

MARIA MICAELA LEAL DA FONSECA

**ANÁLISE DE ELEMENTOS LEVES POR REACÇÕES
NUCLEARES COM PRODUÇÃO DE RADIAÇÃO GAMA**

LISBOA

2010

MARIA MICAELA LEAL DA FONSECA

**ANÁLISE DE ELEMENTOS LEVES POR REACÇÕES
NUCLEARES COM PRODUÇÃO DE RADIAÇÃO GAMA**

Dissertação apresentada para
obtenção do grau de Doutor em Física,
especialidade de Física Nuclear,
pela Universidade Nova de Lisboa,
Faculdade de Ciências e Tecnologia.

LISBOA

2010

Agradecimentos

Os meus primeiros agradecimentos vão naturalmente para a Professora Doutora Adelaide Pedro de Jesus, que assumiu a orientação científica deste projecto e que foi responsável pela minha iniciação na investigação de reacções nucleares. O seu acompanhamento constante durante todas as fases do trabalho associado à sua experiência e ao rigor científico foram determinantes para a sua conclusão.

Ao Professor Doutor João Pires Ribeiro, quero também testemunhar o meu reconhecimento e gratidão pelo seu apoio na aquisição de dados e disponibilidade total no esclarecimento de dúvidas.

Ao Professor Doutor João Cruz um agradecimento especial durante todo o tempo de aquisição de dados, como na escrita da dissertação. A sua disponibilidade foi fundamental para a conclusão deste trabalho.

Ao Doutor Eduardo Alves pelos seus ensinamentos de física e de aceleradores, bem como pela confiança demonstrada no meu saber ao nível da utilização dos aceleradores a qualquer hora, sem restrições. Sem esta possibilidade, teria sido difícil a conclusão deste trabalho.

Ao Professor Doutor Rui Coelho da Silva pela sua total disponibilidade no esclarecimento de dúvidas em todos os campos.

Ao Eng^o. Hélio Luís um agradecimento muito especial pela sua grande amizade, cooperação, partilha e interajuda incondicional.

Ao Doutor Daniel Galaviz pela sua confiança, motivação e disponibilidade para o esclarecimento de dúvidas.

Ao Doutor Nuno Franco pela sua paciência e pelas longas horas despendidas no programa ERYA.

Ao Doutor Rodrigo Mateus pela sua amizade e apoio no estudo das reacções nucleares.

À Doutora Katharina Lorenz pela sua paciência e disponibilidade sempre constantes na

ajuda da análise de espectros.

À Doutora Victoria Corregidor e ao Sérgio Magalhães pelas longas horas na ajuda de ajustes de espectros com o NDF.

Ao Doutor Andrés Redondo pela sua amizade e apoio no estudo do RBS.

Ao Manuel Cabaça e Filomena Batista pela sua disponibilidade total no apoio constante em todas as questões técnicas, nomeadamente no desenvolvimento da nova linha, e pelas generosas palavras de motivação ao longo de todos estes anos.

Ao Jorge Rocha pelo apoio incondicional em todos os aspectos técnicos do laboratório.

Aos investigadores e pessoal técnico do Instituto Tecnológico Nuclear devo todas as facilidades concedidas durante o período de investigação.

À Ana Sofia Martins pela sua grande amizade, pelo seu incentivo constante, pelas palavras de motivação a qualquer hora, que foram determinantes para a conclusão deste trabalho.

À Isabel Noga pela sua amizade permanente.

À minha colega e grande amiga Eng^a. Ana Fonseca pelo seu apoio constante.

Aos grande amigos Tiago Maré Dias e à Ana Filipa Alexandre que, apesar de viverem na Inglaterra e na Bélgica, sempre me motivaram grandemente para a conclusão deste trabalho.

À Miriam Zarza Moreno colega e grande amiga que esteve sempre presente e com quem ia discutindo os resultados.

Aos meus amigos: Adriano Rodrigues, Andreia Marques, Bruno Bizarro, Carolina Patrocínio, Joana Miguéns, João Fernandes, João Tempera, Liandra Dias, Paulo Velho, Nuno Santos, Rui Ribeiro, Sandra Hung, Sara Santos, Sara Sousa, Silvia Pinheiro, Susana Ferreira, Vanessa Aragão, Vanessa Maçarico e Vasco Teodoro.

Aos alunos de mestrado Filipa Lourenço e Nuno Fernandes.

Ao Jorge Vaz Gomes quero agradecer o seu apoio e amizade durante a execução da parte experimental deste trabalho.

Ao meu gato, Galileu, pelas longas horas de companhia e pela solidão que sentiu durante os longos tempos de máquina.

À minha família.

Aos meus pais pelo seu incentivo permanente e apoio incondicional. Esta dissertação é dedicada a eles com especial carinho.

Resumo

A técnica de PIGE (Proton-Induced Gamma-Ray Emission) tornou-se na última década uma técnica de referência para a análise de elementos leves. Normalmente é utilizada como complemento da técnica de PIXE (Proton Induced X-ray Emission). A instrumentação e o formalismo utilizados nas duas técnicas são bastante similares.

A análise PIGE de amostras espessas e finas é utilizada normalmente com base na comparação com amostras padrão, mas este método apenas permite obter bons resultados se a amostra padrão for de composição semelhante.

O método desenvolvido pelo grupo de Reacções Nucleares do CFNUL/ITN (Centro de Física Nuclear/Instituto Tecnológico Nuclear) permite a utilização desta técnica sem o recurso a padrões e já foi implementada para os seguintes elementos: Li, F, B e o Na. O objectivo deste trabalho foi estender este método para os seguintes elementos: Be, C e o Mg.

Para o desenvolvimento de um método PIGE, sem recurso a padrões, foi elaborado no software Labview, o programa ERYA (Emitted Radiation Yield Analysis), baseado na integração da secção eficaz da reacção relevante ao longo da profundidade da amostra.

Para este efeito foram medidas as reacções $^{25}\text{Mg}(p,p'\gamma)^{25}\text{Mg}$ até 2,4 MeV e $^9\text{Be}(p,\gamma)^{10}\text{B}$ até 1,8 MeV, no acelerador Van de Graaff de 2,5 MV do ITN.

Para estender este método a energias mais elevadas, foi desenvolvida uma nova linha de Reacções Nucleares no acelerador Tandem de 3 MV do ITN.

As reacções $^{10}\text{B}(p,\alpha\gamma)^7\text{Be}$, $^{23}\text{Na}(p,p'\gamma)^{23}\text{Na}$, $^{19}\text{F}(p,p'\gamma)^{19}\text{F}$, $^7\text{Li}(p,p'\gamma)^7\text{Li}$ e $^{25}\text{Mg}(p,p'\gamma)^{25}\text{Mg}$ foram medidas até 4,0 MeV no acelerador Tandem 3MV. A reacção $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ tendo uma secção eficaz bastante inferior às restantes, não foi possível medir nas condições experimentais tanto no acelerador Van de Graaff, como no acelerador Tandem do ITN, optando-se pela reacção de dispersão elástica: $^{12}\text{C}(p,p)^{12}\text{C}$. A validação do método foi feita através da comparação dos valores calculados com os experimentais obtidos com amostras de composição conhecida

de compostos inorgânicos.

Demonstrou-se a aplicação deste método de análise de elementos leves e a sua importância em duas áreas completamente distintas: a cerâmica e ensaios tecnológicos num laboratório de Química. Procedeu-se à análise de vidrados dourados para a escola de cerâmica Helena Abrantes e fez-se a validação da técnica de espectrometria não dispersiva de infravermelhos (com um aparelho TOC IL500 Shimadzu) para Carbono.

Palavras chave

PIGE, reacções nucleares induzidas por partículas carregadas, secção eficaz.

Abstract

The PIGE technique (Proton-Induced Gamma-Ray Emission) became a reference technique for light element analysis in the last decade .

It is usually used as a complementary technique of PIXE (Proton Induced X-ray Emission). The instrumentation and the formalism, related to these two techniques, are very similar.

The PIGE analysis of thick or thin samples is usually performed with the help of standards; however this method only gives good results when the standard is very similar to the sample to be analysed.

An alternative method developed by the Nuclear Reactions group of CFNUL/ITN (Centro de Física Nuclear/Instituto Tecnológico Nuclear) allows for the use of the PIGE analysis without the help of standards, and it was implemented to the light elements; Li, F, B and Na.

The purpose of this work was to extend this alternative method to the light elements: Be, C and Mg.

For this alternative method of the PIGE technique, the ERYA (Emitted Radiation Yield Analysis) was developed using the Labview software; this code integrates the nuclear cross section along the depth of the sample.

For that purpose, the following nuclear reactions were measured: $^{25}\text{Mg}(p,p'\gamma)^{25}\text{Mg}$ up to 2,4 MeV and $^9\text{Be}(p,\gamma)^{10}\text{B}$ up to 1,8 MeV, at the Van de Graaff accelerator of ITN.

To extend this method to higher energies, a new Nuclear Reaction line at the 3 MV Tandem accelerator at ITN was build up.

The nuclear reactions $^{10}\text{B}(p,\alpha\gamma)^7\text{Be}$, $^{23}\text{Na}(p,p'\gamma)^{23}\text{Na}$, $^{19}\text{F}(p,p'\gamma)^{19}\text{F}$, $^7\text{Li}(p,p'\gamma)^7\text{Li}$ and $^{25}\text{Mg}(p,p'\gamma)^{25}\text{Mg}$ were measured up to 4.0 MeV at the 3 MV Tandem accelerator at ITN.

The nuclear reaction $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ had a cross section much lower than the others, and it was impossible to measured at the Van de Graaff accelerator and at the 3 MV Tandem accelerator; the option was to use the elastic nuclear reaction, $^{12}\text{C}(p,p)^{12}\text{C}$, instead.

The validation was performed by the comparison of the calculated values to the experimental ones, with inorganic samples with well known composition.

As an application of this alternative method, light element analysis was carried out for two different areas: Ceramics and Non-Dispersive Infrared Spectrometry at a Chemistry Laboratory. Analysis of three ceramic golden glazes for the Helena Abrantes ceramic's school were performed and the non-nuclear technique, non-dispersive infrared spectrometry, (with a TOC IL500 Shimadzu apparatus) for carbon analysis, was validated.

Keywords

PIGE, charged-particle-induced nuclear reactions, cross section.

Lista de Símbolos

A	Abundância
A	Número de massa
A_ℓ	Coefficiente de distribuição angular
b	Parâmetro de Impacto
c	Velocidade de luz
$d\sigma/d\Omega$	Secção eficaz diferencial
E	Energia no referencial de centro-de-massa
E_{lab}	Energia no referencial de laboratório
E_C	Barreira de Coulomb
E_γ	Energia da emissão da radiação gama
E_0	Energia incidente
E_r	Energia de ressonância
ε_p	Eficiência do detector de partículas
ε_γ	Eficiência do detector de radiação γ
$\varepsilon_{abs}(E_\gamma)$	Eficiência absoluta do detector de radiação γ
f_m	Fracção mássica
f_i	Fracção isotópica
h	Constante de Plank
K	Factor cinemático
m	Massa
N	Número de partículas
N	Densidade Areal (Número de partículas por cm^2)
N_A	Número de Avogadro

N_p	Número de prótons incidentes
\vec{p}	Momento linear
P_ℓ	Polinómio de Legendre
q_e	Carga eléctrica de um electrão
Q	Q da reacção
Q	Carga eléctrica
r	Razão estequiométrica
\vec{r}	Posição
S	Factor astrofísico
T	Temperatura absoluta
T_9	Temperatura absoluta em milhares de milhões de K
\vec{v}	Velocidade
V	Energia Potencial
W	Distribuição Angular
x	Profundidade
V_c	Energia Potencial de Coulomb
Y	Rendimento de uma reacção nuclear por partículas incidentes
Z	Número Atómico
Γ	Largura da ressonância
Δ	Espessura da amostra
Δ	Passo em energia
ϵ	Secção eficaz do poder de paragem
η	Parametro de Sommerfeld
θ	Ângulo de dispersão no referencial de centro-de-massa
θ_{lab}	Ângulo de dispersão no referencial de laboratório
μ	Massa reduzida
ρ	Densidade
ρ_a	Densidade atómica
π	Paridade
σ	Secção eficaz

σ	Desvio padrão
σ_{ruth}	Secção eficaz de Rutherford
Ω_{lab}	Ângulo sólido no referencial de laboratório
Ω_p	Ângulo sólido do detector de partículas
Ω_γ	Ângulo sólido do detector de radiação γ

Lista de Acrónimos

ADC	Analog-to-Digital Converter
BBN	Big Bang Nucleosynthesis
EBS	Elastic Backscattering Spectrometry
ERD	Elastic Recoil Detection
ERYA	Emitted Radiation Yield Analysis
FWHM	Full Width at Half Maximum
IBA	Ion Beam Analysis
ITN	Instituto Tecnológico e Nuclear
LETAL	Laboratório de ensaios tecnológicos em áreas limpas
LUNA	Laboratory for Underground Nuclear Astrophysics
NRA	Nuclear Reactions Analysis
PIGE	Proton Induced Gamma-ray Emission
PIPS	Passivated Implanted Planar Silicon
PIXE	Proton Induced X-ray Emission
RBS	Rutherford Backscattering Spectroscopy
SBBN	Standard Big Bang Nucleosynthesis
TOC	Total Organic Carbon

