AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

DETERMINAÇÃO DE k_0 E Q_0 PARA AS REAÇÕES $^{74}\text{Se}(n,\gamma)^{75}\text{Se}$, $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$,
 $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ E $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$

Lívia Fernandes Barros

Tese apresentada como parte dos
requisitos para obtenção do Grau de
Doutor em Ciências na Área
de Tecnologia Nuclear - Aplicações

Orientador:

Prof. Dr. Mauro da Silva Dias

São Paulo

2018

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES
Autarquia associada à Universidade de São Paulo

**DETERMINAÇÃO DE k_0 E Q_0 PARA AS REAÇÕES $^{74}\text{Se}(n,\gamma)^{75}\text{Se}$, $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$,
 $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ E $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$**

Livia Fernandes Barros

**Tese apresentada como parte dos
requisitos para obtenção do Grau de
Doutor em Ciências na Área
de Tecnologia Nuclear - Aplicações**

**Orientador:
Prof. Dr. Mauro da Silva Dias**

Versão Corrigida
Versão Original disponível no IPEN

São Paulo
2018

Dedico este trabalho à minha família, amigos e a todos que colaboraram para a realização do mesmo. Em especial ao meu falecido avô Jairo César Barros, professor de Direito da UFES, meu primeiro exemplo acadêmico.

Agradecimentos

- Primeiramente a Deus. Fui imensamente abençoada!
- Ao Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares pela oportunidade, especificamente ao Centro do Reator de Pesquisas (CRPq) — Laboratório de Metrologia Nuclear (LMN), sob a gerência do Dr. Frederico Antônio Genezini.
- Ao meu orientador, Dr. Mauro da Silva Dias, pela oportunidade, apoio, pelos conhecimentos transferidos, pela atenção e por ser para mim um modelo de professor/orientador a ser seguido. Agradeço imensamente sua cordialidade, paciência e disponibilidade, sempre. Levo os seus ensinamentos para a minha vida.
- Ao Dr. Renato Semmler meus agradecimentos pela atenção, apoio e incentivo. Obrigada por tudo professor!
- À Dra. Marina Fallone Koskinas, pelo auxílio, conhecimentos transferidos e participação ímpar na realização da parte experimental deste trabalho. Agradeço sua atenção, disponibilidade e parceria.
- À Ione Makiko Yamazaki pelo conhecimento e experiência de laboratório repassada a mim, muito obrigada.
- À Dra. Denise Simões Moreira pelo auxílio no laboratório e colaboração.
- À Dra. Mitiko Saiki, Dr. Edson Goncalves Moreira e Dra. Vera Akiko Maihara pelas soluções padrão cedidas na execução deste trabalho, muito obrigada por toda atenção dedicada. À Dra. Deborah Inês Teixeira Favaro, Dr. Paulo Sergio Cardoso da Silva, Regina Beck Ticianelli e todos do Laboratório de Ativação Neutrônica (LAN), muito obrigada.
- Ao Dr. Guilherme Soares Zahn, Dr. Mário Olimpio De Menezes e MSc. Fábio De Toledo.
- Aos funcionários do CRPq: Osvaldo Cordeiro Alipio, Adolfo Marra Neto, Onofre Alves de Almeida, Irene de Cassia dos Santos, MSc. Antônio Carlos Iglesias Rodrigues,

Dagoberto Bueno de Moraes, Tonicarlos Caboclo de Lima e demais que de alguma forma participaram de minhas irradiações e do meu trabalho.

- À minha mãe, Elany Soraia Fernandes Barros, pelo incentivo, apoio e confiança, agradeço por ter acreditado em mim e na minha capacidade, sempre. Aos meus irmãos Mateus Fernandes Barros e Conrado Fernandes Barros, parceiros que vou levar para sempre. Ao meu pai, José Joaquim Pisa de Barros, pelo suporte, confiança e participação. Muito obrigada!

- Ao meu padrasto Helvécio Quintão da Silva pelo incentivo e apoio.

- Às minhas avós Jéssia de Lima Pisa Barros e Ezilda Alves Fernandes por suas palavras sempre ricas em experiência de vida e conselhos.

- À Nelson José Rodrigues Faustino pelo carinho, cuidado, apoio, compreensão e suporte pessoal essencial. Sua dedicação me fez superar obstáculos. Muito obrigada!

- À toda minha família, amigos e conhecidos que de alguma forma contribuíram para a realização deste trabalho. Muito obrigada!

“...if a man will begin with certainties, he shall end in doubts; but if
he will be content to begin in doubts, he shall end in certainties...”

Novum Organum

Francis Bacon

DETERMINAÇÃO DE k_0 E Q_0 PARA AS REAÇÕES $^{74}\text{Se}(n,\gamma)^{75}\text{Se}$, $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$, $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ E $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$

Lívia Fernandes Barros

RESUMO

Este trabalho teve o intuito de contribuir para a melhoria na qualidade dos valores de k_0 e Q_0 para as reações $^{74}\text{Se}(n,\gamma)^{75}\text{Se}$, $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$, $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ e $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$. As medições das amostras irradiadas no reator IEA-R1 e das fontes padrão da Agência Internacional de Energia Atômica (IAEA) foram realizadas por espectrometria gama de alta resolução em detector de HPGe. A fim de investigar melhor as eficiências nos intervalos de energia onde não havia pontos experimentais, foi aplicado o *Método de Monte Carlo*. As contribuições originais deste trabalho foram: a análise de covariância associada ao *Método dos Mínimos Quadrados*, que foi utilizada para o tratamento adequado das incertezas para as reações $^{74}\text{Se}(n,\gamma)^{75}\text{Se}$, $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$, $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ e $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$ estudadas neste trabalho, onde todas as incertezas parciais envolvidas no processo foram utilizadas; a determinação experimental dos fatores de auto-blindagem para nêutrons térmicos (G_{th}) e epitérmicos (G_e) utilizados nas determinações de k_0 e Q_0 para a reação $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$ e na determinação experimental do fator de auto-blindagem para nêutrons epitérmicos (G_e) utilizado na determinação de k_0 e Q_0 para a reação $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$, que não foram observadas na literatura, além da determinação de k_0 obtida para a reação $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ na energia de 625,51 keV, que também não existe na literatura recomendada. Os valores de k_0 e Q_0 obtidos para todas as reações foram comparados aos valores encontrados na literatura.

DETERMINATION OF k_0 AND Q_0 FOR $^{74}\text{Se}(n,\gamma)^{75}\text{Se}$, $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$, $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ AND $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$ REACTIONS

Lívia Fernandes Barros

ABSTRACT

This work had the intention to contribute to the improvement in the quality of the values of k_0 and Q_0 for the reactions $^{74}\text{Se}(n,\gamma)^{75}\text{Se}$, $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$, $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ and $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$. Measurements of the irradiated samples in the IEA-R1 reactor and the standard sources from the International Atomic Energy Agency (IAEA) were performed by high resolution gamma spectrometry with HPGe detector. In order to better investigate the efficiencies in energy intervals where there were no experimental points, the *Monte Carlo Method* was applied. The original contributions of this work were: the covariance analysis associated to the *Least Squares Method*, which was used for the adequate treatment of the uncertainties for the reactions $^{74}\text{Se}(n,\gamma)^{75}\text{Se}$, $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$, $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ and $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$ studied in this work, where all the partial uncertainties involved in the process were used; the experimental determination of the self-shielding factors for thermal (G_{th}) and epithermal (G_e) neutrons used in the determinations of k_0 and Q_0 for the $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$ reaction and the experimental determination of the self-shielding factor for epithermal neutrons (G_e) used in the determinations of k_0 and Q_0 for the $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ reaction, which were not observed in the literature, as well as the determination of k_0 obtained for the $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ reaction in the energy of 625,51 keV, which does not exist in the recommended literature. The values of k_0 and Q_0 obtained for all reactions were compared to the values found in the literature.

SUMÁRIO

	Página
1. INTRODUÇÃO E REVISÃO BIBLIOGRÁFICA.....	1
2. JUSTIFICATIVA E OBJETIVO DO TRABALHO.....	5
2.1 Estado da Arte.....	5
2.2 Relevância da metodologia de análise de covariância do presente estudo.....	6
3. FUNDAMENTOS TEÓRICOS.....	8
3.1 Interação dos nêutrons com a matéria.....	8
3.2 Espectro de Nêutrons.....	9
3.3 Seção de choque.....	11
3.3.1 Definição.....	11
3.3.2 Seção de choque para a Reação de Captura Radioativa (n,γ).....	12
3.4 Energia de Corte de Cádmio.....	13
3.5 Fator de Cádmio.....	14
3.6 Energia de Ressonância Efetiva.....	15
3.7 Taxa de reação.....	16
3.8 Atividade induzida por uma reação nuclear.....	16
3.9 Taxa de contagem específica.....	16
3.10 Razão de Cádmio.....	17
3.11 Fator de auto-blindagem para nêutrons.....	17
3.12 Parâmetros relacionados com a irradiação.....	18
3.12.1 Determinação do parâmetro α	18
3.12.2 Determinação do parâmetro f	21
3.13 Parâmetros relacionados com a detecção.....	21
3.13.1 Eficiência de Detecção.....	21
3.13.2 Efeito Soma em Cascata.....	22
3.14 Método k_0	23
3.14.1 Determinação do parâmetro k_0 e Q_0	24
3.15 Metodologia da matriz de covariância.....	26
3.15.1 Variância e Covariância.....	26

3.15.2 Matriz de covariância.....	28
3.16 <i>Método dos Mínimos Quadrados</i>	29
3.16.1 Média de dados correlacionados.....	30
3.17 <i>Método de Monte Carlo</i>	30
 4. METODOLOGIA.....	 32
4.1 Espectrometria gama.....	32
4.2 Determinação da Eficiência de Detecção.....	33
4.3 Determinação do Fator de correção para auto-blindagem para nêutrons.....	36
4.4 Determinação dos parâmetros α e f	37
4.5 Determinação dos parâmetros k_0 e Q_0	38
4.6 Programas utilizados.....	38
4.6.1 COINCIG.....	39
4.6.2 ALPINO V.1.....	39
4.6.3 LOGFIT V.1 e LINFIT V.3.....	41
4.6.4 MATSSF.....	41
4.6.5 AKFIT V.2.1.....	42
4.6.6 COVAR V.4.2.....	42
 5. PARTE EXPERIMENTAL	 43
5.1. Planejamento.....	43
5.2 Medição das amostras	43
5.3 Energias dos raios gama selecionados.....	44
5.3.1 Fontes padrão de ^{152}Eu , ^{137}Cs , ^{133}Ba e ^{60}Co da IAEA.....	44
5.3.2 Isótopos formados após a irradiação dos alvos.....	45
5.4 IPEN – Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares.....	46
5.4.1. Reator IEA-R1.....	46
5.4.2 Informações e procedimentos realizados nas irradiações.....	47
5.4.3 Laboratório e detector utilizado.....	51
5.4.4 Fontes padrão utilizadas.....	52
5.4.5 Pesagem, preparo das amostras e dos coelhos de irradiação.....	53
5.4.5.1 Amostras em fio/folha.....	53

5.4.5.2 Amostras depositadas em papel filtro.....	61
5.4.5.3 Amostras utilizadas na obtenção dos fatores de correção para auto-blindagem do W e In.....	67
6. RESULTADOS E DISCUSSÃO.....	70
6.1 Irradiações.....	70
6.2 Fator de Cádmio dos alvos	70
6.3 Fator de correção para auto-blindagem para nêutrons.....	71
6.3.1. G_{th} e G_e do fio de índio.....	71
6.3.2 G_{th} e G_e do tungstênio.....	72
6.3.3 G_{th} e G_e dos demais alvos.....	72
6.4 Fator de correção do Efeito Soma.....	73
6.5 Eficiência de Detecção.....	75
6.6 Determinação do parâmetro α	80
6.6.1 Pelo Método da Razão de Cádmio com Monitores Múltiplos.....	80
6.6.2 Pelo Método de Monitores Múltiplos Cobertos Com Cádmio.....	83
6.6.3 Resultado final de α	85
6.7 Determinação do parâmetro f	86
6.8 Determinação do parâmetro k_0	88
6.8.1 $^{74}\text{Se}(n,\gamma)^{75}\text{Se}$	88
6.8.2 $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114m}\text{In}$	91
6.8.3 $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$	96
6.8.4 $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$	100
6.9 Determinação do parâmetro Q_0	104
6.9.1 $^{74}\text{Se}(n,\gamma)^{75}\text{Se}$	104
6.9.2 $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114m}\text{In}$	106
6.9.3 $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$	109
6.9.4 $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$	111
6.10 Matriz de correlação	113
7. CONCLUSÕES.....	114

SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS.....	116
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	117
APÊNDICE A.....	124
APÊNDICE B.....	125
APÊNDICE C.....	132

LISTA DE FIGURAS

Página

Figura 1 – Representação da distribuição do fluxo de nêutrons $\phi(E)$ em função da energia no nêutron, típica de um reator nuclear térmico ^[12]	10
Figura 2 – Seção de choque para a reação de captura radioativa do ¹⁹⁷ Au em baixas energias ^[56]	12
Figura 3 – Curva do logaritmo da seção de choque total para o Cd, em função do logaritmo da energia do nêutron. O ponto marcado na figura nos dá aproximadamente a $E_{Cd} = 0,55$ eV ^[57]	14
Figura 4 – Desvio no espectro ideal de nêutrons epitérmicos $1/E$, baseado no valor do parâmetro α . Imagem adaptada de Gosuly e Dărbăban, 2010 ^[60]	19
Figura 5 – Esquema simples de emissão de raios gama para ilustrar o exemplo para correção de soma em cascata.....	22
Figura 6 – Sistema de detecção e aquisição de dados por espectrometria gama de alta resolução.....	32
Figura 7 – Desenho esquemático (fora de escala) da vista em corte transversal do Detector HPGe da Canberra.....	34
Figura 8 – Desenho esquemático realizado no Editor Visual (<i>Vised</i>) do MCNP6.....	35
Figura 9 – Sobreposições de ressonâncias do ¹¹³ In e ¹¹⁵ In ^[78]	36
Figura 10 – Posições dos canais (ki) utilizados no método de integração numérica da área sob o pico de absorção total realizado pelo programa ALPINO V.1 ^[69]	40
Figura 11 – Reator IEA-R1 (a) Maquete do reator (b) Piscina do reator. Foto acervo pessoal, 2014.....	46
Figura 12 – Configuração do Reator IEA-R1 de outubro de 2014. A posição de irradiação utilizada (24 A) é indicada por uma seta.....	47
Figura 13 – Procedimentos de uma irradiação (a) Vareta de irradiação, garra mecânica e coelho sinalizados por setas (b) Momento do encaixe do coelho na vareta de irradiação. Foto acervo pessoal, 2014.....	49
Figura 14 – Cordas amarradas às varetas de irradiação que são identificadas com um número de “EIRA”. Foto acervo pessoal, 2014.....	49
Figura 15 – Vista de cima do núcleo do reator IEA-R1 com a vareta de irradiação encaixada na posição de irradiação 24 A. Foto acervo pessoal, 2014.....	50
Figura 16 – Blindagem utilizada para acondicionar o coelho irradiado. Foto acervo pessoal, 2014.....	50
Figura 17 – Capela do LMN. Foto acervo pessoal, 2014.....	51

Figura 18 – Detector de Germânio Hiperpuro (HPGe) CANBERRA, modelo GR1520 utilizado (a) Detector e eletrônica associada (b) Blindagem com a porta aberta. Foto acervo pessoal, 2014.....	52
Figura 19 – Fontes pontuais padrão da IAEA de ^{60}Co , ^{133}Ba , ^{137}Cs e ^{152}Eu	52
Figura 20 – Liga de Al – 0.1% Au (IRMM–530RC) utilizada. (a) Embalagem em evidência (b) Momento na preparação. Foto acervo pessoal, 2014.....	53
Figura 21 – Fios metálicos (a) Al – 0.475% Co (b) In. Foto acervo pessoal, 2015.....	54
Figura 22 – Folha de Zircônio (a) Informações da embalagem (b) Folha. Foto acervo pessoal, 2014.....	54
Figura 23 – Folha de Tungstênio (a) Embalagem em evidência (b) Folha. Foto acervo pessoal, 2014.....	54
Figura 24 – Balança utilizada (a) Balança Mettler Toledo XP56 (b) Momento da pesagem. Foto acervo pessoal, 2014.....	55
Figura 25 – (a) Seladora utilizada (b) Momento da selagem (c) Amostra dentro do filme plástico numerada com caneta permanente. Foto acervo pessoal, 2014.....	55
Figura 26 – (a) Coberturas de Cd (b) Coberturas de Cd envoltas em papel alumínio. Foto acervo pessoal, 2015.....	56
Figura 27 – Haste central de alumínio e coelho. Foto acervo pessoal, 2015.....	56
Figura 28 – (a) Preparo da “sanfonia” de alumínio com as amostras(b) Amostras envoltas em papel alumínio a ser fixada em um lado da haste central (c) Amostras envoltas em papel alumínio a ser fixada em ambos os lados da haste central (d) Haste com amostras dentro do coelho. Foto acervo pessoal, 2015.....	57
Figura 29 – (a) Amostras envoltas por cádmio presas em um lado da haste central de alumínio (b) Visão de dentro do coelho com amostras cobertas de cádmio presas em um lado da haste central de alumínio (c) Amostras envoltas por cádmio presas nos dois lados da haste central de alumínio (d) Visão de dentro do coelho com amostras cobertas de cádmio presas em ambos os lados da haste central de alumínio. Foto acervo pessoal, 2015	57
Figura 30 – Coelho preparados para as irradiações realizadas no ano de 2014 (a) Com amostras sem cobertura de cádmio (b) Com amostras com cobertura de Cd (c) Visão frontal do coelhos.	58
Figura 31 – Coelho preparados para as irradiações realizadas no ano de 2015 (a) Com amostras sem cobertura de cádmio (b) Com amostras com cobertura de Cd (c) Visão frontal do coelhos.....	59
Figura 32 – (a) Amostras de fio de índio dissolvido em ácido nítrico concentrado no centro do filme plástico nas arandelas de alumínio (b) Índio metálico já dissolvido.....	61

Figura 33 – O papel filtro foi colocado no centro do filme plástico sob a luz de uma lâmpada vermelha para secar.....	62
Figura 34 – Materiais de referência certificadas utilizadas (a) Irídio da SPEX (b) Selênio da VHG Labs.....	63
Figura 35 – Um dos picnômetros utilizados.....	63
Figura 36 – Amostras seladas individualmente com papel alumínio.....	63
Figura 37 – Coelhos preparados para as irradiações realizadas no ano de 2016 com as amostras de índio (a) Com amostras sem cobertura de cádmio (b) Com amostras com cobertura de Cd (c) Visão frontal do coelhos.....	64
Figura 38 – Coelhos preparados para as irradiações realizadas no ano de 2016 com as amostras de selênio e irídio (a) Com amostras sem cobertura de cádmio (b) Com amostras com cobertura de Cd (c) Visão frontal do coelhos.....	65
Figura 39 – Coelhos preparados para as irradiações realizadas no ano de 2017 com amostras de índio em fio e em solução no papel filtro (a) Com amostras sem cobertura de cádmio (b) Com amostras com cobertura de Cd (c) Visão frontal do coelhos.....	68
Figura 40 – Coelhos preparados para a irradiação realizada no ano de 2017 com amostras de tungstênio em fio e em solução no papel filtro (a) Com amostras com cobertura de Cd (b) Visão frontal do coelhos.....	69
Figura 41 – Eficiência de pico experimental em função da energia de raios gama. Os intervalos de energia foram 121-1408 keV, correspondendo às energias das fontes padrão da IAEA. A linha contínua corresponde a uma montagem polinomial de 4º grau na escala log-log.....	75
Figura 42 – Resíduo (percentual) para a função interpolada (polinômio de 4º grau na escala log-log) obtidos com os padrões da IAEA. O intervalo de energia foi 121-1408 keV.....	75
Figura 43 – Eficiências experimentais obtidas em 2015 e 2016 e eficiência obtida pelo <i>Método de Monte Carlo</i>	77
Figura 44 – Reta ajustada pelo <i>Método da Razão de Cádmio com Monitores Múltiplos</i>	82
Figura 45 – Resultado final de k_0 para a reação $^{74}\text{Se}(n,\gamma)^{75}\text{Se}$ na energia de 121,12 keV obtido nas irradiações de 2016 comparado ao k_0 de De Corte ^[15] e Jaćimović ^[51]	89
Figura 46 – Resultado final de k_0 para a reação $^{74}\text{Se}(n,\gamma)^{75}\text{Se}$ na energia de 136,0 keV obtido nas irradiações de 2016 comparado ao k_0 de De Corte ^[15] e Jaćimović ^[51]	90
Figura 47 – Resultado final de k_0 para a reação $^{74}\text{Se}(n,\gamma)^{75}\text{Se}$ na energia de 264,66 keV obtido nas irradiações de 2016 comparado ao k_0 de De Corte ^[15] e Jaćimović ^[51]	90
Figura 48 – Resultado final de k_0 para a reação $^{74}\text{Se}(n,\gamma)^{75}\text{Se}$ na energia de 279,54 keV obtido nas irradiações de 2016 comparado ao k_0 de De Corte ^[15] e Jaćimović ^[51]	91

Figura 49 – Resultado final de k_0 para a reação $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$ na energia de 190,3 keV nas irradiações realizadas nos anos de 2015 e 2016 comparado ao k_0 de De Corte ^[15] e de Arboccò ^[40]	94
Figura 50 – Resultado final de k_0 para a reação $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$ na energia de 558,4 keV nas irradiações realizadas nos anos de 2015 e 2016 comparado ao k_0 de De Corte ^[15] e de Arboccò ^[40]	94
Figura 51 – Resultado final de k_0 para a reação $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$ na energia de 725,2 keV nas irradiações realizadas nos anos de 2015 e 2016 comparado ao k_0 de De Corte ^[15] e de Arboccò ^[40]	95
Figura 52 – Resultado final de k_0 para a reação $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ na energia de 479,53 keV obtido nas irradiações de 2015 comparado ao k_0 de De Corte ^[15]	97
Figura 53 – Resultado final de k_0 para a reação $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ na energia de 551,53 keV obtido nas irradiações de 2015 comparado ao k_0 de De Corte ^[15]	98
Figura 54 – Resultado final de k_0 para a reação $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ na energia de 618,77 keV obtido nas irradiações de 2015 comparado ao k_0 de De Corte ^[15]	98
Figura 55 – Resultado final de k_0 para a reação $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ na energia de 685,77 keV obtido nas irradiações de 2015 comparado ao k_0 de De Corte ^[15]	99
Figura 56 – Resultado final de k_0 para a reação $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ na energia de 725,89 keV obtido nas irradiações de 2015 comparado ao k_0 de De Corte ^[15]	98
Figura 57 – Resultado final de k_0 para a reação $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$ na energia de 295,96 keV obtido nas irradiações de 2016 comparado ao k_0 de Chilian ^[37] e Stopic ^[38]	102
Figura 58 – Resultado final de k_0 para a reação $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$ na energia de 316,51 keV obtido nas irradiações de 2016 comparado ao k_0 de Chilian ^[37] e Stopic ^[38]	103
Figura 59 – Resultado final de k_0 para a reação $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$ na energia de 468,07 keV obtido nas irradiações de 2016 comparado ao k_0 de Chilian ^[37] e Stopic ^[38]	103
Figura 60 – Resultado final de Q_0 obtido para a reação $^{74}\text{Se}(n,\gamma)^{75}\text{Se}$ comparado à valores de De Corte ^[15] , Mughabghab ^[91] e de Jaćimović ^[51]	105
Figura 61 – Resultados finais de Q_0 para a reação $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$ obtidos pelas irradiações realizadas nos anos de 2015 e 2016 comparado à valores de De Corte ^[15] , Mughabghab ^[91] e de Arboccò ^[40]	108
Figura 62 – Resultado final de Q_0 para a reação $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ comparado à valores de De Corte ^[15] e Mughabghab ^[91]	110

Figura 63 – Resultado final de Q_0 para a reação $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$ comparado à valores de Chilian (*Polytechnique*)^[37] e Chilian (SCK•CEN)112

LISTA DE TABELAS

Página

Tabela 1 – Reações nucleares predominantes com nêutrons para os intervalos de energia.....	9
Tabela 2 – Energias dos raios gama das fontes padrão selecionados. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos ^[87]	44
Tabela 3 – Energias dos raios gama dos alvos e do Au. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.....	45
Tabela 4 – Datas, horário de início e fim das irradiações dos coelhos com amostras sem e com cobertura de cádmio e amostras.....	48
Tabela 5 – Massas das amostras utilizadas nas irradiações de 2014 e 2015. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.....	60
Tabela 6 – Massas das amostras utilizadas nas irradiações de 2016. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.....	66
Tabela 7 – Massas das amostras utilizadas nas irradiações de 2017. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.....	67
Tabela 8 – Fator de cádmio dos alvos. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.....	71
Tabela 9 – Fator de auto-blindagem para nêutrons térmicos (G_{th}) e epitérmicos (G_e) do fio de índio. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos....	72
Tabela 10 – Fator de auto-blindagem para nêutrons térmicos (G_{th}) e epitérmicos (G_e) da folha de tungstênio. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.....	72
Tabela 11 – Fator de auto-blindagem para nêutrons térmicos (G_{th}) e epitérmicos (G_e) determinados pelo MATSSF. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.....	73
Tabela 12 – Fatores de correção para o Efeito de Soma em Cascata utilizados no IPEN. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.....	73
Tabela 13 – Eficiências experimentais obtidas em 2015 e 2016, eficiência obtida pelo <i>Método de Monte Carlo</i> , diferenças percentuais entre as eficiências experimentais e a obtida por Monte Carlo, a média das diferenças percentuais e o desvio padrão das diferenças percentuais. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.....	76
Tabela 14 – Eficiências obtidas para as energias dos alvos irradiados nos anos de 2015 e 2016 (^{75}Se , $^{114\text{m}}\text{In}$, ^{187}W e ^{192}Ir) pelo ajuste polinomial de 4º grau realizado. Eficiência obtida pelo Método de Monte Carlo para estas energias e a diferença percentual entre as eficiências experimentais e a obtida por Monte Carlo. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.....	78

Tabela 15 – Razão das eficiências obtidas para as energias dos alvos irradiados nos anos de 2015 e 2016 (^{75}Se , $^{114\text{m}}\text{In}$, ^{187}W e ^{192}Ir) e as eficiências do ^{198}Au obtidas pelo Método de Monte Carlo e pelo ajuste polinomial de 4º grau e a diferença percentual entre as razões.....79

Tabela 16 – Monitores, energia de transição gama (keV), energia média das ressonâncias $\bar{E}_{r,i}$ (eV), $\ln(\bar{E}_{r,i})$, Q_0 da literatura e $Q_0(\alpha)$ utilizados na determinação de α e o parâmetro f . O número entre parênteses corresponde à incerteza percentual.....81

Tabela 17 – Monitores, energia de transição gama (keV), o fator de normalização (f_n), e os valores obtidos para taxa de contagem específica $(A_{sp,i})_{Cd}$ obtidas para as amostras com cobertura de cádmio após a normalização utilizados na determinação de α . O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.....84

Tabela 18 – Q_0 da literatura ($Q_{0,Au}$), energia média das ressonâncias $\bar{E}_{r,Au}$ e $Q_0(\alpha)$ do ouro. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.....86

Tabela 19 – Atividades do ouro utilizado nas irradiações realizadas em 2015 e 2016, a sua atividade média, R_{Cd} , $(F_{Cd} \cdot R_{Cd} - 1)$ e os parâmetros f calculados. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.....87

Tabela 20 – Resultados de k_{01} e k_{02} obtidos em 2016 para a reação $^{74}\text{Se}(n,\gamma)^{75}\text{Se}$ em suas respectivas energias e suas diferenças percentuais. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.....88

Tabela 21 – Resultados finais do parâmetro k_0 obtidos para a reação $^{74}\text{Se}(n,\gamma)^{75}\text{Se}$ em suas respectivas energias em comparação com os valores recomendados da literatura. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.....89

Tabela 22 – Resultados de k_{01} e k_{02} obtidos em 2015 e 2016 para a reação $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$ em suas respectivas energias e suas diferenças percentuais. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.....92

Tabela 23 – Resultados de k_0 para a reação $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$ em suas respectivas energias em comparação com os valores recomendados da literatura. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.....93

Tabela 24 – Resultados k_{01} e k_{02} obtidos em 2015 para a reação $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ em suas respectivas energias e suas diferenças percentuais. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.....96

Tabela 25 – Resultados finais do parâmetro k_0 obtidos para a reação $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ em suas respectivas energias em comparação com os valores recomendados da literatura. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.....97

Tabela 26 – Resultados de k_{01} e k_{02} obtidos em 2016 para a reação $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$ em suas respectivas energias e suas diferenças percentuais. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.....100

Tabela 27 – Resultados de k_0 obtidos em 2016 para a reação $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$ em suas respectivas energias em comparação com os valores recomendados da literatura. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.....101

Tabela 28 – Resultados de Q_0 obtidos em 2016 para a reação $^{74}\text{Se}(n,\gamma)^{75}\text{Se}$ para cada energia de transição gama. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.....105

Tabela 29 – Resultado final de Q_0 obtido em 2016 para a reação $^{74}\text{Se}(n,\gamma)^{75}\text{Se}$ em comparação com os valores recomendados da literatura. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.....105

Tabela 30 – Resultados de Q_0 obtidos em 2015 e 2016 para a reação $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$ para cada energia de transição gama. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.....106

Tabela 31 – Resultado final de Q_0 obtido nos anos de 2015 e 2016 para a reação $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$ em comparação com os valores recomendados da literatura. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.....107

Tabela 32 – Resultados de Q_0 obtidos em 2015 para a reação $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ para cada energia de transição gama. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.....109

Tabela 33 – Resultado final de Q_0 obtido em 2015 para a reação $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ em comparação com os valores recomendados da literatura. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.....109

Tabela 34 – Resultados de Q_0 obtidos em 2016 para a reação $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$ para cada energia de transição gama. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.....111

Tabela 35 – Resultado final de Q_0 obtido em 2016 para a reação $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$ em comparação com os valores recomendados da literatura. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.....111

1. INTRODUÇÃO E REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

O *Método de Análise por Ativação Neutrônica* (AAN) ou *Neutron Activation Analysis* (NAA) foi proposto em 1936 por Hevesy e Levi ^[1].

No início do estudo da AAN alguns fatores da época dificultaram o desenvolvimento da técnica, como fontes de nêutrons com baixo fluxo, desempenho limitado dos ciclotrons, falta de detectores eficientes para a detecção da radiação gama e carência de métodos para a realização de espectrometria gama. A partir de 1945 o método cresceu rapidamente com o surgimento dos primeiros reatores nucleares que disponibilizaram um alto fluxo de nêutrons térmicos. O primeiro laboratório que utilizou a técnica de Análise por Ativação Neutrônica foi o *OAK Ridge National Laboratory*, com o primeiro reator nuclear que operou regularmente no mundo ^[1].

Em meados da década de 60-70, a utilização de computadores, o aprimoramento da eletrônica nuclear, o surgimento dos detectores semicondutores do tipo HPGe, que possuem alta resolução em energia para a radiação gama e o desenvolvimento da técnica de espectrometria gama proporcionaram um avanço em grande escala na utilização da técnica de AAN.

Desde então a Análise por Ativação Neutrônica tornou-se uma técnica analítica de alta sensibilidade, excelente precisão e exatidão, adequada para análises quantitativas multielementares dos elementos que podem estar presentes em concentrações alta, média ou até como elemento-traço, em amostras provenientes dos mais variados campos de aplicação, sem a necessidade de separação radioquímica ^[2]. O princípio da AAN está em expor o material a ser estudado em um feixe de nêutrons. Esta irradiação gera uma atividade induzida que é posteriormente determinada. Através do valor desta atividade é possível obter-se a concentração do elemento irradiado ^[2].

O conhecimento da concentração de elementos químicos em amostras é de grande interesse em diversas áreas de conhecimento. Dentre os campos de aplicação da AAN, podemos citar a determinação da concentração de elementos químicos em alimentos, em estudos ambientais, em amostras biológicas, em amostras geológicas, em ligas metálicas, em cerâmicas arqueológicas, para a análise de resíduo de pólvora na área criminalística etc. Neste contexto, a Análise por Ativação Neutrônica destaca-se como uma técnica importante e poderosa ^[3].

É de interesse da Agência Internacional de Energia Nuclear (IAEA – *International Nuclear Energy Agency*) discutir os benefícios e o papel da Análise por Ativação Neutrônica em aplicações e áreas de pesquisa que possam contribuir para a melhoria da utilização dos reatores de pesquisa [3].

Existem diversas técnicas de Análise por Ativação Neutrônica [4], dentre elas podemos citar a Análise Radioquímica por Ativação com Nêutrons (*RNAA– Radiochemical Neutron Activation Analysis*), a Análise por Ativação com Nêutrons Instrumental (*INAA– Instrumental Neutron Activation Analysis*), a Análise por Ativação de Nêutrons Térmicos (*TNAA– Thermal Neutron Activation Analysis*), a Análise por Ativação de Nêutrons Epitérmicos (*ENAA– Epithermal Neutron Activation Analysis*), a Análise por Ativação de Nêutrons Rápidos (*FNAA– Fast Neutron Activation Analysis*), a Análise por Ativação com Nêutrons Cíclica (*CNAA– Cyclic Neutron Activation Analysis*), a Análise por Ativação com Nêutrons In Vivo (*IVNAA– In Vivo Neutron Activation Analysis*) e a Análise por Ativação Neutrônica com Gama Prontos (*PGNAA– Prompt Gamma Neutron Activation Analysis*) [4].

Desde a década de 70 o Laboratório de Ativação Neutrônica (LAN) do IPEN/CNEN-SP tem utilizado a técnica de Análise por Ativação com Nêutrons Instrumental, empregando-se o método comparativo para a análise de diferentes matrizes tais como: geológicas, biológicas, arqueológicas, ambientais, dentre outras [5–8].

No método comparativo é utilizado um material de concentração e massa conhecidas chamado de padrão. Sob as mesmas condições a amostra a ser analisada e o padrão são irradiados simultaneamente com nêutrons e são medidos nas mesmas condições experimentais. Através de uma comparação entre as atividades induzidas na amostra e no padrão torna-se possível a determinação da concentração de um determinado elemento na amostra, assegurando-se que todos os parâmetros associados à irradiação e detecção são os mesmos.

Todavia a maioria dos estudos relacionados nesta área possui interesse em análises multielementares, o que torna o método comparativo muito trabalhoso, dispendioso e demorado pela necessidade do uso de padrões para cada um dos elementos que se pretende analisar. Muitas vezes o padrão de interesse é muito caro e são necessárias várias técnicas de separação radioquímica como extração, precipitação e destilação ou até mesmo o padrão é inexistente [9].

