. No caso do nêutron 4, esse é termalizado e consegue entrar na região onde está localizado o detector de nêutrons térmicos; surge desta forma, a probabilidade de detecção [ALEVRA, THOMAS, 2003; ALEVRA, 1999].

A probabilidade de ocorrência dos quatro tipos de interações possíveis depende da energia do nêutron incidente e do diâmetro de cada esfera.

Nas esferas menores, nêutrons de baixa energia podem sofrer os quatro tipos de interações apresentadas, e um número bastante expressivo consegue alcançar a região do detector de nêutrons térmicos e são então detectados, enquanto que nêutrons de alta energia conseguem escapar facilmente.

Já para as esferas com dimensões maiores, ocorre naturalmente muito mais moderação. Para os nêutrons de baixa energia que não conseguem escapar, a probabilidade destes serem capturados e ocorrer a emissão de um raio gama com energia bem definida é alta, o que leva a uma resposta consideravelmente baixa no detector. Já os nêutrons com alta energia são, em sua maioria, termalizados e detectados.

2.2.4 Princípios Gerais do Processo de Deconvolução do Espectro com o sistema EB

O sistema EB apresenta uma resolução pobre sendo a precisão do espectro de fluência dos nêutrons obtida por meio de deconvolução da leitura experimental, limitada em parte, pela escolha de uma matriz resposta conveniente [VEGA-CARRILLO, 1999].

As informações de um espectro de nêutrons não são obtidas diretamente como um resultado de contagem no detector. Cada esfera caracteriza um detector diferente, pois detecta nêutrons em diferentes intervalos de energia.

Desta forma, para solucionar o problema da deconvolução do espectro de nêutrons, o sistema EB é considerado como constituído por j esferas, e a relação entre a contagem do detector C_j , a função resposta do detector $R_j(E)$ e a fluência de nêutrons no j -ésimo detector $\Phi(E)$, é obtida solucionando a equação integral de primeira ordem conhecida como Integral de Fredholm [VEGA-CARRILLO, 2001]:

$$C_j = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \Phi(E) \cdot R_j(E) dE \quad j=1, 2, 3, \dots, m \quad (8)$$

Embora existam vários métodos para apresentar uma solução formal para esta equação, nenhuma delas é aplicável quando a função resposta $R_j(E)$ não é conhecida analiticamente, o que é o caso do sistema EB. Geralmente a função resposta é determinada experimentalmente ou analiticamente, e freqüentemente aproximada por uma matriz resposta com valores discretos.

De fato, este problema é resolvido com a solução de m equações lineares, dividindo o

intervalo de energia em N regiões definidas do espectro. Desta forma, a equação 9 pode ser escrita como [VEGA-CARRILLO, 2001; VEINOT, 1998]:

$$C_j = \sum_{i=1}^N R_{ij} \cdot \Phi_i \quad j=1, \dots, m \quad (9)$$

onde:

C_j é a contagem do j -ésimo detector;

R_{ij} é a resposta do j -ésimo detector para nêutrons no i -ésimo intervalo de energia;

N é o número total de intervalos de energia; e

Φ_i é a fluência de nêutrons para o i -ésimo intervalo de energia.

A função resposta pode ser substituída pela matriz abaixo representada [LEMOS JUNIOR, 2004]:

$$[R_{ij}] = \begin{bmatrix} R_{11} & R_{12} & \cdots & R_{1N} \\ R_{21} & R_{22} & \cdots & R_{2N} \\ R_{31} & R_{32} & \cdots & R_{3N} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ R_{m1} & R_{m2} & \cdots & R_{mN} \end{bmatrix} \quad (10)$$

Cada linha da matriz representa um detector, ou seja, a medida realizada com uma esfera e cada termo representa as contagens referentes à faixa energética para este detector. O conjunto que representa a resposta do detector é também chamado de matriz resposta e esse obstáculo existente para obtenção e caracterização do espectro contínuo de nêutrons, dificulta a obtenção de medidas com uma exatidão satisfatória [LEMOS JUNIOR, 2004].

Com o avanço dos sistemas computacionais, muitos pesquisadores buscam atualmente melhores resultados no processo de deconvolução de espectros com o desenvolvimento de novas matrizes que representem um espectro de nêutrons abrangendo maiores intervalos de energia e, conseqüentemente, melhorando a resposta em termos de fluência [BROOKS, KLEIN, 2002].

2.2.4.1 Código de Deconvolução

A deconvolução dos espectros de nêutrons não é fácil de ser realizada, e é geralmente obtida utilizando códigos computacionais ou softwares desenvolvidos especificamente para este fim. Esses códigos procuram chegar ao espectro de nêutrons no ambiente em estudo a partir de espectros de referência facilmente encontrados na literatura [ISO, 1989].

Vários programas foram desenvolvidos para realizar o desdobramento do espectro podendo ser citados os códigos:

- FLUKA: desenvolvido inicialmente pelo CERN na década de 1960 e por ser um software livre sofreu várias atualizações até a versão atual. Este código faz simulação do espectro utilizando a técnica Monte Carlo [FLUKA, 2005];
- LOUHI78: Programa desenvolvido por Routti e Sandberg (1985), que utiliza um método matemático para a solução de um conjunto de equações lineares e deconvoluir o espectro de nêutrons;
- BONDI-97: Desenvolvido por Mukherjee (1999), utiliza redes neurais para resolver vários problemas matemáticos complexos e também obter o espectro de nêutrons;
- MAXED: Desenvolvido por Reginatto e Goldhagen (1999), aplica o princípio da entropia máxima para obtenção do espectro;
- BUNKI: Código aperfeiçoado por Lowry e Johnson (1984), obtém o espectro a partir de um ajuste linear utilizando o método dos mínimos quadrados, e permite, de modo interativo recursivo, que o usuário possa escolher uma matriz que melhor se adeque aos seus propósitos.

2.2.5 Detectores Utilizados

Como citado anteriormente, o sistema EB permite que seja colocado no centro de cada esfera um detector de nêutrons térmicos. Foi escolhido então para realização deste trabalho dois tipos de detectores, o cristal cintilador de ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$ e um par de detectores termoluminescente (TLD).

Os princípios gerais do processo de detecção desses materiais serão apresentados a seguir:

2.2.5.1 Cintilador de ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$

Os detectores de cintilação mais utilizados na espectrometria de nêutrons são os cristais de ${}^6\text{LiI}$, sendo utilizado originalmente por Bramblett e seus colaboradores em 1960, um cristal de iodeto de lítio enriquecido com európio [${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$], com 4 mm de comprimento e 4 mm de diâmetro [BRAMBLETT, 1960].

Segundo Bramblett, aproximadamente 80% dos nêutrons térmicos incidentes no cristal de ${}^6\text{LiI}$ são absorvidos em 1 mm de espessura, o que caracteriza o fato da detecção de nêutrons neste cristal apresentar essencialmente um efeito de superfície.

A interação do nêutron com o cristal cintilador ocorre pela reação ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$, a partícula alfa gerada nesta reação interage com a rede cristalina criando um estado transitório, de forma que para o cristal retornar ao estado fundamental, este emite fótons que são detectados por uma fotomultiplicadora acoplada e que resultam em um sinal elétrico conveniente de ser processado por um sistema eletrônico.

Apesar do seu tamanho relativamente pequeno favorecer a detecção do nêutron, devido ao efeito de superfície, a alta densidade e a presença do iodo fazem com que problemas de discriminação sejam evidenciados.

Na Figura 5 é apresentado uma representação de um sistema de detecção com o cintilador de ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$ acoplado a uma fotomultiplicadora.

A seção de choque do ${}^6\text{Li}$ para nêutrons térmicos combinado com o seu pequeno volume torna o detector praticamente insensível aos raios gama incidentes.



Figura 5: Sistema de Detecção [${}^6\text{Li}(\text{Eu}) + \text{FM}$].

2.2.5.2 Detectores Termoluminescentes

A técnica que se utiliza dos detectores termoluminescentes é uma ferramenta versátil para a avaliação da dose de radiação ionizante. E que se expande em aplicações nas áreas de saúde, proteção radiológica, datação geológica e arqueológica, entre outros.

A grande variedade de materiais cerâmicos e suas diferentes formas físicas permitem a determinação da qualidade da radiação em um intervalo de doses da ordem de μGy a kGy . Uma das maiores vantagens dos dosímetros termoluminescentes são as suas pequenas dimensões e o fato de não necessitarem de cabos ou equipamentos auxiliares durante a medida da dose, como consequência disso, eles são adequados para um grande número de aplicações [CAMPOS, 1998].

Alguns materiais termoluminescentes consistem em cristais, aos quais uma pequena concentração de impureza³ é adicionada como um ativador (como no $\text{CaSO}_4:\text{Mn}$ onde o manganês é o ativador ou ainda o ${}^{\text{N}}\text{LiF}:\text{Mg},\text{Ti}$, onde o manganês e o titânio são os ativadores).