Conteúdo

Introdução	1
1 Princípios Físicos da Medida de Secções Eficazes	5
1.1 Secção Eficaz	6
1.2 Poder de Paragem	7
1.3 Processos de Dispersão Nuclear	9
1.4 Energética das Reacções Nucleares e Ressonâncias	11
1.5 Espectrometria de Retrodispersão de Rutherford	14
1.6 Metodologia para a Medição Experimental da Secção Eficaz	20
2 Revisão Geral das Secções Eficazes Disponíveis na Literatura	23
2.1 Reacção $^{10}\text{B}(p,\alpha\gamma)^7\text{Be}$	23
2.2 Reacções $^{23}\text{Na}(p,\alpha\gamma)^{20}\text{Ne}$ e $^{23}\text{Na}(p,p'\gamma)^{23}\text{Na}$	25
2.3 Reacção $^{19}\text{F}(p,p'\gamma)^{19}\text{F}$	28
2.4 Reacção $^7\text{Li}(p,p'\gamma)^7\text{Li}$	30
2.5 Reacções $^{25}\text{Mg}(p,p'\gamma)^{25}\text{Mg}$ e $^{24}\text{Mg}(p,p'\gamma)^{24}\text{Mg}$	32
2.6 Reacções $^9\text{Be}(\alpha,n\gamma)^{12}\text{C}$ e $^9\text{Be}(p,\gamma)^{10}\text{B}$	34
2.7 Reacção $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$	38
3 Descrição do Código ERYA (<i>Emitted Radiation Yield Analysis</i>)	43
3.1 ERYA	43
3.1.1 ERYA- Primeira versão	45
3.1.2 ERYA final	46

4	Condições Experimentais	55
4.1	Descrição do Equipamento	55
4.1.1	Van de Graaff Setup	56
4.1.2	Tandem Setup	64
4.2	Detector Ge(HP)	75
5	Análise e Discussão dos Resultados	81
5.1	Reacção $^{25}\text{Mg}(p,p'\gamma)^{25}\text{Mg}$	82
5.1.1	Análise dos Resultados do Acelerador Van de Graaff	82
5.1.2	Análise dos Resultados do Acelerador Tandem	89
5.2	Reacção $^{10}\text{B}(p,\alpha\gamma)^7\text{Be}$	92
5.2.1	Análise dos Resultados do Acelerador Tandem	92
5.3	Reacção $^7\text{Li}(p,p'\gamma)^7\text{Li}$	94
5.3.1	Análise dos Resultados do Acelerador Tandem	95
5.4	Reacção $^{19}\text{F}(p,p'\gamma)^{19}\text{F}$	99
5.4.1	Análise dos Resultados do Acelerador Tandem	99
5.5	Reacção $^9\text{Be}(p,\gamma)^{10}\text{B}$	107
5.5.1	Método Diferencial	108
5.5.2	Alvo fino de Berílio	110
5.6	Reacções $^{23}\text{Na}(p,\alpha\gamma)^{20}\text{Ne}$ e $^{23}\text{Na}(p,p'\gamma)^{23}\text{Na}$	115
5.6.1	Análise dos Resultados do Acelerador Van de Graaff	115
5.6.2	Análise dos Resultados do Acelerador Tandem	116
5.7	Análise do ^{12}C	119
5.7.1	Análise dos Resultados do Acelerador Van de Graaff	119
5.7.2	Análise dos Resultados do Acelerador Tandem	120
5.7.3	Alternativas para a Análise de ^{12}C	120
6	Aplicações	123
6.1	Análise de Vidrados Dourados	123
6.1.1	Vidrados	124
6.1.2	Experiência	125
6.1.3	Análise de Resultados	126

6.2	Análise de Carbono por Espectrometria Não Dispersiva de Infravermelhos e por Reacções Nucleares	130
6.2.1	Espectrometria Não Dispersiva de Infravermelhos	131
6.2.2	Espectrometria de Retrodispersão Elástica	132
6.2.3	Análise de Resultados	132
7	Conclusões	137
A	ERYA-Block Diagrams	141
B	Desenhos Técnicos das Peças da Nova Linha de Reacções Nucleares	155
C	Tabelas das Secções Eficazes Totais para os Vários Elementos	175
	Bibliografia	203

Lista de Figuras

1	Técnicas de feixe de iões. NRA (<i>Nuclear Reactions Analysis</i>), PIGE (<i>Particle Induced γ-Ray Emission</i>), RBS (<i>Rutherford Backscattering</i>), ERD (<i>Elastic Recoil Detection</i>) e PIXE (<i>Particle Induced X-Ray Emission</i>).	2
1.1	Trajectória da partícula incidente quando se aproxima de um núcleo carregado. T representa a energia cinética, V a energia potencial, l o momento angular, v a velocidade da partícula e b é designado por parâmetro de impacto.	9
1.2	Secção eficaz diferencial de dispersão devida ao potencial Coulombiano e ao potencial Nuclear dos protões com 50 MeV devido a um núcleo hipotético típico [11].	10
1.3	Secção eficaz da reacção $^{23}\text{Na}(p,p'\gamma)^{23}\text{Na}$ onde são visíveis várias ressonâncias e o diagrama dos estados excitados do núcleo composto, ^{24}Mg , onde também está especificado o spin e a energia em MeV de cada nível.	12
1.4	Secção eficaz da reacção $^7\text{Li}(p,\gamma)^8\text{Be}$ e o diagrama dos estados excitados do ^8Be	13
1.5	Diagrama das partículas retrodispersadas pela técnica de RBS. E_0 e E_1 são as energias da partícula incidente e retrodispersa, M_1 e M_2 as massas da partícula incidente e retrodispersa, Ω o ângulo sólido do detector de partículas, ε_p a eficiência do detector de partículas, ϕ o ângulo de dispersão e θ o ângulo de retrodispersão e v_0 e v_1 e v_2 são as velocidades incidentes, retrodispersa e transmitida.	14
1.6	Factor cinemático dos iões de $^4\text{He}^+$ em função do ângulo de dispersão θ	16
1.7	Secção eficaz para um feixe de protões para um ângulo de retrodispersão $\theta=160^\circ$	17
1.8	Espectro de RBS a uma energia $E=1600$ keV, com um ângulo de incidência a 0° e o detector PIPS a $\theta_{lab}=140^\circ$, de um alvo fino de Mg evaporado sobre um filme de Ag auto-sustentada. Para proteger o alvo de Mg foi evaporado um filme de Ag por cima.	18

1.9	Esquema para se determinar o cálculo de ΔE , onde E_0 é a energia do feixe incidente e o detector de partículas está a um ângulo θ_{lab}	19
2.1	Secção eficaz retirada da literatura Day <i>et al</i> [19] e ajustada por Mateus <i>et al</i> [18].	24
2.2	Razões entre rendimentos experimentais e rendimentos calculados de emissão gama para um alvo puro de B. A energia do feixe de protões variou até ao valor de referência de 2400 keV. A razão encontrada para a menor energia do feixe de protões tem associado um erro estatístico de 3%. O erro diminui rapidamente com o aumento da energia.	24
2.3	Secção eficaz retirada da literatura Boni <i>et al</i> [8] e normalizada para os valores da secção eficaz de Day <i>et. al</i> [19].	25
2.4	Secção eficaz determinada por Mateus <i>et al</i> da reacção $^{23}\text{Na}(p, p'\gamma)^{23}\text{Na}$ no intervalo de energias $E_{lab}=1250\text{-}2400$ keV;	26
2.5	Diagrama dos níveis excitados do núcleo composto da reacção $^{23}\text{Na}(p,p'\gamma)^{23}\text{Na}$: ^{24}Mg	26
2.6	Secção eficaz determinada por Mateus <i>et al</i> (2004) da reacção $^{23}\text{Na}(p, p'\gamma)^{23}\text{Na}$ no intervalo de energias $E_{lab}=1250\text{-}2400$ keV. Comparação com a secção eficaz determinada por Caciolli <i>et al</i> [33].	27
2.7	Diagrama dos primeiros níveis de excitação do isótopo ^{23}Na	28
2.8	Comparação entre as diferentes secções eficazes diferenciais no referencial de laboratório, para a emissão de 197 keV. Os resultados de Boni <i>et al</i> foram multiplicados por um factor de 0,63, para ajustar no intervalo coincidente com os valores de Jesus <i>et al</i>	29
2.9	Secção eficaz determinada por Mateus <i>et al</i> (2002) da reacção $^7\text{Li}(p,p'\gamma)^7\text{Li}$ no intervalo de energias $E_{lab}=600\text{-}2500$ keV.	31
2.10	Razões entre rendimentos experimentais e rendimentos calculados de emissão gama para um alvo espesso de Li_2WO_4 . A energia do feixe de protões variou até ao valor de referência de 2400 keV. A razão encontrada para a menor energia do feixe de protões tem associado um erro estatístico de 2,5%.	31
2.11	Secção eficaz determinada por Caciolli <i>et al</i> da reacção $^7\text{Li}(p,p'\gamma)^7\text{Li}$ no intervalo de energias $E_{lab}=3000\text{-}5700$ keV.	32
2.12	Função de excitação de Litherland <i>et al</i> [34] para a radiação gama de 1369 keV da reacção $^{24}\text{Mg}(p,p'\gamma)^{24}\text{Mg}$	33

2.13	Secção eficaz diferencial da reacção $^{24}\text{Mg}(p,p'\gamma)^{24}\text{Mg}$, determinada por Boni <i>et al</i> [8] com o detector a 90° e no intervalo de energias $E_{lab}=2200-3800$ keV.	33
2.14	Função de excitação de Endt <i>et al</i> [35] para a radiação gama de 585 keV da reacção $^{25}\text{Mg}(p,p'\gamma)^{25}\text{Mg}$, com o detector a 55° e no intervalo de energias $E_{lab}=980-1845$ keV.	34
2.15	Secção eficaz diferencial da reacção $^{25}\text{Mg}(p,p'\gamma)^{25}\text{Mg}$, determinada por Boni <i>et al</i> [8] com o detector a 90° e no intervalo de energias $E_{lab}=2700-3800$ keV.	35
2.16	Factor astrofísico da reacção $^9\text{Be}(\alpha,n)^{12}\text{C}$ [36].	36
2.17	Diagrama de níveis do isótopo ^{12}C	37
2.18	Função de excitação da reacção $^9\text{Be}(p,\gamma)^{10}\text{B}$, em forma de factor astrofísico, obtida por um detector soma 4π . A linha corresponde ao ajuste dos resultados experimentais, e as linhas a tracejado representam as contribuições da captura directa e das ressonâncias $E_R=380, 989$ e 1403 keV.	38
2.19	Transições radiativas do isótopo ^{10}B [47].	39
2.20	Probabilidade do decaimento da radiação gama para os diferentes níveis de excitação do isótopo ^{10}B (os níveis de excitação estão em unidades de MeV). As representadas a vermelho são as relevantes para o cálculo da emissão de 718 keV.	40
2.21	Secção eficaz diferencial da reacção $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ a um ângulo de $\theta=90^\circ$ determinada por Rolfs <i>et al</i> [48].	40
2.22	Factor astrofísico da $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ determinado por Burtebaev <i>et al</i> (2008) [49].	41
3.1	Primeira versão do ERYA desenvolvido no software Labiew.	46
3.2	Fluxograma principal da primeira versão do ERYA.	47
3.3	Fluxograma do cálculo de $Y(E)$ com o somatório, pela equação 3.7 e 3.3.	48
3.4	Versão final do ERYA desenvolvido no software Labiew.	49
3.5	Base de dados do ERYA para o ^{27}Al	50
3.6	Escolha do número de elementos, os respectivos isótopos e emissão de radiação gama.	50
3.7	Bloco principal do programa ERYA.	52
3.8	Bloco número 1 do programa ERYA.	53
3.9	Bloco número 2 do programa ERYA.	54
4.1	Acelerador Van de Graaff.	56