O Instituto de Ciências Nucleares (*Institute for Nuclear Sciences*) em Gent, Bélgica, em meados da década de 70 começou o desenvolvimento do *Método k_0* [9–12] de Análise por Ativação Neutrônica. A Bélgica é o berço dos estudos relacionados ao *Método k_0* de Análise por Ativação Neutrônica. Desde a sua introdução, a metodologia k_0 e seus protocolos cresceram de um mero conceito teórico para uma ferramenta totalmente operacional. Acredita-se que essa disseminação é basicamente em razão do cuidado na qual a metodologia foi exercida, a fim de tornar o método confiável e ao mesmo tempo de fácil utilização, sem esquecer as melhorias contínuas, refinamentos e extensões incorporadas [9]. Um marco na publicação dos dados nucleares foi a tabulação publicada em 1989 por De Corte e Simonits (com dados de 112 radionuclídeos) [13], seguido pelas "extensões" (1993), na adição de novos dados em um total de 122 radionuclídeos [14].

O *Método k_0* é uma alternativa que elimina algumas desvantagens, como, por exemplo, o uso de padrões. Este método faz uso de uma parametrização de conjuntos de dados nucleares experimentais ou teóricos em uma única grandeza que, por sua vez, pode ser determinada. A concentração dos elementos é calculada em relação a um elemento comparador, geralmente ouro, eliminando a necessidade de padrões. A técnica de análise por ativação com nêutrons no *Método k_0* pode ser considerada “quase absoluta”, em razão da sua excelente exatidão [9].

Em 2003 De Corte e Simonits determinaram experimentalmente o parâmetro k_0 para outros diversos núcleos-alvo [15].

A equipe do Laboratório de Metrologia Nuclear (LMN) do IPEN/CNEN-SP nos últimos 20 anos tem adquirido boa experiência na determinação experimental de diversos parâmetros associados a reações nucleares induzidas por nêutrons, conforme indicam os trabalhos publicados na literatura [16–20]. O LMN iniciou o estudo dos parâmetros k_0 e Q_0 no ano de 2011 [21]. Outros laboratórios do Brasil e do mundo têm desenvolvido trabalhos acerca do *Método k_0* [22–35].

Os parâmetros nucleares k_0 e Q_0 foram recalculados em alguns laboratórios do mundo [36–44] no intuito de refinar a base de dados destas constantes nucleares, principalmente no que se diz respeito a dados anteriores obtidos por De Corte [12–15, 45].

Entretanto, apesar dos esforços dos diversos laboratórios em atividade, os parâmetros k_0 e Q_0 ainda requerem uma investigação mais exata, alguns são considerados casos discrepantes, tendo em vista os diferentes resultados obtidos na literatura, outros

dados ainda são inexistentes, portanto o aperfeiçoamento deste método é de grande importância.

Muitas podem ser as causas para que essas discrepâncias apareçam: imprecisão na calibração de eficiência usada, falta de bons modelos de correção para auto-blindagem de nêutrons térmicos (G_{th}) e epitérmicos (G_e), incerteza no valor de Q_0 , a suposição de que o fator de cádmio (F_{Cd}) é igual à um e a incerteza dos fatores de correção de soma de alta coincidência (COI) quando medidos muito perto do detector ^[36]. Neste trabalho, todas as medidas foram tomadas para garantir resultados finais livres destas influências.

Da mesma forma que k_0 e Q_0 , a secção de choque para nêutrons térmicos (σ_0) é conhecida para a maioria dos núcleos de interesse, entretanto, requer uma determinação mais exata para diversos casos discrepantes.

A caracterização do espectro de nêutrons na exata posição de irradiação escolhida próximo ao núcleo de um reator nuclear é de grande importância. Para esta caracterização são introduzidos o parâmetro α (parâmetro relacionado com a distribuição de fluxo de nêutrons epitérmicos, aproximadamente dada por $1/E^{1+\alpha}$) e o parâmetro f (razão entre os fluxos de nêutrons térmico e epitérmico), constantes dependentes das instalações da irradiação, ambos estão relacionados ao método, seus valores são de grande valia no estudo.

Considerando a extensa utilização da Análise por Ativação com Nêutrons em todo o mundo e em várias áreas de aplicação e as discrepâncias observadas em diversos valores dos parâmetros envolvidos no *Método k_0* , conclui-se que a melhoria no conhecimento desses parâmetros poderá contribuir de forma significativa para a atualização do banco de dados existente. Para tal, uma maior população estatística de valores experimentais independentes favorece uma determinação mais exata de k_0 e Q_0 .

Acrescido a isso, esta forte necessidade de atualização do banco de dados nucleares deve ser realizada de modo a melhorar o valor das incertezas das medidas relacionadas ao *Método k_0 de Análise por Ativação Neutrônica* ^[46].

2. JUSTIFICATIVA E OBJETIVO DO TRABALHO

2.1 Estado da Arte

Em encontros ocorridos para discorrer a respeito da Base de Dados de Referência existentes para a Análise por Ativação Neutrônica da *IAEA – International Nuclear Energy Agency* e De Corte (2010) recomendaram o estudo de alguns materiais para a melhoria do banco de dados das constantes nucleares envolvidas no *Método k_0 – AAN*, em especial a medição adicional e investigação de k_0 e Q_0 para os seguintes núclídeos ^[47–49]: ^{127}I , ^{23}Na , ^{27}Al , ^{131}Ba , ^{138}Ba , ^{121}Sb , ^{123}Sb , ^{115}Cd , ^{192}Ir , ^{197}Hg , ^{75}Se , ^{159}Gd , ^{109}Pd , $^{134\text{m}}\text{Cs}$, ^{36}S , ^{49}Ca , $^{90\text{m}}\text{Y}$, ^{58}Fe , ^{186}W .

Na Segunda Reunião de Coordenação de Pesquisas em Referência de Banco de Dados para Análise por Ativação de Nêutrons da *IAEA* ^[48] o valor de k_0 para a reação $^{186}\text{W}(\text{n},\gamma)^{187}\text{W}$ mostrou um problema comparando-se o valor da integral de ressonância medido com o calculado a partir de dados diferenciais.

Na literatura encontra-se a discussão de discrepâncias no valor de k_0 para a reação $^{113}\text{In}(\text{n},\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$ ^[40] e diferenças de Q_0 desta reação de até 13,1% ^[50].

Stopic *et al.* (2014) ^[38] obteve valores de k_0 para a reação $^{191}\text{Ir}(\text{n},\gamma)^{192}\text{Ir}$ utilizando os nêutrons bem-termalizados do reator de pesquisa OPAL. Em sua análise ele recomenda que Q_0 seja determinado separadamente para esta reação do irídio, usando reatores mais adequados para esse fim. Uma vez que a correção α para a distribuição do fluxo epitérmico de nêutrons é próxima de zero na posição de irradiação escolhida (24A) do reator IEA-R1 do IPEN, Q_0 pode ser determinado com maior precisão para o ^{191}Ir no reator IEA-R1, ajustando-se ao propósito de Stopic.

Adicionados aos casos de discrepâncias da literatura mencionados, o parâmetro k_0 para algumas energias e Q_0 para a reação $^{74}\text{Se}(\text{n},\gamma)^{75}\text{Se}$ possuem discrepâncias na literatura ^[15, 51].

O objetivo do presente trabalho é contribuir para a melhoria na qualidade dos valores de k_0 e Q_0 para as reações: $^{74}\text{Se}(\text{n},\gamma)^{75}\text{Se}$, $^{113}\text{In}(\text{n},\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$, $^{186}\text{W}(\text{n},\gamma)^{187}\text{W}$ e $^{191}\text{Ir}(\text{n},\gamma)^{192}\text{Ir}$ devido as razões apontadas.

Uma vez que há a necessidade de melhorar o valor das incertezas das medidas relacionadas ao *Método k_0 de Análise por Ativação Neutrônica* ^[46] na atualização do banco

de dados existente, a melhoria dos valores de k_0 e Q_0 deve estar aliada a um tratamento eficaz e rigoroso das incertezas das medidas do *Método k_0* correlacionadas a estes parâmetros.

O ineditismo do trabalho está na *Análise de Covariância* associada ao *Método dos Mínimos Quadrados* que foi utilizada para o tratamento adequado das incertezas.

Por meio deste método estatístico rigoroso todas as incertezas parciais envolvidas no processo foram utilizadas. Este aspecto é uma contribuição original importante na determinação destes parâmetros, uma vez que esta metodologia ainda não foi utilizada nos valores apresentados na literatura para as reações: $^{74}\text{Se}(n,\gamma)^{75}\text{Se}$, $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$, $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ e $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$ estudados neste trabalho.

A metodologia de análise de covariância já é um procedimento estatístico bem conhecido e utilizado por instituições de renome internacional [52–54] para a análise da secção de choque para nêutrons nas regiões térmica e de ressonância, no entanto, este método estatístico rigoroso até o prezado momento só foi utilizado no tratamento das incertezas associadas às reações $^{64}\text{Zn}(n,\gamma)^{65}\text{Zn}$ e $^{68}\text{Zn}(n,\gamma)^{69\text{m}}\text{Zn}$ [21].

O α (parâmetro relacionado com a distribuição de fluxo de nêutrons epitérmicos, aproximadamente dada por $1/E^{1+\alpha}$) e a razão entre os fluxos de nêutrons térmico e epitérmico f , constantes dependentes das instalações da irradiação foram calculadas para a posição de irradiação 24 A- prateleira 5 do reator IEA-R1 do IPEN.

2.2 Relevância da metodologia de análise de covariância do presente estudo

O interesse à temática de incertezas de dados nucleares começou a surgir em meados da década de 70, em resposta à necessidade da comunidade de física de reatores de métodos rigorosos para manejar os dados, particularmente, métodos aplicáveis à avaliação de dados nucleares provenientes de experimentos em reatores [55].

Aplicações da metodologia de covariância tem se expandido, entretanto algumas áreas de pesquisa nuclear aplicada permanecem intactas neste aspecto. A preocupação com o tema das incertezas de dados decorre da crença de que a comunidade nuclear deve empregar procedimentos que levem à geração de dados nucleares precisos à aplicação adequada desses dados no desenvolvimento de tecnologias nucleares seguras, confiáveis e economicamente vantajosas [55]. Doravante este fato, a metodologia de matriz de covariância é uma ferramenta poderosa que proporciona uma análise estatística rigorosa, considerando-se todas as incertezas envolvidas.

Sobretudo foi observado que uma parte da literatura não aborda quais foram as incertezas dos parâmetros relacionados que foram utilizados na obtenção das incertezas de k_0 e Q_0 . Foi observado que o valor das incertezas dos valores de F_{Cd} não são mencionados pela literatura ^[38, 40]. Não é abordado na literatura estudada ^[38, 40] se as incertezas do F_{Cd} , G_{th} e G_e , dos fatores de correção para tempo morto, saturação, decaimento radioativo, atenuação na fonte, número de contagens, eficiência, dos parâmetros α e f , da energia de ressonância, da massa e do Q_0 da literatura foram incluídos para a obtenção da incerteza dos parâmetros k_0 e Q_0 . No presente trabalho todas estas incertezas foram consideradas na obtenção das incertezas de k_0 e Q_0 utilizando-se a metodologia de análise de covariância.

3. FUNDAMENTOS TEÓRICOS

3.1 Interação dos nêutrons com a matéria

Os nêutrons são partículas eletricamente neutras, não são afetados pelos elétrons em um átomo ou pela carga positiva do núcleo e como consequência, eles passam através da eletrosfera de um átomo e interagem diretamente com o núcleo ^[56]. Por esta razão, os nêutrons são pontas de prova ideais podendo penetrar profundamente na matéria; desta forma são indicados para análise de materiais, no estudo de estruturas atômicas e moleculares em física da matéria condensada, biociências e em física nuclear e partículas elementares ^[2].

A interação dos nêutrons com a matéria ocorre por meio de espalhamento (elástico ou inelástico) e reações de absorção (captura radioativa e fissão, por exemplo) ^[56].

No espalhamento o nêutron depois de interagir com o núcleo permanece livre, entretanto com possíveis mudanças em sua velocidade (energia) e direção de trajetória.

No espalhamento elástico (n, n) o núcleo alvo não sofre nenhuma modificação em sua composição isotópica ou na sua energia interna após a colisão. Durante a colisão o nêutron transfere parte de sua energia cinética para o núcleo alvo e este adquire uma velocidade de recuo.

No espalhamento inelástico (n, n') o núcleo não sofre nenhuma modificação em sua composição isotópica, mas torna-se excitado e o nêutron transfere energia para o núcleo.

Basicamente a interação com nêutrons pode ser descrita pela reação $X+n \rightarrow Y+y$, onde X é o núcleo alvo, n é o nêutron, Y é o núcleo composto e y é a partícula ou radiação emergente na reação.

Um exemplo de reação de absorção é o processo de captura radioativa (n, γ), onde um nêutron é capturado pelo núcleo e um ou mais raios gama são emitidos ^[56]. Reações de absorção de nêutrons por um núcleo ainda podem envolver emissão de partículas carregadas, como no caso de emissão de partículas alfa (n, α) ou prótons (n, p) ^[56].

Desta forma nota-se que um nuclídeo pode ser produzido através de diferentes reações nucleares e diferentes produtos podem ser obtidos a partir do mesmo núcleo alvo e da mesma partícula incidente.

Nota-se a presença de reações nucleares predominantes para os intervalos de energia na interação com nêutrons mostrados na TAB. 1.

TABELA 1 – Reações nucleares predominantes com nêutrons para os intervalos de energia.

Energia incidente	Nuclídeos de massa mediana ($25 < A < 80$)	Nuclídeos pesados ($80 < A < 250$)
0-1 keV	n, γ	n, γ
1-500 keV	n, γ	n, γ
0.5-10 MeV	n, α	n, p
10-50 MeV	n, p	n, γ
	n, 2n	n, 2n
	n, p	n, p
	n, np	n, pn
	n, 2p	n, 2p
	n, α	n, α

3.2 Espectros de nêutrons

A caracterização precisa da instalação de irradiação requer a determinação do parâmetro α e do parâmetro f (razão entre os fluxos de nêutrons térmico e epitérmico). Para obtermos estes parâmetros é necessário o entendimento da distribuição do fluxo de nêutrons $\phi(E)$ em função da energia no nêutron, típica de um reator nuclear térmico. Uma representação para este comportamento é mostrado na FIG. 1 ^[12].

FIGURA 1 – Representação da distribuição do fluxo de nêutrons $\phi(E)$ em função da energia no nêutron, típica de um reator nuclear térmico ^[12].

Na FIG.1 observa-se que a distribuição do fluxo dos nêutrons térmicos, epitérmicos e rápidos varia em função da energia no nêutron com diferentes distribuições.

Nêutrons térmicos são nêutrons que após perderem energia durante a moderação atingem o equilíbrio térmico com os núcleos do meio, possuem energias inferiores a 1 eV. O fluxo dos nêutrons térmicos varia em função da energia do nêutron conforme a lei de distribuição de Maxwell- Boltzmann (FIG. 1).

Nêutrons epitérmicos são nêutrons que se encontram num processo de moderação, predominantemente por meio de colisões elásticas, com energias compreendidas entre 0,5 eV e 2 MeV. No caso ideal (teórico), a distribuição do fluxo de nêutrons $\phi(E)$ é descrito como $1/E$. Entretanto no caso de irradiações reais não se observa perfeitamente o caso ideal, os espectros de nêutrons epitérmicos podem se afastar deste comportamento, seguindo a expressão $1/E^{1+\alpha}$, onde α pode ser menor, igual ou maior que zero (FIG.1).

Nêutrons rápidos são os nêutrons que acabaram de ser produzidos na fissão e ainda não sofreram nenhum processo de moderação, possuem energias entre 500 keV e 20 MeV. Por esse motivo seu espectro é chamado de espectro de fissão. A distribuição do fluxo de nêutrons $\phi(E)$ varia com a energia do nêutron conforme a distribuição de Watt (FIG.1).

3.3 Seção de choque

3.3.1 Definição

Diversos tipos de reações nucleares podem ocorrer. O parâmetro que expressa a probabilidade de ocorrência de um determinado tipo de reação nuclear é definida como seção de choque. A seção de choque corresponde à área efetiva que o projétil possui para interagir com o núcleo. O raio de um núcleo é da ordem de 10^{-12} cm, por conseguinte sua área é da ordem de 10^{-24} cm² (definida como 1 barn) e por esta razão a seção de choque é uma grandeza geralmente dada em barns.

A seção de choque é característica do núcleo alvo e é dependente da velocidade ou energia da partícula incidente ^[56]. Definimos seção de choque total como a somatória das seções de choque individuais para cada tipo de reação nuclear.

Quando um nêutron interage com um núcleo podemos definir a seção de choque total (σ_t) como a soma da seção de choque de espalhamento (σ_s) e a seção de choque de absorção (σ_a):

$$\sigma_t = \sigma_s + \sigma_a \quad (1)$$

Onde: a seção de choque de espalhamento (σ_s) é a soma entre a seção de choque de espalhamento elástico (σ_e) e a seção de choque de espalhamento inelástico (σ_i). A seção de choque de absorção é a soma da seção de choque de captura radioativa ($\sigma_{n,\gamma}$), da seção de choque de fissão ($\sigma_{n,f}$), da seção de choque onde há liberação de uma partícula alfa ($\sigma_{n,\alpha}$), além de outras possíveis seções de choque onde haja absorção do nêutron incidente.

Logo a equação (1) pode ser descrita por:

$$\sigma_t = (\sigma_e + \sigma_i) + (\sigma_{n,\gamma} + \sigma_{n,f} + \sigma_{n,\alpha} + \dots) \quad (2)$$

A seção de choque macroscópica (Σ) expressa a probabilidade de o nêutron sofrer interação com os átomos de um material de 1 cm de espessura. A seção de choque macroscópica (Σ) dada em cm⁻¹ é o produto da seção de choque microscópica (σ) e a densidade atômica do alvo (N), $\Sigma = \sigma N$.

Os nêutrons térmicos são aqueles que estão em equilíbrio térmico com o meio, sua energia mais provável é 0,025 eV e a reação predominante entre nêutrons térmicos é a captura radioativa, reação (n, γ), descrita a seguir.

3.3.2 Seção de choque para a Reação de Captura Radioativa (n, γ)

É conveniente dividir a seção de choque para a reação de captura radioativa em três regiões. Na região de baixa energia (até aproximadamente 1,5 eV) para a maioria dos núcleos, $\sigma_{n,\gamma}$ varia por $1/E^{1/2}$, onde E é a energia do nêutron. Uma vez que a velocidade do nêutron v é proporcional a $E^{1/2}$, isto significa que a seção de choque para a reação de captura radioativa $\sigma_{n,\gamma}$ varia com $1/v$, onde v é a velocidade do nêutron. A região de baixa energia de $\sigma_{n,\gamma}$ é portanto conhecida como região $1/v$. A seção de choque para nêutrons é geralmente representada em escala log-log sendo que a seção de choque que se encontra na região $1/v$ descreve uma linha reta com coeficiente angular $-1/2$. Este comportamento é visualizado na FIG.2, em que a região $1/v$ e a primeira ressonância são mostradas para o ^{197}Au . Para alguns núcleos importantes, a seção de choque para a reação de captura radioativa $\sigma_{n,\gamma}$ não apresenta exatamente o comportamento $1/v$ em baixa energia (até aproximadamente 1,5 eV), e tais núcleos são chamados de “absorvedores não- $1/v$ ” [56].

FIGURA 2 – Seção de choque para a reação de captura radioativa do ^{197}Au em baixas energias [56].

Após a região $1/v$, há uma região de ressonâncias. Nas proximidades de uma ressonância isolada na energia E_r , a seção de choque para a reação de captura radioativa

$\sigma_{n,\gamma}$ é dada, para o caso de um nível nuclear isolado, pela Fórmula de Breit-Wigner, dada por ^[56]:

$$\sigma_{n,\gamma} = \frac{\gamma_r^2 g}{4\pi} \frac{\Gamma_n \Gamma_g}{(E - E_r)^2 + \Gamma^2 / 4} \quad (3)$$

Onde: γ_r é o comprimento de onda de nêutrons com energia E_r , g é uma constante conhecida como *fator estatístico*, Γ_n e Γ_g são constantes chamadas respectivamente de *largura do nêutron* e *largura da radiação gama* e $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_g$ é chamada *largura total*.

A seção de choque para a reação de captura radioativa $\sigma_{n,\gamma}$ cai para metade do seu valor máximo nas energias $E_r + \Gamma/2$. Em resumo, Γ é a largura da ressonância na metade de sua altura. Após a região de ressonâncias, que termina ao final de 1 keV para núcleos pesados e em energias cada vez mais altas para núcleos leves, $\sigma_{n,\gamma}$ cai rapidamente e suavemente para valores muito pequenos ^[56].

3.4 Energia de Corte de Cádmio

De acordo com a convenção de Högdahl ^[12] (para núcleos que obedecem a Lei $1/v$), se uma amostra é irradiada em uma cápsula de cádmio de 1 mm de espessura, a cápsula absorverá completamente os nêutrons de energias inferiores a energia de corte do cádmio $E_{Cd} = 0,55$ eV (subcádmicos), deixando passar livremente os de energias superiores (epicádmicos). Desta forma o cádmio funciona como um absorvedor de nêutrons térmicos, em razão da altíssima seção de choque do Cd para estes nêutrons para a reação (n,γ) de captura, mais precisamente uma seção de choque de 19964,1 barns na energia de 0,0253eV; deixando que os nêutrons epitérmicos e rápidos atinjam a amostra.

O cádmio na reação $^{113}\text{Cd} (n,\gamma) ^{114}\text{Cd}$ possui um grande pico de ressonância na energia de 0,178 eV e o ponto médio desta altura localiza-se na $E_{Cd} = 0,55$ eV, indicados na FIG. 3 por uma chave e por um sinal de crucifixo, respectivamente.

FIGURA 3 – Curva do logaritmo da seção de choque total para o Cd, em função do logaritmo da energia do nêutron. O ponto marcado na figura nos dá aproximadamente a $E_{Cd} = 0,55 \text{ eV}$ ^[57].

Na prática, o Cd não se comporta como um filtro ideal de nêutrons térmicos e torna-se necessário aplicar um fator de correção, denominado F_{Cd} , conforme descrito a seguir.

3.5 Fator de Cádmio

O fator de cádmio F_{Cd} é a razão entre o fator de transmissão de nêutrons em uma cobertura de Cd com relação a um filtro de nêutrons térmicos ideal (possui secção de choque infinita até $E_{Cd} = 0,55 \text{ eV}$ e nula acima desta energia). Ele é calculado aplicando-se os dados de seção transversal do ENDF/B-VII ^[57] conforme a equação ^[58]:

$$F_{Cd} = \frac{\int_0^{\infty} t(E) \cdot \sigma(E) \cdot \phi(E) dE}{\int_{E_{Cd}}^{E_3} \sigma(E) \cdot \phi(E) dE} \quad (4)$$

Esta equação foi aproximada para:

$$F_{Cd} = \frac{\sum_i t(E_i) \cdot \sigma(E_i) \cdot \phi(E_i) \cdot \Delta E_i}{\sum_i \sigma(E_i) \cdot \phi(E_i) \cdot \Delta E_i} \quad (5)$$

Onde o fator de transmissão $t(E_i)$ é dado por:

$$t(E_i) = e^{-N_{Cd} \cdot d \cdot \sigma_{Cd}(E_i)} \quad (6)$$

Nas equações (4), (5) e (6): $\sigma(E)$ é a seção de choque total (cm^2) para a energia do nêutron E em eV; $\phi(E)$ é o fluxo de nêutrons por unidade de energia ($\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{eV}^{-1}$) para a energia E , N_{Cd} é a densidade do número de átomos de cádmio, d é a distância entre uma extremidade da espessura de cádmio à outra extremidade, $\sigma_{Cd}(E_i)$ é a seção de choque total do Cádmio (cm^2) para a energia do nêutron E_i em eV; E_{Cd} e E_3 são as energias de corte de Cádmio correspondentes aos limites inferior e superior de energia, com valores iguais a 0,55 eV e 2 MeV, respectivamente.

Considerando uma incidência de nêutrons isotrópica, a média com respeito ao ângulo sólido Ω_k coberto pela caixa de cádmio para o fator de cádmio dado pela equação (5) é dada conforme a equação (7) ^[58]:

$$\bar{F}_{Cd} = \frac{\sum_k F_{Cd, \Omega_k} \cdot \Delta \Omega_k}{\sum_k \Delta \Omega_k} \quad (7)$$

Considerou-se o ângulo sólido Ω_k coberto pela caixa de cádmio uma vez que a espessura de cádmio varia com o ângulo por se tratar de uma caixa de cádmio.

3.6 Energia de Ressonância Efetiva

Energia de ressonância efetiva $\bar{E}_r$ é a energia de uma única ressonância hipotética que dá a mesma taxa de ativação de ressonância que as ressonâncias reais do isótopo na região epitérmica. A partir desta definição nota-se que a energia de ressonância efetiva $\bar{E}_r$ depende da distribuição do fluxo dos nêutrons epitérmicos $1/E^{1+\alpha}$ podendo sofrer alterações devido o valor de α e desta forma, deve ser descrita como $\bar{E}_r(\alpha)$ ^[12].

A energia de ressonância efetiva $\bar{E}_r(\alpha)$ é dada por ^[12]:

$$[\bar{E}_r(\alpha)]^{-\alpha} = I'_0(\alpha) / I'_0 \quad (8)$$

Onde: I'_0 é a integral de ressonância reduzida para o espectro de nêutrons epitérmicos $1/E$ (caso ideal) a partir da energia de corte de cádmio $E_{Cd} = 0,55 \text{ eV}$ e $I'_0(\alpha)$ é a integral de ressonância reduzida para o espectro de nêutrons epitérmicos $1/E^{1+\alpha}$.

3.7 Taxa de reação

A taxa de reação R por núcleo alvo (em s^{-1}) para nêutrons monoenergéticos está relacionada com a seção de choque macroscópica (Σ em cm^{-2}) e o fluxo de nêutrons (ϕ em $nêutrons.cm^{-2}.s^{-1}$) pela expressão ^[56]:

$$R = \Sigma \phi \quad (9)$$

Pode-se estender a equação (9) para o caso de nêutrons que possuem uma distribuição de energias, a taxa de reação total é dada pela integral ^[56]:

$$R_t = \int_0^{\infty} \Sigma(E) \phi(E) dE \quad (10)$$

Sendo:

$$\phi(E) = n(E)v(E) \quad (11)$$

Onde: $\phi(E)$ é o fluxo por unidade de energia, $n(E)$ é a densidade de nêutrons por unidade de energia e $v(E)$ é a velocidade por unidade de energia.

3.8 Atividade induzida por uma reação nuclear

A atividade induzida por uma reação nuclear durante um tempo de irradiação t_{irr} pode ser correlacionada com o fluxo de partículas incidentes, sendo definida por:

$$A(t) = \sigma \cdot \phi \cdot N_{átomos} \cdot (1 - e^{-\lambda t_{irr}}) \quad (12)$$

Onde: A é a atividade, σ é a seção de choque, ϕ é o fluxo de partículas (por exemplo, nêutrons), $N_{átomos}$ é o número de átomos-alvo irradiados e λ é a constante de decaimento radioativo.

3.9 Taxa de contagem específica

Define-se a taxa de contagem específica (em contagem/g.s) pela seguinte expressão^[12]:

$$A_{sp,i} = \left(\frac{N_p / t_m}{S.D.C.W} \right)_i \quad (13)$$

O subscrito i pode ser substituído por “ a ” ou “ Au ”, correspondendo à amostra (elemento de interesse) ou ao ouro, respectivamente.

Onde: N_p é a área do pico de absorção total da linha gama considerada, geralmente obtida por espectrometria gama com detector de HPGe (corrigida para tempo morto, fator geométrico, soma em cascata, etc.); t_m é o tempo de medida; S é o fator de saturação: $S = 1 - \exp(-\lambda t_{irr})$, com t_{irr} : tempo de irradiação; D é o fator de decaimento: $D = \exp(-\lambda t_d)$ com t_d : tempo de decaimento; C é o fator de contagem: $C = [1 - \exp(-\lambda t_m)] / \lambda t_m$, com t_m : tempo de medida, λ é a constante de decaimento radioativo e W é a massa da amostra ou do comparador (ouro) irradiados.

3.10 Razão de Cádmio

A razão de cádmio (R_{Cd}) é determinada em função das taxas de contagens específicas dos monitores irradiados com e sem cobertura de cádmio. A R_{Cd} pode ser definida por ^[12]:

$$R_{Cd} = \frac{A_{sp,i}}{(A_{sp,i})_{Cd}} \quad (14)$$

Onde: $A_{sp,i}$ é a taxa de contagem específica do monitor irradiado sem cobertura de cádmio e $(A_{sp,i})_{Cd}$ é a taxa de contagem específica do monitor irradiado com cobertura de cádmio.

3.11 Fator de auto-blindagem para nêutrons

O fator de correção para auto-blindagem (*self-shielding*) deve ser considerado, G_{th} é o fator de correção para auto-blindagem para nêutrons térmicos e G_e para os nêutrons epitérmicos.

O campo de nêutrons térmicos ou epitérmicos em um reator nuclear sofre uma perturbação local nas proximidades da amostra. Esse fator depende da geometria, das dimensões e também das propriedades físicas e nucleares da amostra, como a seção de choque macroscópica total, seção de choque macroscópica de absorção, espessura da amostra, a largura total de nível de excitação do núcleo-alvo e a largura de nível para a energia gama definida.

O software MATSSF (*Material Attenuation Self Shielding Factor*) ^[59] é um Software da IAEA que determina os fatores de correção para auto-blindagem G_{th} e G_e teoricamente.

Considerando-se que a utilização de amostras constituídas de alíquotas de solução dos alvos possuem uma auto-blindagem muito pequena, pode-se aproximar os

fatores G_{th} e G_e destas amostras como sendo iguais a 1. Desse modo, os fatores correspondentes a outros tipos de amostras, como fios e folhas, podem ser determinados experimentalmente de forma relativa, irradiando-se o fio ou folha de determinado alvo, juntamente com amostra de alíquota de solução, obtendo-se as correções pelas relações seguintes:

$$G_{th} = \frac{A(fio) - A_e(fio)}{A(solução) - A_e(solução)} \quad (15)$$

$$G_e = \frac{A_e(fio)}{A_e(solução)} \quad (16)$$

Onde: $A(fio)$ e $A_e(fio)$ são as atividades do alvo na forma de fio, sem e com cobertura de cádmio, respectivamente; $A(solução)$ e $A_e(solução)$ são as atividades do alvo na forma de solução em papel filtro, sem e com cobertura de cádmio, respectivamente.

3.12 Parâmetros relacionados com a irradiação

3.12.1 Determinação do parâmetro α

O Método k_0 só pode ser aplicado se as características da forma do espectro de nêutrons forem conhecidas. Neste contexto o parâmetro da forma do espectro de nêutrons desempenha um papel importante na metodologia da Análise por Ativação Neutrônica [3].

A função ideal do tipo I/E não é satisfatória para uma boa análise por ativação neutrônica [12]. Distorções podem alterar o comportamento ideal, desta forma o mais correto ao se aplicar o método de padronização k_0 é utilizar uma função distribuição do tipo $I/E^{1+\alpha}$.

Conforme mencionado na seção 3.2, o parâmetro α é uma medida de quanto se afasta o fluxo de nêutrons epitérmicos do comportamento ideal, sendo característico para cada posição de irradiação do reator. Encontra-se para α , tanto valores positivos quanto negativos [12] que correspondem aos espectros de fluxos epitérmicos com componentes rápidas menores ou maiores, respectivamente, com relação ao caso ideal. Se o espectro de nêutrons é deslocado para energias mais elevadas então α é negativo e inversamente, se os nêutrons tendem a ser mais termalizados, α é positivo [18].

Esse desvio no espectro ideal de nêutrons epitérmicos $1/E$, baseado no valor do parâmetro α é mostrado na FIG.4.

FIGURA 4 – Desvio no espectro ideal de nêutrons epitérmicos $1/E$, baseado no valor do parâmetro α . Imagem adaptada de Gosuly e Dărbăban, 2010 ^[60].

A determinação do parâmetro α baseia-se na resposta da ativação dos núcleos selecionados tendo picos de ressonância para a captura de nêutrons para diferentes energias de nêutrons na região dos epitérmicos ^[61].

O *Método de Monitores Múltiplos Cobertos Com Cádmio* (*Cd-covered multi-monitor method*) é um dos métodos mais utilizados para a determinação de α descritos na literatura ^[12]. Neste método, um conjunto de n monitores é irradiado simultaneamente, sob uma cobertura de Cádmio, e o parâmetro α pode ser obtido ^[12] por meio da inclinação da reta que se obtém por regressão do parâmetro:

$$Y = \log \frac{(\bar{E}_{r,i})^{-\alpha} (A_{sp,i})_{Cd}}{k_{o,Au}(i) \cdot \varepsilon_{p,i} F_{Cd,i} Q_{0,i}(\alpha) G_{e,i}} \quad \text{como função de} \quad X = \log \bar{E}_{r,i}. \quad (17)$$

Nesta expressão, $i = 1, 2, 3, \dots, n$; denota o índice da reação, $\bar{E}_{r,i}$ é a energia média das ressonâncias do monitor i e $\varepsilon_{p,i}$ é a eficiência de pico.

Outro método utilizado é o *Método da Razão de Cádmio com Monitores Múltiplos* (*Cd-ratio multi-monitor method*)^[12]. Neste caso, o conjunto de n monitores é irradiado com e sem uma cobertura de Cádmio. Após a irradiação, a razão de cádmio dos monitores é calculada e o parâmetro α é obtido pela inclinação da reta que se obtém pela regressão do parâmetro:

$$Y = \log \frac{(\bar{E}_{r,i})^{-\alpha}}{(F_{Cd,i} \cdot R_{Cd,i} - 1) \cdot Q_{0,i}(\alpha) \cdot G_{e,i} / G_{th,i}} \quad \text{em função de } X = \log \bar{E}_{r,i} \quad (18)$$

Pode-se observar que há uma correlação entre os parâmetros X e Y , pois ambos utilizam as energias médias das ressonâncias e ambos são obtidos pelo mesmo experimento. Além disso, a razão de cádmio ($R_{Cd,i}$) é determinada em função das atividades dos monitores irradiados com e sem cádmio, sendo portanto, correlacionadas.

Além do *Método de Monitores Múltiplos Cobertos Com Cádmio* e do *Método da Razão de Cádmio com Monitores Múltiplos*, um terceiro tipo de método pode ser utilizado, o *Método de Monitor triplo Nu* (*Bare-irradiation method*).

O *Método de Monitor Triplo Nu* permite a determinação (sem a utilização da cobertura de cádmio) de α por meio da função implícita^[12]:

$$(a-b)Q_{0,1}(\alpha) \frac{G_{e,1}}{G_{th,1}} - aQ_{0,2}(\alpha) \frac{G_{e,2}}{G_{th,2}} + bQ_{0,3}(\alpha) \frac{G_{e,3}}{G_{th,3}} = 0 \quad (19)$$

$$a = \left\{ 1 - \frac{A_{sp,2}}{A_{sp,1}} \frac{k_{0,Au}(1)}{k_{0,Au}(2)} \frac{\varepsilon_{p,1}}{\varepsilon_{p,2}} \right\}^{-1} \quad (20)$$

$$b = \left\{ 1 - \frac{A_{sp,3}}{A_{sp,1}} \frac{k_{0,Au}(1)}{k_{0,Au}(3)} \frac{\varepsilon_{p,1}}{\varepsilon_{p,3}} \right\}^{-1} \quad (21)$$

Normalmente, neste método são utilizados os isótopos do zircônio. Neste caso, o índice 1 corresponde ao isótopo $^{97}\text{Zr}/^{97\text{m}}\text{Nb}$ na energia de 743 keV e o índice 2 ao isótopo ^{95}Zr nas energias 724,2 e 756,7 keV e o índice 3 o ^{198}Au na energia de 411 keV.