Qualitativamente, o fenômeno de termoluminescência pode ser explicado com a utilização do modelo de bandas para os níveis de energia dos elétrons nos sólidos. Os materiais termoluminescentes são em geral, policristais iônicos, nos quais a banda de valência se encontra repleta de elétrons e a banda de condução vazia, ambas separadas por uma larga faixa de estados energéticos não permitidos aos elétrons, a denominada banda proibida

³ Impureza pode ser definido como todo átomo de uma espécie química estranha que esteja presente em um cristal completamente puro.

[McKEEVER, MOSCOVITCH, TOWNSEND, 1995].

Quando o policristal é exposto à radiação ionizante, são produzidos pares de elétrons e lacunas, os elétrons migram através do mesmo até se recombinarem ou sejam capturados em estados metaestáveis de energia, localizados na banda proibida e denominados armadilhas. Essas armadilhas são, no caso de alguns fósforos, capazes de reter os elétrons e as lacunas por longos períodos à temperatura ambiente.

Aquecendo-se posteriormente a amostra, os elétrons e/ou lacunas conforme o tipo de armadilha, obtêm energia térmica suficiente para escapar das armadilhas, permitindo que os elétrons migrem para a banda de condução e as lacunas sejam direcionadas para a banda de valência.

Esses elétrons migram para a banda de condução e podem movimentar-se livremente no cristal até a recombinação com as lacunas armadilhadas nesta banda, ocorrendo desta forma a probabilidade de um fóton ser emitido. No caso das armadilhas de lacunas serem mais rasas, estas são liberadas antes dos elétrons, seguem para a banda de valência e podem movimentar-se com liberdade pelo cristal até se recombinarem com os elétrons armadilhados, podendo haver também a emissão de luz [ROSA, 1978].

Pode-se afirmar que o processo termoluminescente envolve basicamente dois estágios, primeiro, o material é exposto à radiação e armazena a energia incidente. No segundo estágio, o material é aquecido e a energia armazenada é liberada em forma de luz.

Muitos fósforos apresentam um número grande de armadilhas com diferentes profundidades e suas curvas de emissão podem apresentar numerosos picos. A curva de termoluminescência é característica de cada material e exibirá diferentes picos de acordo com o material dopante existente em sua composição.

Como dito, a formação de um pico de emissão TL está relacionada com a probabilidade de escape do elétron da armadilha correspondente, ou seja, quando a temperatura do material é menor que a do pico considerado, poucos portadores de carga são liberados, e a luz emitida é fraca. Aquecendo-se o cristal, a probabilidade de escape aumenta, causando um aumento da emissão, que é máxima na temperatura do pico.

A intensidade da luminescência em função da temperatura é chamada curva de emissão luminescente termo-estimulada ou termoluminescente (TL) ou ainda curva de luminescência [CASTRO, 2002]. É apresentada na Figura 6 uma curva de emissão TL típica do fluoreto de lítio natural (${}^{\text{N}}\text{LiF:Mg,Ti}$).

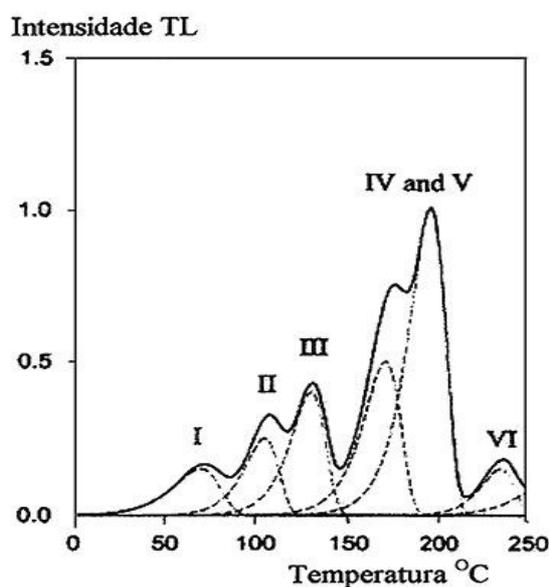


Figura 6: Curva de emissão TL típica do LiF (CAMPOS, 1998).

Os detectores termoluminescentes (TLD) são encontrados comercialmente em uma grande variedade de formas físicas, incluindo cristais, cilindros, “chips”, pó ou discos com base de PTFE (Teflon[®]). A forma mais popular é o chip de pastilhas prensadas, que no caso do LiF, possui como dimensões mais comuns: 0,3175 cm x 0,3175 cm x 0,0889 cm.

Gradativamente, os detectores termoluminescentes vêm substituindo os filmes dosimétricos, principalmente no uso em monitoração individual, uma vez que os filmes possuem algumas limitações tais como o desvanecimento da imagem, sensibilidade à umidade, reprodutibilidade pobre, intervalo limitado de dose e de sensibilidade, e a necessidade de instalação específica para sua revelação.

Uma vantagem significativa no uso dos materiais termoluminescentes é o fato de os mesmos poderem ser reutilizados inúmeras vezes, sem que isso implique na perda de suas propriedades dosimétricas.

Para que isso ocorra de forma adequada, são indicados tratamentos térmicos específicos para cada tipo de material, de forma que sejam restauradas suas propriedades originais, isto é, possam ser eliminados os sinais residuais [CAMPOS, 1998].

Os detectores termoluminescentes mais utilizados para detecção de nêutrons, provêm da

combinação de fluoretos de lítio (a combinação do ${}^6\text{LiF:Mg,Ti}$ com o ${}^7\text{LiF:Mg,Ti}$, ou ainda o ${}^6\text{LiF:Mg,Ti}$ com o ${}^{\text{N}}\text{LiF:Mg,Ti}$, também conhecidos como TLD600, TLD700 e TLD100, respectivamente).

O LiF, por suas características intrínsecas, não apresenta uma boa resposta para nêutrons rápidos, desta forma, para que este material seja utilizado como um detector de nêutrons é necessário que os nêutrons incidentes sejam termalizados, valendo-se para isso, de materiais hidrogenados como o polietileno ou parafina.

Isso pode ser explicado valendo-se da consideração que os nêutrons rápidos perdem energia rapidamente através de colisões elásticas com materiais de baixo número atômico, e que a probabilidade de captura neutrônica aumenta quando esses alcançam a região térmica. Assim sendo, pode-se concluir que a resposta do LiF aos nêutrons rápidos aumenta quando ele é devidamente envolto com materiais moderadores apropriados, tais como esferas de polietileno de alta densidade [CAMPOS, 1998].

É importante citar que devido à alta seção de choque do ${}^6\text{Li}$ (~945 barns) aos nêutrons térmicos, torna-o sensível tanto a fótons quanto a nêutrons, já o ${}^7\text{LiF}$ por possuir uma reduzida seção de choque aos nêutrons térmicos (~0,04 barns) devido à presença do ${}^7\text{Li}$, é sensível apenas aos fótons. Essa grande diferença na seção de choque leva a uma diferença também similar na sensibilidade do ${}^6\text{LiF}$ e ${}^7\text{LiF}$ como detectores de nêutrons térmicos, permitindo que a combinação de ambos seja utilizada na realização de espectrometria de nêutrons em campos mistos de radiação.

Finalmente, o ${}^{\text{N}}\text{LiF}$ é constituído por Li em abundância isotópica natural com seção de choque para nêutrons térmicos de aproximadamente 71 barns, também conhecido como Li-natural. Esse fluoreto apresenta em sua composição cerca de 7,4% de ${}^6\text{Li}$, o que propicia uma sensibilidade deste material para a detecção de nêutrons térmicos [McKEEVER, MOSCOVITCH, TOWNSEND, 1995].

A principal desvantagem desses detectores, de uma maneira geral é a sua baixa eficiência, o que acarreta um tempo maior de exposição para que esses cristais apresentem um limite mínimo detectável [McKEEVER, MOSCOVITCH, TOWNSEND, 1995].

3. MATERIAIS E MÉTODOS

Para a realização deste trabalho foi utilizado o sistema de espectrometria de esferas de Bonner fabricado pela LUDLUM Measurements Inc., Modelo 42-5, sistema este composto por seis esferas de polietileno de densidade $0,95 \text{ g.cm}^{-3}$, cujos diâmetros são: 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"), e por um detector de nêutrons térmicos, que é inserido no centro das esferas para realização das medidas. No caso da LUDLUM o detector fornecido é o cintilador de ${}^6\text{Li}(\text{Eu})$ [LUDLUM, 1989]. Esse conjunto permite a investigação do espectro com sete conjuntos esfera-detector, considerando a utilização do detector descoberto (detector sem o atenuador esférico de polietileno).

A Figura 7 apresenta o sistema de espectrometria de esferas de Bonner utilizando na realização deste trabalho existente no Laboratório de Nêutrons do Centro Regional de Ciências Nucleares (CNEN/CRCN-NE).