4.2	Esquema da linha de reacções nucleares do acelerador Van de Graaff de 2,5 MeV do Laboratório de Feixes de Iões do ITN. A linha de Reacções Nucleares e de PIXE é apresentada em detalhe. Legenda: A - acelerador Van de Graaff; V - válvulas de vácuo; Tm - bombas turbomoleculares; R - bombas rotatórias; MD - magneto deflector; S1 e S2 - par de anteparos; DQM - duplo quadrupolo magnético; RN - câmara de reacções nucleares; P - câmara de PIXE.	57
4.3	Esquema do sistema de vácuo da linha de reacções nucleares no acelerador Van de Graaff.	58
4.4	Linha de Reacções Nucleares do acelerador Van de Graaff.	59
4.5	Câmara de Reacções Nucleares.	59
4.6	Fotografia do porta-amostras da câmara de Reacções Nucleares.	60
4.7	Fotografia do <i>beam stopper</i> da câmara de Reacções Nucleares.	60
4.8	Extensão do sistema de colimadores vista dentro da câmara de Reacções Nucleares. . .	60
4.9	Diagrama da câmara de reacções nucleares [54]. Legenda das cores: verde- aço-inox AISI 304, laranja-outros metais, azul-isolante, vermelho-o'rings.	61
4.10	Representação esquemática das diferentes linhas de associadas ao acelerador Van de Graaff existente no ITN [V – válvulas de vácuo; TM – Bomba de vácuo turbomolecular; S1, S2 – anteparos de estabilização; C1, C2 – colimadores do feixe; VM – Manómetro; l – Câmara experimental.	62
4.11	Câmara de RBS do acelerador Van de Graaff.	62
4.12	Acelerador Tandem de 3 MV do Instituto Tecnológico e Nuclear (UFA-ITN).	64
4.13	Linha de reacções Nucleares de PIXE do acelerador Van de Graaff sem a câmara de Reacções Nucleares.	65
4.14	Acelerador Tandem onde estão representados todos os componentes da parte do feixe de iões negativos: fonte duoplasmatron, faraday cup, magneto deflector, lentes electrostáticas, <i>Stripper</i> e o quadrupólo electrostático à saída do acelerador.	65
4.15	Princípio do acelerador Tandem com um canal <i>Stripper</i> . Uma fonte Duoplasmatron produz um feixe de iões negativos, este são acelerados pelo acelerador Tandem e convertidos para iões positivos a partir do canal <i>Stripper</i>	66
4.16	Filamento feito de malha de platina e limpo por ácido.	67
4.17	Filamento com cloreto bórico aquecido com um maçarico.	67

4.18	Pormenor da chapa de Ta do sistema de colimadores e quartzo da linha de Reacções Nucleares do acelerador Tandem. A chapa de Ta tem furos com 3 diâmetros diferentes (2, 5 e 3 mm).	68
4.19	Pormenor do sistema de colimadores. É constituído por um cilindro em <i>maccord</i> que faz o isolamento ao veio que permite escolher a posição, e deste modo medir a corrente do feixe na chapa de Ta.	68
4.20	Feixe focado com 2 mm no quartzo à entrada da linha de Reacções Nucleares do acelerador Tandem.	69
4.21	Faraday Cup em Cu isolada com <i>maccord</i> da linha de Reacções Nucleares do acelerador Tandem.	69
4.22	Pormenor da chapa de Ni com evaporação de Au do colimador da câmara de Reacções Nucleares do acelerador Tandem.	69
4.23	Pormenor da chapa de Ni que protege o colimador da câmara de Reacções Nucleares do acelerador Tandem.	69
4.24	Interior da câmara de reacções nucleares, onde estão representados os detectores MOVD e MOVE, <i>beam stopper</i> , canhão de electrões, o colimador e a chapa de Pb.	70
4.25	Sistema de colimadores e quartzo da linha de Reacções Nucleares do acelerador Tandem.	71
4.26	Acelerador Tandem onde estão representados todos os componentes da parte do feixe de iões positivos: fonte duoplasmatron, faradays cups, magneto 90°, magneto deflector, lentes electrostáticas, anteparos, linha de reacções nucleares, linha de AMS e linha de RBS.	72
4.27	Linha de Reacções Nucleares do acelerador Tandem.	73
4.28	Esquema do sistema de vácuo da linha de reacções nucleares no acelerador Tandem .Legenda: 1- Válvula manual que serve tanto para a entrada de ar, como permite a ligação de uma bomba rotatória caso seja necessário fazer o vácuo primário da linha; 2- Bomba turbomolecular Varian TV301Navigator 250 l/s; 3- Bombas rotatória Varian; 5-Medidor MKS-345 <i>Pirani</i> 6- Medidor <i>Penning</i> MKS-I-MAG; 7- Válvula manual; 8- Válvula manual que serve tanto para a entrada de ar, como permite a ligação de uma bomba rotatória caso seja necessário fazer o vácuo primário da câmara; 9-Medidor <i>Penning</i> e Medidor <i>Penning</i> PKJ020 da BALZERS; 10 - Bomba turbomoleculares Pfeiffer 100 l/s; 11 - Bomba rotatórias Pfeiffer.	74

4.29	Configuração antiga do detector Ge(HP) onde o ponto F é a posição da amostra. Atualmente o detector está a uma distância de 55,5 mm do alvo e não existe a Gaiola de Faraday.	76
4.30	Esquema do detector Ge(HP) utilizando o PENELOPE. Legenda dos materiais: mat1- Germânio; mat2- Lítio; mat3- Alumínio; mat4- Mylar; mat5- Camada inactiva do detector; mat6- Boro; mat7- Mylar; mat8- Aço inox.	77
4.31	Ajuste polinomial da eficiência do detector de radiação γ simulada para a região de baixas energias.	78
4.32	Ajuste total da eficiência do detector de radiação γ	79
5.1	Rendimento da emissão de radiação gama da reacção $^{24}\text{Mg}(p,p'\gamma)^{24}\text{Mg}$ no intervalo de energias $E=1900-2400$ keV, determinada no acelerador Van de Graaff de 2,5 MV.	83
5.2	Rendimento em unidades arbitrárias da emissão de radiação γ da reacção $^{25}\text{Mg}(p,p'\gamma)^{25}\text{Mg}$ no intervalo de energias $E_{lab}=870-2400$ keV, determinada no acelerador Van de Graaff de 2.5 MV, a partir do alvo da colaboração LUNA.	84
5.3	Espectro de RBS a uma energia $E=1600$ keV, com um ângulo de incidência a 0° e o detector PIPS a $\theta_{lab} = 140^\circ$, adquirido no acelerador Van de Graaff de 2,5 MV e na linha de reacções nucleares. Ag_1 é o pico de Ag da camada à frente da camada de Mg, e Ag_2 é o filme de Ag auto-sustentada.	85
5.4	Espectro de prótons a uma energia $E_{lab}=2049$ keV, com um ângulo de incidência a 0° e o detector PIPS a $\theta_{lab} = 140^\circ$, adquirido no acelerador Van de Graaff de 2.5 MV e na linha de reacções nucleares. Verifica-se que não há distinção entre a Ag á superfície e a Ag auto-sustentada.	86
5.5	Secção eficaz total da emissão de radiação gama de 585 keV da reacção $^{25}\text{Mg}(p,p'\gamma)^{25}\text{Mg}$ no intervalo de energias $E_{lab}=870$ a 2400 keV.	87
5.6	Espectros da radiação γ produzida pelo bombardeamento de prótons numa pastilha de MgH_2 à energia de 2,0 e 2,4 MeV.	88
5.7	Razão entre o rendimento experimental e o rendimento calculado pelo ERYA para uma pastilha de MgH_2 entre 1700 e 2400 keV.	88
5.8	Rendimento da emissão de radiação gama de 585 keV para o acelerador Van de Graaff e para o acelerador Tandem do alvo de LUNA.	90

5.9	Secção eficaz total da emissão de radiação gama de 585 keV da reacção $^{25}\text{Mg}(p,p'\gamma)^{25}\text{Mg}$ no intervalo de energias $E_{lab}=870$ a 4000 keV.	91
5.10	Espectro da pastilha de Ag pura a uma energia de 3962 keV e com o detector afastado.	93
5.11	Espectro da pastilha com a mistura de Ag com B a uma energia de 3962 keV e com o detector afastado.	94
5.12	Espectro do alvo LiF sobre Ag auto-sustentada a uma energia $E_{lab}=1600$ keV, com um ângulo de incidência a 0° e com o detector PIPS a $\theta_{lab}=180^\circ$	96
5.13	O espectro de radiação gama, a uma energia igual $E_{lab}=2511$ keV do alvo LiF sobre Ag auto-sustentada, com o detector afastado da posição original.	97
5.14	Rendimento da emissão da radiação gama igual a 478 keV da reacção $^7\text{Li}(p,p'\gamma)^7\text{Li}$ no intervalo de energias $E_{lab}=1900$ e 4000 keV, normalizados à carga e com correcção do tempo morto e do factor devido ao detector estar afastado da posição original.	97
5.15	Secção eficaz da reacção $^7\text{Li}(p,p'\gamma)^7\text{Li}$ determinada por Mateus <i>et al</i> [27], Caciolli <i>et al</i> [32] e normalizada do acelerador Tandem.	98
5.16	Secção eficaz da reacção $^7\text{Li}(p,p'\gamma)^7\text{Li}$ na região $E_{lab}=600$ e 5200 keV.	98
5.17	Ajuste com uma função Gaussiana do pico do F do espectro RBS utilizando um feixe de $^4\text{He}^+$, a uma energia $E_{lab}=1600$ keV, com um ângulo de incidência a 0° e com o detector PIPS a $\theta_{lab}=180^\circ$. O fundo foi ajustado linearmente e subtraído ao pico.	100
5.18	Ajuste com uma função Gaussiana do pico da Ag do espectro RBS utilizando um feixe de $^4\text{He}^+$, a uma energia $E_{lab}=1600$ keV, com um ângulo de incidência a 0° e com o detector PIPS a $\theta_{lab}=180^\circ$. O fundo foi ajustado linearmente e subtraído ao pico.	101
5.19	Rendimento da emissão da radiação gama igual a 197 keV da reacção $^{19}\text{F}(p,p'\gamma)^{19}\text{F}$ no intervalo de energias $E_{lab}=1900$ e 4000 keV, normalizados à carga, com correcção do tempo morto e do factor devido ao detector estar afastado da posição original.	101
5.20	Secção eficaz do alvo fino da emissão da radiação gama igual a 197 keV da reacção $^{19}\text{F}(p,p'\gamma)^{19}\text{F}$ no intervalo de energias $E_{lab}=1900$ e 4000 keV.	102
5.21	Secção eficaz do alvo fino da emissão da radiação gama igual a 197 keV da reacção $^{19}\text{F}(p,p'\gamma)^{19}\text{F}$ no intervalo de energias $E_{lab}=1900$ e 4000 keV comparada com as secções eficazes publicadas por Jesus <i>et al</i> [26] e Caciolli <i>et al</i> [32].	103

5.22	Rendimento da emissão da radiação gama igual a 110 keV da reacção $^{19}\text{F}(\text{p},\text{p}'\gamma)^{19}\text{F}$ no intervalo de energias $E_{lab}=1900$ e 4000 keV, normalizados à carga, com correcção do tempo morto e do factor devido ao detector estar afastado da posição original.	105
5.23	Secção eficaz do alvo fino da emissão da radiação gama igual a 110 keV da reacção $^{19}\text{F}(\text{p},\text{p}'\gamma)^{19}\text{F}$ no intervalo de energias $E_{lab}=1900$ e 4000 keV.	105
5.24	Secção eficaz do alvo fino da emissão da radiação gama igual a 110 keV da reacção $^{19}\text{F}(\text{p},\text{p}'\gamma)^{19}\text{F}$ no intervalo de energias $E_{lab}=800$ e 5000 keV comparada com as secções eficazes publicadas por Jesuset <i>al</i> (2000) e Caciolliet <i>al</i>	106
5.25	Rendimento da emissão $\gamma=718$ keV da reacção $^9\text{Be}(\text{p},\gamma)^{10}\text{B}$	109
5.26	Rendimento calculado a partir do método diferencial da emissão $\gamma=718$ keV da reacção $^9\text{Be}(\text{p},\gamma)^{10}\text{B}$	109
5.27	Espectro de RBS do alvo de Be evaporado sobre Ag auto-sustentada, a uma energia $E=1572$ keV, com um ângulo de incidência a 0° e o detector PIPS a $\theta_{lab}=120^\circ$, adquirido no acelerador Van de Graaff de $2,5$ MV e na linha de reacções nucleares.	111
5.28	Secção eficaz experimental assumindo uma distribuição angular isotrópica da emissão $\gamma=718$ keV da reacção $^9\text{Be}(\text{p},\gamma)^{10}\text{B}$	111
5.29	Espectros de radiação gama do alvo de Be metálico obtidos a $E_{lab}=314$ e 1600 keV.	113
5.30	Razões entre os rendimentos experimentais e calculados pelo ERYA relativamente à pastilha de BeO para as energias de 1708 , 1610 , 1414 e 1218 keV. A incerteza combinada devido ao erro estatístico e à extracção da área é inferior a 2%	114
5.31	Espectro de RBS do alvo NaCl sobre Ag auto-sustentada a uma energia $E_{lab}=2000$ keV, com um ângulo de incidência a 0° e com o detector PIPS a $\theta_{lab}=162^\circ$	115
5.32	Secção eficaz total da emissão de 1640 keV da reacção $^{23}\text{Na}(\text{p},\alpha\gamma)^{20}\text{Ne}$	116
5.33	Espectro do alvo NaCl sobre Ag auto-sustentada a uma energia $E_{lab}=1600$ keV, com um ângulo de incidência a 0° e com o detector PIPS a $\theta_{lab}=0^\circ$	117
5.34	Secção eficaz total da risca de 440 keV da reacção $^{23}\text{Na}(\text{p},\text{p}'\gamma)^{23}\text{Na}$ no intervalo de energias $E_{lab}=1200$ e 5200 keV. A secção eficaz medida por Caciolli <i>et al</i> foi normalizada pelos resultados medidos no acelerador Tandem.	118
5.35	Secção eficaz nuclear em função da secção eficaz de Rutherford para a reacção $^{12}\text{C}(\text{p},\text{p})^{12}\text{C}$ [63].	121
5.36	Espectro da reacção elástica $^{12}\text{C}(\text{p},\text{p})^{12}\text{C}$ da pastilha K_2CO_3	121