3.12.2 Determinação do parâmetro f

Pelo *Método da Razão de Cádmio com Monitores Múltiplos (Cd-ratio multi-monitor method)* o parâmetro f , que corresponde à razão entre os fluxos de nêutrons térmico e epitérmico, pode ser determinado por meio da seguinte expressão [12]:

$$f = (F_{Cd} \cdot R_{Cd} - I) G_e Q_0(\alpha) / G_{th} \quad (22)$$

Onde: F_{Cd} é o fator de transmissão cádmica para nêutrons epitérmicos, R_{Cd} a razão de cádmio e G_e e G_{th} os fatores de correção para auto-blindagem dos nêutrons epitérmicos e térmicos, respectivamente.

Na literatura o parâmetro f também pode ser determinado pelo *Método do Monitor Bi-Isotópico Nu (Bare Bi-Isotopic Zr Method)*.

A expressão utilizada pelo *Método do Monitor Bi-Isotópico Nu* é dada por [12]:

$$f = \frac{G_{e,1} \frac{k_{0,Au}(1)\varepsilon_{p,1}}{k_{0,Au}(2)\varepsilon_{p,2}} Q_{0,1}(\alpha) - G_{e,2} \frac{A_{sp,1}}{A_{sp,2}} Q_{0,2}(\alpha)}{G_{th,2} \frac{A_{sp,1}}{A_{sp,2}} - G_{th,1} \frac{k_{0,Au}(1)\varepsilon_{p,1}}{k_{0,Au}(2)\varepsilon_{p,2}}} \quad (23)$$

Neste caso, o índice 1 corresponde ao isótopo $^{97}\text{Zr}/^{97\text{m}}\text{Nb}$ na energia de 743 keV e o índice 2 ao isótopo ^{95}Zr nas energias 724,2 e 756,7 keV.

3.13 Parâmetros relacionados com a detecção

3.13.1 Eficiência de Detecção

A eficiência $\varepsilon_p(E)$, denominada eficiência de pico [62], corresponde à razão entre o número de eventos registrados no pico de absorção total, e o número de fótons emitidos pela fonte, sendo representada pela equação:

$$\varepsilon_p(E) = \frac{S_p(E)}{I_\gamma A t_m} \cdot f_c \quad (24)$$

Onde: $S_p(E)$ é a área sob o pico de absorção total para a energia gama considerada; I_γ é a probabilidade da emissão gama por decaimento da linha considerada; A é a atividade da fonte, t_m é o tempo de medida; f_c são fatores de correção para tempo morto, geometria de detecção, decaimento radioativo, atenuação na fonte, correção para soma em cascata, etc.

3.13.2 Efeito Soma em Cascata

No processo de detecção da radiação gama, alguns pulsos podem ser causados pela detecção coincidente de dois (ou mais) fótons de radiação gama provenientes da mesma desintegração. Isto é possível uma vez que fótons gama de um decaimento podem interagir com o detector e depositar toda a sua energia em um intervalo de tempo pequeno, comparado com o tempo de resolução do detector ou da eletrônica associada.

Quando dois raios gama da mesma desintegração interagem simultaneamente no detector, somam-se as energias depositadas. A energia dos núcleos é quantizada. Quando um núcleo sofre uma transição para um estado de menor energia geralmente emite um fóton na região gama do espectro eletromagnético ^[63].

Um esquema simples de emissão de raios gama é visualizado na FIG.5.

FIGURA 5 – Esquema simples de emissão de raios gama para ilustrar o exemplo para correção de soma em cascata.

No caso dos raios gama γ_0 e γ_3 interagirem simultaneamente no detector há o caso de efeito soma em cascata denominado “*Summing out*”, contagens são removidas de γ_0 e γ_3 e o fator de correção do efeito soma em cascata para γ_0 e γ_3 é maior do que 1 ($F_c > 1$).

No caso dos raios gama γ_1 e γ_2 interagirem simultaneamente no detector há o caso de efeito soma em cascata denominado “*Summing in*”, contagens são adicionadas em γ_0 e o fator de correção do efeito soma em cascata para γ_0 é menor do que 1 ($F_c < 1$).

O fator de correção do efeito soma em cascata (F_c) pode ser determinado conforme Dias *et al* ^[17].

3.14 Método k_0

O parâmetro k_0 corresponde à razão entre parâmetros nucleares do núcleo-alvo de interesse, com relação ao comparador (geralmente ouro). A caracterização precisa das instalações de irradiação e detecção, a utilização de constantes nucleares da literatura (fatores k_0 , Q_0 e constantes de desintegração) assim como a determinação de parâmetros necessários para o cálculo da atividade das amostras irradiadas (eficiências de detecção e intensidades gama) é essencial para o Método k_0 . Os fatores k_0 são independentes do espectro do reator e das características do detector.

O fator k_0 de um isótopo analisado, com referência ao comparador, é definido pela equação ^[64]:

$$(k_{0,Au})_a = \frac{M_{Au} \cdot \Theta_a \cdot \sigma_{0,a} \cdot \gamma_a}{M_a \cdot \Theta_{Au} \cdot \sigma_{0,Au} \cdot \gamma_{Au}} \quad (25)$$

Onde: M_a é a massa atômica do elemento, Θ_a é a abundância isotópica, σ_a é a secção de choque para nêutrons térmicos, γ_a é a probabilidade de emissão gama por desintegração para a transição considerada. Os subscritos “a” e “Au” correspondem à amostra (elemento de interesse) e ao ouro (comparador), respectivamente.

Os fatores k_0 para a maioria dos elementos, que podem ser analisados por Análise de Ativação Neutrônica, foram determinados experimentalmente com boa exatidão e são encontrados na literatura ^[12, 64].

A concentração dos elementos é calculada em relação a um elemento comparador, geralmente ouro, eliminando a necessidade de padrões.

A fórmula para determinar a concentração do elemento em massa (em ppm: parte por milhão) é dada pela equação ^[12]:

$$c_a = \frac{\left(\frac{N_p / t_m}{S.D.C.W} \right)_a}{\left(\frac{N_p / t_m}{S.D.C.W} \right)_{Au}} \cdot \frac{\varepsilon_{p,Au}}{\varepsilon_{p,a}} \cdot \frac{1}{(k_{0,Au})_a} \cdot \frac{G_{th,Au} \cdot f + G_{e,Au} \cdot Q_{0,Au}(\alpha)}{G_{th,a} \cdot f + G_{e,a} \cdot Q_{0,a}(\alpha)} \cdot 10^6 \quad (26)$$

Onde: $(k_{0,Au})_a$ é o parâmetro k_0 do elemento da amostra utilizando-se o ouro como comparador; $Q_0 = I_0 / \sigma_0$, onde σ_0 (n, γ) é a secção de choque para nêutrons térmicos (velocidade de 2200 m.s⁻¹) e I_0 é a integral de ressonância; $G_{th,Au}$ e $G_{th,a}$ são os fatores de correção para auto-blindagem dos nêutrons térmicos do ouro e da amostra, respectivamente; $G_{e,Au}$ e $G_{e,a}$ são os fatores de correção para auto-blindagem dos nêutrons epitérmicos do ouro e da amostra, respectivamente. Os subscritos “a” e “Au” correspondem à amostra (elemento de interesse) e ao ouro (comparador), respectivamente.

Os termos $\frac{\left(\frac{N_p / t_m}{S.D.C} \right)_a}{\left(\frac{N_p / t_m}{S.D.C} \right)_{Au}}$ e $\frac{\varepsilon_{p,Au}}{\varepsilon_{p,a}}$ da equação (26) descrevem os parâmetros

relacionados com as medidas por espectrometria gama do radionuclídeo analisado e do comparador, respectivamente. Já os termos $\frac{G_{th,Au} \cdot f_i + G_{e,Au} \cdot Q_{0,Au}(\alpha)}{G_{th,a} \cdot f_i + G_{e,a} \cdot Q_{0,a}(\alpha)}$ e $\frac{W_{Au}}{W_a}$ estão relacionados com os parâmetros característicos do campo de nêutrons, fatores de correção para auto-blindagem e com as massas da amostra e do comparador, respectivamente.

Pela equação (26) verifica-se que, para a determinação da concentração do elemento analisado, vários parâmetros estão envolvidos e, portanto, é necessário considerar as incertezas em cada um. Por outro lado, a determinação de cada um dos parâmetros da equação (26) envolve outros parâmetros não explicitados nesta equação, que também possuem fontes de incertezas [53, 55, 65–67].

3.14.1 Determinação do parâmetro k_0 e Q_0

Para um elemento de concentração bem conhecida (c_a), o parâmetro k_0 pode ser determinado a partir da seguinte equação^[12]:

$$(k_{0,Au})_a = \frac{\left(\frac{N_p / t_m}{S.D.C.W} \right)_a}{\left(\frac{N_p / t_m}{S.D.C.W} \right)_{Au}} \cdot \frac{\varepsilon_{p,Au}}{\varepsilon_{p,a}} \cdot \frac{1}{c_a} \cdot \frac{G_{th,Au} \cdot f + G_{e,Au} \cdot Q_{0,Au}(\alpha)}{G_{th,a} \cdot f + G_{e,a} \cdot Q_{0,a}(\alpha)} \cdot 10^6 \quad (27)$$

Outra maneira de se calcular k_0 utilizando-se somente as amostras irradiadas sem a cobertura de cádmio pode ser descrita por ^[12]:

$$k_{0,i} = \frac{A_{sp,i}}{A_{sp,Au}} \cdot \frac{G_{th,Au} \cdot f + G_{e,Au} \cdot Q_{0,Au}(\alpha)}{G_{th,i} \cdot f + G_{e,i} \cdot Q_{0,i}(\alpha)} \cdot \frac{\varepsilon_{p,Au}}{\varepsilon_{p,i}} \quad (28)$$

No caso das equações (27) e (28), onde as amostras são irradiadas sem a cobertura de cádmio, os demais parâmetros devem ser determinados previamente. Nota-se aqui uma dependência com a eficiência do detector e com a razão entre fluxos térmico e epitérmico, f .

O valor de k_0 também pode ser obtido pela *Técnica da subtração cádmica* ^[12]:

$$k_{0,i} = \frac{A_{sp,i} - \frac{(A_{sp,i})_{Cd}}{F_{Cd,i}}}{A_{sp,Au} - \frac{(A_{sp,Au})_{Cd}}{F_{Cd,Au}}} \cdot \frac{G_{th,Au}}{G_{th,i}} \cdot \frac{\varepsilon_{p,Au}}{\varepsilon_{p,i}} \quad (29)$$

O subscrito i corresponde ao elemento de interesse na energia de transição considerada e Au corresponde ao ouro (comparador), respectivamente. Esta escolha do subscrito i foi realizada para enfatizar que temos um valor de k_0 para cada energia de transição gama do elemento de interesse.

A vantagem da *Técnica da subtração cádmica* é a independência do resultado com relação aos parâmetros f e Q_0 .

A vantagem da técnica que utiliza somente as amostras sem cobertura de cádmio - equação (27 ou 28) é que como só as amostras sem cobertura de cádmio são avaliadas não há a problemática de uma possível mudança de fluxo de nêutrons entre a irradiação com as amostras sem cobertura de cádmio e as com cobertura de cádmio.

Uma desvantagem da técnica que utiliza somente as amostras irradiadas sem a cobertura de cádmio (equação 27 ou 28) é que esta utiliza o Q_0 da literatura do alvo e do

ouro ($Q_{0,i}$ e $Q_{0,Au}$, respectivamente) no cálculo de $Q_0(\alpha)$ para o alvo e para o ouro ($Q_{0,i}(\alpha)$ e $Q_{0,Au}(\alpha)$, respectivamente) pela equação (31). Isto agrega as incertezas dos valores de $Q_{0,i}$ e $Q_{0,Au}$ da literatura no cálculo das incertezas de k_0 , o que não ocorre pela *Técnica da subtração cádmica* - equação 29.

O parâmetro $Q_0(\alpha)$ pode ser calculado utilizando-se a razão de cádmio R_{Cd} a partir da expressão ^[12]:

$$Q_{0,i}(\alpha) = \frac{F_{Cd,Au} R_{Cd,Au} - 1}{F_{Cd,i} R_{Cd,i} - 1} \cdot \frac{G_{th,i}}{G_{th,Au}} \cdot \frac{G_{e,Au}}{G_{e,i}} \cdot Q_{0,Au}(\alpha) \quad (30)$$

A relação entre $Q_0(\alpha)$ e Q_0 é dada pela expressão ^[12]:

$$Q_{0,i}(\alpha) = \frac{Q_{0,i} - 0,429}{(\bar{E}_{r,i})^\alpha} + \frac{0,429}{(2\alpha + 1) 0,55^\alpha} \quad (31)$$

Onde: α é o parâmetro relacionado com a distribuição de fluxo de nêutrons epitérmicos, aproximadamente dada por $I/E^{1+\alpha}$ ^[12]. O subscrito i corresponde ao elemento de interesse na energia de transição considerada e Au corresponde ao ouro (comparador), respectivamente.

Quanto mais o valor de $Q_{0,i}$ obtido pela equação (31) se aproximar do valor de $Q_{0,i}$ da literatura, mais os valores de k_0 obtidos pela técnica que utiliza somente as amostras sem cobertura de cádmio - equação (28) e pela *Técnica de subtração cádmica* - equação (29) serão próximos.

3.15 Metodologia da matriz de covariância

A metodologia da matriz de covariância emprega para o cálculo de incertezas o uso da *Matriz de Covariância* ^[55, 68, 69], que é essencial para uma descrição completa das incertezas parciais envolvidas. Essa matriz contém a variância de cada um dos parâmetros e a covariância entre cada par de parâmetros.

3.15.1 Variância e Covariância

Uma função multi-paramétrica pode ser dada por ^[21, 55, 68]:

$$Y = Y(a_1, a_2, a_3, \dots, a_n) \quad (32)$$

A variância de Y é dada por ^[21, 55, 68]:

$$\sigma_Y^2 \cong \sum_{\nu=1}^n \frac{\partial Y}{\partial a_\nu} \sum_{\lambda=1}^n \frac{\partial Y}{\partial a_\lambda} \langle (a_\nu - a_{0,\nu}) (a_\lambda - a_{0,\lambda}) \rangle \quad (33)$$

A covariância de a_ν com respeito a a_λ é chamada $\text{cov}(a_\nu, a_\lambda)$ e usualmente possui um valor não-nulo. A $\text{cov}(a_\nu, a_\lambda)$ é dada por ^[21]:

$$\text{cov}(a_\nu, a_\lambda) = \langle (a_\nu - a_{0,\nu}) (a_\lambda - a_{0,\lambda}) \rangle = \sum_{k=1}^m \rho_{\nu,\lambda,k} \sigma_{\nu,k} \sigma_{\lambda,k} \quad (34)$$

Onde $k=1, \dots, m$ é o índice da incerteza parcial. Quando a_ν é independente de a_λ a covariância é zero. A variância de a_ν corresponde à covariância de a_ν com respeito a ela mesma ^[21]:

$$\sigma_\nu^2 = \text{cov}(a_\nu, a_\nu) = \langle (a_\nu - a_{0,\nu}) (a_\nu - a_{0,\nu}) \rangle = \text{var}(a_\nu) \quad (35)$$

As derivadas parciais da equação (33) são calculadas em $a = a_0$, onde a_0 é o valor esperado de a . Então, podemos escrever a equação (33) como ^[21]:

$$\sigma_Y^2 \cong \sum_{\nu=1}^n \frac{\partial Y}{\partial a_\nu} \Big|_{a=a_0} \sum_{\lambda=1}^n \frac{\partial Y}{\partial a_\lambda} \Big|_{a=a_0} \text{cov}(a_\nu, a_\lambda) \quad (36)$$

Na equação (36) nota-se que se a covariância for desconsiderada, estimativas erradas das variâncias serão obtidas quando as suas variáveis forem covariantes entre si.

No caso em que Y_i e Y_j representem os fatores k_0 ou Q_0 de diferentes alvos, i e j , por exemplo, haverá correlações adicionais envolvendo cada par de parâmetros, e a covariância entre os fatores Y podem ser calculados pela equação (37) ou equação (38) ^[21]:

$$\text{cov}(Y_i, Y_j) \cong \sum_{\nu=1}^n \frac{\partial Y_i}{\partial a_\nu} \sum_{\lambda=1}^n \frac{\partial Y_j}{\partial a_\lambda} \langle (a_\nu - a_{0,\nu})_i (a_\lambda - a_{0,\lambda})_j \rangle \quad (37)$$

$$\text{cov}(Y_i, Y_j) \cong \sum_{v=1}^n \frac{\partial Y_i}{\partial a_v} \sum_{\lambda=1}^n \frac{\partial Y_j}{\partial a_\lambda} \text{cov}(a_{v,i}, a_{\lambda,j}) \quad (38)$$

As derivadas envolvidas na determinação de k_0 e Q_0 são apresentadas por Dias, 2011 ^[21] e por Cardoso ^[69]. Elas foram obtidas a partir das equações (28), (29), (30) e (31) para serem aplicadas nas equações (36), (37) e (38).

A identificação de todas as incertezas parciais envolvidas e a determinação do grau de dependência entre todos os parâmetros envolvidos em cada um dos parâmetros de k_0 e Q_0 foram estabelecidas por Cardoso ^[69].

3.15.2 Matriz de covariância

Matriz de covariância é uma matriz simétrica que apresenta as variâncias e covariâncias. Uma matriz de covariância de $a_1, a_2, a_3, \dots, a_n$ pode ser representada:

$$V_a = \begin{bmatrix} \sigma_1^2 & \text{cov}(a_1, a_2) & \dots & \text{cov}(a_1, a_n) \\ \text{cov}(a_1, a_2) & \sigma_2^2 & \dots & \text{cov}(a_2, a_n) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \text{cov}(a_1, a_n) & \text{cov}(a_2, a_n) & \dots & \sigma_n^2 \end{bmatrix} \quad (39)$$

As matrizes de covariâncias são inerentemente "bidimensionais" no sentido de que, para cada variável, não há apenas uma variância a se considerar, mas também as covariâncias que acoplam a essa variável todas as quantidades relacionadas^[55]. Os termos da diagonal principal da matriz de covariância são as variâncias das respectivas grandezas [vide equação (35)], os demais termos são as covariâncias entre as grandezas. A matriz de covariância é simétrica, já que $\text{cov}(a_i, a_j) = \text{cov}(a_j, a_i)$.

Considerando m funções paramétricas, vide equação (32), podemos escrever: $Y_1(a_1, a_2, \dots, a_n)$, $Y_2(a_1, a_2, \dots, a_n)$, ... $Y_m(a_1, a_2, \dots, a_n)$. Podemos reescrever a equação (38) de forma matricial da seguinte maneira ^[68]:

$$V_Y = P V_a P^t \quad (40)$$

Onde: P é a matriz de planejamento e P^t é a transposta da matriz de planejamento. Podemos definir a matriz P como:

$$P = \begin{bmatrix} \frac{\partial y_1}{\partial a_1} & \frac{\partial y_1}{\partial a_2} & \cdots & \frac{\partial y_1}{\partial a_n} \\ \frac{\partial y_2}{\partial a_1} & \frac{\partial y_2}{\partial a_2} & \cdots & \frac{\partial y_2}{\partial a_n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{\partial y_m}{\partial a_1} & \frac{\partial y_m}{\partial a_2} & \cdots & \frac{\partial y_m}{\partial a_n} \end{bmatrix} \quad (41)$$

3.16 Método dos Mínimos Quadrados

O *Método dos Mínimos Quadrados* ^[55, 68, 70] é uma técnica de aproximações de funções bastante utilizado no ajuste de parâmetros de dados experimentais ^[68], que traduz um comportamento dos dados através da soma mínima dos quadrados dos resíduos da regressão, de forma a maximizar o grau de ajuste do modelo aos dados observados, podendo inclusive, fazer uso de uma matriz de covariância em seus cálculos.

Este método deve ser utilizado sempre que os dados experimentais dependerem linearmente dos parâmetros a serem ajustados, para o seu uso é necessário conhecer os desvios padrões dos dados, vale ressaltar que não é necessário que os dados obedeçam a funções densidade de probabilidade gaussianas, é necessário apenas conhecer suas variâncias ^[68].

O *Método dos Mínimos Quadrados* ^[68] pode ser escrito utilizando-se um formalismo matricial, onde os dados experimentais podem ser representados por um vetor de dados Y e os parâmetros por um vetor de parâmetros A_0 . Se X é a matriz de planejamento e e é o vetor de erros, pode-se estabelecer uma relação linear entre Y e A_0 dada por:

$$Y = X.A_0 + e \quad (42)$$

Os elementos da matriz de planejamento X podem ser escritos como:

$$X_{ij} = \frac{\partial y_i}{\partial a_{0j}} \quad (43)$$

Os parâmetros ajustados pelo *Método dos Mínimos Quadrados* ^[68] são dados por:

$$\bar{A} = (X^t.V^{-1}.X)^{-1}.X^t.V^{-1}.Y \quad (44)$$

E sua matriz de covariância é dada por:

$$V_{\bar{A}} = (X' \cdot V^{-1} \cdot X)^{-1} \quad (45)$$

3.16.1 Média de dados correlacionados

Considerando-se dois dados y_1 e y_2 correspondentes às medidas de uma mesma grandeza, σ_1^2 e σ_2^2 como as suas variâncias, respectivamente e ρ o fator de correlação, podemos escrever a matriz de covariância por ^[68]:

$$V = \begin{pmatrix} \sigma_1^2 & \rho\sigma_1\sigma_2 \\ \rho\sigma_1\sigma_2 & \sigma_2^2 \end{pmatrix} \quad (46)$$

Utilizando-se a equação (44), o valor ajustado é a média ponderada dos dois dados y_1 e y_2 , dada por ^[68]:

$$y = \frac{y_1(\sigma_2^2 - \rho\sigma_1\sigma_2) + y_2(\sigma_1^2 - \rho\sigma_1\sigma_2)}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2 - 2\rho\sigma_1\sigma_2} \quad (47)$$

Para se realizar a média ponderada com número de dados maior do que dois deve-se adotar o mesmo procedimento, resolvendo-se a multiplicação de matrizes da equação (44), o resultado obtido para $\bar{A}$ é a média ponderada ^[68].

3.17 Método de Monte Carlo

Alguns fenômenos podem ter seu comportamento aproximado por meio de métodos de simulação para obter aproximações da quantidade de interesse.

A simulação numérica do comportamento de sistemas físicos por meio do *Método de Monte Carlo* é uma das abordagens analíticas mais importantes empregadas na ciência e tecnologia nuclear. As aplicações variam desde a avaliação de correções de dados relativamente simples em experiências microscópicas de física de nêutrons até a análise de sistemas complexos em um reator nuclear ^[55].

Este método pode ser usado para se obter a solução numérica de problemas puramente matemáticos, bem como a simulação de ambos, sistemas dinâmico (em mudança) e estático (em equilíbrio). Em cada instância, é definido um procedimento envolvendo uma ou mais etapas. O número de etapas a serem consideradas pode ser fixo ou variável. Para cada etapa, são considerados vários resultados possíveis, e as frequências

de ocorrência são regidas pela probabilidade. Assim, o método simula a evolução do sistema realizando ensaios (amostragem) e registrando os resultados reais de cada etapa na sequência. Depois de realizar um grande número dessas sequências ou ensaios (histórias), é possível discernir o comportamento geral do sistema, ou seja, a solução. A precisão da solução depende do número de histórias examinado. A precisão ou qualidade da solução depende do grau em que o modelo matemático se assemelha à realidade e à correção dos parâmetros fundamentais utilizados no modelo ^[55].

4. METODOLOGIA

4.1 Espectrometria gama

A metodologia da parte experimental deste trabalho é baseada na espectrometria gama. A espectrometria gama é a principal técnica utilizada em laboratórios que realizam medidas de radioatividade por ser um método não destrutivo e por analisar simultaneamente em uma mesma amostra vários radionuclídeos sem a necessidade de separação radioquímica.

Um sistema de detecção e aquisição de dados por espectrometria gama de alta resolução basicamente se constitui por uma fonte de alta tensão, pré-amplificador, amplificador linear, analisador multicanal com conversor analógico (ADC) e sistema para registro de saída dos dados, e opcionalmente um pulsador. Este sistema pode ser esquematizado como na FIG.6.

FIGURA 6 – Sistema de detecção e aquisição de dados por espectrometria gama de alta resolução.

O detector semiconductor de germânio hiperpuro (HPGe) está dentro de uma blindagem de chumbo para que a radiação de fundo (*background*) não interfira na medida.

Os fótons gama interagem com o volume sensível do detector, gerando pulsos elétricos, que são amplificados, analisados e registrados por dispositivos eletrônicos associados. Um espectro de altura de pulsos é formado sendo que a altura dos pulsos é

dependente da energia do fóton gama incidente. Os picos de absorção total são formados pela acumulação dos pulsos gerados pelos fótons gama que perdem toda a sua energia no volume sensível do detector.

O analisador multicanal relaciona a energia gama com um respectivo canal que remete a localização do pico de absorção total no espectro. Uma curva de calibração relaciona a energia da radiação gama com o canal ^[62].

A característica dominante dos detectores de germânio é sua excelente resolução em energia quando aplicada na espectrometria de raios gama. A grande superioridade do sistema de germânio na resolução em energia permite a separação de muitas energias de raios gama muito próximas, que permaneceriam sem resolução caso se utilizasse, por exemplo, um detector cintilador de Iodeto de Sódio dopado com Tálcio, NaI (Tl). Consequentemente, praticamente toda a espectrometria de raios gama que envolve espectros de energia complexos é agora realizada com detectores de germânio ^[62].

4.2 Determinação da Eficiência de Detecção

Nos anos de 2015 e 2016, uma curva de eficiência para radiação gama foi determinada para o detector semiconductor de germânio hiperpuro (HPGe) do LMN utilizando-se fontes padrões de ⁶⁰Co, ¹³³Ba, ¹³⁷Cs e ¹⁵²Eu provenientes da Agência Internacional de Energia Atômica (IAEA), considerando-se 15 pontos em um intervalo de energia de 121 a 1408 keV. Tanto as medidas das fontes pontuais padrão quanto as medidas das amostras foram realizadas utilizando-se o software de aquisição MAESTRO para Windows A65-B32, versão 6.01. A distância entre as fontes radioativas e a superfície do cristal do detector HPGe foi de 17,8 cm; com o propósito de reduzir a correção da soma em cascata.

As incertezas parciais envolvidas no cálculo da incerteza das eficiências pela metodologia da *Matriz de Covariância* foram as incertezas percentuais da área de pico, da atividade, do tempo morto, da probabilidade de emissão gama por decaimento envolvido em cada calibração de energia e dos fatores de correção de decaimento D , de correção geométrica, de correção do efeito soma em cascata e de atenuação, bem como suas correlações foram consideradas.

A eficiência do detector HPGe utilizado foi ajustada em função da energia dos raios gama por um polinômio de 4º grau em escala log-log, aplicando-se o *Método dos Mínimos Quadrados* ^[68] com a Matriz de Covariância ^[55, 68, 69], que fornece informações

sobre a existência do nível de correlação entre as incertezas nos parâmetros da função ajustada e eficiências calculadas para diferentes valores de energia; para tal ajuste foi utilizado o programa LOGFIT V.1 ^[71]. A partir desta interpolação (ajuste por um polinômio de 4º grau) realizada pelo programa LOGFIT V.1 ^[71] obtivemos as eficiências do detector HPGe nas energias de emissão gama dos alvos de interesse após irradiação: ^{75}Se , $^{114\text{m}}\text{In}$, ^{187}W e ^{192}Ir . As energias utilizadas no ajuste foram divididas pelo valor de 800 a fim de reduzir as incertezas, conforme Cardoso, 2002 ^[72].

A fim de investigar melhor as eficiências nos intervalos de energia onde não há pontos experimentais, especialmente nos intervalos entre as energias 121,78–244,7 keV e 443,96–661,66 keV provenientes das fontes padrão da IAEA foi aplicado o *Método de Monte Carlo*. A modelagem realizada pelo *Método de Monte Carlo* propiciou uma base física para garantir os resultados de eficiência obtidos pela interpolação nestes intervalos sem pontos experimentais.

O detector de Germânio Hiperpuro (HPGe) utilizado é da CANBERRA, modelo GR1520, geometria coaxial fechada de eletrodo reverso com eficiência relativa de 15% e resolução 2,0 keV para a energia de 1332,5 keV do ^{60}Co . Um desenho esquemático do detector HPGe utilizado, modelado pelo *Método de Monte Carlo* (MCNP6 ^[17, 73–75]) é mostrado na FIG.7.

FIGURA 7 – Desenho esquemático (fora de escala) da vista em corte transversal do Detector HPGe da Canberra.

A Modelagem do detector HPGe utilizado é mostrada pelo Editor Visual (*Vised*) do *MCNP6* na FIG.8, onde visualizamos em amarelo o envoltório externo do detector, de alumínio e espessura de 0,5 mm; em azul escuro a janela do criostato de berílio de espessura 1,5 mm; em rosa o cristal do detector, de diâmetro de 46,5 mm, comprimento de 45,5 mm e em verde o contato elétrico de cobre de diâmetro de 1,5 mm e comprimento de 31 mm.

Os valores reais das dimensões do detector (baseados nos valores experimentais obtidos para a eficiência) e os valores nominais das dimensões (dados pelo fabricante) possuem diferenças pequenas entre si, entretanto uma otimização destas dimensões foi realizada, basicamente um ajuste fino das dimensões, baseado nos dados experimentais obtidos. O modelo simplificado do detector HPGe da FIG.8 respondeu de forma satisfatória com um ajuste mínimo das dimensões.

FIGURA 8 – Desenho esquemático realizado no Editor Visual (*Vised*) do *MCNP6*.

A distância entre as fontes radioativas e a superfície do cristal do detector HPGe considerada foi de 17,8 cm.

O *Método de Monte Carlo* também foi utilizado para a obtenção dos fatores de correção para o efeito soma em cascata, considerando-se esta distância ^[17].

4.3 Determinação do Fator de correção para auto-blindagem para nêutrons

Em estudo prévio, os fatores de correção para auto-blindagem dos elementos de interesse foram obtidos pela metodologia de Martinho [76, 77].

No decorrer do presente trabalho foi observado que no cálculo do fator de correção para auto-blindagem para nêutrons epitérmicos (G_e) pelo *Método de Martinho* [76, 77] é menosprezado o fato de que, para alguns elementos, ressonâncias de um isótopo podem se sobrepor às ressonâncias de outro isótopo do mesmo elemento e que possíveis interferências das ressonâncias nestes casos podem acontecer. Isto é explicado porque a determinação dos fatores de correção para auto-blindagem para nêutrons epitérmicos (G_e) pelo *Método de Martinho* [76, 77] para um isótopo de um elemento ocorre de forma isolada, não considerando a análise de possíveis interferências que ressonâncias de outros isótopos do mesmo elemento podem causar.

Este comportamento foi observado para o índio [78]. O índio consiste em 4,3% de ^{113}In e 95,7% de ^{115}In e, tendo em vista que ambos possuem grandes sobreposições de ressonâncias em baixa energia (1,5 eV do ^{115}In e 1,8 eV do ^{113}In) [78], a ressonância do ^{115}In causa uma profunda depressão do fluxo resultando em forte decréscimo da taxa de reação do ^{113}In (FIG.9). Sobretudo a ressonância é suficientemente larga e o espalhamento de nêutrons no índio é desprezível em comparação com a absorção.

FIGURA 9 – Sobreposições de ressonâncias do ^{113}In e ^{115}In [78].

Os fatores de correção para auto-blindagem para nêutrons epitérmicos (G_e) e térmicos (G_{th}) estão associados aos cálculos de Q_0 e k_0 e, desta forma, a obtenção mais precisa dos fatores é importante na determinação de Q_0 e k_0 com melhor precisão.

No intuito de investigar os fatores de correção para auto-blindagem para nêutrons epitérmicos (G_e) e para nêutrons térmicos (G_{th}) da melhor forma possível, a opção de usar o *Método do Martinho* foi excluída, pelas razões de possíveis interferências das ressonâncias de um isótopo em outro isótopo do mesmo elemento, já mencionada. Por consequência foram utilizados dois recursos: o primeiro foi a utilização do software MATSSF^[78] que gera resultados teóricos e o segundo foi a obtenção dos fatores de forma experimental.

O software MATSSF^[59, 78] foi escolhido, pois este considera estas possíveis interferências de ressonâncias entre isótopos de um mesmo elemento no cálculo do fator de correção para auto-blindagem para nêutrons epitérmicos (G_e) e por determinar também o fator de correção para auto-blindagem para nêutrons térmicos (G_{th}).

Os resultados teóricos obtidos pelo MATSSF são satisfatórios para os casos onde a correção por auto-blindagem é pequena. Para os casos onde as correções são maiores é recomendável fazer a determinação experimental, uma vez que os fatores de correção para auto-blindagem obtidos pelo próprio experimento reproduzem exatamente as condições de perturbação no fluxo de nêutrons que chega à amostra produzidas pelos campos de nêutrons térmicos ou epitérmicos no reator IEA-R1. Por esta razão, a determinação experimental dos fatores de correção para auto-blindagem foi uma opção utilizada para o cálculo de G_e e G_{th} do fio de In e G_e da folha de tungstênio. Os valores de G_{th} e G_e experimental foram obtidos pelas equações (15) e (16) respectivamente.

4.4 Determinação dos parâmetros α e f

Alvos de ^{59}Co , ^{74}Se , ^{94}Zr , ^{113}In , ^{186}W , ^{191}Ir e ^{197}Au irradiados nos anos de 2015 e 2016 foram utilizados como monitores na obtenção do parâmetro α da posição 24A do IEA-R1 no IPEN, de modo a cobrir uma faixa de valores de $\ln(\bar{E}_r)$ satisfatória.

O parâmetro α foi obtido pela média ponderada dos valores de α determinados pelo *Método da Razão de Cádmio com Monitores Múltiplos* – regressão da equação (18) e pelo *Método de Monitores Múltiplos Cobertos Com Cádmio* – equação (17).

Alvos de ^{197}Au irradiados nos anos de 2015 e 2016 foram utilizados como monitores para a obtenção do parâmetro f , calculado conforme equação (22). As atividades

dos monitores de ^{198}Au foram determinadas pelo Programa ALPINO V.1 [79]. A atividade média dos monitores de ^{198}Au sem e com cobertura de cádmio foram determinadas e utilizadas na obtenção da razão de cádmio (R_{Cd}). Foi avaliado um parâmetro f para cada par de irradiações sem e com cobertura de cádmio realizadas, um par irradiado em 2015, um em 2016 com as amostras de índio, e outro em 2016 com as amostras de selênio e irídio.