Figura 7: Esferas de polietileno do sistema EB.

Neste trabalho foram utilizados como detectores de nêutrons térmicos, oito detectores termoluminescentes (TLD), sendo quatro deles de ${}^6\text{LiF:Mg,Ti}$, e os outros quatro, ${}^7\text{LiF:Mg,Ti}$, também conhecidos como TLD600 e TLD700, respectivamente. Estes possuem as seguintes dimensões: 0,3175 cm x 0,3175 cm x 0,0889 cm e são produzidos pela Thermoelectron (1997).

Os valores das leituras dos detectores termoluminescentes utilizados, expressos em nanocoulomb (nC) foram obtidos com a utilização de uma leitora HARSHAW modelo 5500 cujo tratamento térmico aplicado para obtenção dos dados foram: taxa de temperatura de aquisição de 25°C/s e temperaturas de aquisição e “anneal” a 300°C ± 1°C, de acordo com a recomendação da BICRON (1993).

Os dois detectores, entretanto, por serem sensíveis à radiação gama, tornaram necessária a determinação de um fator de correção para a resposta dos mesmos a esse tipo de radiação.

De acordo com a literatura, quando ambos detectores são expostos a um campo misto de radiação, a leitura final dos pares de TLD é dada pela relação abaixo apresentada [VEGA-CARRILLO, 2002]:

$$R_{600}^{n+\gamma} = R_{600}^n + k \cdot R_{700}^{n+\gamma} \quad (11)$$

onde:

$R_{600}^{n+\gamma}$ é a leitura total obtida pelo TLD600;

R_{600}^n é a contribuição exclusiva dos nêutrons na leitura do TLD600;

$R_{700}^{n+\gamma}$ é a leitura total obtida pelo TLD700; e

k um fator de proporcionalidade, que está relacionado com a sensibilidade de ambos materiais à radiação gama.

Para obter o valor de **k**, os detectores termoluminescentes foram expostos a uma fonte de ${}^{137}\text{Cs}$, cuja taxa de kerma no ar é de $k = (31,05 \pm 0,05)$ mGy/h pertencente ao Laboratório de Césio da Divisão de Metrologia do CNEN/CRCN-NE.

As irradiações foram realizadas por meio de exposições no ar a 1 m de distância da fonte.

As leituras de dose obtidas com o TLD600 e o TLD700 permitiram estabelecer uma relação entre os mesmos, o que tornou possível a determinação do fator de proporcionalidade k .

A relação entre as respostas gama para os dois tipos de TLD pode ser descrita através da equação 13:

$$k = \frac{R_{600}^{\gamma}}{R_{700}^{\gamma}} \quad (12)$$

onde:

R_{600}^{γ} e R_{700}^{γ} são as respostas dos materiais TLD600 e TLD700 à radiação gama, respectivamente.

3.1 Arranjo Experimental

O arranjo experimental utilizado para as medidas com nêutrons foi montado no laboratório de nêutrons do CNEN/CRCN-NE. Esta sala possui 9,30 m de largura, 8,30 m de comprimento e 3,0 m de altura, construído em concreto, conforme apresentado de forma esquemática nas Figuras 8, 9 e 10.

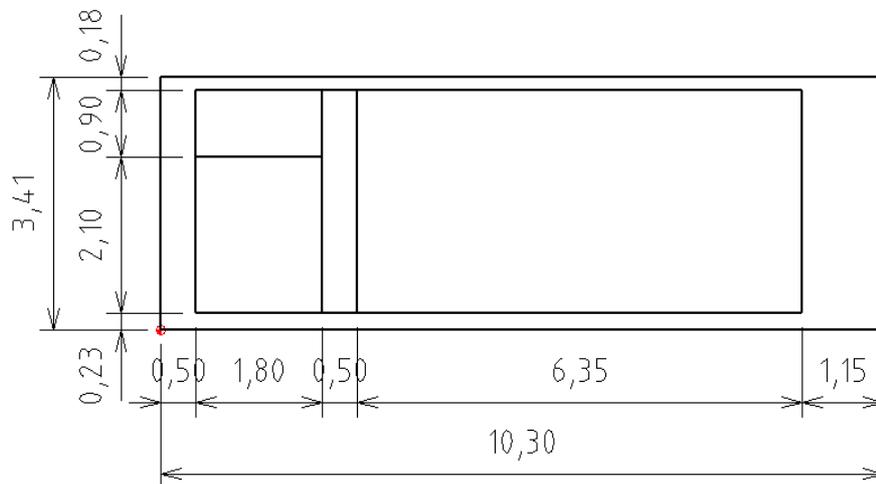


Figura 8: Corte lateral do Laboratório de Nêutrons do CRCN/NE.

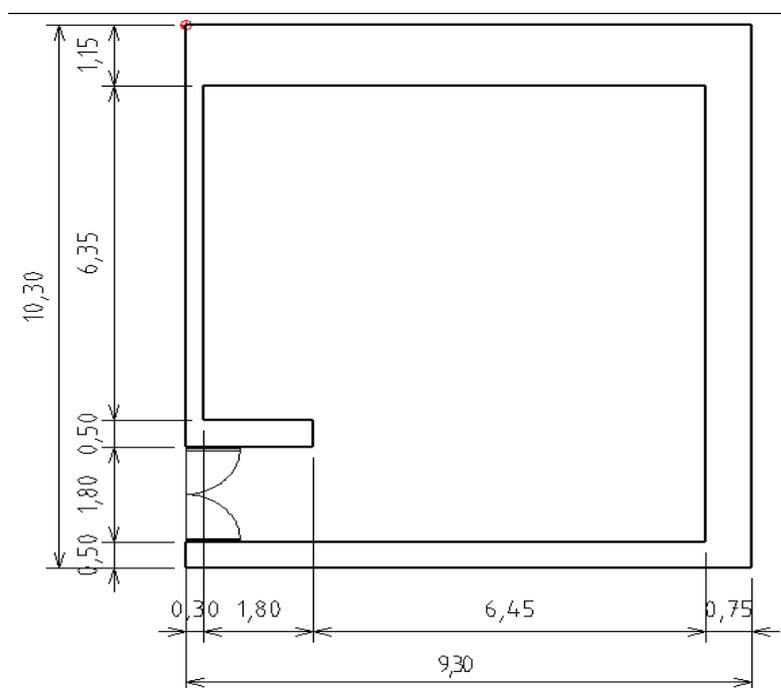


Figura 9: Planta baixa do Laboratório de Nêutrons do CRCN/NE.



Figura 10: Vista panorâmica do Lab. de Nêutrons do CRCN/NE, onde se pode observar o arranjo para irradiações no ar e as blindagens das fontes de $^{241}\text{AmBe}$ existentes naquele laboratório.

Cada conjunto que compõe o sistema de espectrometria, foi exposto a uma fonte de $^{241}\text{AmBe}$, de atividade 74 GBq (2 Ci) cuja taxa de emissão era $(4,46 \pm 0,08) \times 10^6$ n/s em 15/03/2006, devidamente calibrada pelo Laboratório de Nêutrons do Instituto de Radioproteção e Dosimetria (LN/IRD), em julho de 2005. Esta fonte é de propriedade do Departamento de Energia Nuclear da UFPE (DEN/UFPE).

O centro de cada esfera foi colocado a uma altura de (150 ± 1) cm do solo, utilizando um suporte de alumínio confeccionado para receber os detectores termoluminescentes e suportar as esferas do sistema espectrométrico. As esferas foram então posicionadas a uma distância de (75 ± 1) cm da fonte; essa distância está em conformidade com a recomendação da norma ISO 10647 (1996)⁴. Essa distância também consta no relatório CASMIN/IRD [IRD, 1999], sendo essa distância recomendada para futuras calibrações de rotina de monitores de nêutrons.

⁴ Convém citar que essa norma trata dos procedimentos para calibração e determinação da resposta dos instrumentos de medida de nêutrons utilizados em radioproteção.

O arranjo experimental pode ser observado na Figura 11.



Figura 11: Esquema do arranjo experimental para irradiações dos detectores utilizando a fonte de $^{241}\text{AmBe}$.

Os detectores termoluminescentes utilizados foram separados por tipo (TLD600 e TLD700) e envoltos em finas folhas de alumínio, cuja espessura é 0,017 mm (Figura 12), de modo que não se sobrepusessem e foram posicionados no centro de cada esfera moderadora.



Figura 12: Esquema fotográfico dos oito TLD separados por tipo e encapsulados em alumínio.

Foi realizado inicialmente um estudo da característica do espectro da radiação de fundo existente na sala de irradiações com a fonte de $^{241}\text{AmBe}$, utilizando para tanto o cintilador de $^6\text{LiI}(\text{Eu})$. Esse cintilador foi colocado no centro de cada esfera moderadora, sendo a ele associado um sistema eletrônico, o contador digital Modelo 2241-2, também produzido pela LUDLUM (2000).