6.1	Teste do vidro dourado antigo.	124
6.2	Teste do Vidro 11646.	124
6.3	Espectro de raios-X produzidos pelo bombardeamento de prótons com uma energia de 1,0 MeV numa amostra de vidro dourado antigo.	126
6.4	Espectro de raios gama produzidos pelo bombardeamento de prótons com uma energia de 3,960 MeV numa amostra de vidro dourado antigo.	128
6.5	Teste do vidro obtido a partir dos resultados experimentais.	129
6.6	Comprimento de onda de cada cor do espectro visível.	129
6.7	Reflectância em função do comprimento de onda para o Al, Ag e Au[73].	129
6.8	Montagem experimental para a experiência de reflexão óptica.	129
6.9	Espectros de reflexão óptica dos seguinte vidros: vidro dourado antigo, vidro 11646 e vidro obtido a partir dos resultados experimentais de PIXE e PIGE. Os espectros foram normalizados para $\lambda=696$ nm.	130
6.10	Espectros de EBS com a simulação do NDF para os diferentes compostos.	133
A.1	<i>Block Diagram: Erya.</i>	142
A.2	<i>Block Diagram: Y.</i>	143
A.3	<i>Block Diagram: StoppingPower.</i>	144
A.4	<i>Block Diagram: Normalize.</i>	145
A.5	<i>Block Diagram: GetElements.</i>	146
A.6	<i>Block Diagram: GetDetectorEfficiency.</i>	147
A.7	<i>Block Diagram: GamaWindow.</i>	148
A.8	<i>Block Diagram:Fracção mássica.</i>	149
A.9	<i>Block Diagram: Derivates.</i>	150
A.10	<i>Block Diagram: error.</i>	151
A.11	<i>Block Diagram: AlphaBeta.</i>	152
A.12	<i>Block Diagram: Chi.</i>	153

Lista de Tabelas

2.1	Resumo das reacção nucleares a estudar e as respectivas emissões de radiação gama.	41
4.1	Reacções nucleares utilizadas para a calibração do magneto deflector, onde Γ é a largura natural da ressonância.	63
4.2	Reacções nucleares utilizadas para a calibração do acelerador Tandem, onde Γ é a largura natural da ressonância. Para as ressonâncias de 2914 e 3660 keV não existe informação disponível sobre Γ	74
4.3	Eficiência experimental determinada a partir das fontes radioactivas: ^{152}Eu , ^{56}Co e ^{133}Ba , calibradas em eficiência com uma incerteza de 5% [55].	77
5.1	Razões entre os rendimentos experimentais e calculados pelo ERYA relativamente a diferentes compostos de Mg para as energias de 2000, 2200 e 2400 keV.	89
5.2	Razões entre os rendimentos experimentais e calculados pelo ERYA relativamente ao composto MgH_2 para as energias de 2394, 2414, 3762 e 3962 keV.	91
5.3	Razões entre os rendimentos experimentais e calculados pelo ERYA relativamente à pastilha de Ag com B para as energias de 2400, 3374, 3766 e 3962 keV.	94
5.4	Razões entre os rendimentos experimentais e calculados pelo ERYA relativamente à pastilha de Ag com LiF para as energias de 3962, 3913, 3864,3815 e 3619 keV.	99
5.5	Razões entre os rendimentos experimentais e calculados pelo ERYA relativamente à pastilha de Ag com LiF para as energias de 3962, 3913, 3864,3815 e 3619 keV.	104
5.6	Razões entre os rendimentos experimentais e calculados pelo ERYA relativamente à pastilha de Ag com LiF para as energias de 3962, 3913, 3815 e 3619 keV utilizando duas secções eficazes diferentes.	107
5.7	Razões entre os rendimentos experimentais e calculados pelo ERYA relativamente ao Be metálico.	113

5.8	Razões entre os rendimentos experimentais e calculados pelo ERYA relativamente à pastilha de BeO para as energias de 1708, 1610, 1414 e 1218 keV.	114
5.9	Razões entre a secção eficaz total medida e a secção eficaz medida por Mateus <i>et al</i> para os dois alvos analisados: NaCl/Ag e NaF/Ag.	117
5.10	Razões entre os rendimentos experimentais e calculados pelo ERYA relativamente à pastilha de NaCl para as energias de 2399, 2640, 2781, 2964, 3270, 3493 e 3962 keV. .	118
6.1	Análise de PIXE para os vidrados dourados. A incerteza estimada é de 5%.	127
6.2	Simulação do NDF para os diferentes compostos em percentagem atómica e mássica .	134
6.3	Resultados do módulo de sólidos para diferentes massas de CaCO ₃	134
6.4	Resultados do módulo de líquidos para os compostos K ₂ CO ₃ e SrCO ₃	135
6.5	Valores esperados e os valores experimentais para os diferentes compostos.	135
C.1	Secção eficaz total da reacção da risca de 440 keV da reacção ²³ Na(p,p'γ) ²³ Na.	179
C.2	Secção eficaz total da reacção da risca de 197 keV da reacção ¹⁹ F(p,p'γ) ¹⁹ F.	183
C.3	Secção eficaz total da reacção da risca de 110 keV da reacção ¹⁹ F(p,p'γ) ¹⁹ F.	186
C.4	Secção eficaz total da reacção da risca de 478 keV da reacção ⁷ Li(p,p'γ) ⁷ Li.	189
C.5	Secção eficaz total da reacção da risca de 429 keV da reacção ¹⁰ B(p,αγ) ⁷ Be	192
C.6	Secção eficaz total da reacção da risca de 578 keV da reacção ²⁵ Mg(p,p'γ) ²⁵ Mg.	200
C.7	Secção eficaz total da reacção da risca de 1640 keV da reacção ²³ Na(p,α γ) ²⁰ Ne.	202

Introdução

No início da década de 30, para estudar as propriedades nucleares dos vários elementos e respectivos isótopos, um alvo com composição conhecida era bombardeado por partículas carregadas produzidas por um acelerador de partículas concebido por Cockcroft e Walton, induzindo deste modo uma reacção nuclear. No entanto, a pureza dos alvos revelou-se um problema crucial.

Em 1937, num artigo de revisão, Livingston e Bethe [1] verificaram que vários autores, enquanto estudavam um alvo de Boro, a partir das reacções (p,α) descobriram outros elementos além do Boro presentes no alvo que davam origem a partículas alfa. Sendo assim, os produtos do canal de saída de reacções nucleares conhecidas começaram a ser usados para descobrir impurezas num determinado alvo que se pretendia estudar, nascendo então uma nova técnica denominada de Análise com Reacções Nucleares, NRA - *Nuclear Reactions Analysis*, com fins puramente analíticos.

Na física nuclear de baixa energia, um alvo com composição conhecida é bombardeado para estudar reacções nucleares desconhecidas; na NRA o objectivo é o inverso, sendo um alvo desconhecido bombardeado e as reacções nucleares conhecidas observadas [2].

A partir de 1960, quando aceleradores do tipo Van de Graaff de 2 a 3 MV começaram a ser comuns, a análise de reacções nucleares tornou-se uma técnica usual.

A NRA faz parte das técnicas de feixe de iões (*IBA-Ion Beam Analysis*) que permitem o estudo da composição do mais variado tipo de amostras num modo absoluto. Além da NRA, existem outras técnicas largamente utilizadas: PIGE (*Particle Induced γ -Ray Emission*), RBS (*Rutherford Backscattering Spectrometry*), ERD (*Elastic Recoil Detection*) e PIXE (*Particle Induced X-Ray Emission*), que diferem entre si devido às diferentes interacções entre as partículas incidentes e os átomos do alvo (ver figura 1). Por exemplo, RBS corresponde a dispersões elásticas, que permitem a caracterização das amostras num espectro de massas muito abran-

gente. As técnicas de NRA, PIGE e PIXE dependem de processos inelásticos (com a produção de raios-X e raios- γ) utilizados para a determinação tanto de elementos leves como pesados. A técnica de PIGE é mais usada para a caracterização de elementos leves. É a técnica fundamental deste trabalho.

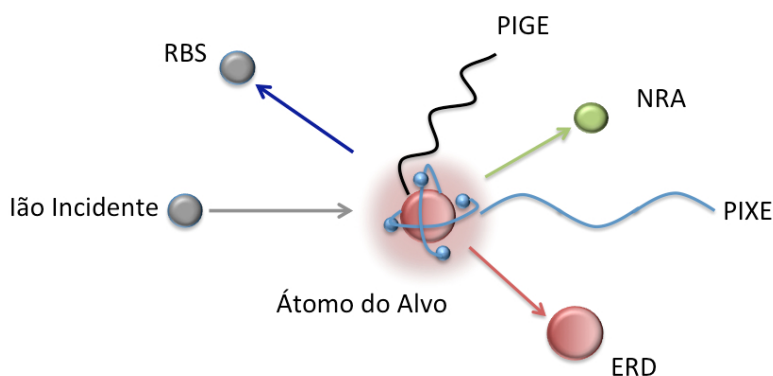


Figura 1: Técnicas de feixe de íons. NRA (*Nuclear Reactions Analysis*), PIGE (*Particle Induced γ -Ray Emission*), RBS (*Rutherford Backscattering*), ERD (*Elastic Recoil Detection*) e PIXE (*Particle Induced X-Ray Emission*).

Desde a década de 60, Sippel *et al* e Pierce *et al* [3, 4, 5] demonstraram experimentalmente que, a partir das emissões gama, podiam determinar a quantidade de Magnésio, Flúor, Oxigénio, Carbono e Silício. Nessa década, os detectores utilizados eram de NaI(Tl) e, devido à sua baixa resolução, as experiências estavam limitadas à análise de um ou dois elementos. Na década de 70, com o aparecimento dos detectores de Ge(Li), a técnica de PIGE tornou-se uma técnica para análises multielementares [6, 7].

Actualmente, utilizando detectores Ge(HP), o PIGE tornou-se a técnica de referência para análise de elementos mais leves do que o Silício. Normalmente é utilizada como complemento da técnica de PIXE. A instrumentação e o formalismo utilizados nas duas técnicas são bastante similares. Para elementos mais leves que o Silício, os raios-X detectáveis são sempre inferiores a 2 keV, que corresponde ao limite mínimo do intervalo de energias a que os detectores de Si são sensíveis. No entanto, para energias equivalentes das partículas carregadas, produzem-se nos isótopos leves reacções nucleares com emissão de radiação gama, que permite a sua identificação e quantificação.

As duas técnicas são utilizadas nas mais variadíssimas áreas: conservação e restauro, arque-

ologia, biologia, geologia, materiais, estudo de aerossóis, por exemplo [6].

Em 1980, Borderie [7] estabeleceu a metodologia para a utilização de PIGE para amostras espessas, com espessura superior ao alcance das partículas incidentes, estabelecendo que a contabilização do rendimento da emissão gama depende da integração em profundidade da secção eficaz da reacção nuclear em estudo. Nessa época, existiam poucas medidas efectuadas de secções eficazes. A solução encontrada foi utilizar amostras padrão com composição e espessuras conhecidas, medidas nas mesmas condições experimentais das amostras a analisar.

Em 1988, Boni *et al* utilizaram a metodologia descrita por Borderie para o estudo de alvos finos. Para tal, mediram as secções eficazes diferenciais das reacções nucleares: ${}^7\text{Li}(p,p'\gamma){}^7\text{Li}$, ${}^{10}\text{B}(p,\alpha\gamma){}^7\text{Be}$, ${}^{19}\text{F}(p,p'\gamma){}^{19}\text{F}$, ${}^{23}\text{Na}(p,p'\gamma){}^{23}\text{Na}$, ${}^{24}\text{Mg}(p,p'\gamma){}^{24}\text{Mg}$, ${}^{25}\text{Mg}(p,p'\gamma){}^{25}\text{Mg}$, ${}^{27}\text{Al}(p,p'\gamma){}^{27}\text{Al}$, ${}^{28}\text{Si}(p,p'\gamma){}^{28}\text{Si}$ e ${}^{31}\text{P}(p,p'\gamma){}^{31}\text{P}$ no intervalo de energias entre 2,2 e 3,8 MeV [8, 9, 10].