4.5 Determinação dos parâmetros k_0 e Q_0

Os parâmetros k_0 e Q_0 foram determinados para as reações $^{74}\text{Se}(n,\gamma)^{75}\text{Se}$; $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$; $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ e $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$.

O parâmetro k_0 foi calculado pela média ponderada com covariância dos parâmetros k_0 obtidos utilizando-se a *Técnica da subtração cádmica* pela equação (29) – denominado k_{01} neste trabalho e utilizando-se a técnica que usa as amostras sem cobertura de cádmio pela equação (28) – denominado k_{02} neste trabalho, para cada energia da radiação gama de cada reação, respectivamente. As correlações e incertezas de k_{01} e k_{02} presentes no APÊNDICE B deste trabalho foram utilizados no cálculo da média ponderada conforme a seção 3.16.1.

O parâmetro Q_0 foi calculado pela média ponderada com covariância dos valores de Q_0 obtidos pelas equações (30) e (31), considerando-se as correlações e incertezas dos valores de Q_0 obtidos para as diferentes energias da radiação gama de cada reação, presentes no APÊNDICE B deste trabalho. Estas médias ponderadas foram realizadas seguindo-se as instruções escritas na seção 3.16.1.

A incerteza da média ponderada é a raiz quadrada da variância, obtida pela equação (45), vide seção 3.16 e desta forma foram determinadas as incertezas das médias de k_0 e Q_0 .

4.6 Programas utilizados

O LMN possui uma boa experiência no desenvolvimento de programas destinados à análise de espectros, ajuste e tratamento estatístico de pontos experimentais e determinação de parâmetros nucleares [17, 18, 69, 73, 80–83].

Os programas utilizados neste trabalho e as funcionalidades empregadas de cada um são citados abaixo.

4.6.1 COINCIG

Os fatores de correção para o efeito de soma em cascata foram determinados pelo programa COINCIG ^[17]. O programa COINCIG desenvolvido pelo *Método de Monte Carlo* ^[17] no LMN simula o esquema de desintegração desde o estado inicial do radionuclídeo precursor até o estado fundamental do nuclídeo filho ^[17, 84].

Os fatores de correção para o efeito de soma em cascata obtidos foram utilizados na correção da eficiência (equação (17)) e na correção do número de contagens obtido pelo Programa ALPINO V.1 ^[79].

4.6.2 ALPINO V.1

As áreas dos picos de absorção total e as atividades dos elementos de interesse nas energias de transição gama consideradas foram obtidas a partir dos espectros por meio do programa ALPINO V.1 ^[79]. Este programa em linguagem FORTRAN foi desenvolvido pelo LMN ^[69, 79].

O ALPINO V.1 ^[79] permite que o usuário estabeleça no arquivo de entrada o seu interesse de determinação, o programa calcula a eficiência ou atividade; área sob o pico de absorção total, correção do tempo morto, a opção de subtrair ou não a contagem de fundo (*background*), ele demarca o limite dos canais onde o pico está, determina a largura a meia altura e possibilita ao usuário ingressar com os canais de sua preferência para o cálculo da área do pico ^[69].

O ALPINO V.1 ^[79] esquematiza o método de integração numérica da área sob o pico de absorção total, identificando nos espectros a centróide dos picos através de uma calibração dos canais realizada em função da energia. As posições dos canais (*ki*) definem as regiões de contagem de fundo (*background*) e dos picos. Visualizam-se na FIG. 10 as posições dos canais onde *kp* é o canal da centróide, *k1* é o canal do início da contagem de fundo, *k2* é o canal do início do pico de absorção total, *k3* é o canal do fim do pico de absorção total e *k4* é o canal do fim da contagem de fundo ^[69].

FIGURA 10 – Posições dos canais (k_i) utilizados no método de integração numérica da área sob o pico de absorção total realizado pelo programa ALPINO V.1 ^[69].

As posições dos canais $k1$, $k2$, $k3$ e $k4$ são relacionadas à largura do pico à meia altura ($FWHM$) e a he e hd , valores arbitrários de quantas larguras à meia altura ($FWHM$) à esquerda ou à direita, respectivamente, são considerados. Neste trabalho he e hd variaram de 1,5 a 2,0; dependendo do pico de interesse. A escolha dos valores de he e hd é realizada para que a região entre os canais $k2$ e $k3$ corresponda à área do pico de absorção total e que a região de contagem de fundo esteja distante de picos vizinhos ^[69]. Esta relação é dada pelas equações:

$$k1 = k2 - FWHM \quad (42)$$

$$k2 = kp - (he.FWHM) \quad (43)$$

$$k3 = kp + (hd.FWHM) \quad (44)$$

$$k4 = k3 + FWHM \quad (45)$$

A área sob o pico de absorção total (N_p) é dada pela expressão:

$$N_p = \sum_{k2+1}^{k3+1} C_i - (N_B F_k) \quad (46)$$

A área sob o espectro das contagens de fundo (N_B) é dada pela expressão:

$$N_B = \sum_{k1}^{k2} C_i + \sum_{k3}^{k4} C_i \quad (47)$$

Onde: C_i é o canal hipotético i ; F_k é o fator que leva em consideração o número de canais do pico de absorção total e o número de canais da região do fundo.

O procedimento descrito acima foi adotado, seguindo sugestão do Grupo de Nêutrons do PTB (*Physikalisch-Technische Bundesanstalt*), que verificou a consistência dos resultados para a área do pico, para diferentes comportamentos da radiação de fundo [85].

4.6.3 LOGFIT V.1 E LINFIT V.3

Os programas LOGFIT V.1^[71] E LINFIT V.3^[86] são programas de ajuste de dados que utilizam o *Método dos Mínimos Quadrados*^[68] com a Matriz de Covariância [55, 68].

O programa LOGFIT V.1^[71] foi utilizado após a obtenção das eficiências das fontes padrão pelo programa ALPINO V.1, realizando o ajuste da eficiência em função da energia dos raios gama por um polinômio de 4º grau em escala log-log.

O programa LINFIT V.3^[86] foi utilizado na determinação do parâmetro α , que foi obtido pelo *Método da Razão de Cádmio com Monitores Múltiplos* conforme a regressão estabelecida na equação (18)^[18].

4.6.4 MATSSF

O software MATSSF (*Material Attenuation Self Shielding Factor*)^[59] é um Software da IAEA que permite ao usuário calcular a densidade e os fatores de correção para auto-blindagem do isótopo de interesse, dados a composição química da amostra, sua fração em porcentagem em peso, a massa e as dimensões da amostra.

Ele foi utilizado para o cálculo dos fatores de correção para auto-blindagem dos nêutrons térmicos (G_{th}) e epitérmicos (G_e) de alguns isótopos de interesse deste trabalho.

4.6.5 AKFIT V.2.1

O programa AKFIT V.2.1, realizado por Ribeiro ^[83], foi utilizado na determinação do parâmetro α pelo *Método de Monitores Múltiplos Cobertos Com Cádmi*o conforme a regressão estabelecida na equação (17), utilizando os valores das taxas de contagem específica das amostras sem $-A_{sp,i}$ e com cobertura de cádmio $-(A_{sp,i})_{Cd}$.

O valor de α encontrado pelo AKFIT V.2.1 pelo *Método de Monitores Múltiplos Cobertos Com Cádmi*o foi comparado ao valor encontrado pelo programa LINFIT V.3, obtido pelo *Método da Razão de Cádmi*o com *Monitores Múltiplos*.

4.6.6 COVAR V.4.2

O programa COVAR V.4.2 determina o parâmetro k_0 com a técnica que utiliza as amostras sem cobertura de cádmio pela equação (28) e pela *Técnica da subtração cádmica* pela equação (29) ^[21].

O programa COVAR V.4.2 determina Q_0 utilizando as equações (30) e (31). Este programa vem sendo desenvolvido pelo LMN (Laboratório de Metrologia Nuclear) ^[18, 21, 69], com o propósito de determinar a covariância entre k_0 e Q_0 calculados. Desde então sofreu algumas atualizações, tornando-se COVAR V.4.1 por Ribeiro ^[83] e atualmente COVAR V.4.2.

Neste trabalho, denomina-se o parâmetro k_0 calculado a partir da *Técnica da subtração cádmica* pela equação (29) de k_{01} e o k_0 calculado a partir dos dados das amostras sem cobertura de cádmio pela equação (28) de k_{02} .

O programa COVAR V.4.2 também determina as matrizes de covariância e correlação entre os parâmetros k_{01} e Q_0 ; Q_0 e k_{02} ; k_{01} e k_{02} .

5. PARTE EXPERIMENTAL

5.1 Planejamento

Antes do preparo das amostras um planejamento de amostragem foi realizado no IPEN e desta forma foram definidos previamente:

- Quais alvos seriam escolhidos;
- A massa das amostras (monitor/comparador e alvo);
- O número de amostras total;
- O número de amostras a serem colocadas em cada coelho de irradiação e em que ordem;
- O número de irradiações e o tipo de irradiação necessária (longa ou curta);
- O tipo e dimensão de coelho a ser irradiado;
- A quantidade de amostras de fios de uma liga de Al – 0,10% Au necessários para o monitoramento.
- A geometria de irradiação;
- No IPEN o técnico atribui um número de codificação para cada irradiação realizada. Um número de codificação foi definido para cada coelho, bem como para cada amostra e cada monitor, dependendo da ordem de sua colocação dentro do coelho. O técnico e a estudante realizaram a monitoração das amostras, tomando o cuidado de anotar o tempo exato da irradiação.
- Os códigos das amostras, dos monitores e da irradiação são anotados no diário de bordo da amostra juntamente com toda a informação relacionada com o material, com o projeto e a irradiação.

5.2 Medição das amostras

A medição das amostras irradiadas e fontes padrão da IAEA foi realizada por espectrometria gama de alta resolução. No laboratório utilizado todas as medições foram realizadas na mesma geometria.

Na seção 5.3 são explicitadas as energias referentes às transições gama selecionadas para:

- As fontes padrão de ^{152}Eu , ^{137}Cs , ^{133}Ba e ^{60}Co da IAEA utilizadas na obtenção da curva de eficiência no IPEN.
- Para os alvos e comparador (Au).

Na seção 5.4 são explicitados detalhes a respeito do reator utilizado, bem como do preparo das amostras, do laboratório, das irradiações e medição dos elementos de interesse.

5.3 Energias dos raios gama selecionados

5.3.1 Fontes padrão de ^{152}Eu , ^{137}Cs , ^{133}Ba e ^{60}Co da IAEA

Para a determinação da curva de eficiência do detector de HPGe do IPEN foram utilizadas 4 fontes radioativas pontuais, de ^{152}Eu , ^{137}Cs , ^{133}Ba e ^{60}Co da IAEA, com transições gama numa faixa de 121 keV a 1408 keV (TAB.2) . Esta faixa foi selecionada por conter as energias das transições gama dos alvos de interesse: ^{74}Se , ^{113}In , ^{186}W e ^{191}Ir (TAB.3).

TABELA 2– Energias dos raios gama das fontes padrão selecionados. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos ^[87].

Fontes gama padrão	Energia (keV)	Intensidade (%)	Meia Vida
^{60}Co	1173,228(3)	99,85(3)	5,2711(8) a
	1332,50(3)	99,98(3)	
^{133}Ba	276,3989(12)	7,13(6)	10,539(6) a
	302,8508(5)	18,31(11)	
	356,0129(7)	62,05(19)	
	383,8485(12)	8,94(6)	
^{137}Cs	661,657(3)	84,99(20)	30,05(8) a
^{152}Eu	121,7817(3)	28,41(13)	13,522(16) a
	244,6974(8)	7,55(4)	
	344,2785(12)	26,59(12)	
	443,965(3)	2,80(2)	
	778,9045(24)	12,97(6)	
	964,079(18)	14,50(6)	
	1112,076(3)	13,41(6)	
	1408,013(3)	20,85(9)	

5.3.2 Isótopos formados após a irradiação dos alvos

As energias dos raios gama selecionados dos isótopos formados após a irradiação dos alvos é mostrada na TAB.3. Os parâmetros k_0 e Q_0 foram determinados para as reações $^{74}\text{Se}(n,\gamma)^{75}\text{Se}$; $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$; $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ e $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$ para as energias mostradas na TAB.3.

TABELA 3 –Energias dos raios gama dos alvos e do Au. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.

Alvo	Isótopo Formado	Energia (keV)	Intensidade (%)	Meia Vida
^{74}Se	$^{75}\text{Se}^{\text{a}}$	121,1155(11)	16,86(36)	119,781(24) d
		136,0001(6)	57,7(20)	
		264,6576(9)	58,75(19)	
		279,5422(10)	24,89(9)	
^{94}Zr	$^{95}\text{Zr}^{\text{b}}$	724,193(3)	44,27(22)	64,032(6) d
		756,729(12)	54,38(22)	
^{113}In	$^{114\text{m}}\text{In}^{\text{b}}$	190,34(6)	15,56(15)	49,51(1) d
		558,43(3)	4,15(15)	
		725,24(3)	4,15(15)	
^{186}W	$^{187}\text{W}^{\text{b}}$	479,550(22)	21,8(8)	23,72(6) h
		551,52(4)	5,08 (17)	
		618,26 (4)	6,28(22)	
		625,519(10)	1,09(4)	
		685,73(4)	27,3(10)	
		772,89(5)	4,12(14)	
^{197}Au	$^{198}\text{Au}^{\text{a}}$	411,80205(17)	95,62(6)	2,6943(3) d
^{191}Ir	$^{192}\text{Ir}^{\text{a}}$	295,95650(15)	28,72(14)	73,827(13) d
		316,50618(17)	82,75(21)	
		468,0688(3)	47,81(24)	
		604,41105(25)	8,20(4)	
		612,4621(3)	5,34(8)	

A referência ^a equivale a referência ^[87], a referência ^b equivale a referência ^[88].

5.4 IPEN – Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares

5.4.1 Reator IEA-R1

O IPEN é uma autarquia vinculada à Secretaria de Desenvolvimento Econômico, Ciência, Tecnologia e Inovação do Governo do Estado de São Paulo e gerida técnica e administrativamente pela Comissão Nacional de Energia Nuclear (CNEN), órgão do Ministério da Ciência, Tecnologia, Inovações e Comunicações (MCTIC), do Governo Federal. O IPEN tem hoje uma destacada atuação em vários setores da atividade nuclear entre elas, nas aplicações das radiações e radioisótopos, em reatores nucleares, em materiais e no ciclo do combustível, em radioproteção e dosimetria, cujos resultados vêm proporcionando avanços significativos no domínio de tecnologias, na produção de materiais e na prestação de serviços de valor econômico e estratégico para o país, possibilitando estender os benefícios da energia nuclear a segmentos maiores de nossa população ^[89]. O reator do IPEN utilizado foi o Reator IEA-R1, situado no Centro do Reator Nuclear de Pesquisa (CRPq), centro onde realiza-se pesquisa científica de excelência nas áreas de Física Nuclear Experimental e da Matéria Condensada, serviços de irradiação com nêutrons, produção e calibração de fontes radioativas, produção de radiofármacos, bem como de Análise por Ativação Neutrônica ^[89]. O IEA-R1 é um reator de pesquisa tipo piscina (FIG.11), moderado e refrigerado a água leve e que utiliza elementos de berílio e de grafite como refletores. Sua primeira criticalidade ocorreu em 16 de setembro de 1957, foi projetado para operar a uma potência máxima de 5 MW; nas primeiras décadas, operou a potência de 2 MW, atualmente opera a 4,5 MW.

FIGURA 11 – Reator IEA-R1 (a) Maquete do reator (b) Piscina do reator.
Foto acervo pessoal, 2014.

O reator dispõe de 144 posições de irradiação no núcleo, distribuídas em 15 elementos de irradiação para irradiações longas e um sistema pneumático para irradiações curtas (até 5 minutos). Além disso, possui nove tubos de irradiação horizontais (*Beam Holes*) que fornecem feixes de nêutrons, utilizados em experimentos de física nuclear, física do estado sólido, pesquisas em terapia de câncer por captura de nêutrons em boro (BNCT) e neutrografia ^[89].

5.4.2 Informações e procedimentos realizados nas irradiações

Foram realizados cinco grupos de irradiações, cada grupo com um par de coelhos, um com amostras sem cobertura de cádmio, outro com amostras com cobertura de cádmio e uma irradiação (5ª irradiação da TAB.4) com o coelho com amostras de W com cobertura de cádmio, na posição de irradiação 24 A (FIG.12), prateleira 5. Os fluxos de nêutrons térmico, epitérmico e rápido, na potência de 4,5 MW, são de aproximadamente $3,6 \times 10^{13}$; $7,2 \times 10^{12}$ e $3,0 \times 10^{12}$ n cm⁻² s⁻¹, respectivamente.

FIGURA 12– Configuração do Reator IEA-R1 de outubro de 2014. A posição de irradiação utilizada (24 A) é indicada por uma seta.

Observa-se na TAB.4 as datas, horário do início e fim das irradiações dos coelhos com as amostras sem e com cobertura de cádmio.

TABELA 4 – Datas, horário de início e fim das irradiações dos coelhos com amostras sem e com cobertura de cádmio e amostras.

Irradia- ções	Data da Irradiação	Amostras	Coelho com amostras sem cobertura de Cd		Coelho com amostras com cobertura de Cd	
			Horário do início	Horário do fim	Horário do início	Horário do fim
1°	18/11/2014	Al-0,475% Co, Zr, W Al-0,1% Au	09:04	10:04	10:11	11:11
2°	25/11/2015	Al-0,475% Co, Zr, W Al-0,1% Au, In	11:59	12:59	13:01	14:01
3°	15/06/2016	In, Al-0,1% Au	08:55	09:55	10:04	11:04
4°	15/06/2016	Se, Ir e Al-0,1% Au	12:02	13:02	13:04	14:04
5°	25/09/17	W	-	-	10:08	10:48
6°	08/11/17	In	10:04	11:04	11:07	12:07

Alguns procedimentos padrão são seguidos na realização de uma irradiação no IEA-R1. Todos estes procedimentos são realizados por funcionários do IEA-R1 devidamente capacitados para tal função. Primeiramente ocorreu o procedimento de encaixe dos coelhos nas varetas de irradiação. Os coelhos a serem irradiados foram colocados ao lado da piscina, foram manuseados com uma “garra mecânica” e posicionados dentro da vareta, na prateleira de irradiação desejada. As varetas de irradiação ficam situadas dentro da piscina do reator (FIG. 13).

FIGURA 13 – Procedimentos de uma irradiação (a) Vareta de irradiação, garra mecânica e coelho sinalizados por setas (b) Momento do encaixe do coelho na vareta de irradiação. Foto acervo pessoal, 2014.

Cada vareta de irradiação é identificada com um número de “EIRA”, EIRA 1, EIRA 2 e assim por diante (FIG.14).

FIGURA 14 – Cordas amarradas às varetas de irradiação que são identificadas com um número de “EIRA”. Foto acervo pessoal, 2014.

No momento agendado para a irradiação as cordas da respectiva “EIRA” foram arrastadas dentro da piscina e as varetas foram colocadas manualmente na posição de irradiação desejada do núcleo do reator (24 A) por um técnico responsável pela operação. Na FIG. 15 é visualizado o momento da irradiação onde a vareta foi posicionada na posição 24 A do núcleo do reator IEA-R1.

FIGURA 15 – Vista de cima do núcleo do reator IEA-R1 com a vareta de irradiação encaixada na posição de irradiação 24 A. Foto acervo pessoal, 2014.

Assim que a irradiação foi realizada a vareta é retirada da posição de irradiação e é armazenada na piscina. No dia seguinte às irradiações, os coelhos foram retirados da piscina pelos funcionários e colocados em blindagens (FIG.16).

FIGURA 16 – Blindagem utilizada para acondicionar o coelho irradiado. Foto acervo pessoal, 2014.

A abertura dos coelhos das blindagens ocorreu no dia seguinte às irradiações e este procedimento foi acompanhado por um técnico da radioproteção que monitorou a operação com um detector Geiger- Müller. A abertura dos coelhos foi realizada na capela do LMN (FIG.17) na caverna do CRPq.

FIGURA 17 – Capela do LMN. Foto acervo pessoal, 2014.

As amostras foram retiradas do coelho e após cerca de 24 horas do fim da irradiação, as atividades das amostras foram medidas.

5.4.3 Laboratório e detector utilizado

O Laboratório de Metrologia Nuclear (LMN) do IPEN tem-se dedicado à pesquisa e desenvolvimento de métodos para determinação de parâmetros nucleares associados às reações induzidas por nêutrons, atualmente em foco os parâmetros associados ao Método k_0 de análise por ativação com nêutrons.

Um detector de Germânio Hiperpuro (HPGe) CANBERRA, modelo GR1520, geometria coaxial fechada de eletrodo reverso com eficiência relativa de 15% e resolução 2,0 keV para a energia de 1332,5 keV do ^{60}Co foi utilizado no processo de medida. A resolução em energia obtida experimentalmente foi de 2,15 keV. O sistema é constituído por um pré-amplificador e filtro de alta tensão incorporados ao criostato, um amplificador marca INTERCHNIQUE, modelo 724, um analisador multicanal ORTEC, modelo ACE de 8192 canais e um microcomputador PC compatível (FIG.18).

(a)

(b)

FIGURA 18 – Detector de Germânio Hiperpuro (HPGe) CANBERRA, modelo GR1520 utilizado (a) Detector e eletrônica associada (b) Blindagem com a porta aberta. Foto acervo pessoal, 2014.

As medidas das fontes pontuais e alvos irradiados foram realizados com dois copos (FIG.18) a uma distância de 17,8 cm do detector.

5.4.4 Fontes padrão utilizadas

Fontes pontuais padrão da IAEA de ^{60}Co , ^{133}Ba , ^{137}Cs e ^{152}Eu foram utilizadas para construir a curva de eficiência do detector (FIG. 19). Estas fontes estão seladas dentro de cápsulas de alumínio de 0,05cm e 0,04 cm de polietileno.

FIGURA 19 – Fontes pontuais padrão da IAEA de ^{60}Co , ^{133}Ba , ^{137}Cs e ^{152}Eu .

5.4.5 Pesagem, preparo das amostras e dos coelhos de irradiação

5.4.5.1 Amostras em fio/folha

Os alvos selecionados para as irradiações foram materiais de referência certificada (fios e folhas metálicas) do IRMM- *Institute for Reference Materials and Measurements*, do RE- *Reactor Experiments* e do *Aldrich Chemical Company*.

Uma pré- avaliação da atividade induzida a ser obtida por cada amostra foi realizada através do valor de uma massa hipotética. Desta forma foi possível escolher massas que proporcionariam atividades induzidas passíveis a serem aprovadas pelo setor de Radioproteção do CRPq – Centro do Reator de Pesquisas do IPEN no processo de abertura dos coelhos. O comprimento de cada fio/folha foi mensurado a partir do valor desta massa avaliada. Desta forma, o corte de cada fio/folha foi realizado.

Como comparador foi utilizado um fio de Al – 0,10% Au da IRMM de 1 mm de diâmetro. As amostras foram cortadas em pedaços de aproximadamente 5 mm de comprimento (FIG. 20).

FIGURA 20 – Liga de Al – 0,1% Au (IRMM–530RC) utilizada. (a) Embalagem em evidência (b) Momento na preparação.

Foto acervo pessoal, 2014.

Os fios escolhidos como alvos foram: Al – 0,475% Co (0,762 mm de diâmetro e 99,91% de pureza) cortado em pedaços de aproximadamente 10 mm de comprimento e índio (In), 99,999% de pureza e 0,762 mm de diâmetro, cortado em pedaços de aproximadamente 2,5 mm de comprimento; os dois do do RE- *Reactor Experiments* (FIG.21). As folhas escolhidas foram: zircônio (Zr) do *Aldrich Chemical Company* (FIG.22) (99,98% de pureza e 0,25 mm de espessura) e tungstênio (W) do RE- *Reactor*

Experiments (FIG.23) (99,96% de pureza e 0,1524 mm de espessura); ambas cortadas em lascas com aproximadamente 2,5 mm de comprimento.

(a)

(b)

FIGURA 21 – Fios metálicos (a) Al – 0.475% Co (b) In.
Foto acervo pessoal, 2015.

(a)

(b)

FIGURA 22 – Folha de Zircônio (a) Informações da embalagem (b) Folha.
Foto acervo pessoal, 2014.

(a)

(b)

FIGURA 23 – Folha de Tungstênio (a) Embalagem em evidência (b) Folha.
Foto acervo pessoal, 2014.

A temperatura e a pressão do ar da sala foram anotadas antes do momento da pesagem. As pesagens das amostras foram realizadas em uma balança Mettler Toledo XP56 (FIG. 24), que nos oferece medidas com 6 casas decimais após a vírgula de precisão. No momento da pesagem foi necessário utilizarmos uma folha de alumínio para que a amostra fique centralizada no meio da balança e, por se tratar de amostras metálicas muito

pequenas e um equipamento bem delicado, ele facilita o procedimento da pesagem (FIG. 24).

FIGURA 24 – Balança utilizada (a) Balança Mettler Toledo XP56
(b) Momento da pesagem. Foto acervo pessoal, 2014.

Em seguida os fios foram armazenados individualmente em filme plástico e numerados com caneta permanente (FIG.25).

FIGURA 25 – (a) Seladora utilizada (b) Momento da selagem
(c) Amostra dentro do filme plástico numerada com caneta permanente.
Foto acervo pessoal, 2014.

Para o preparo dos coelhos que foram irradiados com as amostras envoltas por cádmio, os alvos separados para este fim foram previamente acondicionados dentro da cobertura de cádmio e envoltas em papel alumínio conforme a FIG.26. A confecção da cobertura de cádmio foi feita a partir de duas tampas de espessura de 0,6 mm; aproximadamente 1 cm de diâmetro e seção lateral (FIG. 26).

FIGURA 26– (a) Coberturas de Cd (b) Coberturas de Cd envoltas em papel alumínio. Foto acervo pessoal, 2015.

A haste central de alumínio foi confeccionada com altura um pouco inferior à altura do coelho (FIG. 27). O coelho de alumínio possui 7,0 cm de comprimento; 2,1 cm de diâmetro e 0,05 cm de espessura.

FIGURA 27 – Haste central de alumínio e coelho. Foto acervo pessoal, 2015.

No coelho preparado com as amostras sem cobertura de cádmio os alvos foram armazenados individualmente em filme plástico, acondicionados na ordem planejada em “sanfoninhas” feitas com papel alumínio e presas na parte central da haste central de alumínio, dependendo do planejamento da irradiação elas podem ser fixadas tanto de um lado só como dos dois lados da haste central (FIG. 28).

FIGURA 28 – (a) Preparo da “sanfonia” de alumínio com as amostras (b) Amostras envoltas em papel alumínio a ser fixada em um lado da haste central (c) Amostras envoltas em papel alumínio a ser fixada em ambos os lados da haste central (d) Haste com amostras dentro do coelho. Foto acervo pessoal, 2015.

Para as amostras que foram irradiadas com a cobertura de cádmio o mesmo processo de acondicionamento das amostras na “sanfonia” de alumínio foi realizado. As coberturas de cádmio envoltas em papel alumínio foram fixadas na haste central de alumínio, em um lado só da haste ou em ambos os lados da haste, dependendo do que foi planejado para a irradiação (FIG. 29).

FIGURA 29– (a) Amostras envoltas por cádmio presas em um lado da haste central de alumínio (b) Visão de dentro do coelho com amostras cobertas de cádmio presas em um lado da haste central de alumínio (c) Amostras envoltas por cádmio presas nos dois lados da haste central de alumínio (d) Visão de dentro do coelho com amostras cobertas de cádmio presas em ambos os lados da haste central de alumínio. Foto acervo pessoal, 2015

Desta forma as amostras foram acondicionadas dentro dos coelhos, um coelho com as amostras sem cobertura de cádmio e o outro com cobertura de cádmio. Desenhos esquemáticos dos coelhos preparados para a irradiações de 2014 e 2015 são mostrados nas FIG. 30 e 31, respectivamente. Nas irradiações de 2015 (FIG. 31), as amostras foram posicionadas em duplicata (dos dois lados do eixo central) com o propósito de corrigir variações no fluxo de nêutrons na direção radial das amostras, com e sem cobertura de cádmio.

Irradiações realizadas no ano de 2014

FIGURA 30– Coelhos preparados para as irradiações realizadas no ano de 2014 (a) Com amostras sem cobertura de cádmio (b) Com amostras com cobertura de Cd (c) Visão frontal dos coelhos.

Irradiações realizadas no ano de 2015

FIGURA 31– Coelho preparados para as irradiações realizadas no ano de 2015 (a) Com amostras sem cobertura de cádmio (b) Com amostras com cobertura de Cd (c) Visão frontal do coelhos.

As massas das amostras utilizadas nas irradiações de 2014 e 2015 são mostradas TAB.5. A incerteza da massa foi mensurada em 0,1% do valor da massa. Os ouros Al-0,1%Au da TAB. 5 são da IRMM.

TABELA 5 – Massas das amostras utilizadas nas irradiações de 2014 e 2015. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.

Alvos		Massa(g)	Alvos		Massa(g)
IRRAD 2014			IRRAD 2015		
Sem Cobertura de Cádmio	Al-0,1% Au [2]	0,010255(10)	Al-0,1% Au [2]		0,010241(10)
	Al-0,1% Au [4]	0,010315(10)	Al-0,1% Au [4]		0,010581(11)
	Al-0,1% Au [6]	0,010444(10)	Al-0,1% Au [6]		0,010764(11)
	Al-0,475% Co [1]	0,014687(15)	Al-0,1% Au [8]		0,010738(11)
	W [1]	0,007204(7)	Al-0,1% Au [10]		0,010720(11)
	Zr [2]	0,004210(4)	Al-0,1% Au [12]		0,010807(11)
	Cu [1]	0,0014560(10)	W [2]		0,003098(3)
			W [4]		0,003112(3)
	-	-	Zr [2]		0,005741(6)
	-	-	Zr [4]		0,005801(6)
	-	-	In [2]		0,009541(10)
	-	-	In [4]		0,009516(10)
Com Cobertura de Cádmio	Al-0,1% Au [1]	0,010974(11)	Al-0,1% Au [1]		0,011491(11)
	Al-0,1% Au [3]	0,010901(11)	Al-0,1% Au [3]		0,011080(11)
	Al-0,1% Au [5]	0,011345(11)	Al-0,1% Au [5]		0,011455(11)
	Al-0,475% Co [2]	0,015744(16)	Al-0,1% Au [7]		0,011410(11)
	W [2]	0,008642(9)	Al-0,1% Au [9]		0,011812(12)
	Zr [1]	0,006729(7)	Al-0,1% Au [11]		0,011732(12)
	Cu [2]	0,0014950(10)	W [1]		0,003316(3)
	-	-	W [3]		0,003633(4)
	-	-	Zr [1]		0,006018(6)
	-	-	Zr [3]		0,005948(6)
	-	-	In [1]		0,009674(10)
			In [3]		0,010580(11)

5.4.5.2 Amostras depositadas em papel filtro

Amostras de fio de índio dissolvido em ácido nítrico e materiais líquidos de referência certificados de irídio e selênio depositados em papel filtro foram utilizadas na preparação das amostras que foram irradiadas no ano de 2016 no intuito de que com esta preparação a correção para auto-blindagem dos nêutrons térmicos e epitérmicos fosse 1.

Primeiramente o fio de índio citado na seção 5.4.5.1 (FIG. 21) foi cortado em 4 pedaços com massas de aproximadamente 1 mg [pesados na balança balança Mettler Toledo XP56 (FIG.24)]. Estas amostras foram depositadas individualmente no centro de círculos de filme plástico (círculos com aproximadamente 3,5 cm de diâmetro) e presos em arandelas de alumínio por gotículas de silicone (FIG.32). Com o uso de uma pipeta foi depositado em cima de cada fio de índio, 10 μl de HNO_3 (ácido nítrico) concentrado (FIG. 32), após 1 hora a reação química já havia ocorrido e um quadrado de aproximadamente 0,9 cm^2 de papel filtro foi colocado em cima do índio já dissolvido de forma que o papel filtro absorvesse o material. Em seguida, o papel filtro foi seco com o auxílio de uma lâmpada vermelha por aproximadamente 40 minutos (FIG. 33). No dia seguinte o filme plástico foi dobrado ao meio e com o auxílio de uma seladora (FIG. 25) foi fechado cuidadosamente acondicionando o papel filtro e a amostra foi identificada com caneta permanente sob o plástico.

FIGURA 32 – (a) Amostras de fio de índio dissolvido em ácido nítrico concentrado no centro do filme plástico nas arandelas de alumínio (b) Índio metálico já dissolvido.

FIGURA 33– O papel filtro foi colocado no centro do filme plástico sob a luz de uma lâmpada vermelha para secar.

Dois picnômetros com os materiais líquidos de referência certificados de irídio e selênio (FIG. 34) foram preparados conforme FIG. 35 e pesados na balança Mettler Toledo XP56 (FIG.24). Por conseguinte, com o auxílio do picnômetro foram depositados individualmente alíquotas de irídio e selênio em quadrados de aproximadamente $0,9 \text{ cm}^2$ de papel filtro e a cada pipetagem a massa do picnômetro foi anotada na balança. Desta forma, sabendo-se previamente a massa do picnômetro vazio, foi possível a obtenção da massa de material pipetado em cada quadrado de papel filtro. Logo após, as amostras de papel filtro foram colocadas sob a luz de uma lâmpada vermelha por 40 minutos, afim de secar mais rapidamente (FIG. 33) e o processo de pipetagem se repetiu sobre os papéis. No total foram realizadas 3 pipetadas de irídio e selênio em cada quadrado de papel.

(a)

(b)

FIGURA 34– Materiais de referência certificadas utilizadas (a) Irídio da SPEX (b) Selênio da VHG Labs.

FIGURA 35 – Um dos picnômetros utilizados.

Assim que os quadrados de papel filtro estavam devidamente secos, o filme plástico foi dobrado ao meio e com o auxílio de uma seladora (FIG.25) foi fechado cuidadosamente acondicionando o papel filtro e a amostra foi identificada com caneta permanente sob o plástico. Posteriormente as amostras de índio, irídio e selênio e Al – 0,1% Au já identificadas no filme plástico foram embrulhadas individualmente com papel alumínio (FIG. 36) e a preparação dos coelhos com amostras sem cobertura de cádmio e com cobertura de cádmio seguiu conforme a FIG. 37 para as irradiações realizadas com as amostras de índio e conforme a FIG. 38 para as irradiações realizadas com as amostras de selênio e irídio.

FIGURA 36– Amostras seladas individualmente com papel alumínio.

Irradiações realizadas no ano de 2016- In

FIGURA 37– Coelho preparado para as irradiações realizadas no ano de 2016, amostras de In e Al- 0,1% Au (a) Com amostras sem cobertura de cádmio (b) Com amostras com cobertura de Cd (c) Visão frontal do coelho.