A sensibilidade característica desse detector permitiu que cada conjunto esfera-detector fosse exposto à fonte de $^{241}\text{AmBe}$ pelo tempo de 3600 s. Sendo obtidas nas mesmas condições, as leituras da radiação de fundo (“background”) e as leituras com a exposição à fonte de $^{241}\text{AmBe}$.

Todos os dados obtidos com esse detector foram prontamente deconvoluídos com o código computacional BUNKI segundo as matrizes UTA4 e SAN4.

Após essa investigação preliminar com o cintilador de $^6\text{LiI}(\text{Eu})$, foram utilizados como detectores de nêutrons térmicos, os pares de TLD, em cada um dos sete conjuntos esfera-detector. E devido às características do sistema, cada conjunto foi exposto à fonte de $^{241}\text{AmBe}$ por um tempo pré-estabelecido.

O tempo de exposição foi determinado de acordo com a dimensão da esfera, por exemplo, a esfera de 5,08 cm (2”) de diâmetro foi exposta por um tempo de 234000 s (67 h) enquanto a esfera de 30,48 cm (12”) foi exposta por 1119718,8 s (~311 h). Esses intervalos de tempo relativamente longos impossibilitaram a repetição das exposições dos conjuntos esfera-detector à fonte de $^{241}\text{AmBe}$.

Para o correto processamento dos dados pelo programa de deconvolução, todas as leituras foram normalizadas em relação aos respectivos tempos de exposição.

Os gráficos dos espectros deconvoluídos foram traçados na unidade Fluência/Letargia x Energia (MeV), conforme os espectros de referência. A unidade letargia⁵ é geralmente adotada nos gráficos que apresentam curvas obtidas dos espectros de nêutrons com o objetivo de melhorar sua visualização.

As respostas obtidas foram comparadas com o espectro de referência apresentado na norma ISO-8529 (1989), essa norma exhibe espectros de referência utilizados na calibração de instrumentos de medição usados com fins de radioproteção.

5 Letargia é uma grandeza adimensional, porém conveniente para expressar a energia E do nêutron em relação

a sua energia inicial E_0 , então a relação pode ser expressa como: $Leth \equiv \ln \left(\frac{E_0}{E} \right)$.

3.2 Programa Utilizado para Deconvolução

O programa selecionado para deconvolução dos espectros foi o código computacional BUNKI que é escrito na linguagem FORTRAN e, como apresentado anteriormente, permite ao usuário, através de interatividade, escolher parâmetros que melhor se adequem à sua resposta.

Uma das solicitações de entrada de dados apresentadas pelo programa permite ao programador escolher a matriz resposta e o algoritmo de deconvolução, este último realiza um ajuste linear distribuindo a fluência neutrônica nos intervalos de energia pré-definidos, o que corresponde a cada coluna da matriz resposta.

O espectro deconvoluido é apresentado em um arquivo onde são exibidos os parâmetros de entrada utilizados no cálculo da deconvolução e ainda, a fluência integral, o equivalente de dose máximo, a energia média da fluência e a fluência de nêutrons em cada um dos vinte e cinco intervalos de energia.

O código oferece algumas matrizes para deconvolução são elas: SAN4, UTA4, MM60, MM65, UT13, SA13, LOGN e BARC, sendo as mais recomendadas pela literatura para serem utilizadas no processamento dos dados obtidos com detectores termoluminescentes e com o cristal ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$ as matrizes UTA4 e SAN4 [LEMOS JUNIOR, 2004; VEGA-CARRILLO, 2002; SWEEZY, 1998].

Um fator limitante quanto à escolha do programa BUNKI é que este não apresenta uma boa resolução, pois como esse código só oferece em seu arquivo de saída vinte e cinco intervalos de energia, compreendidos entre $4,14 \times 10^{-7}$ MeV a $1,492 \times 10^1$ MeV, faz com que sua resposta não corresponda tão bem ao espectro de referência [ISO, 1989].

A análise das respostas obtidas através das matrizes citadas teve como base, a comparação estatística dos eventos em relação aos intervalos de energia da curva de referência da ISO (1989).

4. RESULTADOS E DISCUSSÃO

Com as leituras obtidas através das exposições à fonte de ^{137}Cs em distintas doses, foi possível determinar a razão de resposta gama para os dois tipos de detectores termoluminescentes utilizados neste trabalho, essa razão é denominada fator de sensibilidade **k** pela literatura.

Esta constante é pouco dependente da energia dos raios gama, e pode ser utilizada para todos os campos de radiação.

O valor encontrado para o fator **k** para as irradiações dos TLD na fonte de ^{137}Cs para as doses 0.2 mGy; 0.5 mGy; 1 mGy; 1.5 mGy; 2 mGy e 3 mGy, foi $k = 1,07 \pm 0,08$ com 95% de confiabilidade.

Este fator está condizente com o valor encontrado por Sweezy (1998) cujo valor obtido foi $k = 1,07 \pm 2,89\%$, no entanto, difere daquele apresentado por Vega-Carrillo (2002), cujo valor encontrado foi $k = 0,80 \pm 7,13\%$, ambos determinaram os valores de **k** utilizando fontes de ^{137}Cs e ^{60}Co .

Na Figura 13 é apresentada a relação entre os valores de carga obtidos para o conjunto de TLD quando estes foram irradiados com uma fonte de ^{137}Cs , utilizado para a determinação do valor de **k**.

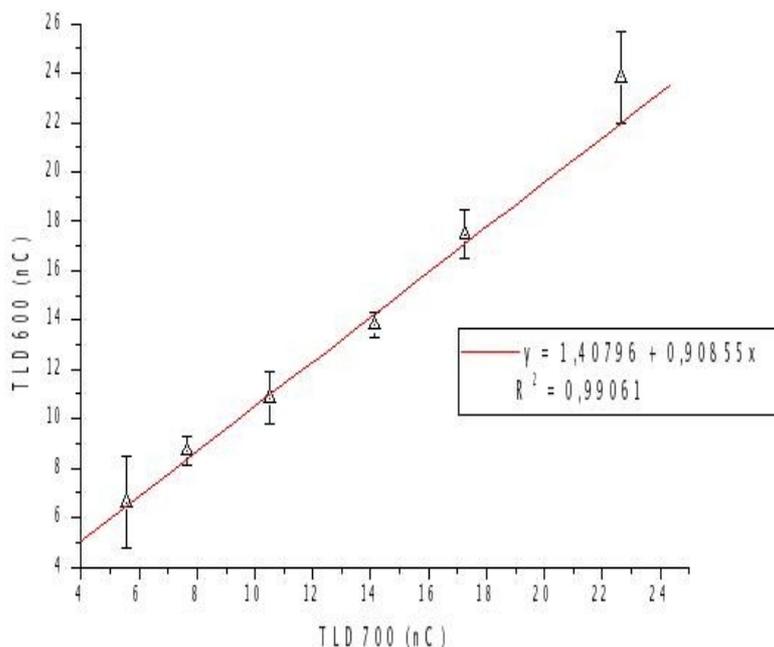


Figura 13: Razão de carga obtida nas leituras dos pares de TLD700 e TLD600 para exposição à fonte de ^{137}Cs nas doses: 0.2 mGy, 0.5 mGy, 1 mGy, 1.5 mGy, 2 mGy e 3 mGy.

O valor de k foi então utilizado para a solução da equação 6, sendo os resultados encontrados para cada esfera, normalizados em relação à fluência da fonte de $^{241}\text{AmBe}$ e a distância da mesma aos atenuadores esféricos.

A radiação de fundo no interior da sala de irradiação, teve seu comportamento inicialmente investigado com o cintilador de $^6\text{LiI}(\text{Eu})$ acoplado ao contador digital Modelo 2241-2, que devido a suas características, já citadas, permitiu que a aquisição dos dados fosse realizada em um intervalo de tempo curto (1 hora) para cada conjunto esfera-detector, esse tempo foi controlado com a utilização de um temporizador acoplado ao instrumento de medição. Os dados obtidos com o cintilador de $^6\text{LiI}(\text{Eu})$ são apresentados no Anexo A.

As contagens obtidas com tal instrumento foram deconvoluídas utilizando as matrizes recomendadas pela literatura, quando se utiliza o cintilador de $^6\text{LiI}(\text{Eu})$ como detector de nêutrons térmicos e o código computacional BUNKI. Assim sendo, foram utilizadas as matrizes UTA4 e SAN4 para deconvolução e o resultado obtido é confrontado com o espectro de referência ISO e apresentado na Figura 14.