Nos últimos anos, o grupo de reacções nucleares começou a desenvolver um método alternativo para a análise por PIGE de elementos leves em amostras espessas, sem recurso a padrões, desenvolvendo o código designado por ERYA (*Emitted Radiation Yield Analysis*).

Como o método é baseado na integração da secção eficaz da reacção relevante ao longo da profundidade da amostra, ao longo dos últimos anos, foram efectuadas as medições das secções eficazes até 2,4 MeV dos seguintes elementos: Li, F, B, Al e Na.

O objectivo inicial deste trabalho, centrava-se na extensão deste método para os seguintes elementos: Be, C e Mg utilizando o acelerador Van de Graaff do ITN de 2,5 MV. Como durante a execução deste trabalho, foi adquirido pelo ITN um acelerador Tandem de 3 MV, resolveu-se medir as secções eficazes dos elementos leves até 4,0 MeV.

Este trabalho está estruturado em sete capítulos. O Capítulo 1 apresenta os princípios físicos da medida de secções eficazes. No Capítulo 2, procedeu-se à revisão da literatura correspondente a cada reacção nuclear e respectiva secção eficaz. O Capítulo 3 refere-se ao código ERYA (*Emitted Radiation Yield Analysis*). Este código foi desenvolvido em Labview e, neste capítulo, é descrito todo o procedimento e execução do programa. A descrição do *setup* experimental do acelerador Van de Graaff, bem como, da construção da nova linha de reacções nucleares e o respectivo *setup* experimental do acelerador Tandem é feita no Capítulo 4. Este capítulo inclui ainda a descrição e simulação efectuada do detector de radiação gama utilizado. O Capítulo 5 descreve a análise experimental de todas as reacções nucleares estudadas neste trabalho. No Capítulo 6, pretende-se demonstrar a aplicação da técnica de PIGE na análise de vidrados

dourados da cerâmica e a aplicação da reacção elástica do ^{12}C para a calibração da técnica de espectrometria não dispersiva de infravermelhos utilizada para quantificar a quantidade total de carbono orgânico ou inorgânico numa amostra. As conclusões deste trabalho são apresentadas no Capítulo 7.

Capítulo 1

Princípios Físicos da Medida de Secções Eficazes

Na introdução foi explicada a importância da análise de elementos leves com produção de radiação- γ . Neste capítulo são apresentados os conceitos fundamentais para a compreensão da metodologia da medição das secções eficazes das reacções nucleares.

Na sua interacção com a matéria, partículas carregadas de 2 a 4 MeV (~ 10 fm de comprimento de onda) "vêm" essencialmente electrões do meio com os quais interactivam através de forças Coulombianas. Numa só interacção, devido a terem uma massa muito maior do que os electrões, perdem pouca energia, alterando apenas ligeiramente o seu percurso; múltiplas colisões ir-se-ão traduzir numa energia perdida por unidade de comprimento, o poder de paragem. Com menos probabilidade um encontro mais próximo com um núcleo do meio resultará em alterações significativas da sua energia e do seu percurso. As interacções com os núcleos poderão ser apenas Coulombianas, ou haver intervenção do potencial nuclear. À medida que a energia aumenta e o comprimento de onda diminui, a probabilidade de interacção com nucleões individuais aumenta também.

A probabilidade de ocorrência destes diferentes tipos de interacção, traduzida na secção eficaz, depende da energia das partículas e do parâmetro de impacto relativo aos núcleos do alvo.

1.1 Secção Eficaz

Num determinado *setup* experimental, um detector está colocado de forma a colectar a partícula emitida numa direcção (θ, ϕ) em relação à direcção do feixe incidente, definindo um ângulo sólido pequeno, $d\Omega$. Sendo I_a a corrente das partículas incidentes por unidade de tempo, que interagem com N núcleos do alvo por unidade de área e R_b a taxa de produção das partículas b do canal de saída, a secção eficaz, σ , é dada por:

$$\sigma = \frac{R_b}{I_a N}, \quad (1.1)$$

Definida deste modo, a secção eficaz tem dimensões de área, mas é proporcional à probabilidade da reacção. Como o detector possui um ângulo sólido bastante pequeno, $d\Omega$, não consegue detectar todas as partículas do canal de saída, apenas uma pequena fracção dR_b . Deste modo, apenas uma pequena fracção da secção eficaz $d\sigma$ pode ser deduzida. Além disso, as partículas emitidas não são emitidas uniformemente em todas as direcções, mas possuem uma distribuição angular que depende de θ e possivelmente de ϕ . Representando a distribuição angular por $W(\theta, \phi)$, vem:

$$dR_b = W(\theta, \phi) \frac{d\Omega}{4\pi}, \quad (1.2)$$

logo,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{W(\theta, \phi)}{4\pi I_a N}, \quad (1.3)$$

A quantidade $d\sigma / d\Omega$ é designada por secção eficaz diferencial.

A secção eficaz pode ser calculada integrando a secção eficaz diferencial para todos os ângulos, sendo válida a expressão,

$$d\Omega = \sin(\theta) d\theta d\phi, \quad (1.4)$$

vem,

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \int_0^\pi \sin(\theta) d\theta \int_0^{2\pi} d\phi \frac{d\sigma}{d\Omega}, \quad (1.5)$$

Em geral, as reacções têm geometria axial pelo que $d\sigma / d\Omega$ é independente de ϕ , pelo que

$$\sigma = \int_0^\pi 2\pi \sin(\theta) \frac{d\sigma}{d\Omega} d\theta \quad (1.6)$$

Pode e deve-se continuar para a secção eficaz total. Neste caso,

$$\sigma = 4\pi \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (1.7)$$

Das reacções estudadas neste trabalho, no que respeita à emissão gama, exceptuando a reacção ${}^9\text{Be}(p,\gamma){}^{10}\text{B}$, todas as reacções possuem uma distribuição isotrópica.

1.2 Poder de Paragem

À medida que as partículas incidentes atravessam o alvo, a interacção com os átomos do alvo faz com que vão perdendo energia ao longo do caminho.

Os dois principais processos que contribuem para a perda de energia são: a interacção Coulombiana da partícula incidente com os electrões ligados ou livres (poder de paragem electrónico, S_e) e a interacção com os núcleos blindados ou não-blindados dos átomos do alvo (poder de paragem nuclear, S_N), ou seja, $S = S_e + S_N$.

A velocidade da partícula incidente (ou a energia) é o parâmetro chave dos modelos que descrevem o processo de paragem para um determinado sistema partícula incidente e átomo do alvo [12].

Considerando que a partícula incidente possui uma velocidade não-relativística, v_p , superior à velocidade dos electrões da partícula na camada mais exterior, v_e , a perda dos electrões da partícula incidente possui uma grande probabilidade de acontecer. Devido à perda dos electrões, o estado de carga aumenta, e efectivamente a partícula incidente acaba por perder todos os electrões à medida que vai atravessando o material. A partícula interactua simultaneamente com os vários electrões dos átomos do alvo, por forças Coulombianas, e a energia é predominantemente transferida do ião incidente para os electrões dos átomos do alvo. Os electrões podem subir para uma camada mais elevada (excitação) ou podem ser ejectados do átomo (ionização). A energia transferida para os electrões, corresponde à energia que a partícula incidente vai perdendo à medida que atravessa o material, e consequentemente a velocidade diminui.

A diminuição da velocidade da partícula incidente à medida que vai atravessando o material, ou a energia perdida por unidade de comprimento, é designada por poder de paragem:

$$S = -\left(\frac{dE}{dx}\right), \quad (1.8)$$

Como foi referido anteriormente, a velocidade v_p é não-relativística, e para velocidades elevadas, o poder de paragem electrónico da partícula completamente ionizada, pode ser descrita pela fórmula de Bethe-Block:

$$S = NZ \frac{4\pi(Z_p e^2)^2}{m_e v_p^2} \ln\left(\frac{2m_e v_p^2}{I}\right) \quad (1.9)$$

onde e e m_e é a carga e a massa em repouso do electrão, e I é a energia média das várias excitações e ionizações dos electrões dos átomos do material (como é difícil calcular exactamente este valor, é considerando um parâmetro empírico).

Pela fórmula de Bethe-Block verifica-se que o poder de paragem é proporcional à densidade electrónica do material.

Para $v_p \ll v_e$, a dispersão devida ao potencial nuclear começa a ser dominante, e o termo poder de paragem nuclear é o mais importante. O poder de paragem nuclear possui um máximo a uma energia bastante baixa (na ordem de 1 keV/amu), e para as energias utilizadas neste trabalho, este termo pode ser desprezado.

Como o poder de paragem depende da espessura do alvo e não da densidade superficial atómica, é preferível utilizar a secção eficaz de paragem definida do seguinte modo:

$$\varepsilon(E) = \frac{S}{N} \quad (1.10)$$

O poder de paragem é fundamental para determinar a distribuição em profundidade dos elementos do alvo, e os seus valores estão tabelados para os iões H^+ e He^+ . Métodos de Monte Carlo como é o caso do programa SRIM [16], permitem determinar a secção eficaz de paragem. Pode-se optar também pelo uso de fórmulas semi-empíricas [17].

A perda de energia associada a compostos é obtida através da Lei de Bragg. Segunda esta lei, se o composto apresentar dois elementos A e B com a proporção $A_m B_n$, a secção eficaz de paragem do composto ε^{AB} é dada pela média pesada das secções eficazes de paragem parciais ε^A e ε^B , ou seja,

$$\varepsilon^{AB} = m\varepsilon^A + n\varepsilon^B \quad (1.11)$$

1.3 Processos de Dispersão Nuclear

Com uma probabilidade muito menor do que a interacção com os electrões, o projectil pode aproximar-se suficientemente de um núcleo para ocorrer interacção com o mesmo, sofrendo a partícula uma dispersão. Quando a interacção é apenas Coulombiana temos uma dispersão de Coulomb ou de Rutherford.

Considerando a geometria da trajectória da partícula incidente representada na figura 1.1.

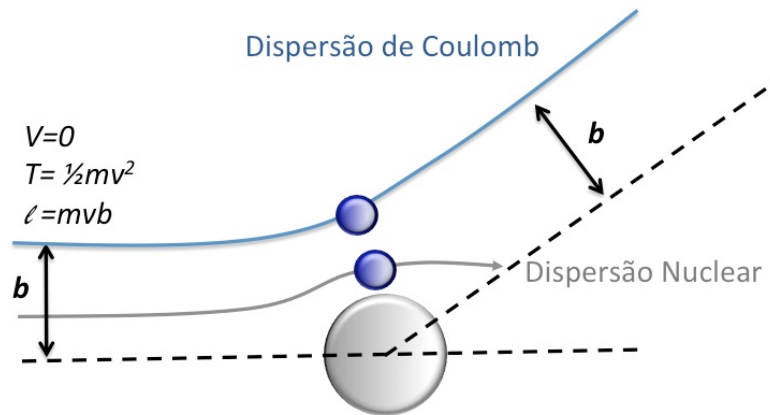


Figura 1.1: Trajectória da partícula incidente quando se aproxima de um núcleo carregado. T representa a energia cinética, V a energia potencial, l o momento angular, v a velocidade da partícula e b é designado por parâmetro de impacto.

No início da sua trajectória, a partícula estando muito afastada do núcleo, possui uma energia potencial negligível, logo a energia total é definida apenas pela energia cinética inicial. Ao aproximar-se do núcleo, a partícula atinge a distância de separação, r_{min} , que por sua vez, depende do parâmetro de impacto inicial. Se b for igual a zero, a partícula ao aproximar-se do núcleo fica instantaneamente em repouso, a uma distância d , antes de reinverter a sua trajectória.

Por conservação do momento linear, do momento angular e da energia chega-se à seguinte relação entre o ângulo de dispersão θ e o parâmetro de impacto b :

$$b = \frac{d}{2} \cot \frac{\theta}{2} \quad (1.12)$$

Tendo em conta a geometria axial, a secção eficaz diferencial, obtida por Rutherford a partir da teoria clássica da dispersão devido ao potencial de Coulomb, $d\sigma_{ruth}(E_{lab}, \theta_{lab}) / d\Omega_{lab}$, é dada por:

$$\frac{d\sigma_{ruth}(E_{lab}, \theta_{lab})}{d\Omega_{lab}} = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4 E_{lab}} \right)^2 \frac{4 \left[\sqrt{m_2^2 - m_1^2 \sin^2 \theta_{lab}} + m_2 \cos \theta_{lab} \right]^2}{m_2 \sin^4 \theta_{lab} \sqrt{m_2^2 - m_1^2 \sin^2 \theta_{lab}}}, \quad (1.13)$$

onde m_1 , Z_1 , e m_2 e Z_2 são as massas e o números atômicos das partículas incidentes e do alvo, respectivamente. Pela equação, verifica-se que o fenómeno de dispersão é inversamente proporcional ao quadrado da energia do feixe e que aumenta quadraticamente com a carga nuclear dos núcleos do alvo.