Irradiações realizadas no ano de 2016- Se e Ir

FIGURA 38– Coelhos preparados para as irradiações realizadas no ano de 2016, amostras de Se, Ir e Al- 0,1% Au (a) Com amostras sem cobertura de cádmio (b) Com amostras com cobertura de Cd (c) Visão frontal dos coelhos.

As massas das amostras utilizadas nas irradiações de 2016 são mostradas TAB.6. Foi realizada uma correção das massas para o empuxo do ar levando-se em consideração a pressão em mmHg e da temperatura ambiente (°C). A incerteza da massa foi mensurada em 0,1% do valor da massa.

TABELA 6 – Massas das amostras utilizadas nas irradiações de 2016. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.

Alvos		Massa(g)
IRRAD 2016		
Sem Cobertura de Cádmio	Al-0,1% Au [2]	0,010298(10)
	Al-0,1% Au [4]	0,010303(10)
	Al-0,1% Au [6]	0,010247(10)
	In [2]	0,001214(1)
	In [4]	0,001268(1)
	Al-0,1% Au [8]	0,010352(10)
	Al-0,1% Au [10]	0,010280(10)
	Al-0,1% Au [12]	0,010348(10)
	Se [2]	0,00003092(3)
	Se [4]	0,00003120()
	Ir [2]	0,00004619(5)
	Ir [4]	0,00006593(7)
	Al-0,1% Au [1]	0,010635(11)
	Al-0,1% Au [3]	0,010579(11)
	Al-0,1% Au [5]	0,010788(11)
Com Cobertura de Cádmio	In [1]	0,001336(1)
	In [3]	0,001427(1)
	Al-0,1% Au [7]	0,010969(11)
	Al-0,1% Au [9]	0,010752(11)
	Al-0,1% Au [11]	0,010987(11)
	Se [1]	0,00001797(2)
	Se [3]	0,00002374(2)
	Ir [1]	0,00003517(4)
	Ir [3]	0,00003684(4)

5.4.5.3 Amostras utilizadas na obtenção dos fatores de correção para auto-blindagem do W e In

Para a obtenção experimental dos fatores de correção para auto-blindagem para nêutrons térmicos (G_{th}) e para nêutrons epitérmicos (G_e) do fio de índio utilizado nas irradiações de 2015 foram irradiados fio de índio e solução de In depositada em papel filtro sem e com cobertura de cádmio, conforme a FIG.39.

As amostras de fio de índio foram preparadas conforme seção 5.4.5.1.

As soluções de índio foram preparadas e depositadas no papel filtro conforme seção 5.4.5.2.

Para a obtenção experimental do fator de correção para auto-blindagem para nêutrons epitérmicos (G_e) do fio de tungstênio utilizado nas irradiações de 2015 foram irradiados fio de tungstênio e solução de W depositado em papel filtro com cobertura de cádmio, conforme a FIG 40.

A amostra de fio de tungstênio foi preparada conforme seção 5.4.5.1.

A solução de W de concentração 996 µg/ml utilizada foi da Spex. A amostra desta solução depositada em papel filtro foi cedida encarecidamente pelo Dr. Edson Gonçalves Moreira do Centro do Reator de Pesquisas (CRPq) do IPEN.

A TAB. 7 mostra as massas das amostras utilizadas nas irradiações de 2017.

TABELA 7 – Massas das amostras utilizadas nas irradiações de 2017. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.

Alvos		Massa(g)
IRRAD 2016		
Sem Cobertura de Cádmio	In [2]- fio	0,010724(11)
	In [4]- solução no papel filtro	0,0012090(10)
Com Cobertura de Cádmio	In [1]- fio	0,011269(11)
	In [3]- solução no papel filtro	0,0013310(10)
	W [1]- fio	0,004150(4)
	W [3]- solução no papel filtro	0,00004936(5)

Irradiações realizadas no ano de 2017- In

FIGURA 39– Coelhos preparados para as irradiações realizadas no ano de 2017, amostras de índio em fio e em solução no papel filtro
 (a) Com amostras sem cobertura de cádmio (b) Com amostras com cobertura de Cd (c) Visão frontal dos coelhos.

Irradiação realizada em 2017- W

FIGURA 40– Coelho preparado para a irradiação realizada no ano de 2017, amostras de tungstênio em fio e em solução no papel filtro
(a) Com amostras com cobertura de Cd (b) Visão frontal dos coelhos.

6. RESULTADOS E DISCUSSÃO

6.1 Irradiações

Nas irradiações realizadas no ano de 2014 foi observada uma variação dos valores das atividades dos monitores de ouro existentes nas amostras com e sem cobertura de cádmio (FIG. 23) o que sugeriu uma variação no fluxo de nêutrons dentro dos coelhos.

Desta forma, com o propósito de corrigir variações no fluxo de nêutrons na direção radial das amostras, as irradiações realizadas em 2015 e 2016 foram feitas em duplicata (com amostras de ambos os lados da haste central de alumínio dentro do coelho) e os valores obtidos pelas irradiações de 2014 foram abortados da análise dos parâmetros α , f , k_0 e Q_0 , tendo em vista que estas variações no fluxo poderiam acarretar em determinações não muito precisas, já que são envolvidos valores das amostras irradiadas sem e com a cobertura de cádmio.

Esta correção foi feita através de uma normalização realizada pelas atividades das amostras. Nas irradiações realizadas em 2015 e 2016 foi possível obter-se valores de atividade das amostras, de ambos os lados a partir do centro do coelho, utilizando-se o Programa COVARV.4.2, o que possibilitou o cálculo da média das atividades das amostras de um elemento. Considerando-se que as amostras estão relativamente equidistantes do centro do coelho, a média das atividades propicia o valor aproximado da atividade referente à posição central do coelho.

A razão da média das atividades das amostras pela atividade de cada amostra para determinada energia da radiação gama foi multiplicada pelo número de contagens utilizado no COVAR. Esta normalização foi feita para todas as amostras envolvidas nas irradiações de 2015 e 2016, inclusive nas amostras de ouro (fios de Al-0,1% Au).

6.2 Fator de Cádmio dos alvos

A TAB. 8 mostra o fator de cádmio F_{Cd} calculado para os alvos. O programa utilizado, desenvolvido no LMN, calcula o F_{Cd} a partir da transmissão média na cobertura de Cd (equação (7)) aplicando-se os dados de secção de choque da ENDF/B-VII ^[52] e considerando um fluxo isotrópico de nêutrons.

TABELA 8 – Fator de cádmio dos alvos. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.

Alvos	F_{Cd}
^{59}Co	0,9909(20)
^{74}Se	0,922(16)
^{94}Zr	0,9968(7)
^{96}Zr	0,9995(1)
^{113}In	0,9957 (1)
^{186}W	0,9919(11)
^{191}Ir	0,901 (20)
^{197}Au	0,9999 (1)

6.3 Fator de correção para auto-blindagem para nêutrons

6.3.1. G_{th} e G_e do fio de índio

Os fatores de correção para auto-blindagem G_{th} e G_e do fio de In utilizado nas irradiações de 2015 foram determinados experimentalmente.

O G_{th} e G_e do ^{113}In da amostra do fio de índio foram obtidos experimentalmente conforme equação (15) e (16), respectivamente.

A determinação experimental de G_{th} e G_e para cálculo de k_0 e Q_0 relativos à reação $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114m}\text{In}$ é uma contribuição nova deste trabalho, não observada na literatura. Os valores de G_{th} e G_e obtidos experimentalmente do ^{113}In para o fio utilizado são mostrados na TAB.9.

TABELA 9 – Fator de auto-blindagem para nêutrons térmicos (G_{th}) e epitérmicos (G_e) do fio de índio. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.

		<i>Experimental</i>	
Alvo	Geometria	G_{th}	G_e
^{113}In	Fio	0,696(26)	0,796(52)

6.3.2 G_{th} e G_e da folha de tungstênio

O fator de correção para auto-blindagem do ^{186}W para os nêutrons térmicos (G_{th}) da amostra da folha de tungstênio foi obtido pelo software MATSSF.

O fator de correção para auto-blindagem do ^{186}W para os nêutrons epitérmicos (G_e) da amostra da folha de tungstênio utilizada na irradiação de 2015 foi obtido experimentalmente conforme equação (16).

A determinação experimental de G_e para cálculo de Q_0 relativo à reação $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ é uma contribuição nova deste trabalho, não observada na literatura.

Na TAB. 10 são mostrados os valores obtidos para o fator de correção para auto-blindagem do ^{186}W para os nêutrons térmicos e epitérmicos da amostra da folha de tungstênio.

TABELA 10 – Fator de auto-blindagem para nêutrons térmicos (G_{th}) e epitérmicos (G_e) da folha de tungstênio. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.

		<i>MATSSF</i>	<i>Experimental</i>
Alvo	Geometria	G_{th}	G_e
^{186}W	Folha	0,959(8)	0,390(11)

6.3.3 G_{th} e G_e dos demais alvos

Para os demais alvos o fator de correção para auto-blindagem para os nêutrons térmicos (G_{th}) e epitérmicos (G_e) foi obtido pelo software MATSSF, os resultados são mostrados na TAB.11. Nas irradiações de 2016 as amostras de In, Se e Ir foram depositadas em papel filtro, desta forma G_{th} e G_e são aproximadamente iguais a um, o que diminui a incerteza associada aos fatores de auto-blindagem G_{th} e G_e , que favorece a obtenção de k_0 e Q_0 com incertezas menores.

TABELA 11 – Fator de auto-blindagem para nêutrons térmicos (G_{th}) e epitérmicos (G_e) determinados pelo MATSSF. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.

Geometria		G_{th}	G_e
^{59}Co	Fio	0,9955(9)	0,9897(20)
^{74}Se	Solução em papel filtro	1,0000(0)	1,0000(0)
^{94}Zr	Folha	0,9981(4)	0,972 (6)
^{113}In	Solução em papel filtro	1,0000(0)	1,0000(0)
^{191}Ir	Solução em papel filtro	1,0000(0)	1,0000(0)
^{197}Au	Fio	0,99900(20)	0,9956(9)

6.4 Fator de correção do Efeito Soma

Os fatores de correção para o efeito de soma em cascata utilizados na correção da eficiência (equação (24)) e na correção do número de contagens obtido pelo Programa ALPINO V.1 são mostrados na TAB.12. Eles foram obtidos pelo Programa COINCIG. A distância entre as fontes radioativas e a superfície do cristal do detector foi 17,8 cm.

TABELA 12 – Fatores de correção para o Efeito de Soma em Cascata utilizados no IPEN. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.

Isótopo	Energia	F_{cor}
^{152}Eu	121,78	1,0087(17)
	244,7	1,0094(19)
	344,28	1,0022(4)
	411,12	1,0047(9)
	443,89	1,0057(11)
	778,9	1,0028(6)
	867,39	1,0083(17)
	964,13	1,0044(9)
	1112,09	1,0056(13)

	1408,02	1,0064(13)
⁶⁰ Co	1173,24	1,0027(5)
	1332,50	1,0025(5)
¹³⁷ Cs	661,66	1,0000(0)
¹³³ Ba	276,39	1,0084(17)
	302,85	1,0080(16)
	356,01	1,0065(13)
	383,85	1,0036(7)
⁷⁵ Se	121,12	0,9997(0)
	136,00	0,9998(0)
	264,66	0,9995(0)
	279,54	1,0168(17)
	400,66	0,9828(17)
⁹⁵ Zr	724,20	1,0000(0)
	756,73	1,0000(0)
⁹⁷ Zr	743,35	1,0002(1)
¹¹⁴ In	190,34	1,00000(0)
	725,283	1,0061(12)
	558,456	1,0064(13)
¹⁸⁷ W	479,53	1,0069(14)
	551,53	0,9893(21)
	618,77	1,0000(0)
	625,51	1,0000(0)
	685,77	0,9998(0)
	772,89	1,0000(0)
¹⁹² Ir	295,96	1,0075(8)
	308,46	1,0056(6)
	316,51	1,0049(5)
	468,07	1,0031(3)
¹⁹⁸ Au	411,80	1,0030(3)

6.5 Eficiência de Detecção

O gráfico da eficiência em função da energia da radiação gama obtida pelo detector HPGe no ano de 2015 através da medição das fontes pontuais padrão da IAEA de ^{60}Co , ^{133}Ba , ^{137}Cs e ^{152}Eu é apresentado na FIG. 41. O comportamento experimental da eficiência obtida nos anos de 2015 e 2016 é similar. Nota-se um valor máximo em torno da energia de 121 keV. As diferenças percentuais entre as eficiências experimentais e as eficiências obtidas pelo ajuste foram calculadas. O gráfico do resíduo (percentual) para a função interpolada no experimento realizado em 2015 é mostrado na FIG.42.

FIGURA 41 – Eficiência de pico experimental em função da energia de raios gama. Os intervalos de energia foram 121-1408 keV, correspondendo às energias das fontes padrão da IAEA. A linha contínua corresponde a um polinômio de 4º grau na escala log-log.

FIGURA 42 – Resíduo (percentual) para a função interpolada (polinômio de 4º grau na escala log-log) obtidos com os padrões da IAEA. O intervalo de energia foi 121-1408 keV.

Os resultados das eficiências experimentais obtidas para as energias da radiação gama selecionadas das fontes pontuais padrão da IAEA de ^{60}Co , ^{133}Ba , ^{137}Cs e ^{152}Eu utilizadas em 2015 e 2016 e as eficiências obtidas para estas energias pelo *Método de Monte Carlo*, bem como as diferenças percentuais entre os valores experimentais e o valor obtido por *Monte Carlo* são mostrados na TAB. 13. As incertezas das eficiências obtidas pelo *Método de Monte Carlo* mostradas na TAB. 13 são incertezas estatísticas do cálculo realizado pela simulação, valores pequenos se comparados às incertezas experimentais.

TABELA 13 – Eficiências experimentais obtidas em 2015 e 2016 para as energias das fontes padrão da IAEA utilizadas, eficiência obtida pelo *Método de Monte Carlo*, diferenças percentuais entre as eficiências experimentais e a obtida por Monte Carlo, a média das diferenças percentuais e o desvio padrão das diferenças percentuais. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.

Energia (keV)	Eficiência obtida por <i>Monte Carlo</i> ($\times 10^{-3}$)	Experimental (2015) ($\times 10^{-3}$)	Dif(%)	Experimental (2016) ($\times 10^{-3}$)	Dif(%)
121,78	3,5927 (61)	3,668 (67)	-2,05	3,630 (65)	-1,03
244,7	2,2654 (15)	2,267 (41)	-0,07	2,240 (40)	1,13
276,4	1,9788 (45)	1,970 (35)	0,45	1,970 (33)	0,45
302,85	1,7968 (43)	1,780 (29)	0,94	1,770 (29)	1,51
344,28	1,5644 (39)	1,581 (28)	-1,05	1,590 (28)	-1,61
356,02	1,5104 (39)	1,502 (24)	0,56	1,500 (24)	0,69
383,85	1,3953 (37)	1,388 (12)	0,53	1,403 (23)	-0,58
443,96	1,1960 (34)	1,223 (23)	-2,21	1,224 (21)	-2,31
661,66	0,80287 (28)	0,8022 (99)	0,08	0,7940 (12)	1,11
778,9	0,68803 (26)	0,6897 (12)	-0,24	0,6784 (12)	1,42
964,05	0,56459 (24)	0,5707 (10)	-1,07	0,5705 (99)	-1,04
1112,1	0,49777 (22)	0,5017 (90)	-0,78	0,5072 (88)	-1,87
1173,2	0,47360 (22)	0,4695 (42)	0,87	0,4717 (41)	0,39
1332,5	0,42141 (21)	0,4163 (37)	1,23	0,4213 (36)	0,02
1408	0,40220 (20)	0,4033 (72)	-0,27	0,4047 (70)	-0,61
Média			-0,06	-0,15	
Desvio Padrão da média			0,33	0,32	

As eficiências experimentais obtidas em 2015 e 2016 para as energias das fontes padrão da IAEA utilizadas e a eficiência obtida pelo *Método de Monte Carlo* da TAB. 13 são visualizadas na FIG. 43.

FIGURA 43 – Eficiências experimentais obtidas em 2015 e 2016 e eficiência obtida pelo *Método de Monte Carlo*.

As eficiências referentes às energias da radiação gama selecionadas dos alvos irradiados nos anos de 2015 e 2016 (^{75}Se , $^{114\text{m}}\text{In}$, ^{187}W e ^{192}Ir) obtidas pelo ajuste polinomial de 4º grau (ajuste em escala logarítmica dos dados experimentais feitos utilizando-se o Programa LOGFIT V.1) bem como as eficiências obtidas pelo *Método de Monte Carlo* para estas energias são mostrados na TAB. 14. As incertezas das eficiências obtidas pelo *Método de Monte Carlo* mostradas na TAB. 14 são incertezas estatísticas do cálculo realizado pela simulação, valores pequenos se comparados às incertezas determinadas pelo ajuste dos dados experimentais.

As razões das eficiências obtidas para as energias dos alvos irradiados nos anos de 2015 e 2016 (^{75}Se , $^{114\text{m}}\text{In}$, ^{187}W e ^{192}Ir) e as eficiências do ^{198}Au obtidas pelo *Método de Monte Carlo* e pelo ajuste polinomial de 4º grau são mostradas na TAB. 15.

TABELA 14 – Eficiências obtidas para as energias dos alvos irradiados nos anos de 2015 e 2016 (^{75}Se , $^{114\text{m}}\text{In}$, ^{187}W e ^{192}Ir) pelo ajuste polinomial de 4º grau realizado. Eficiência obtida pelo *Método de Monte Carlo* para estas energias e a diferença percentual entre as eficiências experimentais e a obtida por Monte Carlo. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.

Ano	Alvo irradiado	Energia (keV)	Eficiência obtida por <i>Monte Carlo</i> ($\times 10^{-3}$)	Ajuste polinomial ($\times 10^{-3}$)	Dif.(%)
2015	$^{114\text{m}}\text{In}$	190,30	2,8118 (53)	2,816 (31)	-0,16
		558,40	0,94791 (31)	0,9425(71)	0,58
		725,20	0,73427 (27)	0,7310 (50)	0,45
	^{187}W	479,53	1,1053 (33)	1,1008 (86)	0,41
		551,53	0,95929 (32)	0,9543 (73)	0,53
		618,36	0,85789 (30)	0,8519 (62)	0,71
		625,51	0,84818 (29)	0,8424 (61)	0,69
		685,77	0,77585 (28)	0,7708 (54)	0,66
		772,89	0,69251 (27)	0,6887 (46)	0,56
	^{198}Au	411,8	1,2968 (36)	1,2953 (99)	0,12
2016	^{75}Se	121,12	3,5987 (61)	3,585 (35)	0,39
		136,0	3,4443 (58)	3,454 (34)	-0,27
		264,66	2,0708(45)	2,054 (16)	0,82
		279,54	1,9560(45)	1,942 (15)	0,70
		400,66	1,3317(37)	1,328 (10)	0,25
	$^{114\text{m}}\text{In}$	190,30	2,8118 (53)	2,789 (30)	0,80
		558,40	0,94791 (31)	0,9408 (72)	0,75
		725,20	0,73427 (22)	0,7287 (50)	0,76
	^{198}Au	411,8	1,2968(36)	1,2942 (99)	0,21
	^{192}Ir	295,96	1,8414(42)	1,831 (14)	0,57
		308,46	1,7623(42)	1,753 (13)	0,52
		316,51	1,7146(41)	1,706 (13)	0,49
		468,07	1,1333(34)	1,128 (9)	0,21
	Média				0,48
	Desvio Padrão da media				0,06

TABELA 15 – Razão das eficiências obtidas para as energias dos alvos irradiados nos anos de 2015 e 2016 (^{75}Se , $^{114\text{m}}\text{In}$, ^{187}W e ^{192}Ir) e as eficiências do ^{198}Au obtidas pelo *Método de Monte Carlo* e pelo ajuste polinomial de 4º grau e a diferença percentual entre as razões.

Ano	Alvo irradiado	Energia (keV)	Razão eficiência do alvo/ eficiência do Au por <i>Monte Carlo</i>	Razão eficiência do alvo/ eficiência do Au pelo Ajuste polinomial	Dif.(%)
2015	$^{114\text{m}}\text{In}$	190,30	2,1682	2,1741	0,27
		558,40	0,7309	0,7276	-0,46
		725,20	0,5662	0,5643	-0,33
	^{187}W	479,53	0,8523	0,8498	-0,29
		551,53	0,7397	0,7367	-0,41
		618,36	0,6615	0,6576	-0,59
		625,51	0,6540	0,6503	-0,57
		685,77	0,5983	0,5951	-0,54
		772,89	0,5340	0,5316	-0,44
2016	^{75}Se	121,12	2,7750	2,7701	-0,18
		136,0	2,6559	2,6686	0,48
		264,66	1,5968	1,5870	-0,61
		279,54	1,5082	1,5009	-0,49
		400,66	1,0269	1,0264	-0,04
	$^{114\text{m}}\text{In}$	190,30	2,1682	2,1554	-0,59
		558,40	0,7309	0,7270	-0,54
		725,20	0,5662	0,5631	-0,55
	^{192}Ir	295,96	1,4199	1,4147	-0,37
		308,46	1,3589	1,3547	-0,31
		316,51	1,3221	1,3185	-0,28
		468,07	0,8739	0,8714	-0,29
	Média				-0,34
	Desvio Padrão da média				0,06

A comparação realizada entre as razões [eficiência do alvo ($\varepsilon_{p,i}$) / eficiência do Au ($\varepsilon_{p,Au}$)] referentes às eficiências obtidas pelo Método *Monte Carlo* e pelo Ajuste Polinomial de 4º grau mostrada na TAB. 15 é de grande valia tendo em vista que estas razões estão correlacionadas ao parâmetro k_0 , que contém a razão inversa ($\varepsilon_{p,Au} / \varepsilon_{p,i}$) em sua formulação, descrita nas equações (28) e (29).

Nota-se que a média das diferenças percentuais (-0,34%) entre as razões ($\varepsilon_{p,i} / \varepsilon_{p,Au}$) obtidas pelo *Método de Monte Carlo* e pelo ajuste polinomial de 4º grau, mostrada na TAB. 15, é muito menor do que as incertezas das eficiências obtidas pelo ajuste polinomial de 4º grau nos anos de 2015 e 2016. Desta forma avalia-se que os valores das eficiências obtidas pelo ajuste polinomial de 4º grau nos experimentos realizados em 2015 e 2016 estão em acordo com as eficiências obtidas pelo *Método de Monte Carlo*, considerando-se as incertezas envolvidas, conclusão igualmente confirmada pelas eficiências mostradas na TAB. 14. Sobretudo, a modelagem realizada pelo *Método de Monte Carlo* propiciou uma base física, o que proporcionou uma melhor investigação das eficiências obtidas pelo ajuste polinomial de 4º grau nos intervalos sem pontos experimentais: 121,78–244,7 keV e 443,96–661,66 keV, comprovando que os resultados das eficiências obtidas pela interpolação (ajuste polinomial de 4º grau) nestes intervalos estão de acordo com as eficiências obtidas pelo *Método de Monte Carlo*.

As eficiências utilizadas na determinação de k_0 para as reações $^{74}\text{Se}(n,\gamma)^{75}\text{Se}$, $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$, $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ e $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$ foram as eficiências experimentais obtidas pelo ajuste polinomial de 4º grau (TAB.14), uma vez que o ajuste, realizado pelo Programa LOGFIT V.1, determina as incertezas utilizando-se as covariâncias dos parâmetros do ajuste. Os parâmetros a_0, a_1, a_2, a_3 e a_4 do ajuste polinomial de 4º grau em escala logarítmica $\{\ln \varepsilon = a_0 + a_1 \ln(E/E_0) + a_2 [\ln(E/E_0)]^2 + a_3 [\ln(E/E_0)]^3 + a_4 [\ln(E/E_0)]^4\}$, onde $E_0 = 800$ keV e as matrizes de correlação dos parâmetros do ajuste da curva de eficiência obtidos nos anos de 2015 e 2016 são mostradas no APÊNDICE A.

6.6 Determinação do parâmetro α

6.6.1 Pelo Método da Razão de Cádmiu com Monitores Múltiplos

O *Método da Razão de Cádmiu com Monitores Múltiplos* foi utilizado para a determinação do parâmetro α pela regressão mostrada na equação (18). Os valores da energia média das ressonâncias $\bar{E}_{r,i}$ dos monitores, o logaritmo neperiano da energia média

das ressonâncias $\ln(\bar{E}_{r,i})$ dos monitores, Q_0 da literatura dos monitores e $Q_0(\alpha)$ utilizados no *Método da Razão de Cádmio com Monitores Múltiplos* são mostrados na TAB. 16. O valor de $Q_0(\alpha)$ foi calculado conforme a equação (30) partindo-se dos valores de Q_0 da literatura. Os valores do fator de cádmio F_{Cd} (TAB. 8) e dos fatores de correção para auto-blindagem para nêutrons térmicos (G_{th}) e epitérmicos (G_e) utilizados (TAB. 9,10 e 11) na determinação de α pelo *Método da Razão de Cádmio com Monitores Múltiplos* são mostrados nos itens 6.2 e 6.3 desta tese, respectivamente.

TABELA 16 – Monitores, energia de transição gama (keV), energia média das ressonâncias $\bar{E}_{r,i}$ (eV), $\ln(\bar{E}_{r,i})$, Q_0 da literatura e $Q_0(\alpha)$ utilizados na determinação de α . O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.

Ano das irradiações	Monitor	E (keV)	$\bar{E}_{r,i}$ (eV) ^[90]	$\ln(\bar{E}_{r,i})$	R_{Cd}	Q_0 ^[90]	$Q_0(\alpha)$
2015	¹⁹⁷ Au	411,80	5,65(40)	1,73	3,915 (20)	15,70 (28)	15,73 (28)
	⁵⁹ Co	1173,23	136 (7)	4,91	25,63 (28)	1,99 (5)	2,00 (5)
		1332,49			25,59(26)		
	⁹⁴ Zr	724,19	6260 (250)	8,74	10,67 (34)	5,31 (18)	5,36 (18)
		756,73			10,20 (24)		
	¹⁸⁶ W	479,53	20,5 (8)	3,02	9,56 (20)	13,7 (2)	13,75 (25)
		551,53			9,55(21)		
		618,36			9,65 (20)		
		625,51			9,46 (20)		
		685,77			9,59 (20)		
		772,89			9,54 (21)		
	¹¹³ In	190,30	6,41 (96)	1,86	2,642 (29)	24,2 (4)	24,25 (41)
		558,40			2,637 (32)		
		725,20			2,639 (32)		
	¹⁹¹ Ir	295,96	1,34 (2)	0,29	15,50 (11)	3,70 (30)	3,70 (30)
		308,46			19,67 (16)		

		316,51			15,98 (11)		
		468,07			15,37 (11)		
2016	⁷⁴ Se	121,12	29,4 (12)	3,38	5,79 (23)	11,0 (7)	11,04 (72)
		136			5,71 (22)		
		264,66			5,78 (8)		
		279,54			5,63 (13)		
		400,66			5,33 (24)		
	¹¹³ In	190,30	6,41 (96)	1,86	2,88 (5)	24,2 (4)	24,25 (41)
		558,40			2,85 (5)		
		725,20			2,86 (5)		

A reta encontrada é mostrada na FIG. 44, onde o parâmetro α é dado pela inclinação da reta. A reta obtida é praticamente paralela ao eixo X. O valor resultante para α foi de $-4,4 (210) \times 10^{-3}$.

FIGURA 44 – Reta ajustada pelo Método da Razão de Cádmio com Monitores Múltiplos.

A maior incerteza obtida foi no ponto referente ao ^{94}Zr [$\ln(\bar{E}_{r,i}) = 8,74$] e é justificada tendo em vista os valores percentuais das incertezas da $\bar{E}_{r,i}$, R_{Cd} e $Q_0(\alpha)$, que mais contribuíram na incerteza de Y para este ponto, apresentadas na TAB.16 .

A maior contribuição para a incerteza de Y no ponto referente ao ^{186}W [$\ln(\bar{E}_{r,i}) = 3,02$] foi a incerteza de 2,8% do fator de correção para auto-blindagem para nêutrons epitérmicos ($G_e = 0,390$).

A maior contribuição para a incerteza de Y no ponto referente ao ^{74}Se [$\ln(\bar{E}_{r,i}) = 3,38$] foi devido à incerteza de 6,5% proveniente do valor de Q_0 da literatura.

A maior contribuição para a incerteza de Y no ponto referente ao ^{191}Ir [$\ln(\bar{E}_{r,i}) = 0,2926$] foi devido à incerteza de 8,1% proveniente do valor de Q_0 da literatura.

6.6.2 Pelo Método de Monitores Múltiplos Cobertos Com Cádmi

O AKFIT V.2.1 utilizou o *Método de Monitores Múltiplos Cobertos Com Cádmi* para a determinação do parâmetro α pela regressão dada pela equação (17).

Uma normalização foi realizada nos valores da taxa de contagem específica $(A_{sp,i})_{Cd}$, pois como o fluxo de nêutrons difere nos anos que ocorreram as irradiações (2015 e 2016), esta variação influencia nos valores de $(A_{sp,i})_{Cd}$ encontrados.

Um fator de normalização foi criado (f_n) usando-se como base a taxa de contagem específica $(A_{sp,Au})_{Cd}$ da amostra de ouro obtida na irradiação com cobertura de cádmio realizada em 2015 ($f_n = 1$). Os valores da taxa de contagem específica $(A_{sp,Au})_{Cd}$ das amostras de ouro das irradiações com cobertura de cádmio realizadas em 2016 se tornaram equivalentes à taxa de contagem específica $(A_{sp,Au})_{Cd}$ da amostra de ouro obtida na irradiação com cobertura de cádmio realizada em 2015 depois do procedimento de multiplicação pelos respectivos f_n determinados para cada grupo de irradiações.

Os fatores de normalização (f_n) obtidos (TAB. 17) a partir dos monitores de ouro foram multiplicados às taxas de contagem específica $(A_{sp,Au})_{Cd}$ das amostras de In, Se e Ir obtidas nas irradiações com cobertura de cádmio realizadas no ano de 2016. O ^{197}Au [I] foi o ouro irradiado junto com as amostras de ^{94}Zr , ^{186}W e ^{113}In em 2015, o ^{197}Au [II] foi o ouro irradiado junto com as amostras de ^{191}Ir e ^{74}Se em 2016 e o ^{197}Au [III] foi o ouro irradiado junto com as amostras de ^{113}In em 2016 (TAB.17).

O valor da taxa de contagem específica $A_{sp,i}$ do ouro e das amostras sem cobertura de cádmio também entra como dado de entrada do AKFIT V.2.1 e seu valor também foi normalizado pelo fator f_n .

Os valores do fator de cádmio F_{Cd} (TAB. 8), os fatores de correção para auto-blindagem para nêutrons (G_e) (TAB. 9, 10 e 11) e as eficiências utilizadas (experimental) (TAB. 13) na determinação de α pelo *Método de Monitores Múltiplos Cobertos Com Cádmio* são mostrados nos itens 6.1.2, 6.1.3 e 6.1.5 desta tese, respectivamente.

Os monitores utilizados, as energias de transição gama (keV), o fator de normalização (f_n) e os valores obtidos para taxa de contagem específica obtidas para as amostras sem $A_{sp,i}$ e com cobertura de cádmio $-(A_{sp,i})_{Cd}$ após a normalização utilizados na determinação de α pelo *Método de Monitores Múltiplos Cobertos Com Cádmio* são mostrados na TAB.17.

O AKFIT V.2.1 possibilita o uso dos dados das amostras irradiadas com e sem cádmio (incluindo os dados do ouro), não sendo necessário o uso de valores de k_0 da literatura [83].

TABELA 17 – Monitores, energia de transição gama (keV), o fator de normalização (f_n), e os valores obtidos para taxa de contagem específica $(A_{sp,i})_{Cd}$ obtidas para as amostras com cobertura de cádmio após a normalização utilizados na determinação de α . O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.

Ano das irradiações	Monitor	E (keV)	f_n	$A_{sp,i}$	$(A_{sp,i})_{Cd}$
	^{197}Au [I]	411,80	1,00000	$1,795(6)\times 10^{10}$	$4,59(1)\times 10^9$
	^{94}Zr	724,19		$7,59(1)\times 10^5$	$7,12(1)\times 10^4$
		756,73		$9,08(1)\times 10^5$	$8,90(1)\times 10^4$
	^{186}W	479,53		$3,94(6)\times 10^8$	$4,12(6)\times 10^7$
2015		551,53		$7,7(1)\times 10^7$	$8,09(12)\times 10^6$
		618,36		$8,7(1)\times 10^7$	$8,99(13)\times 10^6$
		625,51		$1,46(2)\times 10^7$	$1,55(2)\times 10^6$
		685,77		$3,38(5)\times 10^8$	$3,53(5)\times 10^7$

		772,89		$4,55(7) \times 10^7$	$4,77(7) \times 10^6$
	^{113}In	190,30		$3,50(4) \times 10^7$	$1,323(4) \times 10^7$
		558,40		$3,20(4) \times 10^6$	$1,212(5) \times 10^6$
		725,20		$2,44(3) \times 10^6$	$9,26(4) \times 10^5$
2016	^{197}Au [II]	411,80	1,12796	$1,68(1) \times 10^{10}$	$4,59(3) \times 10^9$
	^{191}Ir	295,96		$2,22(1) \times 10^{10}$	$1,429(7) \times 10^9$
		308,46		$2,13(1) \times 10^{10}$	$1,082(7) \times 10^9$
		316,51		$5,94(3) \times 10^{10}$	$3,72(2) \times 10^9$
		468,07		$2,29(1) \times 10^{10}$	$1,488(7) \times 10^9$
	^{74}Se	121,12		$9,2(2) \times 10^7$	$1,59(4) \times 10^7$
		136		$3,11(3) \times 10^8$	$5,45(5) \times 10^7$
		264,66		$1,87(2) \times 10^8$	$3,23(3) \times 10^7$
		279,54		$7,7(2) \times 10^7$	$1,36(3) \times 10^7$
		400,66		$2,4(1) \times 10^7$	$4,50(2) \times 10^6$
2016	^{197}Au [III]	411,80	1,14959	$1,78(1) \times 10^{10}$	$4,59(3) \times 10^9$
	^{113}In	190,30		$4,46(5) \times 10^7$	$1,55(2) \times 10^7$
		558,40		$4,02(5) \times 10^6$	$1,41(2) \times 10^6$
		725,20		$3,11(4) \times 10^6$	$1,09(1) \times 10^6$

O valor resultante para α obtido pelo *Método de Monitores Múltiplos Cobertos Com Cádmio* foi de $-4,9(62) \times 10^{-3}$.

6.6.3 Resultado final de α

O valor resultante para α pelo *Método da Razão de Cádmio com Monitores Múltiplos*, obtido pela regressão da equação (18), foi de $-4,4(210) \times 10^{-3}$ e pelo *Método de Monitores Múltiplos Cobertos Com Cádmio*, obtido pela regressão da equação (17), foi de $-4,9(62) \times 10^{-3}$.