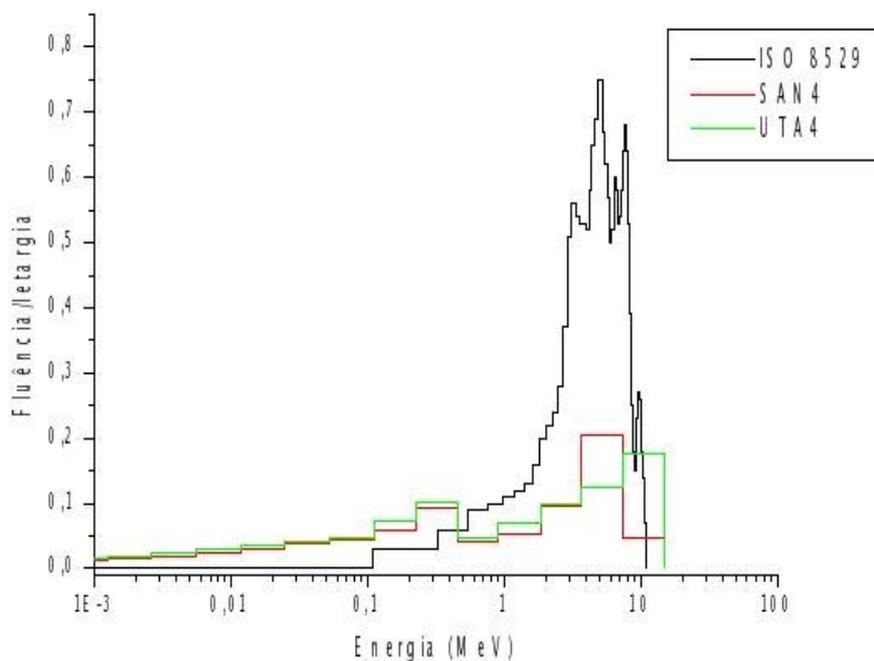


Figura 14: Deconvolução da radiação de fundo utilizando as matrizes SAN4 e UTA4 e o espectro de referência. Espectro obtido com o detector ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$.

Com o espectro da radiação de fundo deconvoluído foi possível observar que o mesmo apresentava um deslocamento acentuado na região das energias intermediárias em relação à energia média do espectro de referência ISO [ISO 8529, 1989], que é aproximadamente 4 MeV. Esse deslocamento pode ser justificado devido à influência de duas blindagens de fontes de ${}^{241}\text{AmBe}$ de alta intensidade (20 Ci) existentes na sala de irradiação.

Tendo sido investigada a componente devida à radiação de fundo no interior da sala, novas irradiações foram realizadas com o detector cintilador de ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$ para cada conjunto esfera-detector.

Os dados foram então normalizados em função do tempo de exposição à fonte de ${}^{241}\text{AmBe}$ e considerando sua taxa de emissão. Os valores obtidos foram então utilizados como dados de entrada junto ao código BUNKI.

Os dados normalizados foram então processados com as matrizes UTA4 e SAN4, e a deconvolução da resposta líquida é apresentada na Figura 15.

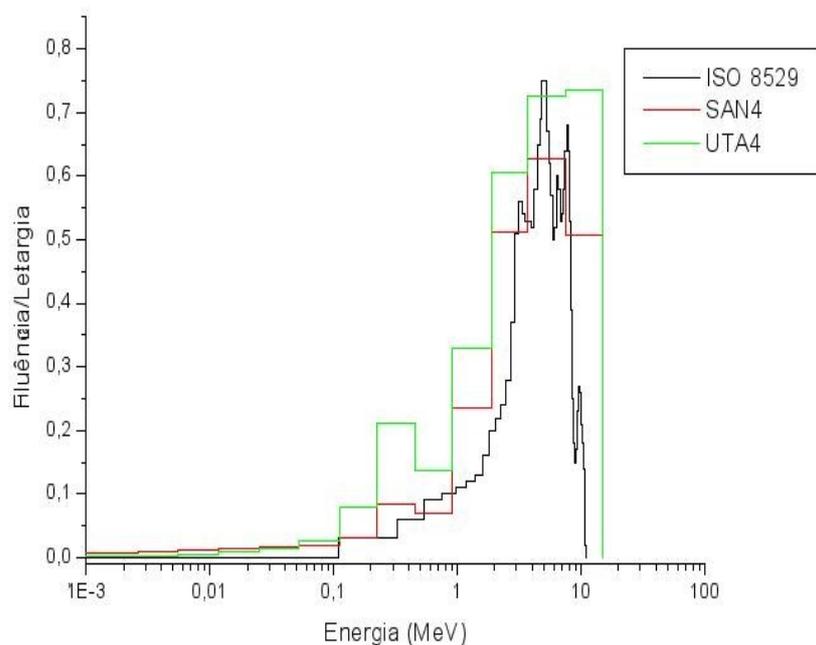


Figura 15: Espectro de referência e o resultado das duas matrizes SAN4 e UTA4, utilizando o detector ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$.

Observa-se que o espectro obtido com as respostas líquidas para os sete conjuntos utilizados segue a distribuição espectral fornecida pela ISO 8529.

Com a correspondência observada do espectro existente na sala de irradiação em relação ao espectro de referência ISO 8529, confirmado pelo cintilador de ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$, o mesmo foi substituído pelos detectores termoluminescentes que foram utilizados como detectores de nêutrons térmicos e cada conjunto foi exposto à fonte neutrônica por um intervalo conveniente com o objetivo de que as respostas obtidas fossem significativas para o intervalo de energia abrangido por cada esfera moderadora. Os valores normalizados e corrigidos com o fator k foram utilizados como dados de entrada junto ao código BUNKI.

Esse código não apresenta uma matriz específica para deconvoluir os dados obtidos com detectores termoluminescentes, o que tornou necessário a verificação da melhor resposta para cada matriz do código BUNKI.

Desta forma, as mesmas foram processadas nas seguintes matrizes resposta: SAN4, SA13, MM60, MM65, UTA4 e UT13, sendo verificado que a matriz que melhor se adequa aos dados obtidos com a combinação dos TLD é a matriz UTA4, por esta melhor se aproximar do espectro

de referência ISO (1989), como pode ser observado na Figura 16.

Os dados obtidos quando foram utilizados esses detectores são apresentados no Anexo B.

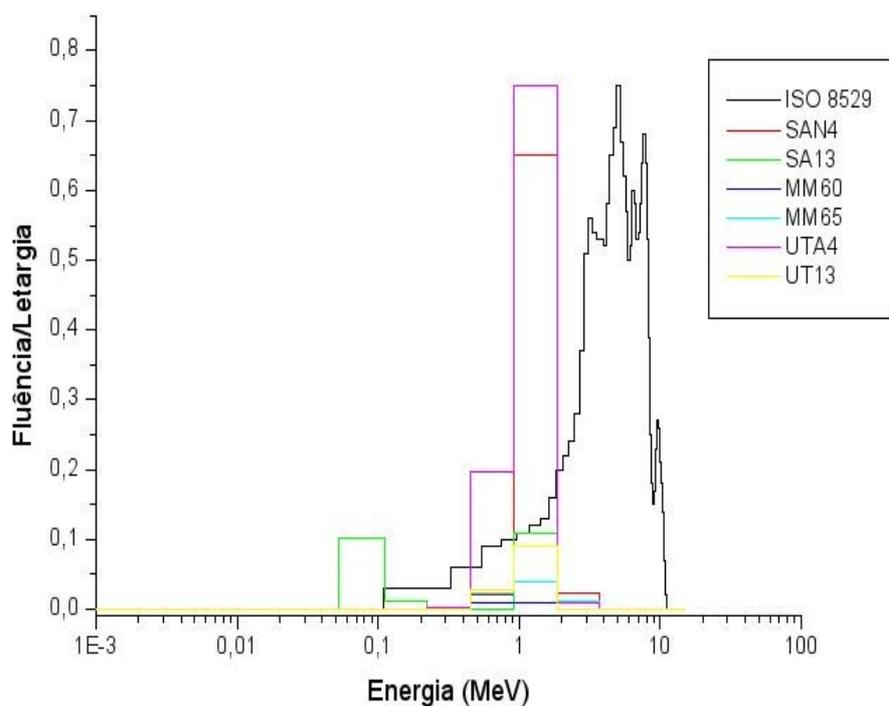


Figura 16: Espectro padrão de referência e as curvas obtidas com os resultados das matrizes resposta.

Como citado anteriormente, os detectores utilizados apresentam uma resposta à radiação gama, e sendo conhecido o fator k , foi possível corrigir a sensibilidade dos detectores termoluminescentes utilizados neste trabalho em relação a esta componente.

Na Figura 17 é apresentado o espectro deconvoluído da radiação de fundo a partir dos dados adquiridos na sala de irradiação quando foram utilizados os pares de detectores termoluminescentes como detectores de nêutrons térmicos.