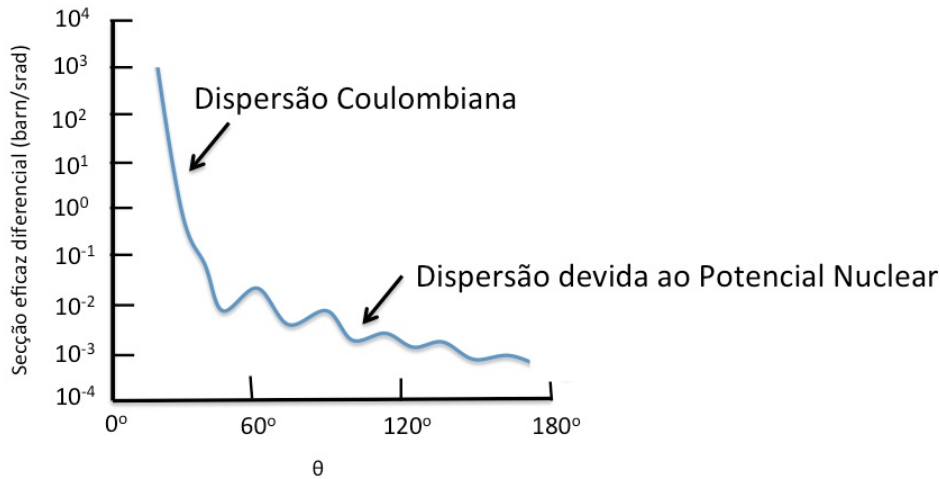


Figura 1.2: Secção eficaz diferencial de dispersão devido ao potencial Coulombiano e ao potencial Nuclear dos prótons com 50 MeV devido a um núcleo hipotético típico [11].

Na figura 1.2 está representada a probabilidade de dispersão elástica (considerando que não existe perda de energia excepto o recuo do núcleo), em função do ângulo de dispersão, θ , de prótons com 50 MeV de energia por um núcleo hipotético típico. Para pequenos ângulos de dispersão, a secção eficaz diferencial diminui rapidamente, sendo proporcional a $1/\sin^4(\theta/2)$ devido ao potencial de Coulomb, ou de Rutherford. Estes ângulos correspondem a uma interacção apenas Coulombiana entre o próton e o núcleo. Para ângulos superiores de dispersão (e consequentemente menores valores do parâmetro de impacto), a secção eficaz diferencial demonstra um padrão tipicamente de difracção, e que tende a diminuir continuamente. O próton aproxima-se o suficiente para sentir o potencial nuclear. Esta estrutura de difracção é devido às

interferências entre a função de onda incidente e a função de onda reflectida das várias regiões do potencial nuclear.

1.4 Energética das Reacções Nucleares e Ressonâncias

A interacção das partículas incidentes com o núcleo tem a designação geral de reacção nuclear.

Uma reacção nuclear pode ser expressa através das seguintes nomenclaturas: $a+A \Rightarrow b+B$ ou $A(a,b)B$, onde $a+A$ representam o canal de entrada, sendo a a partícula do canal incidente, e $b+B$ o canal de saída. Ao canal de saída pode ainda estar associada a emissão de radiação- γ . Designa-se por Q a energia resultante das diferenças de massa entre o canal de entrada e saída, sendo dado por:

$$Q = (m_a + m_A - m_b - m_B) c^2, \quad (1.14)$$

onde m_i é a massa da partícula i e c a velocidade da luz.

Quando o valor de Q é positivo, o canal de saída é energeticamente permitido para qualquer energia cinética do feixe incidente. Se Q for negativo, só passa a ser permitido quando o valor de energia cinética da partícula incidente for superior ao valor absoluto de Q . Todas as reacções estudadas neste trabalho, possuem um valor de Q positivo.

Ao incidirmos um feixe de partículas carregadas, com energias entre 2 e 4 MeV, sobre uma amostra que contém elementos mais leves que o Si, com uma grande probabilidade vai existir a emissão de radiação- γ proveniente de reacções nucleares dos elementos leves. Ao analisar o espectro de radiação- γ , consegue-se identificar e quantificar os elementos leves presentes na amostra. Para este trabalho, usaram-se três tipos de reacções nucleares:

- Reacção nuclear de dispersão inelástica: $(p,p'\gamma)$:

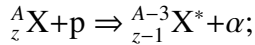
${}^A_ZX+p \Rightarrow {}^A_ZX^*+p'$; em que ${}^A_ZX^*$ designa o nuclídeo A_ZX num estado excitado;

$Q=0$;

Energia disponível no canal de saída: $E_{cin}-E_{exc} \geq 0$;

E_{cin} e E_{exc} são as energias cinéticas e de excitação, respectivamente.

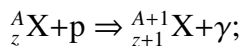
- Reacção nuclear de transferência: $(p,\alpha\gamma)$:



$$Q = (m({}^A_z\text{X}) + m(\text{p}) - m({}^{A-3}_{z-1}\text{X}) - m(\alpha))c^2;$$

$$\text{Energia disponível no canal de saída: } E_{\text{cin}} - E_{\text{exc}} + Q \geq 0;$$

- Reacção nuclear de captura radiactiva: (p,γ) :



$$Q = (m({}^A_z\text{X}) + m(\text{p}) - m({}^{A+1}_{z+1}\text{X}))c^2;$$

$$\text{Energia disponível no canal de saída: } E_{\text{cin}} + Q \geq 0;$$

Quanto ao processo de interacção podem considerar-se dois extremos: as reacções nucleares directas e de núcleo composto. Nas reacções nucleares directas, a partícula incidente interactua periféricamente transferindo a sua energia para poucos nucleões. A reacção dá-se apenas em dois passos: $a+A \Rightarrow B+b$. Nas reacções nucleares de núcleo composto, a energia transferida é partilhada por todos os nucleões e o sistema perde a "memória" do canal de entrada. Sendo assim, existe um passo intermédio: $a+A \Rightarrow [C] \Rightarrow B+b$. Quando a secção eficaz ao longo da energia apresenta ressonâncias, significa que a uma dada energia da partícula incidente, a energia disponível coincide com um dado estado excitado do núcleo composto (ver figura 1.3), e quando existe um fundo contínuo crescente estamos perante a componente directa (ver figura 1.4).

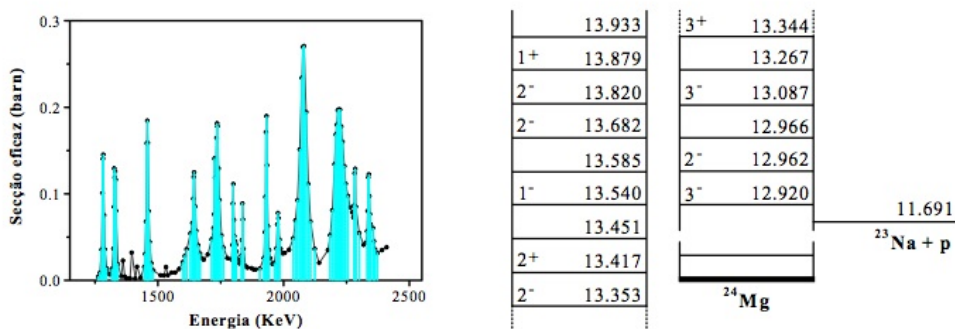


Figura 1.3: Secção eficaz da reacção ${}^{23}\text{Na}(p,p'\gamma){}^{23}\text{Na}$ onde são visíveis várias ressonâncias e o diagrama dos estados excitados do núcleo composto, ${}^{24}\text{Mg}$, onde também está especificado o spin e a energia em MeV de cada nível.

Bohr introduziu o modelo de núcleo composto para explicar as ressonâncias finas observadas experimentalmente com neutrões de baixa energia. Ele assumiu que o neutrão incidente e o

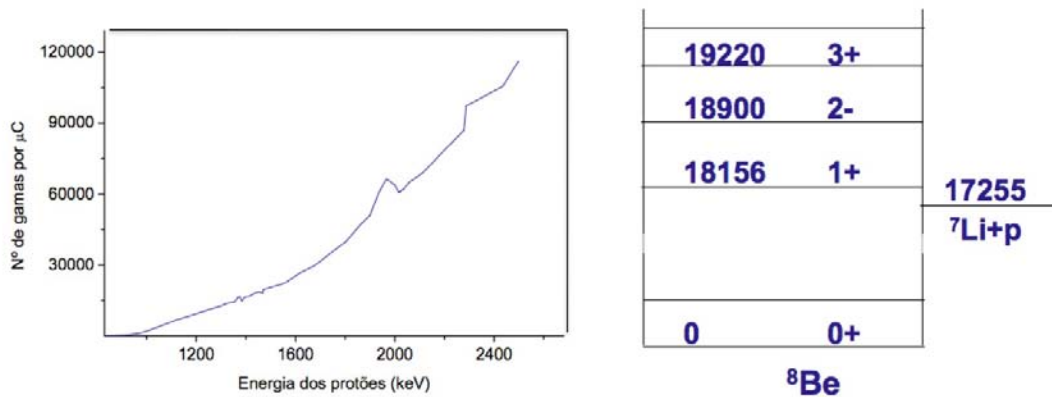


Figura 1.4: Secção eficaz da reacção ${}^7\text{Li}(p,\gamma){}^8\text{Be}$ e o diagrama dos estados excitados do ${}^8\text{Be}$.

alvo formavam um núcleo composto onde os nucleões participavam colectivamente e a energia cinética do neutrão era partilhada por esses nucleões. Passado algum tempo, um unico nucleão no núcleo composto adquire energia suficiente para ser emitido, e deste modo, a emissão do excesso de energia do sistema do núcleo composto sob a forma de raios- γ possui uma grande probabilidade. Assim, o modo de decaimento do núcleo composto é independente da sua formação.

O aparecimento de uma ressonância a uma determinada energia incidente pode ser associada à formação de estados de longa vida do sistema de núcleo composto. Como no caso anterior da experiência com neutrões, como a partícula incidente possui energia cinética, a energia total do sistema do núcleo composto é positiva, e o estado formado é virtual ou quase-estacionário e não verdadeiramente um estado estacionário. Isto significa que o estado do núcleo composto vai decair com a emissão da partícula original, ou outra partícula ou por raios- γ . Qualquer estado excitado decaí com uma probabilidade de $\lambda=1/\tau$, onde τ é o tempo de vida média. Sendo o tempo de vida médio finito, leva à imprecisão da energia do estado, de acordo com o princípio de incerteza. Esta incerteza em energia é designada por largura natural Γ do estado, e é igual à probabilidade do decaimento multiplicada por \hbar . Para larguras de 10 eV, o tempo de vida do sistema de núcleo composto é de 10^{-15}s , superior ao tempo de trânsito nuclear 10^{-21}s .

Experimentalmente, e tomando como exemplo o caso da reacção ${}^{25}\text{Mg}(p,p'\gamma){}^{25}\text{Mg}$, o aparecimento de ressonâncias na secção eficaz da emissão gama ao longo da energia, é a prova dos vários estados excitados do núcleo composto: ${}^{26}\text{Al}$ e permite determiná-los.

1.5 Espectrometria de Retrodispersão de Rutherford

A técnica de análise de Espectrometria de Retrodispersão de Rutherford (RBS) é baseada na dispersão Coulombiana de partículas carregadas por núcleos do material-alvo.

Para se compreender a técnica de RBS, essencialmente é necessário compreender três conceitos de física: o factor cinemático, a probabilidade de ocorrer a colisão e resultar numa dispersão retrodifundida a uma determinado ângulo e a perda de energia. Estes três conceitos levam a outros três aspectos que é necessário ter em conta numa experiência de RBS: a resolução mássica, os limites da sensibilidade da análise e a resolução em profundidade.

Considerando o esquema representado na figura 1.5, onde a partícula incidente de massa M_1 , movendo-se a uma velocidade constante, colide elásticamente com um átomo do alvo em repouso com massa M_2 , e aplicando as leis de conservação de energia e do momento linear, vem

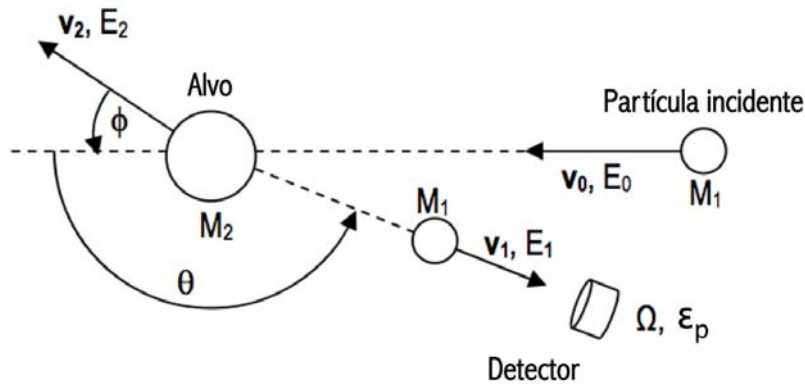


Figura 1.5: Diagrama das partículas retrodispersadas pela técnica de RBS. E_0 e E_1 são as energias da partícula incidente e retrodispersa, M_1 e M_2 as massas da partícula incidente e retrodispersa, Ω o ângulo sólido do detector de partículas, ε_p a eficiência do detector de partículas, ϕ o ângulo de dispersão e θ o ângulo de retrodispersão e v_0 e v_1 e v_2 são as velocidades incidentes, retrodispersa e transmitida.

$$\frac{v_1}{v_0} = \left[\frac{(M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta)^{1/2} + M_1 \cos \theta}{M_1 + M_2} \right]^2 \quad (1.15)$$

A razão entre a energia da partícula incidente depois da colisão, E_1 , e a energia inicial, E_0 , é designada pelo factor cinemático, K :

$$E_1 = KE_0 \quad (1.16)$$

No referencial de laboratório e utilizando a equação 1.15, o factor cinemático pode ser calculado através da seguinte expressão:

$$K = \left[\frac{[1 - (M_1/M_2)^2 \text{sen}^2\theta]^{1/2} + (M_1/M_2)\text{cos}\theta}{1 + (M_1/M_2)} \right]^2 \quad (1.17)$$

Pela equação 1.17 pode-se verificar que o factor cinemático só depende das massas M_1 e M_2 e do ângulo de retrodispersão θ .