Os valores de α encontrados pelos dois diferentes métodos dentro de suas incertezas são iguais. A média ponderada dos valores de α determinados pelo *Método da Razão de Cádmio com Monitores Múltiplos* e pelo *Método de Monitores Múltiplos Cobertos Com Cádmio* é o valor final de α utilizado neste trabalho, de $-4,9 (59) \times 10^{-3}$, onde o número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos. O valor encontrado para α neste trabalho para a posição 24A concorda com os valores observados em trabalhos anteriores [69], [83].

O valor final obtido para α indica um campo de nêutrons epitérmicos próximo do ideal e levemente deslocado para energias mais elevadas na posição de irradiação escolhida, 24A do reator IEA-R1. O resultado obtido para o parâmetro α é próximo de zero na posição de irradiação escolhida, o que facilita a obtenção de Q_0 porque, neste caso, $Q_0(\alpha) \approx Q_0$.

6.7 Determinação do parâmetro f

O parâmetro f , que corresponde à razão entre os fluxos de nêutrons térmico e epitérmico foi obtido pela equação (22) utilizando-se como monitor os alvos de ^{197}Au irradiados nos anos de 2015 e 2016 .

O valor do fator de cádmio F_{Cd} do ouro é mostrado na TAB. 8 e os fatores de correção para auto-blindagem para nêutrons térmicos (G_{th}) e epitérmicos (G_e) do ouro utilizados para a determinação do parâmetro f são mostrados na TAB. 11.

O valor de $Q_0(\alpha)$ foi calculado conforme a equação (31) partindo-se do valor de Q_0 da literatura. Os valores de Q_0 da literatura ($Q_{0,Au}$), da energia média das ressonâncias $\bar{E}_{r,Au}$ e $Q_0(\alpha)$ do ouro são mostrados na TAB.18.

TABELA 18 – Q_0 da literatura ($Q_{0,Au}$), energia média das ressonâncias $\bar{E}_{r,Au}$ e $Q_0(\alpha)$ do ouro. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.

$Q_{0,Au}^{[90]}$	$\bar{E}_{r,Au}^{[90]}$	$Q_0(\alpha)$
15,70 (28)	5,65 (40)	15,83 (28)

As atividades do ouro utilizado nas irradiações realizadas em 2015 e 2016, a sua atividade média, a razão de cádmio R_{Cd} (a partir das atividades médias do ouro), o

valor de $(F_{Cd} \cdot R_{Cd} - 1)$ utilizado e os parâmetros f calculados são mostradas na TAB. 19. Vide FIG. 31, 37 e 38 para identificar a posição das amostras de ouro mencionadas na TAB. 20. O parâmetro f é mais suscetível a variações do fluxo na vizinhança da posição de irradiação e por esta razão foi avaliado um parâmetro f para cada par de irradiações sem e com cobertura de cádmio realizado, um par irradiado em 2015, um em 2016 com as amostras de índio, e outro em 2016 com as amostras de selênio e irídio.

TABELA 19 – Atividades do ouro utilizado nas irradiações realizadas em 2015 e 2016, a sua atividade média, R_{Cd} , $(F_{Cd} \cdot R_{Cd} - 1)$ e os parâmetros f calculados. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.

Irradiação	Identificação do Ouro Au-0,1%Al	Atividade (Bq)	Atividade Média (Bq)	R_{Cd}	$(F_{Cd}.R_{Cd} -1)$	f	
2015 (FIG.24)	Sem cobertura	[2]	1,466(11)×10 ⁸	1,470(11)×10 ⁸	3,85(4)	2,85(4)	45,0(10)
	de cádmio	[8]	1,474(11)×10 ⁸				
	Com cobertura	[7]	3,824(29)×10 ⁷	3,815(29)×10 ⁷			
	de cádmio	[1]	3,807(29)×10 ⁷				
2016- In (FIG.30)	Sem cobertura	[6]	1,269(8)×10 ⁸	1,280(8)×10 ⁸	3,917(35)	2,917(35)	46,0(10)
	de cádmio	[2]	1,290(9)×10 ⁸				
	Com cobertura	[5]	3,236(21)×10 ⁷	3,267(19)×10 ⁷			
	de cádmio	[1]	3,298(18)×10 ⁷				
2016- Se e Ir (FIG.31)	Sem cobertura	[12]	1,242(8)×10 ⁸	1,249(8)×10 ⁸	3,681(33)	2,680(33)	42,3(9)
	de cádmio	[8]	1,256(8)×10 ⁸				
	Com cobertura	[11]	3,313(21)×10 ⁷	3,393(21)×10 ⁷			
	de cádmio	[7]	3,473(22)×10 ⁷				

6.8 Determinação do parâmetro k_0

O resultado final do parâmetro k_0 para as reações $^{74}\text{Se}(n,\gamma)^{75}\text{Se}$, $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$, $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ e $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$ foi calculado pela média ponderada com covariância dos parâmetros k_{01} – obtido pela *Técnica da subtração cádmica* pela equação (29) e k_{02} – obtido com a técnica que utiliza as amostras sem cobertura de cádmio pela equação (28), para cada energia da radiação gama de cada reação, respectivamente. As médias ponderadas com covariância e suas incertezas foram determinadas conforme seção 4.5 deste trabalho.

6.8.1 $^{74}\text{Se}(n,\gamma)^{75}\text{Se}$

Os resultados de k_{01} e k_{02} para a reação $^{74}\text{Se}(n,\gamma)^{75}\text{Se}$ obtidos nas irradiações realizadas no ano de 2016 são mostrados na TAB. 20.

TABELA 20 – Resultados de k_{01} e k_{02} obtidos em 2016 para a reação $^{74}\text{Se}(n,\gamma)^{75}\text{Se}$ em suas respectivas energias e suas diferenças percentuais . O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.

Energia (keV)	k_{01}	k_{02}	Diferença Relativa de k_{02} e k_{01} (%)
121,12	$2,17(8)\times 10^{-3}$	$2,14(7)\times 10^{-3}$	-1,4
136,00	$7,61(37)\times 10^{-3}$	$7,51(32)\times 10^{-3}$	-1,3
264,66	$7,70(14)\times 10^{-3}$	$7,59(16)\times 10^{-3}$	-1,4
279,54	$3,32(6)\times 10^{-3}$	$3,29(7)\times 10^{-3}$	-0,9

Os resultados obtidos de k_{01} e k_{02} (TAB. 20) concordam entre si para cada energia estudada neste trabalho; 121,12; 136; 264,66 e 279,54 keV, respectivamente.

Os resultados finais do parâmetro k_0 obtidos para a reação $^{74}\text{Se}(n,\gamma)^{75}\text{Se}$ em suas respectivas energias em comparação com os valores recomendados da literatura são mostrados na TAB.21 e nas FIG. 45, 46, 47 e 48, respectivamente para as energias 121,12; 136,0; 264,66 e 279,54 keV. Nas FIG. 45, 46, 47 e 48 também são mostradas a média dos

valores de k_0 deste trabalho e da literatura para cada respectiva energia e o desvio padrão (σ) incluindo todos os resultados.

TABELA 21 – Resultados finais do parâmetro k_0 obtidos para a reação $^{74}\text{Se}(n,\gamma)^{75}\text{Se}$ em suas respectivas energias em comparação com os valores recomendados da literatura. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.

Energia (keV)	k_0 Presente trabalho	k_0 De Corte et al., 2003 ^[15]	k_0 Jaćimović et al., 2010 ^[51]	Diferença Relativa de k_0 de Jaćimović e De Corte (%)	Diferença Relativa de k_0 do Presente trabalho e De Corte (%)	Diferença Relativa de k_0 do Presente trabalho e Jaćimović (%)
121,12	$2,15(5)\times 10^{-3}$	$1,94(1)\times 10^{-3}$	$2,19(3)\times 10^{-3}$	12,9	10,8	-1,8
136,00	$7,55(24)\times 10^{-3}$	$6,76(7)\times 10^{-3}$	$7,14(14)\times 10^{-3}$	5,6	11,7	5,7
264,66	$7,65(11)\times 10^{-3}$	$7,11(5)\times 10^{-3}$	$7,57(14)\times 10^{-3}$	6,5	7,6	1,1
279,54	$3,31(5)\times 10^{-3}$	$3,00(4)\times 10^{-3}$	$3,19(12)\times 10^{-3}$	6,3	10,3	3,8

FIGURA 45 – Resultado final de k_0 para a reação $^{74}\text{Se}(n,\gamma)^{75}\text{Se}$ na energia de 121,12 keV obtido nas irradiações de 2016 comparado ao k_0 de De Corte^[15] e Jaćimović^[51].

FIGURA 46 – Resultado final de k_0 para a reação $^{74}\text{Se}(n,\gamma)^{75}\text{Se}$ na energia de 136,0 keV obtido nas irradiações de 2016 comparado ao k_0 de De Corte^[15] e Jaćimović^[51].

FIGURA 47 – Resultado final de k_0 para a reação $^{74}\text{Se}(n,\gamma)^{75}\text{Se}$ na energia de 264,66 keV obtido nas irradiações de 2016 comparado ao k_0 de De Corte^[15] e Jaćimović^[51].

FIGURA 48 – Resultado final de k_0 para a reação $^{74}\text{Se}(n,\gamma)^{75}\text{Se}$ na energia de 279,54 keV obtido nas irradiações de 2016 comparado ao k_0 de De Corte^[15] e Jaćimović^[51].

Os resultados finais de k_0 obtidos neste trabalho para a reação $^{74}\text{Se}(n,\gamma)^{75}\text{Se}$ nas energias 121,12 ; 136,0; 264,66 e 279,54 keV concordam dentro das incertezas com o valor de Jaćimović et al., 2010^[51].

Nas FIG. 45, 46, 47 e 48 os valores de k_0 de Jaćimović^[51] e na FIG. 45 o valor de k_0 do presente trabalho situam-se no intervalo compreendido entre a média dos valores de k_0 deste trabalho e da literatura (De Corte^[15] e Jaćimović^[51]) decrescida do desvio padrão (média - σ) e da média acrescida do desvio padrão (média + σ), correspondendo a um nível de confiança de 68% em uma distribuição normal.

Nas FIG. 45, 46, 47 e 48 os valores de k_0 de De Corte^[15] e nas FIG. 46, 47 e 48 os valores de k_0 do presente trabalho situam-se no intervalo de 2σ , correspondendo a um nível de confiança de 95%.

6.8.2 $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$

Os resultados de k_{01} e k_{02} para a reação $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$ obtidos nas irradiações realizadas nos anos de 2015 e 2016 são mostrados na TAB. 22.

TABELA 22 – Resultados de k_{01} e k_{02} obtidos em 2015 e 2016 para a reação $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$ em suas respectivas energias e suas diferenças percentuais . O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.

Energia (keV)	k_{01} (2015)	k_{02} (2015)	Diferença Relativa de k_{02} e k_{01} (2015) (%)	k_{01} (2016)	k_{02} (2016)	Diferença Relativa de k_{02} e k_{01} (2016) (%)
190,3	$1,07(5)\times 10^{-3}$	$1,07(4)\times 10^{-3}$	0	$1,014(24)\times 10^{-3}$	$1,019(20)\times 10^{-3}$	0,5
558,4	$2,92(13)\times 10^{-4}$	$2,93(12)\times 10^{-4}$	0,3	$2,70(6)\times 10^{-4}$	$2,72(5)\times 10^{-4}$	0,7
725,2	$2,88(13)\times 10^{-4}$	$2,89(11)\times 10^{-4}$	0,3	$2,70(7)\times 10^{-4}$	$2,72(5)\times 10^{-4}$	0,7

Os resultados de k_{01} e k_{02} para a reação $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$ obtidos em 2015 estão em concordância entre si para cada respectiva energia. Os resultados de k_{01} e k_{02} para a reação $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$ obtidos em 2016 estão em concordância entre si para cada respectiva energia. Os resultados de k_{01} e k_{02} obtidos em 2016 para a reação $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$ nas energias de 190,3; 558,4 e 725,2 keV possuem incertezas menores do que os valores obtidos em 2015, isto porque em 2016 as amostras utilizadas foram de In metálico diluído em HNO_3 que foi depositado em papel filtro, o que nos possibilitou G_{th} igual a um e consequentemente incertezas menores associadas à k_0 . Praticamente toda a incerteza experimental associada à k_{01} e k_{02} calculados com as irradiações de 2015 pode ser atribuída à incerteza do valor de $G_{th}=0,696(26)$ (experimental).

O resultado final do parâmetro k_0 para a reação $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$ foi determinado pela média ponderada com covariância dos resultados de k_{01} e k_{02} obtidos pelas irradiações de 2015 e 2016 em suas respectivas energias conforme seção 4.5. Os resultados finais do parâmetro k_0 obtidos nas irradiações realizadas nos anos de 2015 e 2016 para a reação $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$ em suas respectivas energias em comparação com os valores recomendados da literatura são mostrados na TAB.23 e nas FIG. 49, 50, e 51, respectivamente para as energias 190,3; 558,4 e 725,2 keV. Nas FIG. 49, 50 e 51 também são mostradas a média dos valores de k_0 deste trabalho e da literatura para cada respectiva energia e o desvio padrão (σ) incluindo todos os resultados.

TABELA 23 – Resultados de k_0 para a reação $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$ em suas respectivas energias em comparação com os valores recomendados da literatura. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.

Energia (keV)	k_0 Presente trabalho	k_0 De Corte et al., 2003 ^[15]	k_0 Arboccò et al., 2014 ^[40]	Diferença Relativa de k_0 de Arboccò e De Corte (%)	Diferença Relativa de k_0 do Presente trabalho e De Corte (%)	Diferença Relativa de k_0 do Presente trabalho e Arboccò (%)
190,3	$1,019(12)\times 10^{-3}$	$1,06(1)\times 10^{-3}$	$1,02(1)\times 10^{-3}$	-3,8	-3,9	-0,1
558,4	$2,724(35)\times 10^{-4}$	$2,86(2)\times 10^{-4}$	$2,70(3)\times 10^{-4}$	-5,6	-4,8	0,9
725,2	$2,721(35)\times 10^{-4}$	$2,90(2)\times 10^{-4}$	$2,70(3)\times 10^{-4}$	-6,9	-6,2	0,8

FIGURA 49 – Resultado final de k_0 para a reação $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$ na energia de 190,3 keV obtido nas irradiações realizadas nos anos de 2015 e 2016 comparado ao k_0 de De Corte^[15] e de Arboccò^[40].

FIGURA 50 – Resultado final de k_0 para a reação $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$ na energia de 558,4 keV obtido nas irradiações realizadas nos anos de 2015 e 2016 comparado ao k_0 de De Corte^[15] e de Arboccò^[40].

FIGURA 51 – Resultado final de k_0 para a reação $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$ na energia de 725,2 keV obtido nas irradiações realizadas nos anos de 2015 e 2016 comparado ao k_0 de De Corte^[15] e de Arboccò^[40].

Os resultados finais de k_0 para a reação $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$ nas energias de 190,3; 558,4 e 725,2 keV estão de acordo com os valores da literatura de Arboccò et al ^[40] considerando-se as incertezas.

Nas FIG. 49, 50 e 51, os valores de k_0 de Arboccò et al ^[40] e nas FIG. 50 e 51 os valores de k_0 do presente trabalho situam-se no intervalo compreendido entre a média dos valores de k_0 deste trabalho e da literatura (De Corte et al ^[15] e Arboccò et al ^[40]) decrescida do desvio padrão (média $-\sigma$) e da média acrescida do desvio padrão (média $+\sigma$), correspondendo a um nível de confiança de 68% em uma distribuição normal. Nas FIG. 49, 50 e 51 os valores de k_0 de De Corte^[15] e na FIG. 49 o valor de k_0 do presente trabalho estão no intervalo de 2σ , correspondendo a um nível de confiança de 95%.

6.8.3 $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$

Os resultados de k_{01} e k_{02} para a reação $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ obtidos nas irradiações realizadas no ano de 2015 são mostrados na TAB. 24.

TABELA 24 – Resultados de k_{01} e k_{02} obtidos em 2015 para a reação $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ em suas respectivas energias e suas diferenças percentuais. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.

Energia (keV)	k_{01}	k_{02}	Diferença Relativa de k_{02} e k_{01} (%)
479,53	$3,23(8)\times 10^{-2}$	$3,22(8)\times 10^{-2}$	-0,3
551,53	$7,34(19)\times 10^{-3}$	$7,31(17)\times 10^{-3}$	-0,4
618,77	$9,19(24)\times 10^{-3}$	$9,14(22)\times 10^{-3}$	-0,5
625,51	$1,59(4)\times 10^{-3}$	$1,58(4)\times 10^{-3}$	-0,6
685,77	$3,99(10)\times 10^{-2}$	$3,97(9)\times 10^{-2}$	-0,5
772,89	$6,00(16)\times 10^{-3}$	$5,97(14)\times 10^{-3}$	-0,5

Os resultados de k_{01} e k_{02} para a reação $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ (TAB. 24) obtidos nas irradiações de 2015 para cada respectiva energia estão em concordância entre si.

Os resultados finais do parâmetro k_0 obtidos para a reação $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ em suas respectivas energias em comparação com os valores recomendados da literatura são mostrados na TAB.25 e nas FIG. 52, 53, 54, 55 e 56, respectivamente para as energias 479,53; 551,53; 618,77; 685,77 e 772,89 keV.

Nas FIG. 52, 53, 54, 55 e 56 também são mostradas a média dos valores de k_0 deste trabalho e da literatura para cada respectiva energia e o desvio padrão (σ) incluindo todos os resultados.

TABELA 25 – Resultados finais do parâmetro k_0 obtidos para a reação $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ em suas respectivas energias em comparação com os valores recomendados da literatura. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.

Energia (keV)	k_0 Presente trabalho	k_0 De Corte et al., 2003 ^[15]	Diferença Relativa de k_0 do Presente trabalho e De Corte (%)
479,53	$3,22(7)\times 10^{-2}$	$2,97(3) \times 10^{-2}$	8,4
551,53	$7,32(15)\times 10^{-3}$	$6,91(3) \times 10^{-3}$	5,9
618,77	$9,16(19)\times 10^{-3}$	$8,65(4) \times 10^{-3}$	5,9
625,51	$1,583(34)\times 10^{-3}$	n.r.	-
685,77	$3,98(8)\times 10^{-2}$	$3,71(2) \times 10^{-2}$	7,2
772,89	$5,99(12)\times 10^{-3}$	$5,61(4) \times 10^{-3}$	6,7

n.r. : não reportado na literatura

FIGURA 52 – Resultado final de k_0 para a reação $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ na energia de 479,53 keV obtido nas irradiações de 2015 comparado ao k_0 de De Corte^[15].

FIGURA 53 – Resultado final de k_0 para a reação $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ na energia de 551,53 keV obtido nas irradiações de 2015 comparado ao k_0 de De Corte^[15].

FIGURA 54 – Resultado final de k_0 para a reação $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ na energia de 618,77 keV obtido nas irradiações de 2015 comparado ao k_0 de De Corte^[15].

FIGURA 55 – Resultado final de k_0 para a reação $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ na energia de 685,77 keV obtido nas irradiações de 2015 comparado ao k_0 de De Corte^[15].

FIGURA 56 – Resultado final de k_0 para a reação $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ na energia de 772,89 keV obtido nas irradiações de 2015 comparado ao k_0 de De Corte^[15].

Os resultados finais de k_0 obtidos para a reação $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ nas energias de 479,53; 551,53; 618,77; 685,77 e 772,89 keV não concordam dentro das incertezas com os valores da literatura de De Corte et al., 2003 ^[15].

O resultado final de k_0 obtido para a reação $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ na energia de 625,51 keV determinado neste trabalho não existe na literatura recomendada, portanto é uma contribuição original do presente trabalho. A única referência encontrada para k_0 da reação $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ é de De Corte et al., 2003 ^[15].

Nas FIG. 52, 53, 54, 55 e 56 os valores de k_0 de De Corte ^[15] situam-se no intervalo compreendido entre a média dos valores de k_0 deste trabalho e da literatura (De Corte ^[15]) decrescida do desvio padrão (média – σ) e da média acrescida do desvio padrão (média + σ), correspondendo a um nível de confiança de 68% em uma distribuição normal. Nas FIG. 52, 53, 54, 55 e 56 os valores de k_0 do presente trabalho estão no intervalo de 2σ , correspondendo a um nível de confiança de 95%.

6.8.4 $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$

Os resultados de k_{01} e k_{02} para a reação $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$ obtidos nas irradiações realizadas no ano de 2016 são mostrados na TAB. 26.

TABELA 26 – Resultados de k_{01} e k_{02} obtidos em 2016 para a reação $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$ em suas respectivas energias e suas diferenças percentuais. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.

Energia (keV)	k_{01}	k_{02}	Diferença Relativa de k_{02} e k_{01} (%)
295,96	1,178(17)	1,164(19)	-1,2
316,51	3,40(5)	3,35(5)	-1,4
468,07	1,974(28)	1,952(32)	-1,1

Os resultados finais de k_{01} e k_{02} para a reação $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$ (TAB.26) estão em concordância entre si para cada respectiva energia, considerando-se as incertezas. Os resultados finais do parâmetro k_0 obtidos para a reação $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$ em suas respectivas energias em comparação com os valores recomendados da literatura são mostrados na TAB.27.

TABELA 27 – Resultados de k_0 obtidos em 2016 para a reação $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$ em suas respectivas energias em comparação com os valores recomendados da literatura. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.

Energia (keV)	k_0 Presente trabalho	k_0 Chilian et al., 2014 (<i>Polytechnique</i>) [37]	k_0 Chilian et al., 2014 (SCK• CEN) [37]	k_0 Stopic et al., 2014 [38]	Diferença Relativa de k_0 do Presente trabalho e Chilian <i>Polytechnique</i> (%)	Diferença Relativa de k_0 do Presente trabalho e Chilian SCK•CEN (%)	Diferença Relativa de Chilian SCK•CEN e Chilian <i>Polytechnique</i> (%)	Diferença Relativa de k_0 do Presente trabalho e Stopic (%)	Diferença Relativa de Chilian <i>Polytechnique</i> e e Stopic (%)	Diferença Relativa de Chilian SCK•CEN e Stopic (%)
295,96	1,172(12)	1,15(2)	1,13(2)	1,11(2)	1,9	3,7	-1,7	5,6	3,6	1,8
316,51	3,376(35)	3,30(4)	3,23(4)	3,203(50)	2,3	4,5	-2,1	5,4	3,0	0,8
468,07	1,964(20)	1,91(2)	1,85(2)	1,849(30)	2,8	6,2	-3,1	6,2	3,3	0,1

Os resultados finais do parâmetro k_0 obtidos para a reação $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$ em comparação com os valores recomendados da literatura são mostrados nas FIG. 57, 58 e 59, respectivamente para as energias 295,96; 316,51 e 468,07 keV.

Nas FIG. 57, 58 e 59 também são mostradas a média dos valores de k_0 deste trabalho e da literatura para cada respectiva energia e o desvio padrão (σ) incluindo todos os resultados.

FIGURA 57 – Resultado final de k_0 para a reação $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$ na energia de 295,96 keV obtido nas irradiações de 2016 comparado ao k_0 de Chilian^[37] e Stopic^[38].

FIGURA 58 – Resultado final de k_0 para a reação $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$ na energia de 316,51 keV obtido nas irradiações de 2016 comparado ao k_0 de Chilian^[37] e Stopic^[38].

FIGURA 59 – Resultado final de k_0 para a reação $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$ na energia de 468,07 keV obtido nas irradiações de 2016 comparado ao k_0 de Chilian^[37] e Stopic^[38].

Os resultados finais de k_0 para a reação $^{191}\text{Ir}(\text{n},\gamma)^{192}\text{Ir}$ nas energias de 295,96 e 316,51 keV concordam com os valores de Chilian et al. (*Polytechnique*)^[37] considerando-se as incertezas. O resultado final de k_0 na energia de 468,07 keV discorda do resultado de Chilian et al. (*Polytechnique*)^[37], considerando-se as incertezas.

Nas FIG. 57, 58 e 59 os valores de k_0 de Chilian et al. (*Polytechnique*)^[37] e na FIG. 57 o valor de k_0 de Chilian et al. (SCK•CEN)^[37] situam-se no intervalo compreendido entre a média dos valores de k_0 deste trabalho e da literatura [Chilian et al. (*Polytechnique*)^[37], Chilian et al. (SCK•CEN)^[37] e Stopic^[38]] decrescida do desvio padrão (média - σ) e da média acrescida do desvio padrão (média + σ), correspondendo a um nível de confiança de 68% em uma distribuição normal.

Nas FIG. 57, 58 e 59 os valores de k_0 do presente trabalho e os valores de k_0 de Stopic^[38] e nas FIG. 58 e 59 os valores de k_0 de Chilian et al. (SCK•CEN)^[37] estão no intervalo de 2σ , correspondendo a um nível de confiança de 95%.

6.9 Determinação do parâmetro Q_0

O Programa COVAR V.4.2, utilizado para a determinação de k_0 e Q_0 calcula um Q_0 para cada energia do isótopo de interesse. Desta forma, o resultado final de Q_0 foi determinado a partir da média ponderada com covariância dos valores de Q_0 obtidos para cada energia de cada isótopo analisado. O resultado final de Q_0 foi determinado conforme seção 4.5 deste trabalho.

6.9.1 $^{74}\text{Se}(\text{n},\gamma)^{75}\text{Se}$

Os resultados de Q_0 obtidos para a reação $^{74}\text{Se}(\text{n},\gamma)^{75}\text{Se}$ para cada energia da radiação gama selecionada neste trabalho são mostrados na TAB.28. O resultado final de Q_0 obtido pela média ponderada com covariância de Q_0 determinados pelas irradiações realizadas no ano de 2016 para a reação $^{74}\text{Se}(\text{n},\gamma)^{75}\text{Se}$ e os valores recomendados da literatura são mostrados na TAB.29 e FIG. 60. Na FIG. 60 também é mostrada a média do valor de Q_0 deste trabalho e da literatura para a reação $^{74}\text{Se}(\text{n},\gamma)^{75}\text{Se}$ e o desvio padrão (σ) incluindo todos os resultados.

TABELA 28 – Resultados de Q_0 obtidos em 2016 para a reação $^{74}\text{Se}(n,\gamma)^{75}\text{Se}$ para cada energia de transição gama. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.

Energia (keV)	Q_0 –Presente trabalho
121,12	10,1(5)
136,00	10,3(6)
264,66	10,18(31)
279,54	10,5(4)

TABELA 29 – Resultado final de Q_0 obtido em 2016 para a reação $^{74}\text{Se}(n,\gamma)^{75}\text{Se}$ em comparação com os valores recomendados da literatura. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.

Q_0 Presente trabalho	Q_0 De Corte et al., 2003 [15]	Q_0 Jaćimović et al., 2010 ^[51]	Q_0 Mughab- ghab et al., 2003 ^[91]	Diferença Relativa do Presente trabalho e De Corte (%)	Diferença Relativa do Presente trabalho e Jaćimović (%)	Diferença Relativa do Presente trabalho e Mughabghab (%)	Diferença Relativa de Jaćimović e De Corte (%)	Diferença Relativa de Mughabghab e De Corte (%)
10,32(30)	10,8(7)	9,81(10)	11,034(452)	-4,4	5,2	-6,5	-9,2	2,2

FIGURA 60 – Resultado final de Q_0 obtido para a reação $^{74}\text{Se}(n,\gamma)^{75}\text{Se}$ comparado à valores de De Corte^[15], Mughabghab^[91] e de Jaćimović^[51].

O resultado final de Q_0 para a reação $^{74}\text{Se}(n,\gamma)^{75}\text{Se}$ concorda com os valores da literatura apresentada de De Corte et al., 2003 ^[15] e Mughabghab, 2003 ^[91] considerando-se as incertezas e discorda dentro das incertezas do valor de Q_0 de Jaćimović et al., 2010 ^[51].

Na FIG. 60 o valor de Q_0 do presente trabalho para a reação $^{74}\text{Se}(n,\gamma)^{75}\text{Se}$ situa-se no intervalo compreendido entre a média dos valores de Q_0 deste trabalho e da literatura (De Corte^[15], Mughabghab ^[91] e de Jaćimović ^[51]) decrescida do desvio padrão (média – σ) e da média acrescida do desvio padrão (média + σ), correspondendo a um nível de confiança de 68% em uma distribuição normal.

Na FIG. 60 os valores de Q_0 para a reação $^{74}\text{Se}(n,\gamma)^{75}\text{Se}$ de De Corte^[15], Mughabghab ^[91] e Jaćimović ^[51] estão no intervalo de 2σ , correspondendo a um nível de confiança de 95%.

Nota-se que o resultado de Mughabghab^[91] é obtido a partir de valores de seção de choque e integral de ressonância, enquanto os demais são obtidos experimentalmente.

6.9.2 $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$

Os resultados de Q_0 obtidos para a reação $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$ para cada energia da radiação gama selecionada neste trabalho obtidos nas irradiações realizadas nos anos de 2015 e 2016 são mostrados na TAB.30.

O resultado final de Q_0 obtido pela média ponderada com covariância dos valores de Q_0 obtidos pelas irradiações realizadas nos anos de 2015 e 2016 para a reação $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$ e os valores recomendados da literatura são mostrados na TAB.31 e FIG. 61. Na FIG. 61 também é mostrada a média do valor de Q_0 deste trabalho e da literatura para a reação $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$ e o desvio padrão (σ) incluindo todos os resultados.

TABELA 30 – Resultados de Q_0 obtidos em 2015 e 2016 para a reação $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$ para cada energia de transição gama. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.

Energia (keV)	Q_0 –Presente trabalho (2015)	Q_0 –Presente trabalho (2016)
190,3	24,7(20)	24,6(9)
558,4	24,8(20)	25,0(9)
725,2	24,7(20)	24,8(9)

TABELA 31 – Resultado final de Q_0 obtido nos anos de 2015 e 2016 para a reação $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$ em comparação com os valores recomendados da literatura. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.

Q_0 Presente trabalho	Q_0 De Corte et al., 2003 ^[15]	Q_0 Arboccò et al., 2014 ^[40]	Q_0 Mughabghab et al., 2003 ^[91]	Diferença Relativa do Presente trabalho e De Corte (%)	Diferença Relativa do Presente trabalho e Arboccò (%)	Diferença Relativa do Presente trabalho e Mughabghab (%)	Diferença Relativa de Arboccò e De Corte (%)	Diferença Relativa de Mughabghab e De Corte (%)
24,7(7)	24,2(4)	23,7(5)	27,15(330)	2,1	4,2	-9,0	-2,1	12,19

FIGURA 61 – Resultado final de Q_0 para a reação $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$ obtido pelas irradiações realizadas nos anos de 2015 e 2016 comparado à valores de De Corte^[15], Mughabghab^[91] e de Arboccò^[40].

Os resultados de Q_0 (TAB.30) obtidos em 2016 para a reação $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$ possuem incertezas menores do que os valores obtidos em 2015, isto porque em 2016 as amostras utilizadas foram de In metálico diluído em HNO_3 que foi depositado em papel filtro, o que nos possibilitou G_e igual a um e consequentemente incertezas menores associadas à Q_0 .

O resultado final de Q_0 para a reação $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$ concorda com a literatura apresentada de De Corte et al. ^[15], Mughabghab ^[91] e Arboccò et al ^[40] considerando-se as incertezas.

Na FIG. 61 os valores de Q_0 do presente trabalho e de De Corte^[15] para a reação $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$ situam-se no intervalo compreendido entre a média dos valores de Q_0 deste trabalho e da literatura (De Corte^[15], Mughabghab ^[91] e de Arboccò^[40]) decrescida do desvio padrão (média - σ) e da média acrescida do desvio padrão (média + σ), correspondendo a um nível de confiança de 68% em uma distribuição normal.

Na FIG. 61 o valor de Q_0 de Arboccò^[40] para a reação $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$ está no intervalo de 2σ , correspondendo a um nível de confiança de 95% e o valor de Mughabghab^[91] está no intervalo de 3σ , correspondendo a um nível de confiança de 99%.

6.9.3 $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$

Os resultados de Q_0 obtidos para a reação $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ para cada energia da radiação gama selecionada neste trabalho são mostrados na TAB.32. O resultado final de Q_0 obtido pela média ponderada com covariância dos valores de Q_0 obtidos pelas irradiações realizadas no ano de 2015 para a reação $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ e os valores recomendados da literatura são mostrados na TAB.33 e FIG. 62. Na FIG. 62 também é mostrada a média do valor de Q_0 deste trabalho e da literatura para a reação $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ e o desvio padrão (σ) incluindo todos os resultados.

TABELA 32– Resultados de Q_0 obtidos em 2015 para a reação $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ para cada energia de transição gama. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.

Energia (keV)	Q_0 –Presente trabalho
479,53	13,0 (6)
551,53	13,0 (6)
618,77	12,9 (6)
625,51	13,0 (6)
685,77	13,0 (6)
772,89	13,0 (6)

TABELA 33 – Resultado final de Q_0 obtido em 2015 para a reação $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ em comparação com os valores recomendados da literatura. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.

Q_0 Presente trabalho	Q_0 De Corte et al., 2003 ^[15]	Q_0 Mughabghab et al., 2003 ^[91]	Diferença Relativa do Presente trabalho e De Corte (%)	Diferença Relativa do Presente trabalho e Mughabghab (%)	Diferença Relativa de Mughabghab e De Corte (%)
13,0 (6)	13,7(2)	12,6(4)	-5,1	3,2	-8,0

FIGURA 62– Resultado final de Q_0 para a reação $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ comparado à valores de De Corte^[15] e Mughabghab^[91].

O resultado final de Q_0 para a reação $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ concorda com a literatura apresentada de De Corte et al.^[15] e Mughabghab^[91] considerando-se as incertezas.

A elevada incerteza de Q_0 obtida neste trabalho para a reação $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ está relacionada à correção do fator de auto-blindagem para nêutrons epitérmicos G_e da folha de tungstênio utilizada, de 0,390(11).

Na FIG. 62 os valores de Q_0 do presente trabalho, de De Corte^[15] e de Mughabghab^[91] para a reação $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ situam-se no intervalo compreendido entre a média dos valores de Q_0 deste trabalho e da literatura (De Corte^[15] e Mughabghab^[91]) decrescida de duas vezes o desvio padrão (média - 2σ) e da média acrescida de duas vezes o desvio padrão (média + 2σ), correspondendo a um nível de confiança de 95% em uma distribuição normal.

6.9.4 $^{191}\text{Ir} (n,\gamma) ^{192}\text{Ir}$

Os resultados de Q_0 obtidos para a reação $^{191}\text{Ir} (n,\gamma) ^{192}\text{Ir}$ para cada energia da radiação gama selecionada neste trabalho são mostrados na TAB.34. O resultado final de Q_0 obtido pela média ponderada com covariância dos valores de Q_0 obtidos pelas irradiações realizadas no ano de 2016 para a reação $^{191}\text{Ir} (n,\gamma) ^{192}\text{Ir}$ e os valores recomendados da literatura são mostrados na TAB.35 e FIG. 63. Na FIG. 63 também é mostrada a média do valor de Q_0 deste trabalho e da literatura para a reação $^{191}\text{Ir} (n,\gamma) ^{192}\text{Ir}$ e o desvio padrão (σ) incluindo todos os resultados.