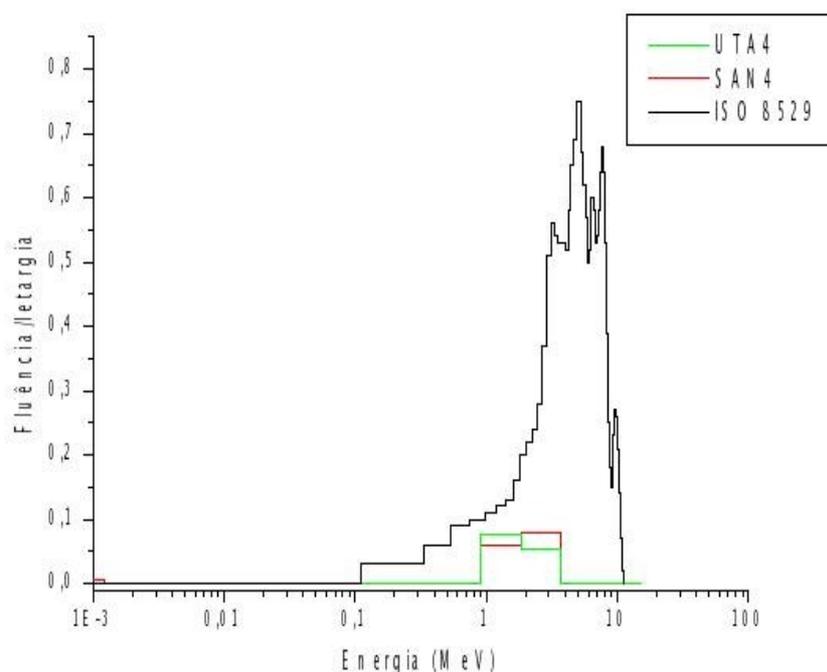


Figura 17: Deconvolução da radiação de fundo utilizando as matrizes UTA4 e SAN4 em relação ao espectro de referência. Espectro obtido com detectores termoluminescentes.

É possível observar com a deconvolução do “background” obtido com os pares de TLD, que as duas matrizes UTA4 e SAN4 poderiam ser utilizadas para processar corretamente os dados.

Assim, aplicando-se as correções referentes à radiação de fundo anteriormente obtidas, obteve-se a distribuição espectral apresentada na figura 18. O resultado obtido garante que a metodologia que utiliza pares de detectores termoluminescentes pode ser empregada na realização da espectrometria com nêutrons.

É apresentado na Figura 18, o espectro da resposta obtida com os detectores termoluminescentes processada com as matrizes UTA4 e SAN4 em relação ao espectro de referência ISO 8529.

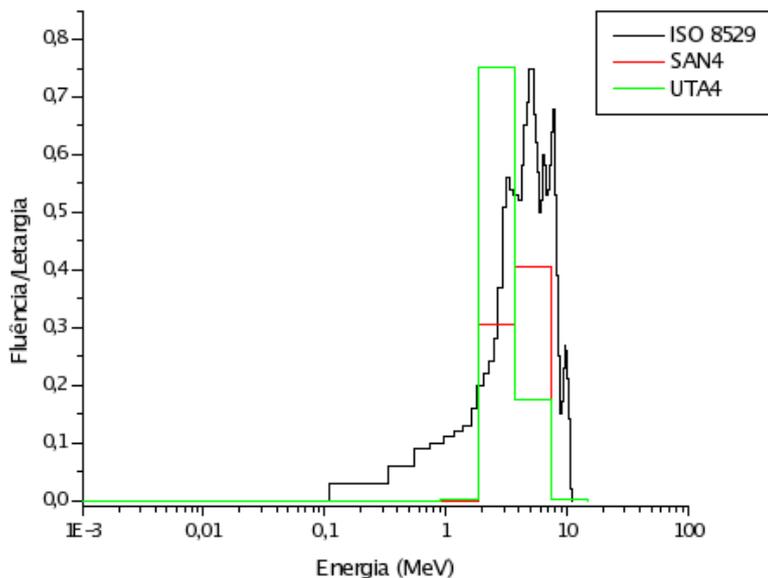


Figura 18: Espectro da leitura líquida utilizando os detectores termoluminescentes.

Constata-se que a resposta obtida com a combinação dos fluoretos de lítio e deconvoluída com a matriz UTA4 do código BUNKI reproduz o espectro no interior da sala.

Os dados obtidos com ambos detectores permitiram que fossem determinadas as razões de contagem (n/s) para cada conjunto esfera-detector, para o cintilador de ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$ e a razão de carga ($\text{nC.n/cm}^2.\text{s}$) para os detectores termoluminescentes. Os dados obtidos foram confrontados com os encontrados na literatura.

Essas razões de contagem e de carga são respectivamente apresentadas em dois conjuntos de dados, um para quando foi utilizado como detector de nêutrons térmicos o cintilador de ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$ (Figura 19); e o outro conjunto de dados é apresentado quando foram utilizados os pares de fluoreto de lítio como detectores, apresentado na Figura 20.

Para o cintilador de ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$, a razão de contagem é dada em função do diâmetro dos sete conjuntos esfera-detector investigada, e o detector acoplado ao contador digital Modelo 2241-2.

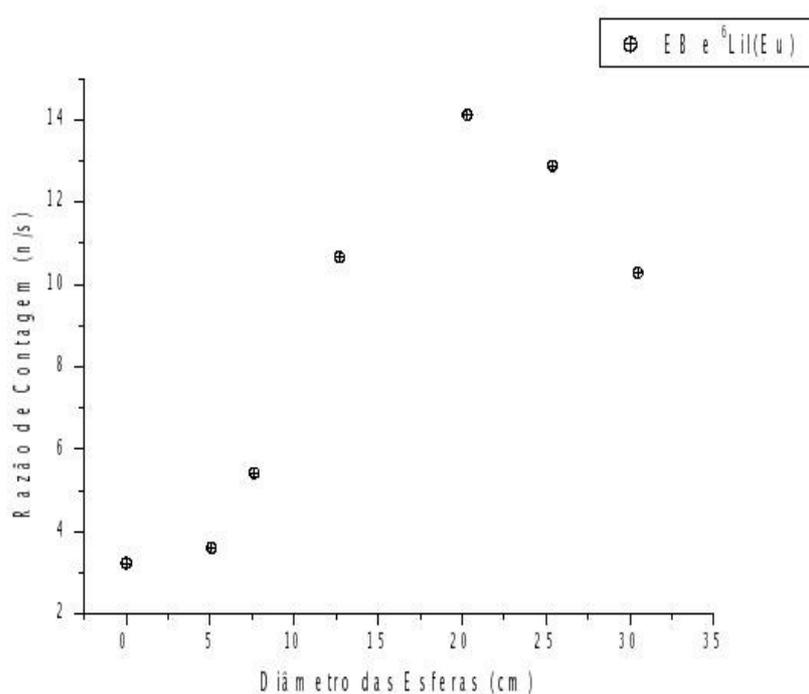


Figura 19: Razão de contagem obtida com o detector de ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$ em função do diâmetro das esferas de polietileno.

Observa-se uma boa concordância entre os dados obtidos para detector cintilador de ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$ com os dados disponíveis na literatura.

Foi então investigada para os detectores termoluminescentes a razão de carga ($\text{nC.n/cm}^2.\text{s}$), sendo essa determinada através da relação da carga das leituras dos detectores termoluminescentes em função da fluência da fonte de ${}^{241}\text{AmBe}$. Os resultados obtidos em função do diâmetro de cada esfera utilizada neste trabalho, incluindo o detector descoberto são apresentados na Figura 20.

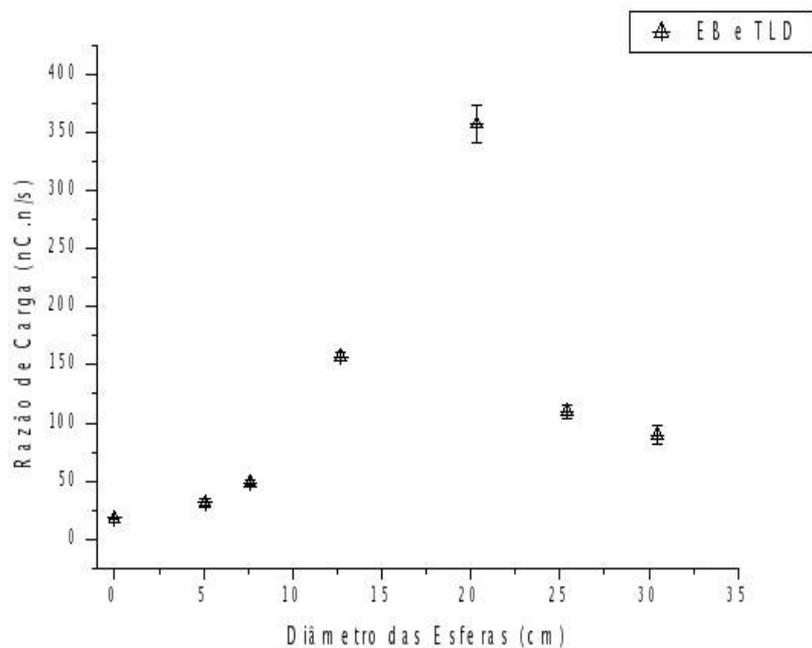


Figura 20: Razão de carga obtidas utilizando os pares de TLD como detectores de nêutrons térmicos em função do diâmetro das esferas de polietileno.