Assumindo que a colisão apenas acontece à superfície, a massa do átomo do alvo pode ser medida apenas pela redução de energia do projectil ($\Delta E = E - KE$). Sendo assim, a resolução mássica é função de K . Se a diferença entre os factores cinemáticos é elevada, a resolução também é elevada. Valores semelhantes de K levam a uma dificuldade em separar os elementos num espectro.

A figura 1.6 demonstra a dependência angular de K para diferentes núcleos utilizados neste trabalho. Como se pode verificar, a maior separação ocorre para ângulos a 180° . Como o factor cinemático é praticamente constante para estes ângulos, pode-se colocar um detector anular a 180° e aumentar o ângulo sólido do detector sem modificar significativamente a resolução em profundidade. Esta configuração é utilizada neste trabalho na linha de RBS do acelerador Van de Graaff do Instituto Tecnológico Nuclear.

Átomos mais pesados vão dispersar as partículas incidentes com energias superiores à dos átomos mais leves, consequentemente vão aparecer a energias mais elevadas no espectro de RBS.

A partir do factor cinemático conseguem-se identificar os elementos presentes no espectro RBS. Para os quantificar (razão pela qual neste trabalho se utiliza o RBS, como se verá de seguida) é necessário contabilizar a probabilidade de dispersão, ou seja, a secção eficaz diferencial de Rutherford, $d\sigma_{ruth}(E_{lab}, \theta_{lab}) / d\Omega_{lab}$, apresentada anteriormente. Esta é inversamente proporcional ao quadrado da energia do feixe e aumenta quadraticamente com a carga nuclear dos núcleos do alvo. Como tal, a técnica é muito sensível para a medição de elementos pesados. Este facto também se verifica para os iões incidentes: o rendimento obtido com um feixe de partículas de He ($Z_1=2$) é quatro vezes superior ao obtido por um feixe de protões ($Z_1=1$), para a mesma energia de protões. Esta é uma das razões de preferência pelo uso de feixes de partículas alfa. As outras têm a ver com a melhor resolução em massa, e devido ao facto de a barreira Coulombiana ser mais elevada, existe uma maior probabilidade da interacção ser

apenas Coulombiana.

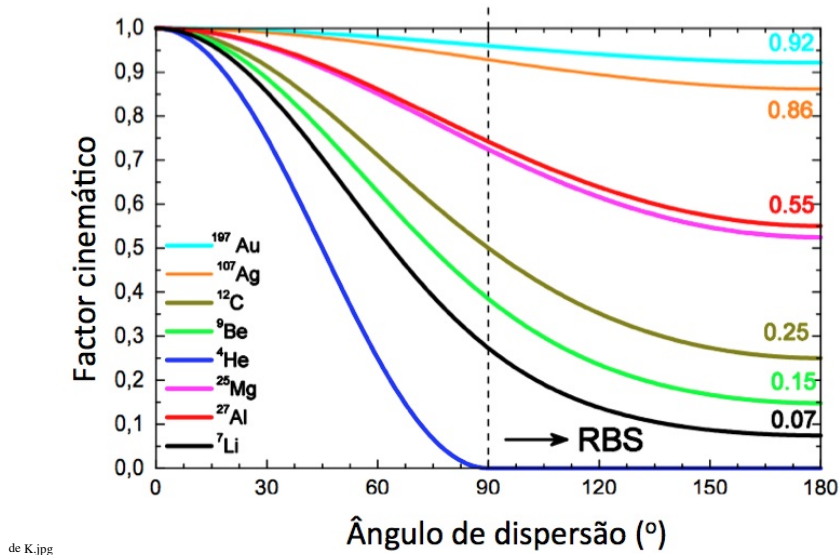


Figura 1.6: Factor cinemático dos iões de $^4\text{He}^+$ em função do ângulo de dispersão θ .

A secção eficaz diferencial de Rutherford é mínima para ângulos perto de 180° , o que significa que os eventos de retrodispersão a estes ângulos são muito raros. No entanto, como se verificou anteriormente, são estes ângulos que permitem uma melhor resolução mássica, e utilizando detectores maiores o problema fica resolvido.

A dependência mais relevante é a sua proporcionalidade com E^{-2} . Ou seja, o rendimento aumenta muito rapidamente com a diminuição da energia da partícula incidente. Este facto explica a utilização de energias entre os 1500 e 2000 keV nas experiências de RBS, e o típico crescimento do rendimento a baixas energias presentes sempre no espectro de RBS.

Na figura 1.7 estão representadas várias secções eficaz de vários elementos utilizados neste trabalho para um ângulo típico de $\theta=160^\circ$ e para um feixe de prótons. Para energia até 1,0 MeV a secção eficaz possui o comportamento esperado pela equação 1.13 independente do átomo do alvo. Para os elementos mais pesados, tal como o Au ou Ag, o comportamento mantém-se. No entanto, se considerarmos os elementos leves e para energias superiores, existem vários desvios à secção eficaz de dispersão de Rutherford. Estes desvios existem porque a energias mais altas, a distância mínima entre a partícula incidente e o átomo aproxima-se da dimensão do núcleo. Neste caso, não se pode ter em conta apenas a força Coulombiana, mas também as forças nucleares que influenciam a dispersão.

A energia das ressonâncias é um factor a ter em atenção quando se faz um espectro de

partículas ou de RBS. As ressonâncias possuem as suas vantagens; no caso do ^{12}C permite quantificar o carbono presente numa amostra, visto que para a energia $E_{lab}=1,7$ MeV a secção eficaz é muito superior a secção eficaz de Rutherford. As ressonâncias também podem ser utilizadas para fazer o perfil em profundidade.

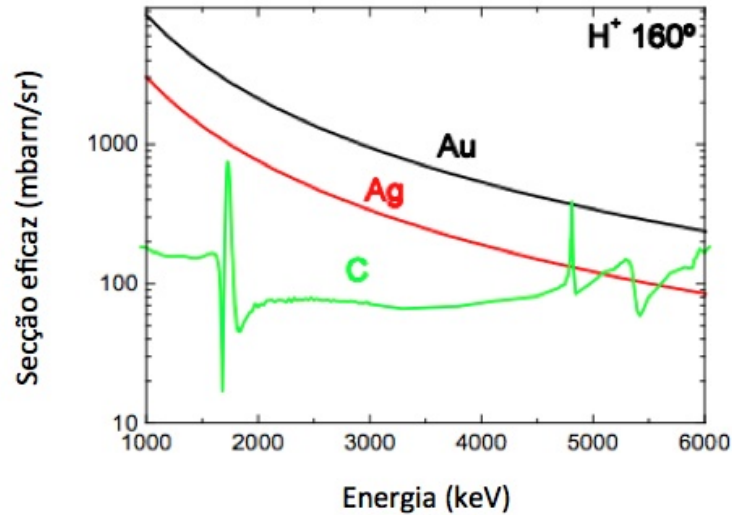


Figura 1.7: Secção eficaz para um feixe de prótons para um ângulo de retrodispersão $\theta=160^\circ$.

Após se identificar os elementos pelo factor cinemático, e de a secção eficaz ser conhecida, a quantificação dos elementos é função do ângulo sólido, Ω , da carga Q e do rendimento de retrodispersão, Y . Para os alvos finos que são utilizados neste trabalho, sendo a situação mais simples, para um feixe com incidência normal, a densidade areal de um dado elemento dispersor, pode ser determinada por:

$$N_A = \frac{Y}{Q\sigma\Omega}, \quad (1.18)$$

onde σ é a secção eficaz e Ω o ângulo sólido (assumindo que Ω é muito pequeno).

Esta equação só é válida para alvos finos. Quando estamos perante alvos grossos é necessário ter em conta que as partículas ao incidirem no alvo vão perdendo energia ao longo das várias camadas. Sendo assim temos de ter em consideração a secção eficaz de paragem já definida anteriormente.

Supondo que se pretende analisar um alvo fino de Magnésio depositado sobre um filme de Ag auto-sustentada, a partir do espectro de RBS colectado a uma determinada energia E_{lab} e com

o detector a um ângulo θ_{lab} (ver figura 1.8), consegue-se determinar a razão estequiométrica, que é definida do seguinte modo:

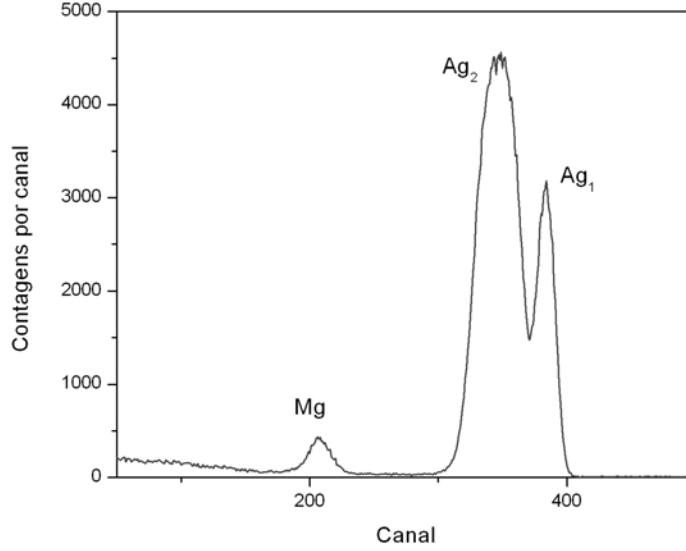


Figura 1.8: Espectro de RBS a uma energia $E=1600$ keV, com um ângulo de incidência a 0° e o detector PIPS a $\theta_{lab} = 140^\circ$, de um alvo fino de Mg evaporado sobre um filme de Ag auto-sustentada. Para proteger o alvo de Mg foi evaporado um filme de Ag por cima.

$$\frac{Y_{Mg}(E_{lab}, \theta_{lab})}{Y_{Ag}(E_{lab}, \theta_{lab})} = \frac{N_p N_{Mg} \frac{d\sigma_{Ruth}^{Mg}(E_{lab}, \theta_{lab})}{d\Omega_{lab}} \Omega_{lab} \epsilon_p}{N_p N_{Ag} \frac{d\sigma_{Ruth}^{Ag}(E_{lab}-\Delta E, \theta_{lab})}{d\Omega_{lab}} \Omega_{lab} \epsilon_p} = \frac{N_{Mg} \frac{d\sigma_{Ruth}^{Mg}(E_{lab}, \theta_{lab})}{d\Omega_{lab}}}{N_{Ag} \frac{d\sigma_{Ruth}^{Ag}(E_{lab}-\Delta E, \theta_{lab})}{d\Omega_{lab}}} \Rightarrow , \quad (1.19)$$

$$\Rightarrow \frac{N_{Mg}(E_{lab}, \theta_{lab})}{N_{Ag}(E_{lab}, \theta_{lab})} = \frac{\frac{d\sigma_{Ruth}^{Ag}(E_{lab}-\Delta E, \theta_{lab})}{d\Omega_{lab}} Y_{Mg}(E_{lab}, \theta_{lab})}{\frac{d\sigma_{Ruth}^{Mg}(E_{lab}, \theta_{lab})}{d\Omega_{lab}} Y_{Ag}(E_{lab}, \theta_{lab})} = r , \quad (1.20)$$

onde $Y_{Ag}(E_{lab}, \theta_{lab})$, $Y_{Mg}(E_{lab}, \theta_{lab})$ são os rendimentos do Mg e Ag, respectivamente, retirados dos espectro RBS, N_{Mg} e N_{Ag} o número de átomos por unidade de área de Mg e Ag, respectivamente, Ω_{lab} o ângulo sólido, ϵ_p a eficiência do detector e $d\sigma_{ruth}(E_{lab}/d\Omega_{lab})$ a secção eficaz de Rutherford.

Utilizando a informação conjunta de espectros RBS obtidos para partículas alfa e prótons, consegue-se determinar as espessuras em energia do alvo, ΔE para cada um dos projecteis, e a resolução do detector.