TABELA 34 – Resultados de Q_0 obtidos em 2016 para a reação $^{191}\text{Ir}(n,\gamma) ^{192}\text{Ir}$ para cada energia de transição gama. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.

Energia (keV)	Q_0 –Presente trabalho
295,96	3,23(10)
316,51	3,13(9)
468,07	3,26(10)

TABELA 35 – Resultado final de Q_0 obtido em 2016 para a reação $^{191}\text{Ir}(n,\gamma) ^{192}\text{Ir}$ em comparação com os valores recomendados da literatura. O número entre parênteses corresponde à incerteza nos últimos dígitos.

Q_0 Presente trabalho	Q_0 Chilian et al., 2014 (<i>Polytechnique</i>) [37]	Q_0 Chilian et al., 2014 (SCK• CEN) [37]	Diferença Relativa do Presente trabalho e Chilian (<i>Polytechnique</i>) (%)	Diferença Relativa do Presente trabalho e Chilian (SCK• CEN) (%)	Diferença Relativa de Chilian (<i>Polytechnique</i>) e Chilian (SCK• CEN) (%)
3,20(10)	3,94(20)	3,47(10)	-18,8	-7,8	13,5

FIGURA 63 – Resultado final de Q_0 para a reação $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$ comparado à valores de Chilian (*Polytechnique*)^[37] e Chilian (SCK•CEN)^[37].

O resultado final de Q_0 obtido para a reação $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$ está em desacordo com a literatura de Chilian (*Polytechnique*)^[37] e Chilian (SCK•CEN)^[37] considerando-se as incertezas.

A incerteza de Q_0 obtida neste trabalho para a reação $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$ possivelmente foi menor do que a incerteza de Q_0 de Chilian (*Polytechnique*)^[37] tendo em vista que o parâmetro α da posição de irradiação utilizada 24A do reator IEA-R1 do IPEN é de $-4,9(59) \times 10^{-3}$ (resultado obtido neste trabalho), um valor mais próximo de zero do que os parâmetros α das posições de irradiação utilizadas por Chilian (*Polytechnique*)^[37], Site 1 (-0,051) e Site 8 (0,018).

Na FIG. 63 os valores de Q_0 do presente trabalho e de Chilian (*Polytechnique*)^[37] para a reação $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$ situam-se no intervalo compreendido entre a média dos valores de Q_0 deste trabalho e da literatura [Chilian (*Polytechnique*)^[37] e Chilian (SCK•CEN)^[37]] decrescida de duas vezes o desvio padrão (média - 2σ) e da média acrescida de duas vezes o desvio padrão (média + 2σ), correspondendo a um nível de confiança de 95% em uma distribuição normal.

Na FIG. 63 o valor de Q_0 de Chilian (SCK•CEN) [37] para a reação $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$ está no intervalo de σ , correspondendo a um nível de confiança de 68%.

6.10 Matriz de correlação

As informações sobre a matriz de correlação podem ser necessárias ao usar os presentes resultados para outras aplicações.

Os parâmetros a_0 , a_1 , a_2 , a_3 e a_4 do ajuste polinomial de 4º grau em escala logarítmica $\{\ln \varepsilon = a_0 + a_1 \ln(E/E_0) + a_2 [\ln(E/E_0)]^2 + a_3 [\ln(E/E_0)]^3 + a_4 [\ln(E/E_0)]^4\}$ realizado na obtenção da curva de eficiência em função da energia E (keV) e as matrizes de correlação dos parâmetros do ajuste da curva de eficiência obtidos nos anos de 2015 e 2016 são mostradas no APÊNDICE A deste trabalho.

As matrizes de correlação obtidas de k_{01} e Q_0 , Q_0 e k_{02} e k_{01} e k_{02} para as reações $^{74}\text{Se}(n,\gamma)^{75}\text{Se}$, $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$, $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ e $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$ são apresentadas individualmente no APÊNDICE B e em conjunto no APÊNDICE C deste trabalho.

O fator de correlação entre os valores de k_{01} é positivo principalmente pelo fato de que os dados da reação $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$, utilizado como comparador, são comuns.

Para as reações $^{74}\text{Se}(n,\gamma)^{75}\text{Se}$, $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$, $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ e $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$ os fatores de correlação entre os valores de k_{01} são muito próximos da unidade porque a maioria dos parâmetros são os mesmos para as diferentes linhas gama.

O fator de correlação entre os valores de k_{01} e Q_0 é negativo pois são grandezas inversamente proporcionais.

7. CONCLUSÕES

Neste trabalho foram realizadas as determinações experimentais de k_0 e Q_0 para as reações $^{74}\text{Se}(n,\gamma)^{75}\text{Se}$, $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$, $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ e $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$. As incertezas associadas aos parâmetros k_0 e Q_0 para estas reações foram avaliadas com análise de covariância associada ao método dos mínimos quadrados; este foi um dos aspectos inéditos deste trabalho que proporcionou um tratamento rigoroso das incertezas associadas aos parâmetros k_0 e Q_0 para estas reações. Por meio deste método estatístico rigoroso todas as incertezas parciais envolvidas no processo foram utilizadas.

A busca neste trabalho para a obtenção mais precisa das grandezas relacionadas aos parâmetros k_0 e Q_0 ocasionou a determinação experimental dos fatores de auto-blindagem para nêutrons térmicos (G_{th}) e epitérmicos (G_e) do fio de índio e do fator de auto-blindagem para nêutrons epitérmicos (G_e) da folha de tungstênio, utilizados nas irradiações realizadas no ano de 2015; a utilização destes fatores experimentais na determinação de k_0 e Q_0 para a reação $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$ e na determinação de k_0 e Q_0 para a reação $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ é uma contribuição nova deste trabalho, não observada na literatura.

No intuito de reduzir às correções associadas aos fatores de auto-blindagem para nêutrons térmicos (G_{th}) e epitérmicos (G_e) uma metodologia de preparo de amostras, não realizada anteriormente no LMN, foi desenvolvida neste trabalho nas irradiações realizadas no ano de 2016, onde alíquotas de soluções padrão de Se e Ir e índio metálico dissolvido em HNO_3 foram depositados em papel filtro e irradiados. Posteriormente esta técnica foi novamente necessária neste trabalho nas irradiações realizadas em 2017 para a determinação experimental dos fatores de auto-blindagem para nêutrons térmicos (G_{th}) e epitérmicos (G_e) do fio de índio.

A eficiência de detecção é uma grandeza fortemente relacionada ao valor do parâmetro k_0 , sendo a sua incerteza a que mais contribui na incerteza final do parâmetro k_0 . Por esta razão, as eficiências experimentais determinadas nos anos de 2015 e 2016 para as fontes pontuais padrão de ^{60}Co , ^{133}Ba , ^{137}Cs e ^{152}Eu da IAEA medidas no detector HPGe, bem como as eficiências obtidas pelo ajuste polinomial de 4º grau (para as energias da radiação gama dos alvos irradiados – ^{75}Se , $^{114\text{m}}\text{In}$, ^{187}W e ^{192}Ir) foram comparadas com valores de eficiência obtidos através da simulação feita pelo *Método de Monte Carlo*,

proporcionando uma avaliação mais detalhada das eficiências do detector HPGe utilizado. Para a determinação do parâmetro k_0 nas energias da radiação gama selecionadas para as reações $^{74}\text{Se}(n,\gamma)^{75}\text{Se}$, $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$, $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ e $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$, foram utilizadas duas técnicas existentes na literatura, a *Técnica da subtração cádmica* e a técnica que utiliza somente as amostras sem cobertura de cádmio. O resultado final foi obtido pela média com covariância dos valores obtidos por estas duas técnicas.

A determinação do parâmetro α foi feita por dois métodos existentes na literatura: o *Método de Monitores Múltiplos Cobertos Com Cádmio* e o *Método da Razão de Cádmio com Monitores Múltiplos*. Seu resultado final foi obtido pela média ponderada dos valores obtidos por estes dois métodos.

A maioria dos valores de k_0 e Q_0 para as reações $^{74}\text{Se}(n,\gamma)^{75}\text{Se}$, $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$, $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ e $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$ determinados neste trabalho teve concordância com os valores apresentados da literatura.

O objetivo do presente trabalho de contribuir para a melhoria na qualidade dos valores de k_0 e Q_0 para as reações: $^{74}\text{Se}(n,\gamma)^{75}\text{Se}$, $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$, $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ e $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$ foi atingido.

SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

- Combinar e expandir os programas COVAR V.4.2 e o AKFIT V.2.1 para que estes realizem juntos um ajuste único com covariância dos parâmetros α , f , k_0 e Q_0 .
- Determinar novamente k_0 e Q_0 da reação $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ utilizando-se alíquotas de solução de tungstênio depositada em papel filtro para se reduzir a correção ocasionada pelos fatores de auto-blindagem para nêutrons térmicos (G_{th}) e epitérmicos (G_e).
- Realizar a análise dos parâmetros k_0 e Q_0 com análise de covariância associada ao método dos mínimos quadrados para outras reações com discrepâncias na literatura. Em particular as reações $^{130}\text{Ba}(n,\gamma)^{131}\text{Ba}$, $^{152}\text{Gd}(n,\gamma)^{153}\text{Gd}$, $^{158}\text{Gd}(n,\gamma)^{159}\text{Gd}$, $^{152}\text{Sm}(n,\gamma)^{153}\text{Sm}$, $^{121}\text{Sb}(n,\gamma)^{122}\text{Sb}$ e $^{123}\text{Sb}(n,\gamma)^{124}\text{Sb}$ produzem radioisótopos com meia-vida possíveis de serem medidas no Laboratório de Metrologia Nuclear–LMN do CRPq/IPEN.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] GUINN, V.P., Nuclear activation analysis 45 years after George Hevesy's discovery. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, v. 59, n. 2, p. 309-314, 1980.
- [2] ZAMBONI, C. B. et al. *Fundamentos de Física de Nêutrons*. 1.ed. São Paulo. : Editora Livraria da Física, v.1, 153 p., 2007.
- [3] IAEA-TECDOC-1215. *Use of research reactors for neutron activation analysis*. Report of an Advisory Group meeting held in Vienna, 22–26 June 1998.
- [4] WITKOWSKA, E.; SZCZEPANIAK, K.; BIZIUK, M. Some applications of neutron activation analysis: A review. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, v. 265, n. 1, p. 141-150, 2005.
- [5] SOARES, M.A.B.; ADACHI, E.M.; SAIKI, M. INAA of enamel and dentine samples of a group of children and adults: A comparative study. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, v. 276, p. 49–52, 2008.
- [6] CATHARINO, M.G.M.; VASCONCELLOS, M.B.A.; SOUSA, E.C.P.; MOREIRA, E.G.; PEREIRA, C.D.S. Biomonitoring of Hg, Cd, Pb and other elements in coastal regions of São Paulo State, Brazil, using transplanted mussel Perna. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, v. 278, p. 547–551, 2008.
- [7] FUGA, A.; SAIKI, M.; MARCELLI, M.P.; SALDIVA, P.H.N. Atmospheric pollutants monitoring by analysis of epiphytic lichens. *Environ. Poll.*, v. 151, p. 334-340, 2008.
- [8] FIGUEIREDO, A.M.G.; ENZWEILER, J.; CAMARGO, S.P.; SÍGOLO, J.B.; GUMIERO, F.C.; PAVESE, A.C.; MILIAN, F.M. Metal Contamination in urban park soils of São Paulo. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, v. 280, n. 2, p. 423–429, 2009.
- [9] De CORTE, F. The Standardization of Standardless NAA. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, v. 248, p. 13-20, 2001.
- [10] MOENS, L.; De CORTE, F.; HOSTE, J. The determination of k_0 factors and their application to the neutron activation analysis of pure zirconium metal by the single-comparator method. *Anal. Chim. Acta*, v. 88, n. 2, p. 319–330, 1977.
- [11] SIMONITS, A.; De CORTE, F.; HOSTE, J. Single-Comparator Methods in Reactor Neutron Activation Analysis. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, v. 24, p. 31–46, 1975.
- [12] De CORTE, F. *The k_0 -Standardization Method. A Move to the Optimisation of Neutron Activation Analysis*. 1986. 464 p. Tese. Ryksuniversiteit Gent, Faculteit Van de Wetenschappen, Bélgica.
- [13] De CORTE, F.; SIMONITS, A.; De WISPELAERE, A.; ELEK, A. J. k_0 – Measurements and related nuclear data compilation for (n,g) reactor neutron activation analysis. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, v. 133, n.1, p. 3-41, 1989.
- [14] De CORTE, F.; SIMONITS, A.; BELLEMANS, F.; FREITAS, M. C.; JOVANOVIĆ, S.; SMODI, B.; ERDTMANN, G.; PETRI, H.; De WISPELAERE, A. Recent advances in the k_0 -standardization of neutron activation analysis:

- extensions, applications, prospects. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, v. 169, n.1, p. 125-158, 1993.
- [15] De CORTE, F.; SIMONITS, A. Recommended nuclear data for use in the k_0 standardization of neutron activation analysis. *Atom. Nucl. Data*. v. 85, n.1, p. 47-67, 2003.
- [16] MAIDANA, N.L.; DIAS, M.S.; KOSKINAS, M.F. Measurement of the thermal neutron capture cross section and resonance integral of ^{241}Am . *Radiochimica Acta*, Alemanha, v. 89, 2001.
- [17] DIAS, M. S.; TAKEDA, M. N.; KOSKINAS, M. F. Cascade summing corrections for HPGe spectrometers by the Monte Carlo method. *Applied Radiation and Isotopes*, v. 56, p. 105-109, 2002.
- [18] DIAS, M. S.; CARDOSO, V.; KOSKINAS, M. F.; YAMAZAKI, I. M. Determination of the neutron spectrum shape parameter α in k_0 NAA methodology using covariance analysis. *Applied Radiation and Isotopes*, v. 68, p. 592-595, 2010.
- [19] RAJPUT, M. U.; MAIDANA, N. L.; VANIN, V. R.; DIAS, M. S.; KOSKINAS, M. F. Measurement of thermal neutron cross section and resonance integral for the $\text{Ho}(n,\gamma)\text{Ho}$ reaction. *Radiochimica Acta*, v. 97, p. 63-69, 2009.
- [20] MAIDANA, N. L.; MESA, J.; VANIN, V. R.; CASTRO, R. M.; DIAS, M. S.; KOSKINAS, M. F. $^{57}\text{Co}(n,\gamma)^{58}\text{Co}$ reaction cross section: Thermal and resonance integral measurements and energy dependence. *Physical Review. C, Nuclear Physics*, v. 70, n. 014602, p. 1-9, 2004.
- [21] DIAS, M. S.; CARDOSO, V.; KOSKINAS, M. F.; YAMAZAKI, I. M. SEMMLER, R.; MORALLES, M.; ZAHN, G. S.; GENEZINI, F. A.; De MENEZES, M. O.; FIGUEIREDO, A. M. G. Measurements of k_0 and Q_0 values for $^{64}\text{Zn}(n,\gamma)^{65}\text{Zn}$ and $^{68}\text{Zn}(n,\gamma)^{69\text{m}}\text{Zn}$ reactions with covariance analysis. *Applied Radiation and Isotopes*, v. 69, p. 960-964, 2011.
- [22] BACCHI, M. A.; FERNANDES, E. A. N.; DE OLIVEIRA, H. Brazilian experience on k_0 standardized neutron activation analysis. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, v. 245, n.1, p. 217-222, 2000.
- [23] MENEZES, M. A. B. C.; JAĆIMOVIĆ, R. Validation of the k_0 -IAEA software using SMELLS material at CDTN/CNEN, Brazil. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, v. 278, n.3, p. 607-611, 2008.
- [24] DIAZ, O.; FIGUEIREDO, A. M. G.; NOGUEIRA, C. A.; LOPEZ, N.; GONÇALEZ, H.; MANSO, M. V.; SAIKI, M.; VASCONCELLOS, M.B.A. Epithermal neutron flux characterization of the IEA-R1 research reactor, São Paulo, Brazil. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, v. 266, n.1 p. 153-157, 2005.
- [25] ALGHEM, L.; RAMDHANE, M.; KHALED, S.; AKHAL, T. The development and application of k_0 -standardization method of neutron activation analysis at Es-Salam research reactor. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 556, p. 386-390, 2006.
- [26] CHUNG, Y. S.; DUNG, H. M.; MOON, J. H.; PARK, K. W.; KIM, H. R. Implementation of the k_0 -NAA method in the NAA#3 irradiation hole of the

HANARO research reactor. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 564, p. 702–706, 2006.

- [27] VERMAERCKE, P.; HULT, M.; VERHEYEN, L.; ARBOCCOÒ, F. F. Measurement of the isotopic composition of germanium by k0-INAA and INAA. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 622, p. 433–437, 2010.
- [28] KUBEŠOVA, M.; KUČERA, J. Validation of k0 standardization method in neutron activation analysis - The use of Kayzero for Windows programme at the nuclear physics institute. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 622, p. 403–406, 2010.
- [29] DUNG, H. M.; FREITAS, M. C.; BLAAUW, M.; ALMEIDA, S. M.; CANHA, N.H. Quality control and performance evaluation of k0-based neutron activation analysis at the Portuguese research reactor H.M. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 622, 392–398, 2010.
- [30] KUBEŠOVA, M.; KUČERA, J.; FIKRLE, M. A new monitor set for the determination of neutron flux parameters in short-time k0-NAA. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 656, p. 61–64, 2011.
- [31] KOSTER-AMMERLAAN, M. J. J.; BACCHI, M. A.; BODE, P.; De NADAI FERNANDES, E. A. A new monitor for routine thermal and epithermal neutron fluence rate monitoring in k0 INAA. *Applied Radiation and Isotopes*, v. 66, p. 1964–1969, 2008.
- [32] TASESKA, M.; JAĆIMOVIĆ, R.; STIBILJ, V.; STAFILOV, T.; MAKRESKI, P.; JOVANOVSKI, G. Determination of trace elements in some copper minerals by k0-neutron activation analysis. *Applied Radiation and Isotopes*, v. 70, p. 35–39, 2012.
- [33] PHUONG, H.T.; NHON, M. V.; OANH, L. D. H. Development of k0-INAA standardization method by neutron activation with Am–Be source. *Applied Radiation and Isotopes*, v.70, 478–482, 2012.
- [34] BAIDOO, I. K.; NYARKO, B.J.B.; AKAHO, E. H. K.; DAMPARE, S. B.; SOGBADJI, R. B. M.; POKU, L. O. Characterization of low power research reactor neutrons for the validation of k0-INAA standardization based on k0-IAEA software. *Applied Radiation and Isotopes*, v.79, p. 85–93, 2013.
- [35] YAVAR, A. R.; SARMANI, S; WOOD, A. K.; FADZIL, S.M.; MASOOD, Z.; KHOO, K. S. Neutron flux parameters for k0-NAA method at the Malaysian nuclear agency research reactor after core reconfiguration, *Radiation Measurements*, v.46, p. 219–223, 2011.
- [36] SNEYERS, L.; VERMAERCKE, P. Determination of Q_0 and k_0 factors for ^{75}Se . *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, v. 300, n. 1, p. 599–604, 2014.
- [37] CHILIAN, C.; SNEYERS, L.; KENNEDY, G. Measurement of k_0 and Q_0 values for iridium isotopes. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, v.300, n.1, p. 609–613, 2014.
- [38] STOPIC, A.; BENNETT, J.W. Measurement of k_0 values for caesium and iridium. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, v. 300, n, 1, p. 593–597, 2014.

- [39] JAĆIMOVIĆ, R.; DE CORTE, F.; KENNEDY, G.; VERMAERCKE, P.; REVAY, Z. The 2012 recommended k_0 database. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, v. 300, n.1, p. 589–592, 2014.
- [40] ARBOCCOÒ, F. F.; VERMAERCKE, P.; SMITS, K.; SNEYERS, L.; STRIJKMANS, K. Experimental determination of k_0 , Q_0 factors, effective resonance energies and neutron cross-sections for 37 isotopes of interest in NAA. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, v. 300, n. 1, p. 655–772, 2014.
- [41] ARBOCCOÒ, F. F.; VERMAERCKE, P.; SMITS, K.; SNEYERS, L.; STRIJKMANS, K. Experimental determination of Q_0 factors and effective resonance energies with a multi-channel approach: The α -vector method. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, v. 302, n. 1, p. 631–646, 2014.
- [42] ARBOCCOÒ, F. F.; VERMAERCKE, P.; SMITS, K.; SNEYERS, L.; STRIJKMANS, K. Experimental determination of k_0 , Q_0 , Er factors and neutron cross-sections for 41 isotopes of interest in Neutron Activation Analysis. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, v. 296, n. 2, p. 931–938, 2013.
- [43] LIN, X.; GERSTENBERG, H.; LIERSE VON GOSTOMSKI, C.; HENKELMANN, R.; TÜRRLER, A.; ROSSBACH M. Determination of k_0 -values for the reactions $^{94}\text{Zr}(n,\gamma)^{95}\text{Zr}$ and $^{96}\text{Zr}(n,\gamma)^{97}\text{Zr}$ - $^{97\text{m}}\text{Nb}$ by irradiation in highly thermalized neutron flux,” *Applied Radiation and Isotopes*, v.67, n. 12, p. 2092–2096, 2009.
- [44] LIN, X.; HENKELMANN, R.; ALBER, D. Is there something wrong in the barium determination by k_0 -INAA? *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, v. 271, n. 1, p. 71–76, 2007.
- [45] De CORTE, F.; SIMONITS, A.; De WISPELAERE, A.; ELEK, A. J. k_0 – Measurements and related nuclear data compilation for (n,g) reactor neutron activation analysis. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, v. 133, n.1, p. 43-130, 1989.
- [46] SMODIŠ, B.; BUČAR, T. Status of uncertainty assessment in k_0 -NAA measurement : anything still missing ? *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, v. 300, p. 567–572, 2014.
- [47] FIRESTONE, R. B.; TRKOV, A. *First Research Coordination Meeting on Reference Database for Neutron Activation Analysis*. Summary Report. INDC(NDS)-0477, INDC, International Atomic Energy Agency, Vienna, 2005.
- [48] KELLET, M. A.; FIRESTONE, R. B.. *Second Research Coordination Meeting on Reference Database for Neutron Activation Analysis*. Summary Report. INDC(NDS)-0514, INDC, International Atomic Energy Agency, Vienna, 2008.
- [49] De CORTE, F. Towards an international authoritative system for coordination and management of a unique recommended k_0 -NAA database. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 622, p. 373–376, 2010.
- [50] TRKOV, A. Validation of Thermal Cross Sections and Resonance Integrals of SG-23 Evaluated Nuclear Data Library. IAEA, Vienna, November, 2002.
- [51] JAĆIMOVIĆ, R.; STIBILJ, V. Determination of Q_0 and k_0 factors for ^{75}Se and their validation using a known mass of Se on cellulose. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 622, p. 415-418, 2010.

- [52] CHADWICK, M. B. *et al.* ENDF/B-VII.1 nuclear data for science and technology: Cross sections, covariances, fission product yields and decay data. *Nucl. Data Sheets*, v. 112, n. 12, p. 2887–2996, 2011.
- [53] ROBOUCH, P.; ARANA, G.; EGUSKIZA, M.; POMME, S.; ETXEBARRIA, N. Uncertainty Budget for k_0 -NAA. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, v. 245, n.1, p. 195-197, 2000.
- [54] NAKAGAWA, T. *et al.* Japanese Evaluated Nuclear Data Library Version 3 Revision-2: JENDL-3.2. *J. Nucl. Sci. Technol.*, v.32, n. 12, p. 1259–1271, 1995.
- [55] SMITH, D. L. *Probability, Statistics and Data Uncertainties in Nuclear Science and Technology*. Illinois-ANS, 1991.
- [56] LAMARSH, J. R. and BARATTA, A. J. *Introduction to Nuclear Engineering*. Third Edition, Prentice Hall, New Jersey, United States, 2001.
- [57] ENDF/B-VII, Cross Section Library. Disponível em: < <http://www.nndc.bnl.gov> >. Acesso em: 12 Jul 2015.
- [58] KODELI, I.; TRKOV, A. Validation of the IRDF-2002 dosimetry library. *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research A*, v. 577, p. 664-681, 2007.
- [59] MATSSF- Material Attenuation Self Shielding Factor. *Software da IAEA*. Disponível em: <<https://www-nds.iaea.org/naa/matssf/>>. Acesso em: 16 Mai 2016.
- [60] GOSULI, S.P and DĂRĂBAN, L. Resonance integral and thermal cross-section measurements on samarium using Am-Be and Pu-Be isotopic neutron sources. *Studia UBB. Physica, LV*, n.2, p. 41-54, 2010.
- [61] De CORTE, F; HAMMAMI, K.S.E.; MOENS, L.; SIMONITS, A.; WISPELAERE, A.; HOSTE, J. The accuracy and precision of the experimental α determination in the 1/E1+a epithermal reactor neutron spectrum. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, v. 62, n.1-2, p. 209-255, 1981.
- [62] KNOLL, G. F. *Radiation Detection and Measurement*. Third Printing, New York, United States, 1999.
- [63] KAPLAN, I. *Nuclear Physics*. Second Edition. Addison-Wesley Publishing Company, 1962.
- [64] De CORTE, F.; SIMONITS, A.; De WISPELAERE, A.; HOSTE, J. Accuracy and Applicability of the k_0 – Standardization Method, *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, v. 113, n.1, p. 145-161, 1987.
- [65] SMODIŠ, B.; BUČAR, T. Overall measurement uncertainty of k_0 -based neutron activation analysis. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, v. 269, n. 2, p. 311–316, 2006.
- [66] YOUNES, N.; ROBOUCH, P. A Web tool for calculating k_0 -NAA uncertainties, *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, v. 257, n. 3, p. 665 – 667, 2003.
- [67] KRAGTEN, J. Calculating Standard Deviations and Confidence Intervals with a Universally Applicable Spreadsheet Technique. *Analyst*, v. 119, p. 2161–2165, 1994.
- [68] HELENE, O. *Método dos Mínimos Quadrados com Formalismo Matricial*. Ed. Livraria da Física, 2006.

- [69] CARDOSO, V. Estudo das covariâncias envolvidas no método k_0 de análise por ativação neutrônica, 2011. Tese (Doutorado) – Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, São Paulo.
- [70] BEVINGTON, P. R.; ROBINSON, D. K. *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Science*, 2nd Ed, McGraw-Hill, 1992.
- [71] DIAS, M.S. LOGFIT: Um Código para o Método dos Mínimos Quadrados com Análise de Covariância. Relatório Interno. Laboratório de Metrologia Nuclear , IPEN-CNEN/SP.” São Paulo, 2001.
- [72] CARDOSO, V. **Métodos de ajuste de curvas de eficiência obtidas por meio de espectrômetros de HPGe**. 2002. Dissertação (Mestrado) – Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, São Paulo.
- [73] DIAS, M. S.; TAKEDA, M. N.; KOSKINAS, M. F. Application of Monte Carlo simulation to the prediction of extrapolation curves in the coincidence technique. *Applied Radiation and Isotopes*, Grã-Bretanha, v. 64, p. 1186-1192, 2006.
- [74] MAIDANA, N. L.; TAKEDA, M. N.; DIAS, M. S.; KOSKINAS, M. F., VANIN, V.R. Absolute measurement of ^{242}gAm sources activities in the $^{241}\text{Am}(n,\gamma)$ cross-section determination - Improvement by simulation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A - Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, UK, v. 553, p. 559-568, 2005.
- [75] TAKEDA, M. N.; DIAS, M. S.; KOSKINAS, M. F. Application of Monte Carlo Simulation to ^{134}Cs Standardization by Means of $4\pi\beta\text{--}\gamma$ Coincidence System. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, EUA, v. 52, n. 5, p. 1716-1720, 2005.
- [76] MARTINHO, E. ; GONÇALVES, I. F.; SALGADO, J. Universal curve of epithermal neutron resonance self-shielding factors in foils, wires and spheres. *Applied Radiation and Isotopes*, v. 58, n. 3, p. 371–375, 2003.
- [77] MARTINHO, E. ; SALGADO, J.; GONÇALVES, I. F. Universal curve of the thermal neutron self-shielding factor in foils, wires, spheres and cylinders. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, v. 261, n. 3, p. 637–643, 2004.
- [78] TRKOV, A.; ŽEROVNIK, G.; SNOJ, L.; RAVNIK, M. On the self-shielding factors in neutron activation analysis. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, v. 610, n. 2, p. 553–565, 2009.
- [79] DIAS, M.S. ALPINO – Manual do Usuário. Relatório Interno. Laboratório de Metrologia Nuclear , IPEN-CNEN/SP.” São Paulo, 2001.
- [80] CARDOSO, V.; DIAS, M. S.; FIGUEIREDO, A.M.G.; KOSKINAS, M.F. Covariance analysis of detection processes in k_0 NAA methodology. In: 2007 INTERNATIONAL NUCLEAR ATLANTIC CONFERENCE– INAC 2007, Santos, **Anais...INAC**.
- [81] TAKEDA, M.N. **Aplicação do Método de Monte Carlo no Estudo da Padronização de radionuclídeos com esquema de desintegração complexos em sistema de coincidências $4\pi\beta\text{--}\gamma$** . 2006. Tese (Doutorado) – Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, São Paulo.
- [82] DIAS, M.S.; SEMMLER, R.; MORERIRA, D.S.; MENEZES, M.O.; BARROS, L.F.; RIBEIRO, R.V.; KOSKINAS, M.F. SUMCOR: Cascade summing

correction for volumetric sources applying MCNP6. *Applied Radiation and Isotopes*, v. 134, p. 205–211, 2018.

- [83] RIBEIRO, R.V. **Estudo de técnicas estatísticas aplicadas à determinação de parâmetros no método k_0 de análise por ativação neutrônica**. 2017. Dissertação (Mestrado) –Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, São Paulo.
- [84] TAKEDA, M.N. **Determinação da Correção para o Efeito Soma em Cascata para espectrômetros de HPGe pelo Método de Monte Carlo**. 2001. Dissertação (Mestrado) –Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, São Paulo.
- [85] MANNHART, W. **Comunicação Pessoal a DIAS, M.S.** 1990.
- [86] DIAS, M.S. LINFIT: Um Código para o Método dos Mínimos Quadrados com Análise de Covariância. Relatório Interno. Laboratório de Metrologia Nuclear , IPEN-CNEN/SP.” São Paulo, 2001.
- [87] Recommended data-Laboratoire National Henri Becquerel,. Disponível em: <http://www.nucleide.org/DDEP_WG/DDEPdata.htm>. Acesso em: 02 Set 2016.
- [88] BÉ, M. M.; CHISTÉ, V. Nucléide-Lara Bibliothèque des Emissions Alpha, X et gamma. Disponível em: <http://www.nucleide.org/DDEP_WG/Nucleide-LARA_2008.pdf>. Acesso em: 02 Set 2016.
- [89] IPEN- Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, Disponível em: <https://www.ipen.br/portal_por/portal/interna.php?secao_id=654>. Acesso no dia 09 Out 2016.
- [90] NEW K0-DATA LIBRARY 2015. k0_database_2015_12_04.xls. Disponível em: <http://www.kayzero.com/k0naa/k0naaorg/Nuclear_Data_SC/Entries/2016/1/11_New_k0-data_Library_2015.html>
- [91] MUGHABGHAB, S.F. **Thermal Neutron Capture Cross Sections Resonance Integrals and G-Factors**. INDC(NDS)-440, International Nuclear Data Committee, 2003.