Foi observado que o comportamento dos dados obtidos neste trabalho, estão em concordância com os aqueles apresentados por Vega-Carrillo (2002), o que implica no correto emprego da metodologia e aquisição dos dados.

A razão de contagem em função do diâmetro dos conjuntos esfera-detector utilizados no trabalho de Vega-Carrillo é também apresentada neste trabalho, como pode ser observado na Figura 21.

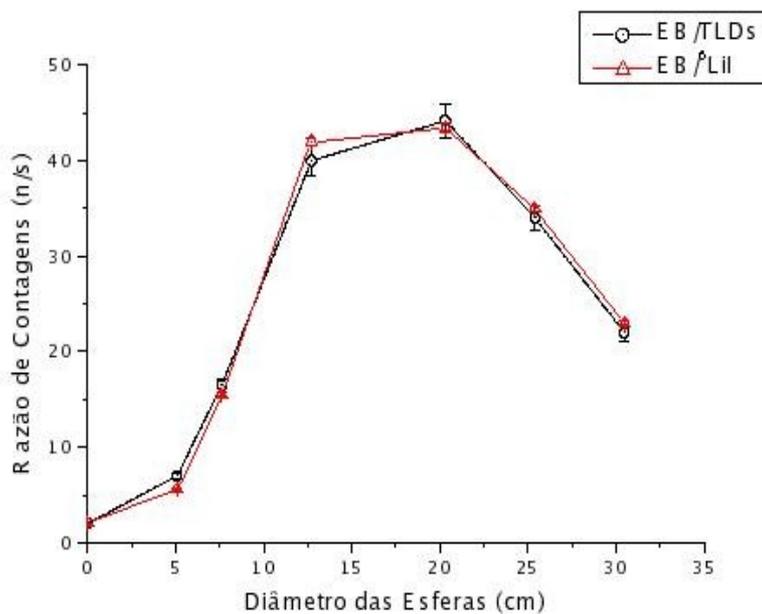


Figura 21: Razão de contagem obtida com o sistema EB utilizando o ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$ e pares de TLD (VEGA-CARRILLO, 2002).

Vale salientar que foi utilizado por Vega-Carrillo um sistema de espectrometria semelhante àquele utilizado para realização deste trabalho, porém a diferença observada nos resultados pode ser atribuída ao tipo de TLD utilizado naquele experimento e também a utilização de uma fonte de ${}^{252}\text{Cf}$.

5. CONCLUSÃO

A metodologia estabelecida que utiliza um conjunto de pares de detectores passivos termoluminescentes para detecção de nêutrons térmicos, pode ser aplicada para a realização de espectrometria neutrônica com o sistema de espectrometria de esferas de Bonner, desde que a sensibilidade de tais detectores à radiação gama seja conhecida.

Os resultados obtidos estão em boa concordância com aqueles apresentados em outros trabalhos e as discrepâncias observadas podem ser atribuídas à baixa sensibilidade dos detectores termoluminescentes.

Os dados obtidos com o detector de ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$ se aproximam mais dos valores obtidos na literatura, o que indica que para baixas fluências neutrônicas este método é mais recomendado. Entretanto, quando se trabalha com altas taxas de fluência neutrônica, como na vizinhança de aceleradores de partícula, a metodologia aqui estabelecida é mais recomendada.

Foi observado, também, que embora o código computacional BUNKI não apresente uma matriz resposta específica para deconvoluir o espectro obtido com detectores termoluminescentes, a matriz resposta mais adequada para deconvoluir os dados com esses detectores é a matriz UTA4.

5.1 Sugestões para trabalhos futuros

As sugestões para continuidade deste trabalho são:

- O desenvolvimento de uma matriz resposta específica para deconvolução dos dados obtidos com TLD;
- Melhoria da resposta do sistema;
- Utilização da metodologia aqui estabelecida para verificação de sua aplicabilidade com outros espectros, como o da fonte de ^{252}Cf , $^{239}\text{PuBe}$, entre outras.
- Aplicação da metodologia em um campo de radiação intenso, por exemplo, nas proximidades de aceleradores de partículas.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ALEVRA, A. V. **Neutron spectrometry**. Radioprotection. v 34. n 3. p 305 –333. 1999.
- ALEVRA, A. V.; THOMAS, D. J. **Neutron spectrometry in mixed fields: Multisphere spectrometers**. Radiation Protection Dosimetry. v 107. p 37 – 72. 2003.
- AWSCHALOW, M.; SANNA, R. S. **Applications of Bonner detectors in neutron field dosimetry**. Radiation Protection Dosimetry. v 10. p 89 – 101. 1985.
- BAKALI, M. **Espectrometria neutrônica em las centrales nucleares mediante um sistema de esferas Bonner**. Tese de Doutorado. Universitat Autònoma de Barcelona (UAB), 2001.
- BECKURTS, K. H.; WIRTZ, K. **Neutron physics**. E.U.A. Springer-Verlag. New York Inc. 1964.
- BICRON-NE. **Model 6600 automated TLD card Reader Workstations. Operator's Manual**. Saint-Gobain Industrial Ceramics Inc. 1997.
- BICRON-NE. **Model 5500 automatic TLD Reader. User's Manual**. Saint-Gobain Industrial Ceramics Inc. 1993.
- BRAMBLETT, R. L.; EWING, R. I.; BONNER, T. W. **A new type of neutron spectrometer**. Nuclear Instruments and Methods. v 9. p 1 – 12. 1960.
- BRESMEISTER, J. **MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport code, version 4C**. Report LA – 12625-M. E.U.A. Los Alamos, 2001.
- BROOKS, F. D.; KLEIN, H. **Neutron spectrometry – Historical review and present status**. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. v 476. p 1 – 11. 2002.
- BYRNE, J. The neutron as an elementary particle. In: **Neutrons, nuclei and matter. An exploration of the physics of slow neutrons**. U.K. Institute of Physics Publishing, cap 1. p 1-51. 1994.
- CAMPOS, L. L. **Thermoluminescence of materials and its application on radiation dosimetry**. Cerâmica. v 44. p 244-251. 1998.
- CAMPOS, T. P. R. **Considerações sobre a terapia de captura de nêutrons pelo boro**. Revista Brasileira de Cancerologia. v 3. n 46. p 283 – 292. 2000.

CASALI, F.; et al. **Advanced imaging techniques: a new deal for neutron physics**. Rivista del Nuovo Cimento della Società Italiana di Fisica. v 18. n 10. 1995.

CASTRO, A. C. **Estudo do desempenho de dosímetros termoluminescentes para avaliação de baixas doses**. Dissertação de Mestrado. Universidade Federal de Pernambuco. 2002.

COELHO, P. R. P.; et al. **Terapia de câncer por captura de nêutrons em Boro-BNCT – Caracterização do feixe de nêutrons e estudo de danos funcionais induzidos por nêutrons**. INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES (IPEN). Disponível em: <<http://www.ipen.br/cen/cenf/pesq-3.html>>. Acesso em: 08 out 2003.

CONSTANTI, F. J. **Introdução à física Moderna**. Rio de Janeiro. Editora Campus/EFEI. 1981.

CHADWICK, J. **The existence of a neutron**. Proc. Roy. Soc. Lond. A, v 136. p 692 – 708. 1935.

EISBERG, R. M. O núcleo. In: **Fundamentos da Física Moderna**. Rio de Janeiro. Guanabara Dois, 1 ed, cap 16, p 507 – 638. 1979.

FLUKA, THE OFFICIAL SITE. Disponível em: <<http://www.fluka.org>>. Acesso em: 05 dez 2005.

FRATIN, L. **Dosimetria de nêutrons**. Tese de Doutorado. Universidade de São Paulo. 1993.

GLASSTONE, S.; SESONSKE, A. Nuclear reactions and radiations. In: **Nuclear reactor engineering. Reactor design basics**. 4th edition. Chapman & Hall Inc. 1994.

HANEY, J. H.; BERNHART, T. E.; ZAIDINS, C. S. **Extraction of neutron information from Bonner-Sphere data**. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. v 431. p 551 – 555. 1999.

INSTITUTO DE RADIOPROTEÇÃO E DOSIMETRIA (IRD). **Desempenho de sistemas de monitoração individual para nêutrons – Testes no LN/LNMRI**. Comitê de Avaliação de serviços de Monitoração Individual para Nêutrons (CASMIN). 1999.

INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIOLOGICAL PROTECTION (ICRP). Recommendations of the ICRP. Publication n°60. In: **Annals of the ICRP**. v 21. n° 1 – 3. New York, Pergamon, 1991.

INTERNATIONAL STANDARDIZATION FOR ORGANIZATION (ISO). ISO 8529. **Neutron reference radiation for calibrating neutron-measuring devices used for radiation protection purposes and for determining their response as a function of neutron energy.** U.K. British Standards Institution, 1989.

INTERNATIONAL STANDARDIZATION FOR ORGANIZATION (ISO). ISO 10647(E). **Procedures for calibrating and determining the response of neutron-measuring devices used for radiation protection purposes.** U.K. British Standards Institution, 1996.

KAPLAN, I. **Nuclear Physics.** 2^{sd} ed. Addison-Wesley Publishing Company, 1978.

KNOLL, G. F. **Radiation detection and measurement.** 3th ed. John Wiley & Sons, Inc. 2000.

LOWRY, K. A.; JOHNSON, T. L. **Modifications to iterative recursion unfolding algorithms and computer codes to find appropriate neutron spectra.** Naval Research Laboratory. Memorandum Report 5340. U.S.A. 1984.

LEMOS JUNIOR, R. M. **Medidas dos espectros de referências de nêutrons com o espectrômetro de multiesfera de Bonner.** Dissertação de Mestrado. Instituto de Radioproteção e Dosimetria (CNEN/IRD). 2004.

LUDLUM MODEL 42-5, **Neutron ball cart,** Instruction manual. LUDLUM MEASUREMENTS, INC. Sweetwater, Texas. U.S.A. 1989.

LUDLUM MODEL 2241-2, **Dual detector digital scaler/ratemeter,** Instruction manual. LUDLUM MEASUREMENTS, INC. Sweetwater, Texas. U.S.A. 2000.

McKEEVER, S. W. S.; MOSCOVITCH, M.; TOWNSEND, P. D. **Thermoluminescence dosimetry materials: Properties and uses.** U. K. Nuclear Technology Publishing. 1995.

MENEZES, M. O. **Radiografia com nêutrons em tempo-real.** Tese de Doutorado. Instituto de Pesquisa Energéticas e Nucleares (CNEN/IPEN). 2000.

MUKHERJEE, B. **BONDI-97: A novel neutron energy spectrum unfolding tool using a genetic algorithm.** Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. v 432. p 305 – 312. 1999.

PEURRUNG, A. J. **Recent developments in neutron detection.** Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. v 443. p 400 – 415. 2000.

PINHEIRO, C. J. G. **Estudo da utilização de materiais termoluminescentes em campo misto**. Dissertação de Mestrado. Universidade Federal do Rio de Janeiro. 2004.

PYNN, R. **Neutron scattering – A primer**. Los Alamos Neutron Science Center (LANSCE). 1989.

REGINATTO, M., GOLDHAGEN, P. **MAXED, a computer code for maximum entropy deconvolution of multisphere neutron spectrometer data**. Health Physics. v 77. p 579. 1999.

ROSA, L. A. R. **Dosimetria termoluminescente: teoria, materiais e aplicações**. Projeto Urânio III. Instituto de Radioproteção e Dosimetria (IRD). 1978.

ROUTTI, J. T.; SANDBERG, J. V. **Unfolding activation and multisphere detector data**. Radiation Protection Dosimetry. v 10. p 103 – 110. 1985.

SOCIEDADE BRASILEIRA DE FÍSICA (SBF). Disponível em: <http://www.sbf1.sbfisica.org.br/eventos/evjas-fne/xiv/>. Acesso em: 10 jan 2006.

SWEEZY, J. E.; et al. **Performance of multisphere spectrometry systems**. Radiation Protection Dosimetry. v 78. p 263 – 272. 1998.

THOMAS, D. J.; ALEVRA, A. V. **Bonner sphere spectrometers – a critical review**. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. v 476. p 12 – 20. 2002.

VEGA-CARRILLO, H. R.; et al. **Response matrix for a multisphere spectrometer using a ${}^6\text{LiF}$ thermoluminescence dosimeter**. Radiation Protection Dosimetry. v 81. p 133 – 140. 1999.

VEGA-CARRILLO, H. R.; et al. **Neutron energy spectra inside a PET cyclotron vault room**. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. v 463. p 375 – 386. 2001.

VEGA-CARRILLO, H. R. **TLD pairs, as thermal neutron detectors in neutron multisphere spectrometry**. Radiation Measurements. v 35. p 251 – 254. 2002

VEINOT, K. G.; et al. **Multisphere neutron spectra measurements near a high energy medical accelerator**. Health Physics. v 75. p 285 – 290. 1998.

VILELA, E. C. **Desenvolvimento e calibração de um dosímetro pessoal para nêutrons utilizando detectores de traços nucleares no estado sólido**. Tese de Doutorado. Universidade de São Paulo. 1996.

Anexo A

Leituras obtidas com o cintilador de ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$

Tabela 1: Leituras dos sete conjuntos esfera-detector utilizando o cintilador de ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$ e o sistema EB

<i>Esfera- Detector</i>	<i>Detc. Descoberto</i>	<i>5,08 cm (2")</i>	<i>7,62 cm (3")</i>	<i>12,70 cm (5")</i>	<i>20,32 cm (8")</i>	<i>25,40 cm (10")</i>	<i>30,48 cm (12")</i>
Contagens	20622	25158	35790	58013	65641	57463	45188
BG	8946	12158	16240	19635	14837	11081	8180
Cont. Líquida	11676	13000	19550	38378	50804	46382	37008
Tempo (s)	3600	3600	3600	3600	3600	3600	3600
cps	3,24	3,61	5,43	10,66	14,11	12,88	10,28

Anexo B

Leituras obtidas com os pares de TLD

Pares de TLD expostos a 1 m da fonte de ^{137}Cs (nC) para determinação do fator de sensibilidade

Tabela 2: Leituras obtidas em nanoCoulomb (nC) com o conjunto de TLD600 exposto a fonte de ^{137}Cs

<i>Doses</i>	<i>0,2 mGy</i>	<i>0,5 mGy</i>	<i>1 mGy</i>	<i>1,5 mGy</i>	<i>2 mGy</i>	<i>3 mGy</i>
1	8,814	9,254	9,982	13,560	16,970	23,030
2	5,496	8,748	10,510	13,730	18,960	26,460
3	7,472	8,948	12,380	14,510	17,200	23,760
4	4,682	7,837	10,450	13,340	16,820	22,060
Média	6,616	8,697	10,831	13,785	17,488	23,828
σ	1,876	0,610	1,060	0,509	0,994	1,888

Tabela 3: Leituras obtidas em nanoCoulomb (nC) com o conjunto de TLD700 exposto a fonte de ^{137}Cs

<i>Doses</i>	<i>0,2 mGy</i>	<i>0,5 mGy</i>	<i>1 mGy</i>	<i>1,5 mGy</i>	<i>2 mGy</i>	<i>3 mGy</i>
9	4,530	7,580	9,690	13,460	15,990	22,320
10	5,510	7,270	10,590	14,770	19,010	23,130
11	5,350	7,460	9,900	13,780	16,390	21,470
12	6,790	8,330	11,990	14,480	17,630	23,630
Média	5,546	7,658	10,520	14,123	17,255	22,638
σ	0,935	0,465	0,997	0,606	1,362	0,947

**Determinação do fator de sensibilidade dos detectores termoluminescentes à radiação
gama, k**

Tabela 4: Relação obtida entre as médias de leituras dos TLDs e as doses as quais os conjuntos foram expostos

<i>TLDs</i>		
<i>Doses (mGy)</i>	<i>TLD600 (nC/mGy)</i>	<i>TLD700 (nC/mGy)</i>
0,2	33,08	27,73
0,5	17,39	15,32
1	10,83	10,52
1,5	9,19	9,42
2	8,74	8,63
3	7,94	7,55

O fator de sensibilidade k foi determinado através da seguinte relação:

$$k = \frac{R_{600}^y}{R_{700}^y}$$

assim sendo, o valor obtido para k foi: $k = 1,07 \pm 0,08$.

Dados corrigidos e utilizados junto ao código BUNKI

Tabela 5: Dados normalizados e deconvoluídos com as matrizes SAN4 e UTA4

<i>Esferas</i>	<i>Leituras (nC)</i>		<i>Normalização (nC/s)</i>		<i>Correção k</i>	<i>Dados BUNKI</i>
	<i>TLD600</i>	<i>TLD700</i>	<i>TLD600</i>	<i>TLD700</i>		
Detc. Desc.	22,867	16,120	9,772E-5	6,889E-5	2,424E-5	5,508
2"	32,120	21,530	1,373E-4	9,201E-5	3,912E-5	8,890
3"	89,780	29,340	2,553E-4	8,343E-5	1,663E-4	37,790
5"	215,442	29,230	6,167E-4	8,368E-5	5,275E-4	119,900
8"	1230,683	62,750	1,505E-3	7,673E-5	1,423E-3	323,400
10"	237,533	35,290	4,489E-4	6,699E-5	3,778E-4	85,460
12"	423,535	66,400	3,783E-4	5,930E-5	3,150E-4	71,580