APÊNDICE A – Matrizes de Correlação – Parâmetros do Ajuste da Curva de Eficiência

Matriz de Correlação dos Parâmetros do Ajuste da Curva de Eficiência obtidos no ano de 2015

	Parâmetro	Incerteza (absoluta)	Matriz de Correlação ($\times 1000$)					
a_0	-7,31	$6,7 \times 10^{-3}$	1000					
a_1	$-9,24 \times 10^{-1}$	$1,3 \times 10^{-2}$	-81	1000				
a_2	$8,30 \times 10^{-2}$	$1,4 \times 10^{-2}$	-454	-141	1000			
a_3	$-8,24 \times 10^{-2}$	$3,1 \times 10^{-2}$	-128	-854	538	1000		
a_4	$-7,11 \times 10^{-2}$	$1,3 \times 10^{-2}$	-41	-889	365	979	1000	

Matriz de Correlação dos Parâmetros do Ajuste da Curva de Eficiência obtidos no ano de 2016

	Parâmetro	Incerteza (absoluta)	Matriz de Correlação ($\times 1000$)					
a_0	-7,32	$6,7 \times 10^{-3}$	1000					
a_1	$-9,24 \times 10^{-1}$	$1,3 \times 10^{-2}$	-77	1000				
a_2	$1,06 \times 10^{-1}$	$1,4 \times 10^{-2}$	-441	-144	1000			
a_3	$-4,92 \times 10^{-2}$	$3,1 \times 10^{-2}$	-121	-860	531	1000		
a_4	$-6,05 \times 10^{-2}$	$1,3 \times 10^{-2}$	-38	-893	360	980	1000	

APÊNDICE B – Matrizes de Correlação – k_{01} , Q_0 e k_{02}

Matriz de Correlação de k_{01} e Q_0 para a reação $^{74}\text{Se}(n,\gamma)^{75}\text{Se}$

Energia	Parâmetro	Incerteza(%)	Matriz de Correlação (×1000)							
121,12	k_{01}	3,9	1000							
	Q_0	5,3	-51	1000						
136,00	k_{01}	5,0	973	-40	1000					
	Q_0	5,4	-51	789	-40	1000				
264,66	k_{01}	1,9	834	-107	788	-105	1000			
	Q_0	3,1	-89	679	-70	598	-185	1000		
279,54	k_{01}	1,9	827	-105	765	-104	903	-182	1000	
	Q_0	3,8	-72	754	-56	543	-149	673	-147	1000

Matriz de Correlação de Q_0 e k_{02} para a reação $^{74}\text{Se}(n,\gamma)^{75}\text{Se}$

Energia	Parâmetro	Incerteza(%)	Matriz de Correlação (×1000)							
121,12	Q_0	5,3	1000							
	k_{02}	3,5	6	1000						
136,00	Q_0	5,4	789	6	1000					
	k_{02}	4,3	5	992	5	1000				
264,66	Q_0	3,1	679	12	598	10	1000			
	k_{02}	2,2	5	866	5	795	10	1000		
279,54	Q_0	3,8	754	9	543	8	673	8	1000	
	k_{02}	2,1	4	860	4	788	8	1000	7	1000

Matriz de Correlação de k_{01} e k_{02} para a reação $^{74}\text{Se}(n,\gamma)^{75}\text{Se}$

Energia	Parâmetro	Incerteza(%)	Matriz de Correlação ($\times 1000$)							
121,12	k_{01}	3,9	1000							
	k_{02}	3,5	-17	1000						
136,00	k_{01}	5,0	973	-13	1000					
	k_{02}	4,3	-14	992	-11	1000				
264,66	k_{01}	1,9	834	-35	788	-29	1000			
	k_{02}	2,2	-20	866	-15	795	-42	1000		
279,54	k_{01}	1,9	827	-35	765	-29	903	-42	1000	
	k_{02}	2,1	-19	860	-15	788	-40	1000	-39	1000

Matriz de Correlação de k_{01} e Q_0 obtidos em 2015 e 2016 para a reação $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$

Ano das irradiações	Energia	Parâmetro	Incerteza(%)			Matriz de Correlação (×1000)										
2015	190,30	k_{01}	4,5	1000												
		Q_0	8,2	-149	1000											
	558,40	k_{01}	4,5	644	-150	1000										
		Q_0	8,2	-149	845	-150	1000									
	725,20	k_{01}	4,5	639	-149	647	-149	1000								
		Q_0	8,2	-148	843	-149	847	-149	1000							
2016	190,30	k_{01}	2,4	498	-191	446	-191	440	-190	1000						
		Q_0	3,5	-236	334	-238	212	-236	214	-540	1000					
	558,40	k_{01}	2,4	430	-184	474	-184	460	-183	876	-521	1000				
		Q_0	3,7	-221	200	-222	337	-221	233	-505	679	-487	1000			
	725,20	k_{01}	2,5	418	-181	442	-181	484	-180	853	-513	949	-481	1000		
		Q_0	3,8	-218	198	-219	220	-218	349	-498	672	-480	744	-474	1000	

Matriz de Correlação de Q_0 e k_{02} obtidos em 2015 e 2016 para a reação $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$

Ano das irradiações	Energia	Parâmetro	Incerteza(%)	Matriz de Correlação (×1000)												
2015	190,30	Q_0	8,2	1000												
		k_{02}	4,0	-71	1000											
	558,40	Q_0	8,2	845	-71	1000										
		k_{02}	4,0	-76	995	-76	1000									
	725,20	Q_0	8,2	843	-71	847	-76	1000								
		k_{02}	3,9	-77	991	-77	999	-76	1000							
2016	190,30	Q_0	3,5	334	-314	212	-328	214	-331	1000						
		k_{02}	2,0	-92	501	-92	467	-91	459	-236	1000					
	558,40	Q_0	3,7	200	-294	337	-307	233	-309	679	-222	1000				
		k_{02}	2,0	-102	475	-102	469	-102	472	-262	951	-245	1000			
	725,20	Q_0	3,8	198	-290	220	-303	349	-305	672	-218	744	-242	1000		
		k_{02}	2,0	-104	465	-104	464	-104	469	-266	932	-250	998	-246	1000	

Matriz de Correlação de k_{01} e k_{02} obtidos em 2015e 2016 para a reação $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$

Ano das irradiações	Energia	Parâmetro	Incerteza(%)		Matriz de Correlação (×1000)												
2015	190,30	k_{01}	4,5	1000													
		k_{02}	4,0	116	1000												
	558,40	k_{01}	4,5	644	117	1000											
		k_{02}	4,0	125	995	126	1000										
	725,20	k_{01}	4,5	639	117	647	126	1000									
		k_{02}	3,9	127	991	128	999	127	1000								
2016	190,30	k_{01}	4,4	498	349	446	368	440	371	1000							
		k_{02}	2,0	155	501	157	467	156	459	296	1000						
	558,40	k_{01}	4,4	430	337	474	356	460	358	876	286	1000					
		k_{02}	2,0	174	475	176	469	175	472	331	951	321	1000				
	725,20	k_{01}	4,5	418	333	442	351	484	354	853	282	949	316	1000			
		k_{02}	2,0	177	465	179	464	178	469	338	932	328	998	323	1000		

Matriz de Correlação de k_{01} e Q_0 para a reação $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$

Energia	Parâmetro	Incerteza(%)	Matriz de Correlação ($\times 1000$)											
479,53	k_{01}	2,6	1000											
	Q_0	4,7	-446	1000										
551,53	k_{01}	2,6	899	-441	1000									
	Q_0	4,7	-442	823	-438	1000								
618,36	k_{01}	2,6	900	-445	904	-441	1000							
	Q_0	4,7	-443	824	-439	827	-443	1000						
625,51	k_{01}	2,8	862	-420	889	-417	883	-418	1000					
	Q_0	4,9	-429	804	-425	821	-428	817	-404	1000				
685,77	k_{01}	2,6	902	-449	898	-446	900	-447	861	-432	1000			
	Q_0	4,7	-446	825	-441	823	-445	824	-420	804	-449	1000		
772,89	k_{01}	2,6	897	-446	903	-443	903	-444	887	-429	897	-446	1000	
	Q_0	4,7	-443	863	-438	827	-442	827	-417	820	-446	823	-443	1000

Matriz de Correlação de Q_0 e k_{02} para a reação $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$

Energia	Parâmetro	Incerteza(%)	Matriz de Correlação ($\times 1000$)											
479,53	Q_0	4,7	1000											
	k_{02}	2,4	-211	1000										
551,53	Q_0	4,7	823	-210	1000									
	k_{02}	2,4	-210	995	-208	1000								
618,36	Q_0	4,7	824	-210	827	-209	1000							
	k_{02}	2,4	-213	997	-212	1000	-212	1000						
625,51	Q_0	4,9	804	-203	821	-202	817	-205	1000					
	k_{02}	2,5	-202	955	-200	980	-201	975	-194	1000				
685,77	Q_0	4,7	825	-211	823	-210	824	-213	804	-202	1000			
	k_{02}	2,4	-216	999	-215	995	-215	997	-208	956	-216	1000		
772,89	Q_0	4,7	823	-210	827	-209	827	-212	820	-201	823	-215	1000	
	k_{02}	2,4	-216	994	-214	999	-215	999	-208	979	-216	995	-215	1000

Matriz de Correlação de k_{01} e k_{02} para a reação $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$

Energia	Parâmetro	Incerteza(%)		Matriz de Correlação (×1000)											
479,53	k_{01}	2,6	1000												
	k_{02}	2,4	345	1000											
551,53	k_{01}	2,6	899	342	1000										
	k_{02}	2,4	343	995	340	1000									
618,36	k_{01}	2,6	900	345	904	342	1000								
	k_{02}	2,4	348	997	345	1000	348	1000							
625,51	k_{01}	2,8	862	326	889	323	883	328	1000						
	k_{02}	2,5	330	955	327	980	329	975	311	1000					
685,77	k_{01}	2,6	902	348	898	346	900	351	861	333	1000				
	k_{02}	2,4	354	999	350	995	353	997	334	956	357	1000			
772,89	k_{01}	2,6	897	346	903	344	903	349	887	331	897	354	1000		
	k_{02}	2,4	354	994	350	999	353	999	333	979	357	995	354	1000	

Matriz de Correlação de k_{01} e Q_0 para a reação $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$

Energia	Parâmetro	Incerteza(%)		Matriz de Correlação ($\times 1000$)						
295,96	k_{01}	1,4	1000							
	Q_0	3,0	-233	1000						
316,51	k_{01}	1,4	852	-235	1000					
	Q_0	3,0	-234	644	-235	1000				
468,07	k_{01}	1,4	855	-230	854	-231	1000			
	Q_0	3,0	-233	645	-235	644	-230	1000		

Matriz de Correlação de Q_0 e k_{02} para a reação $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$

Energia	Parâmetro	Incerteza(%)		Matriz de Correlação ($\times 1000$)				
295,96	Q_0	3,0	1000					
	k_{02}	1,6	16	1000				
316,51	Q_0	3,0	644	16	1000			
	k_{02}	1,6	15	1000	15	1000		
468,07	Q_0	3,0	645	17	644	16	1000	
	k_{02}	1,7	19	1000	19	999	20	1000

Matriz de Correlação de k_{01} e k_{02} para a reação $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$

Energia	Parâmetro	Incerteza(%)		Matriz de Correlação ($\times 1000$)				
295,96	k_{01}	1,4	1000					
	k_{02}	1,6	-77	1000				
316,51	k_{01}	1,4	852	-78	1000			
	k_{02}	1,6	-76	1000	-77	1000		
468,07	k_{01}	1,4	855	-77	854	-75	1000	
	k_{02}	1,7	-83	1000	-84	999	-83	1000

APÊNDICE C – Matrizes de Correlação – k_{01} , Q_0 e k_{02}

A matriz apresentada a seguir, por ser muito extensa (matriz quadrada 57×57), foi dividida em partes para que seja possível visualizá-la, em PARTE I, II, III, IV, V, VI, VII, VIII, IX, X, XI, XII, XIII e XIV. A divisão foi realizada de acordo com o esquema apresentado na Figura abaixo:

I	III	V	VII	IX	XI	XIII
II	IV	VI	VIII	X	XII	XIV

Parte I

			Ano			2016		
			Alvo			Se		
			E (keV)			121,12		
						k_{01}	k_{02}	Q_0
						$2,17 \times 10^{-3}$	$2,14 \times 10^{-3}$	10,1
Ano	Alvo	E (keV)		inc(%)		3,88	3,48	5,34
2016	Se	121,12	k_{01}	$2,17 \times 10^{-3}$	3,88	1000	-17	-51
			k_{02}	$2,14 \times 10^{-3}$	3,48	-17	1000	6
			Q_0	10,1	5,34	-51	6	1000
		136,00	k_{01}	$7,61 \times 10^{-3}$	4,95	973	-13	-40
			k_{02}	$7,51 \times 10^{-3}$	4,29	-14	992	5
			Q_0	10,3	5,41	-51	6	789
		264,66	k_{01}	$7,70 \times 10^{-3}$	1,85	834	-35	-107
			k_{02}	$7,59 \times 10^{-3}$	2,16	-20	866	5
			Q_0	10,2	3,06	-89	12	679
		279,54	k_{01}	$3,32 \times 10^{-3}$	1,87	827	-35	-105
			k_{02}	$3,29 \times 10^{-3}$	2,13	-19	860	4
			Q_0	10,5	3,80	-72	9	754
2015	In	190,30	k_{01}	$1,07 \times 10^{-3}$	4,52	59	-24	-34
			k_{02}	$1,07 \times 10^{-3}$	4,01	76	257	-71
			Q_0	24,7	8,16	-26	12	83
		558,40	k_{01}	$2,92 \times 10^{-4}$	4,48	59	-24	-35
			k_{02}	$2,93 \times 10^{-4}$	3,95	85	285	-78
			Q_0	24,8	8,18	-26	12	83
		725,20	k_{01}	$2,88 \times 10^{-4}$	4,50	59	-24	-35
			k_{02}	$2,89 \times 10^{-4}$	3,94	87	304	-79
			Q_0	24,7	8,21	-26	12	83

Parte II

2016	In	190,30	k_{01}	$1,01 \times 10^{-3}$	2,35	120	-44	-70
			k_{02}	$1,02 \times 10^{-3}$	2,01	-40	521	-4
			Q_0	24,6	3,45	-65	26	209
		558,40	k_{01}	$2,70 \times 10^{-4}$	2,44	116	-40	-71
			k_{02}	$2,72 \times 10^{-4}$	1,95	-24	710	-17
			Q_0	25,0	3,70	-63	19	201
		725,20	k_{01}	$2,70 \times 10^{-4}$	2,47	115	-39	-70
			k_{02}	$2,72 \times 10^{-4}$	1,95	-20	732	-19
			Q_0	24,8	3,75	-62	19	199
2015	W	479,53	k_{01}	$3,23 \times 10^{-2}$	2,62	100	-44	-56
			k_{02}	$3,22 \times 10^{-2}$	2,40	-13	341	-18
			Q_0	13,0	4,70	-43	24	137
		551,53	k_{01}	$7,34 \times 10^{-3}$	2,64	99	-44	-55
			k_{02}	$7,31 \times 10^{-3}$	2,43	-13	417	-18
			Q_0	13,0	4,74	-43	24	136
		618,36	k_{01}	$9,19 \times 10^{-3}$	2,62	100	-44	-56
			k_{02}	$9,14 \times 10^{-3}$	2,40	-11	396	-20
			Q_0	12,9	4,72	-43	24	136
		625,51	k_{01}	$1,59 \times 10^{-3}$	2,78	95	-42	-53
			k_{02}	$1,58 \times 10^{-3}$	2,54	-11	557	-19
			Q_0	13,0	4,89	-42	23	132
		685,77	k_{01}	$3,99 \times 10^{-2}$	2,60	101	-44	-56
			k_{02}	$3,97 \times 10^{-2}$	2,38	-10	335	-21
			Q_0	13,0	4,70	-43	24	137
		772,89	k_{01}	$6,00 \times 10^{-3}$	2,62	100	-44	-56
			k_{02}	$5,97 \times 10^{-3}$	2,39	-9	407	-21
			Q_0	13,0	4,73	-43	24	136
2016	Ir	295,96	k_{01}	1,178	1,42	204	-67	-128
			k_{02}	1,164	1,63	-41	602	-11
			Q_0	3,23	3,02	-101	-42	320
		316,51	k_{01}	3,40	1,41	205	-68	-129
			k_{02}	3,35	1,62	-41	578	-12
			Q_0	3,13	3,01	-101	-42	321
		468,07	k_{01}	1,974	1,44	201	-66	-127
			k_{02}	1,952	1,65	-43	593	-9
			Q_0	3,26	3,02	-101	-42	321

Parte III

2016								
Se								
136,00			264,66			279,54		
k_{01}	k_{02}	Q_0	k_{01}	k_{02}	Q_0	k_{01}	k_{02}	Q_0
$7,61 \times 10^{-3}$	$7,51 \times 10^{-3}$	10,3	$7,70 \times 10^{-3}$	$7,59 \times 10^{-3}$	10,2	$3,32 \times 10^{-3}$	$3,29 \times 10^{-3}$	10,5
4,95	4,29	5,41	1,85	2,16	3,06	1,87	2,13	3,80
973	-14	-51	834	-20	-89	827	-19	-72
-13	992	6	-35	866	12	-35	860	9
-40	5	789	-107	5	679	-105	4	754
1000	-11	-40	788	-15	-70	765	-15	-56
-11	1000	5	-29	795	10	-29	788	8
-40	5	1000	-105	5	598	-104	4	543
788	-29	-105	1000	-42	-185	903	-40	-149
-15	795	5	-42	1000	10	-42	1000	8
-70	10	598	-185	10	1000	-182	8	673
765	-29	-104	903	-42	-182	1000	-39	-147
-15	788	4	-40	1000	8	-39	1000	7
-56	8	543	-149	8	673	-147	7	1000
46	-20	-34	123	-32	-60	121	-32	-48
60	213	-70	159	376	-124	158	375	-100
-20	10	82	-54	15	145	-54	15	117
46	-20	-34	124	-33	-60	123	-32	-49
67	248	-77	179	375	-136	177	374	-110
-20	10	82	-54	15	144	-54	15	117
46	-20	-34	124	-33	-60	122	-32	-49
68	271	-78	183	381	-138	181	380	-112
-20	10	82	-54	15	144	-53	15	116

Parte IV

94	-36	-69	252	-60	-122	248	-58	-98
-31	435	-5	-83	751	-8	-81	749	-7
-51	22	206	-137	35	363	-135	34	293
91	-32	-70	244	-53	-124	241	-51	-100
-19	648	-16	-51	822	-29	-49	819	-24
-49	16	199	-132	23	350	-130	22	283
90	-32	-69	242	-52	-122	238	-51	-99
-16	676	-19	-42	825	-34	-41	821	-28
-49	16	197	-130	23	345	-128	22	279
79	-36	-55	210	-61	-97	208	-59	-79
-10	289	-18	-28	482	-32	-27	482	-26
-34	20	135	-91	33	238	-90	33	192
78	-36	-55	209	-60	-97	206	-59	-78
-10	372	-18	-27	517	-32	-26	516	-26
-34	20	134	-90	33	236	-89	32	191
78	-36	-55	210	-60	-97	207	-59	-79
-9	349	-20	-24	505	-34	-23	504	-28
-34	20	135	-91	33	237	-89	32	191
74	-34	-52	199	-57	-92	196	-56	-74
-8	528	-18	-22	570	-32	-21	568	-26
-33	19	130	-88	32	229	-86	31	185
79	-36	-56	212	-61	-98	209	-60	-79
-8	284	-21	-23	474	-36	-22	474	-30
-34	20	135	-91	33	238	-90	33	192
79	-36	-55	211	-61	-98	208	-59	-79
-7	364	-21	-19	506	-38	-18	506	-31
-34	20	134	-90	33	236	-89	32	191
160	-55	-127	428	-89	-224	422	-86	-181
-32	505	-11	-87	878	-20	-85	880	-16
-79	-34	317	-212	-78	558	-210	-80	451
161	-56	-127	430	-90	-224	425	-87	-181
-32	479	-12	-86	867	-20	-84	869	-17
-79	-34	317	-212	-78	559	-211	-80	452
158	-54	-125	422	-87	-221	416	-85	-178
-34	494	-9	-91	873	-16	-89	875	-14
-79	-34	317	-212	-78	559	-211	-81	452

Parte V

2015								
In								
190,30			558,40			725,20		
k_{01}	k_{02}	Q_0	k_{01}	k_{02}	Q_0	k_{01}	k_{02}	Q_0
$1,07 \times 10^{-3}$	$1,07 \times 10^{-3}$	24,7	$2,92 \times 10^{-4}$	$2,93 \times 10^{-4}$	24,8	$2,88 \times 10^{-4}$	$2,89 \times 10^{-4}$	24,7
4,52	4,01	8,16	4,48	3,95	8,18	4,50	3,94	8,21
59	76	-26	59	85	-26	59	87	-26
-24	257	12	-24	285	12	-24	304	12
-34	-71	83	-35	-78	83	-35	-79	83
46	60	-20	46	67	-20	46	68	-20
-20	213	10	-20	248	10	-20	271	10
-34	-70	82	-34	-77	82	-34	-78	82
123	159	-54	124	179	-54	124	183	-54
-32	376	15	-33	375	15	-33	381	15
-60	-124	145	-60	-136	144	-60	-138	144
121	158	-54	123	177	-54	122	181	-53
-32	375	15	-32	374	15	-32	380	15
-48	-100	117	-49	-110	117	-49	-112	116
1000	116	-149	644	125	-149	639	127	-148
116	1000	-71	117	995	-71	117	991	-71
-149	-71	1000	-150	-76	845	-149	-77	843
644	117	-150	1000	126	-150	647	128	-149
125	995	-76	126	1000	-76	126	999	-76
-149	-71	845	-150	-76	1000	-149	-77	847
639	117	-149	647	126	-149	1000	127	-149
127	991	-77	128	999	-77	127	1000	-76
-148	-71	843	-149	-76	847	-149	-76	1000

Parte VI

498	349	-191	446	368	-191	440	371	-190
155	501	-92	157	467	-92	156	459	-91
-236	-314	334	-238	-328	212	-236	-331	214
430	337	-184	474	356	-184	460	358	-183
174	475	-102	176	469	-102	175	472	-102
-221	-294	200	-222	-307	337	-221	-309	233
418	333	-181	442	351	-181	484	354	-180
177	465	-104	179	464	-104	178	469	-104
-218	-290	198	-219	-303	220	-218	-305	349
211	24	-120	213	36	-120	212	39	-119
-26	587	12	-26	573	12	-26	569	12
-120	-13	167	-121	-20	167	-121	-21	166
209	24	-119	211	36	-118	210	38	-118
-26	583	12	-26	575	12	-26	574	12
-119	-13	166	-120	-20	166	-120	-21	165
211	24	-120	213	36	-119	212	39	-119
-24	583	11	-25	575	11	-25	573	11
-119	-13	166	-121	-20	166	-120	-21	165
199	22	-113	201	34	-113	200	36	-112
-24	556	11	-24	561	11	-24	567	11
-116	-13	161	-117	-19	160	-116	-20	160
213	24	-121	215	36	-121	214	39	-120
-23	584	11	-23	572	11	-23	569	11
-120	-13	167	-121	-20	167	-121	-21	166
211	24	-120	213	36	-120	212	39	-119
-23	579	10	-23	574	19	-23	574	10
-119	-13	166	-120	-20	166	-120	-21	165
159	202	-70	161	228	-70	160	233	-70
-45	404	22	-45	376	21	-45	370	21
-65	-160	153	-65	-173	153	-65	-175	152
160	203	-70	162	229	-70	161	234	-70
-45	403	21	-45	374	21	-45	367	21
-65	-160	154	-66	-174	153	-65	-176	153
157	200	-69	159	225	-69	158	230	-69
-46	404	22	-47	374	22	-47	368	22
-65	-160	153	-65	-173	153	-65	-176	153

Parte VII

2016								
In								
190,30			558,40			725,20		
k_{01}	k_{02}	Q_0	k_{01}	k_{02}	Q_0	k_{01}	k_{02}	Q_0
$1,01 \times 10^{-3}$	$1,02 \times 10^{-3}$	24,6	$2,70 \times 10^{-4}$	$2,72 \times 10^{-4}$	25,0	$2,70 \times 10^{-4}$	$2,72 \times 10^{-4}$	24,8
2,35	2,01	3,45	2,44	1,95	3,70	2,47	1,95	3,75
120	-40	-65	116	-24	-63	115	-20	-62
-44	521	26	-40	710	19	-39	732	19
-70	-4	209	-71	-17	201	-70	-19	199
94	-31	-51	91	-19	-49	90	-16	-49
-36	435	22	-32	648	16	-32	676	16
-69	-5	206	-70	-16	199	-69	-19	197
252	-83	-137	244	-51	-132	242	-42	-130
-60	751	35	-53	822	23	-52	825	23
-122	-8	363	-124	-29	350	-122	-34	345
248	-81	-135	241	-49	-130	238	-41	-128
-58	749	34	-51	819	22	-51	821	22
-98	-7	293	-100	-24	283	-99	-28	279
498	155	-236	430	174	-221	418	177	-218
349	501	-314	337	475	-294	333	465	-290
-191	-92	334	-184	-102	200	-181	-104	198
446	157	-238	474	176	-222	442	179	-219
368	467	-328	356	469	-307	351	464	-303
-191	-92	212	-184	-102	337	-181	-104	220
440	156	-236	460	175	-221	484	178	-218
371	459	-331	358	472	-309	354	469	-305
-190	-91	214	-183	-102	233	-180	-104	349

Parte VIII

1000	296	-540	876	331	-505	853	338	-498
296	1000	-236	286	951	-222	282	932	-218
-540	-236	1000	-521	-262	679	-513	-266	672
876	286	-521	1000	321	-487	949	328	-480
331	951	-262	321	1000	-245	316	998	-242
-505	-222	679	-487	-245	1000	-481	-250	744
853	282	-513	949	316	-481	1000	323	-474
338	932	-266	328	998	-250	323	1000	-246
-498	-218	672	-480	-242	744	-474	-246	1000
163	-73	-85	157	-51	-79	155	-45	-78
-33	507	17	-27	481	8	-27	470	8
-69	40	222	-67	28	207	-66	25	204
161	-72	-84	155	-51	-79	154	-45	-78
-32	505	16	-26	507	7	-26	501	7
-69	40	220	-66	28	206	-66	25	203
163	-73	-85	157	-51	-79	155	-45	-78
-29	499	15	-24	497	6	-24	490	6
-69	40	221	-66	28	206	-66	25	203
154	-69	-80	148	-48	-75	146	-43	-74
-28	484	14	-22	543	5	-22	546	5
-67	39	214	-64	27	199	-64	24	197
164	-74	-86	158	-52	-80	156	-46	-79
-28	494	14	-23	473	4	-22	463	4
-69	40	222	-67	28	207	-66	25	204
163	-73	-85	157	-51	-80	155	-45	-79
-26	489	12	-20	496	3	-20	491	3
-69	40	221	-66	28	206	-66	25	203
326	-117	-177	316	-75	-168	312	-64	-166
-83	818	49	-73	783	33	-72	768	33
-131	-72	384	-138	-96	381	-136	-101	376
328	-118	-178	318	-76	-169	314	-65	-167
-82	817	48	-72	774	33	-72	758	32
-131	-72	385	-138	-96	382	-137	-101	377
322	-115	-174	312	-74	-166	308	-63	-164
-86	819	51	-76	778	35	-75	761	35
-131	-72	384	-138	-96	381	-137	-101	376

Parte IX

2015								
W								
479,53			551,53			618,36		
k_{01}	k_{02}	Q_0	k_{01}	k_{02}	Q_0	k_{01}	k_{02}	Q_0
$3,23 \times 10^{-2}$	$3,22 \times 10^{-2}$	13,0	$7,34 \times 10^{-3}$	$7,31 \times 10^{-3}$	13,0	$9,19 \times 10^{-3}$	$9,14 \times 10^{-3}$	12,9
2,62	2,40	4,70	2,64	2,43	4,74	2,62	2,40	4,72
100	-13	-43	99	-13	-43	100	-11	-43
-44	341	24	-44	417	24	-44	396	24
-56	-18	137	-55	-18	136	-56	-20	136
79	-10	-34	78	-10	-34	78	-9	-34
-36	289	20	-36	372	20	-36	349	20
-55	-18	135	-55	-18	134	-55	-20	135
210	-28	-91	209	-27	-90	210	-24	-91
-61	482	33	-60	517	33	-60	505	33
-97	-32	238	-97	-32	236	-97	-34	237
208	-27	-90	206	-26	-89	207	-23	-89
-59	482	33	-59	516	32	-59	504	32
-79	-26	192	-78	-26	191	-79	-28	191
211	-26	-120	209	-26	-119	211	-24	-119
24	587	-13	24	583	-13	24	583	-13
-120	12	167	-119	12	166	-120	11	166
213	-26	-121	211	-26	-120	213	-25	-121
36	573	-20	36	575	-20	36	575	-20
-120	12	167	-118	12	166	-119	11	166
212	-26	-121	210	-26	-120	212	-25	-120
39	569	-21	38	574	-21	39	573	-21
-119	12	166	-118	12	165	-119	11	165

Parte X

163	-33	-69	161	-32	-69	163	-29	-69
-73	507	40	-72	505	40	-73	499	40
-85	17	222	-84	16	220	-85	15	221
157	-27	-67	155	-26	-66	157	-24	-66
-51	481	28	-51	507	28	-51	497	28
-79	8	207	-79	7	206	-79	6	206
155	-27	-66	154	-26	-66	155	-24	-66
-45	470	25	-45	501	25	-45	490	25
-78	8	204	-78	7	203	-78	6	203
1000	345	-446	899	343	-442	900	348	-443
345	1000	-211	342	995	-210	345	997	-210
-446	-211	1000	-441	-210	823	-445	-213	824
899	342	-441	1000	340	-438	904	345	-439
343	995	-210	340	1000	-208	342	1000	-209
-442	-210	823	-438	-208	1000	-441	-212	827
900	345	-445	904	342	-441	1000	348	-443
348	997	-213	345	1000	-212	348	1000	-212
-443	-210	824	-439	-209	827	-443	-212	1000
862	326	-420	889	323	-417	883	328	-418
354	955	-202	350	980	-200	353	975	-201
-429	-203	804	-425	-202	821	-428	-205	817
902	348	-449	898	346	-446	900	351	-447
330	999	-216	327	995	-215	329	997	-215
-446	-211	825	-441	-210	823	-445	-213	824
897	346	-446	903	344	-443	903	349	-444
354	994	-216	350	999	-214	353	999	-215
-443	-210	823	-438	-209	827	-442	-212	827
273	-44	-118	271	-43	-117	273	-39	-118
-83	599	46	-83	598	45	-83	594	46
-100	-87	245	-99	-87	243	-100	-90	244
275	-45	-119	273	-44	-118	275	-39	-119
-83	598	45	-82	594	45	-83	591	45
-101	-87	245	-100	-87	243	-101	-90	244
270	-43	-117	267	-42	-116	269	-38	-116
-86	599	47	-85	598	47	-86	594	47
-100	-87	245	-100	-87	243	-100	-90	244

Parte XI

2015								
W								
625,51			685,77			772,89		
k_{01}	k_{02}	Q_0	k_{01}	k_{02}	Q_0	k_{01}	k_{02}	Q_0
$1,59 \times 10^{-3}$	$1,58 \times 10^{-3}$	13,0	$3,99 \times 10^{-2}$	$3,97 \times 10^{-2}$	13,0	6,00E-03	5,97E-03	13,0
2,78	2,54	4,89	2,60	2,38	4,70	2,62	2,39	4,73
95	-10	-42	101	-11	-43	100	-9	-43
-42	557	23	-44	335	24	-44	407	24
-53	-19	132	-56	-21	137	-56	-21	136
74	-8	-33	79	-8	-34	79	-7	-34
-34	528	19	-36	284	20	-36	364	20
-52	-18	130	-56	-21	135	-55	-21	134
199	-22	-88	212	-23	-91	211	-19	-90
-57	570	32	-61	474	33	-61	506	33
-92	-32	229	-98	-36	238	-98	-38	236
196	-21	-86	209	-22	-90	208	-18	-89
-56	568	31	-60	474	33	-59	506	32
-74	-26	185	-79	-30	192	-79	-31	191
199	-24	-116	213	-23	-120	211	-23	-119
22	556	-13	24	584	-13	24	579	-13
-113	11	161	-121	11	167	-120	10	166
201	-24	-117	215	-23	-121	213	-23	-120
34	561	-19	36	572	-20	36	574	-20
-113	11	160	-121	11	167	-120	19	166
200	-24	-116	214	-23	-121	212	-23	-120
36	567	-20	39	569	-21	39	574	-21
-112	11	160	-120	11	166	-119	10	165

Parte XII

154	-28	-67	164	-28	-69	163	-26	-69
-69	484	39	-74	494	40	-73	489	40
-80	14	214	-86	14	222	-85	12	221
148	-22	-64	158	-23	-67	157	-20	-66
-48	543	27	-52	473	28	-51	496	28
-75	5	199	-80	4	207	-80	3	206
146	-22	-64	156	-22	-66	155	-20	-66
-43	546	24	-46	463	25	-45	491	25
-74	5	197	-79	4	204	-79	3	203
862	354	-429	902	330	-446	897	354	-443
326	955	-203	348	999	-211	346	994	-210
-420	-202	804	-449	-216	825	-446	-216	823
889	350	-425	898	327	-441	903	350	-438
323	980	-202	346	995	-210	344	999	-209
-417	-200	821	-446	-215	823	-443	-214	827
883	353	-428	900	329	-445	903	353	-442
328	975	-205	351	997	-213	349	999	-212
-418	-201	817	-447	-215	824	-444	-215	827
1000	334	-404	861	311	-420	887	333	-417
334	1000	-194	357	1000	-202	354	995	-201
-404	-194	1000	-432	-208	804	-429	-208	820
861	357	-432	1000	333	-449	897	357	-446
311	1000	-208	333	1000	-216	331	995	-215
-420	-202	804	-449	-216	1000	-446	-216	823
887	354	-429	897	331	-446	1000	354	-443
333	995	-208	357	979	-216	354	1000	-215
-417	-201	820	-446	-215	823	-443	-215	1000
258	-36	-114	276	-37	-118	274	-32	-117
-79	589	44	-84	578	46	-83	587	45
-95	-85	235	-101	-92	245	-101	-93	243
259	-36	-115	278	-37	-119	276	-33	-118
-78	589	44	-84	568	45	-83	583	45
-95	578	236	-102	-92	245	-101	-93	244
254	-35	-112	272	-36	-117	270	-31	-116
-81	590	45	-87	574	47	-86	585	47
-95	568	236	-101	-92	245	-101	-93	243

Parte XIII

2016								
Ir								
295,96			316,51			468,07		
k_{01}	k_{02}	Q_0	k_{01}	k_{02}	Q_0	k_{01}	k_{02}	Q_0
1,178	1,164	3,23	3,40	3,35	3,13	1,974	1,952	3,26
1,42	1,63	3,02	1,41	1,62	3,01	1,44	1,65	3,02
204	-41	-101	205	-41	-101	201	-43	-101
-67	602	-42	-68	578	-42	-66	593	-42
-128	-11	320	-129	-12	321	-127	-9	321
160	-32	-79	161	-32	-79	158	-34	-79
-55	505	-34	-56	479	-34	-54	494	-34
-127	-11	317	-127	-12	317	-125	-9	317
428	-87	-212	430	-86	-212	422	-91	-212
-89	878	-78	-90	867	-78	-87	873	-78
-224	-20	558	-224	-20	559	-221	-16	559
422	-85	-210	425	-84	-211	416	-89	-211
-86	880	-80	-87	869	-80	-85	875	-81
-181	-16	451	-181	-17	452	-178	-14	452
159	-45	-65	160	-45	-65	157	-46	-65
202	404	-160	203	403	-160	200	404	-160
-70	22	153	-70	21	154	-69	22	153
161	-45	-65	162	-45	-66	159	-47	-65
228	376	-173	229	374	-174	225	374	-173
-70	21	153	-70	21	153	-69	22	153
160	-45	-65	161	-45	-65	158	-47	-65
233	370	-175	234	367	-176	230	368	-176
-70	21	152	-70	21	153	-69	22	153

Parte XIV

326	-83	-131	328	-82	-131	322	-86	-131
-117	818	-72	-118	817	-72	-115	819	-72
-177	49	384	-178	48	385	-174	51	384
316	-73	-138	318	-72	-138	312	-76	-138
-75	783	-96	-76	774	-96	-74	778	-96
-168	33	381	-169	33	382	-166	35	381
312	-72	-136	314	-72	-137	308	-75	-137
-64	768	-101	-65	758	-101	-63	761	-101
-166	33	376	-167	32	377	-164	35	376
273	-83	-100	275	-83	-101	270	-86	-100
-44	599	-87	-45	598	-87	-43	599	-87
-118	46	245	-119	45	245	-117	47	245
271	-83	-99	273	-82	-100	267	-85	-100
-43	598	-87	-44	594	-87	-42	598	-87
-117	45	243	-118	45	243	-116	47	243
273	-83	-100	275	-83	-101	269	-86	-100
-39	594	-90	-39	591	-90	-38	594	-90
-118	46	244	-119	45	244	-116	47	244
258	-79	-95	259	-78	-95	254	-81	-95
-36	589	-85	-36	589	578	-35	590	568
-114	44	235	-115	44	236	-112	45	236
276	-84	-101	278	-84	-102	272	-87	-101
-37	589	-92	-37	589	-92	-36	590	-92
-118	46	245	-119	45	245	-117	47	245
274	-83	-101	276	-83	-101	270	-86	-101
-32	587	-93	-33	583	-93	-31	585	-93
-117	45	243	-118	45	244	-116	47	243
1000	-77	-233	852	-76	-234	855	-83	-233
-77	1000	16	-78	1000	16	-77	1000	17
-233	16	1000	-235	15	644	-230	19	645
852	-78	-235	1000	-77	-235	854	-84	-235
-76	1000	15	-77	1000	15	-75	999	16
-234	16	644	-235	15	1000	-231	19	644
855	-77	-230	854	-75	-231	1000	-83	-230
-83	1000	19	-84	999	19	-83	1000	20
-233	17	645	-235	16	644	-230	20	1000

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES
Diretoria de Pesquisa, Desenvolvimento e Ensino
Av. Prof. Lineu Prestes, 2242 – Cidade Universitária CEP: 05508-000
Fone/Fax(0XX11) 3133-8908
SÃO PAULO – São Paulo – Brasil
<http://www.ipen.br>

**O IPEN é uma Autarquia vinculada à Secretaria de Desenvolvimento, associada
à Universidade de São Paulo e gerida técnica e administrativamente pela
Comissão Nacional de Energia Nuclear, órgão do
Ministério da Ciência, Tecnologia e Inovação.**