A largura a meia-altura do pico da Ag, ${}^{\alpha}\Gamma_{exp}$. (retirada do espectro RBS), está relacionada com a resolução do detector, Γ_{res} , pela seguinte equação:

$${}^{\alpha}\Gamma_{exp.} = \sqrt{{}^{\alpha}\Gamma_{alvo}^2 + \Gamma_{res.}^2}, \quad (1.21)$$

onde ${}^{\alpha}\Gamma_{alvo}$ é a largura a meia-altura do pico da Ag para um detector ideal, quando o feixe incidente é de partículas alfa.

Do mesmo modo, para protões, pode-se escrever:

$$\Gamma_{res.} = \sqrt{{}^p\Gamma_{exp.}^2 - \Gamma_{alvo}^2}, \quad (1.22)$$

Considerando o seguinte esquema representado na figura 1.9, onde E_0 é a energia do feixe incidente, o detector de partículas está a um ângulo θ_{lab} , Γ_{alvo} a espessura do alvo e k o factor cinemático, a perda de energia devido à camada de Ag, ΔE , é descrita do seguinte modo:

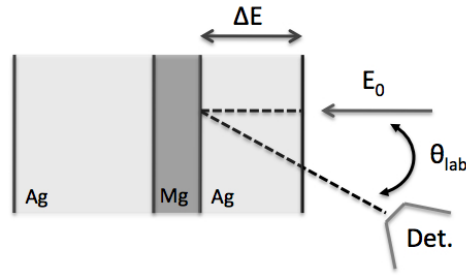


Figura 1.9: Esquema para se determinar o cálculo de ΔE , onde E_0 é a energia do feixe incidente e o detector de partículas está a um ângulo θ_{lab} .

$$\Gamma_{alvo} = k.E_0 - \left[k(E_0 - \Delta E) - \frac{\Delta E}{\cos\theta} \right], \quad (1.23)$$

Para partículas alfa vem:

$$\Delta E_{\alpha} = \frac{\Gamma_{alvo}}{k + \cos^{-1}\theta_{lab}}, \quad (1.24)$$

Sabendo ΔE_{α} a perda de energia para protões, ΔE_p , é igual a:

$$\Delta E_p = \Delta E_{\alpha} \frac{\epsilon_p(E, \theta_{lab})}{\epsilon_{\alpha}(E, \theta_{lab})}, \quad (1.25)$$

onde $\epsilon_p(E, \theta_{lab})$ é a secção eficaz de paragem para um feixe de protões a uma energia E e a um ângulo θ_{lab} , e $\epsilon_{\alpha}(E, \theta_{lab})$ é a secção eficaz de paragem para um feixe de partículas alfa, para partículas alfa e para protões pela expressão 1.25.

Utilizando as equações descritas acima, a determinação da resolução do detector pode ser determinada a partir do seguinte processo iterativo:

1. Como ${}^p\Gamma_{alvo} \ll \Gamma_{res.}$, inicialmente considera-se a seguinte aproximação: $\Gamma_{res.} = {}^p\Gamma_{exp.}$;
2. Utilizando $\Gamma_{res.}$ calculada em 1. e a equação 1.21, consegue-se determinar ${}^a\Gamma_{alvo}$;
3. A partir da equação 1.24 calcula-se ΔE_α ;
4. Da equação 1.25 determina-se ${}^p\Gamma_{alvo}$;
5. Pela equação 1.22 determina-se a nova resolução do detector;
6. Com $\Gamma_{res.}$ do ponto 5. repete-se o procedimento a partir do ponto 2. até que a variação $\Gamma_{res.}$ seja menor que 1%;

Sabendo a resolução do detector, consegue-se determinar a espessura do alvo ΔE .

1.6 Metodologia para a Medição Experimental da Secção Eficaz

Neste trabalho as secções eficazes foram medidas utilizando alvos finos, ou seja, alvos para os quais a perda de energia dos prótons ao atravessá-los não é significativa.

Fora das ressonâncias, ou para ressonâncias cuja largura é maior que a espessura em energia do alvo, que é o caso de praticamente todas as ressonâncias estudadas neste trabalho, o rendimento da radiação- γ do elemento e que se pretende estudar, $Y_\gamma^e(E_0, \theta_{lab})$, induzido pelo feixe de prótons é dado por:

$$Y_\gamma^e(E_0, \theta_{lab}) = N_p N_e \sigma(E_{lab}, \theta_{lab}) \Omega_\gamma \varepsilon_\gamma, \quad (1.26)$$

onde N_p é o número de prótons incidentes, N_e o número de átomos do elemento e por unidade de área, Ω_γ o ângulo sólido do detector de radiação- γ , ε_γ a sua eficiência e $\sigma(E_{lab}, \theta_{lab})$ a secção eficaz da reacção nuclear que se pretende medir. Esta depende da energia incidente do feixe de prótons, E_{lab} , e do ângulo do detector de radiação- γ , θ_{lab} .

No caso do detector de radiação- γ , a eficiência absoluta é definida por: $\varepsilon_{absoluta}(E_\gamma) = \Omega_\gamma \cdot \varepsilon_\gamma$ (ver secção 4.2).

Considerando que o alvo do elemento e , cuja secção eficaz se pretende medir, está depositado sobre um alvo auto-sustentado de Ag, pode-se utilizar o RBS para obter o produto $N_p N_e$.

Ao incidirmos um feixe de partículas α , a uma energia de E_0 , e sendo a dispersão das partículas α um processo meramente de Rutherford, o rendimento para a Ag é dado por:

$$Y_{Ag}(E_0, \theta_{lab}) = N_\alpha N_{Ag} \sigma_{ruth}^{Ag}(E_{lab} - \Delta E, \theta_{lab}) \Omega_p \varepsilon_p, \quad (1.27)$$

onde N_{Ag} o número de átomos da Ag por unidade de área, $\sigma_{ruth}^{Ag}(E_{lab} - \Delta E, \theta_{lab})$ é a secção eficaz de Rutherford de Ag a uma energia incidente E_{lab} , θ_{lab} o ângulo de dispersão das partículas, ΔE a perda de energia do feixe incidente quando atravessa a camada depositada do elemento e , Ω_p o ângulo sólido do detector de partículas e ε_p a eficiência do detector de partículas (para os detectores utilizados neste trabalho $\varepsilon_p = 100\%$);

Para o elemento e , o rendimento é dado por:

$$Y_e(E_0, \theta_{lab}) = N_\alpha N_e \sigma_{ruth}^e(E_{lab}, \theta_{lab}) \Omega_p \varepsilon_p, \quad (1.28)$$

onde $\sigma_{ruth}^e(E_{lab}, \theta_{lab})$ é a secção eficaz de Rutherford do elemento e a uma energia incidente E_{lab} ;

Para um feixe incidente de prótons, e colectando simultaneamente o espectro de radiação- γ e o espectro de partículas, a secção eficaz da reacção nuclear que se pretende medir, $\sigma(E_{lab}, \theta_{lab})$, pode ser deduzida de 1.26, 1.27 e 1.28:

$$\sigma(E_{lab}, \theta_{lab}) = \frac{Y_\gamma^e(E_{lab}, \theta_{lab}) \sigma_{ruth}^{Ag}(E_{lab} - \Delta E, \theta_{lab}) \Omega_p \varepsilon_p}{r Y_{Ag}(E_{lab}, \theta_{lab}) \varepsilon_{absoluta}}, \quad (1.29)$$

onde $\sigma_{ruth}^{Ag}(E_{lab} - \Delta E, \theta_{lab})$ é a secção eficaz de Rutherford para prótons da Ag e r a razão estequiométrica entre o elemento e e Ag.

Desta forma, as medidas da secção eficaz não são dependentes da medida da carga e da espessura do alvo. Esta dependência é evitada introduzindo a razão estequiométrica r .

Capítulo 2

Revisão Geral das Secções Eficazes

Disponíveis na Literatura

Este capítulo apresenta a informação disponível na literatura das várias reacções nucleares que se pretendem estudar. Este estudo permitiu averiguar quais as reacções nucleares que precisavam de ser novamente medidas e quais as gamas de energia de interesse. Como se vai verificar posteriormente, existem discrepâncias de factores superiores a 5 nas medidas das secções eficazes. Um ponto a realçar é que muitas medidas foram efectuadas na década de 50 e os detectores utilizados nessa época tinham muito baixa resolução.

2.1 Reacção $^{10}\text{B}(p,\alpha\gamma)^7\text{Be}$

A emissão gama que se pretende estudar proveniente da reacção $^{10}\text{B}(p,\alpha\gamma)^7\text{Be}$ tem energia igual a 429 keV. Day *et al* [19] mediram em 1954 a secção eficaz com o detector a 90° (cristal de NaI(Tl) anexado a um fotomultiplicador) no intervalo de energias $E_{lab}=700-2700$ keV.

Utilizaram dois tipos de alvos finos: um deles era $(^{10}\text{B})_2\text{O}_3$ evaporado sobre Ta e o segundo era uma camada fina de boro feita a partir de B_2H_6 . Nos dois alvos, o boro foi enriquecido em cerca de 95% em ^{10}B .

Mateus *et al* [18] utilizaram a secção eficaz experimental de Day *et al* [19] com o detector de radiação gama a 130° , e fizeram a comparação dos resultados experimentais com os resultados teóricos para um alvo puro de B, no intervalo de energias $E_{lab}=750$ a 2400 keV, como está demonstrado na figura 2.2. Como se pode verificar pela figura, os valores calculados para o

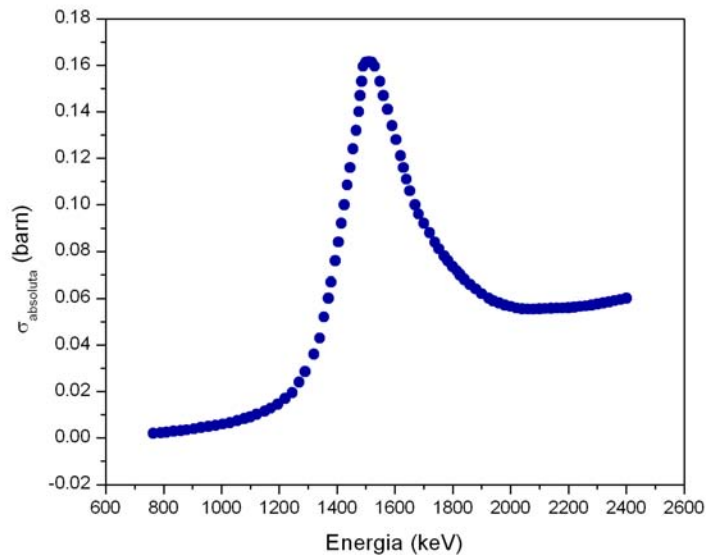


Figura 2.1: Secção eficaz retirada da literatura Day *et al*[19] e ajustada por Mateus *et al* [18].

rendimento da emissão gama seguem os experimentais, ao longo de todas as energias do feixe. Sendo assim, pode-se concluir que a secção eficaz utilizada está bem determinada.

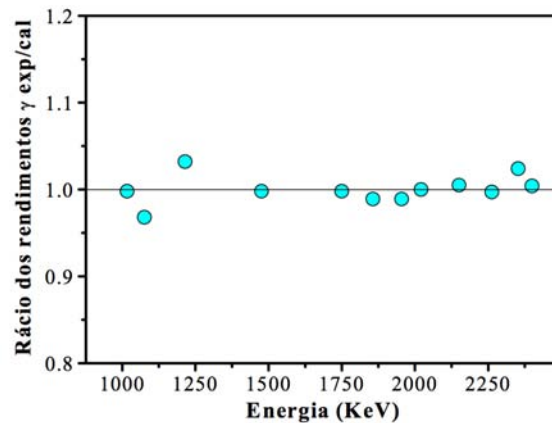


Figura 2.2: Razões entre rendimentos experimentais e rendimentos calculados de emissão gama para um alvo puro de B. A energia do feixe de prótons variou até ao valor de referência de 2400 keV. A razão encontrada para a menor energia do feixe de prótons tem associado um erro estatístico de 3%. O erro diminui rapidamente com o aumento da energia.

A distribuição angular para a radiação gama de 429 keV é isotrópica, como foi demonstrado por Cfiadwick *et al* [20].

Sendo isotrópica, os resultados de Day *et al* [19] podem ser utilizados, apesar de o detector de radiação gama estar a 130° e não a 90°.

Boni *et al* [8] mediram a secção eficaz com o detector também a 90° no intervalo de energias $E_{lab}=2200-3800$ keV. O valor da secção eficaz para $E_{lab}=2,6$ MeV, é igual a $\sigma= 0,0144$ barn. Este valor é muito discrepante dos restantes resultados publicados na literatura.

Deste modo, resolveu-se normalizar esta secção eficaz pelos resultados de Day *et al*, como está representado na figura 2.3.

Neste trabalho vai-se verificar experimentalmente a secção eficaz representada na figura 2.3 para energias superiores a 2400 keV.

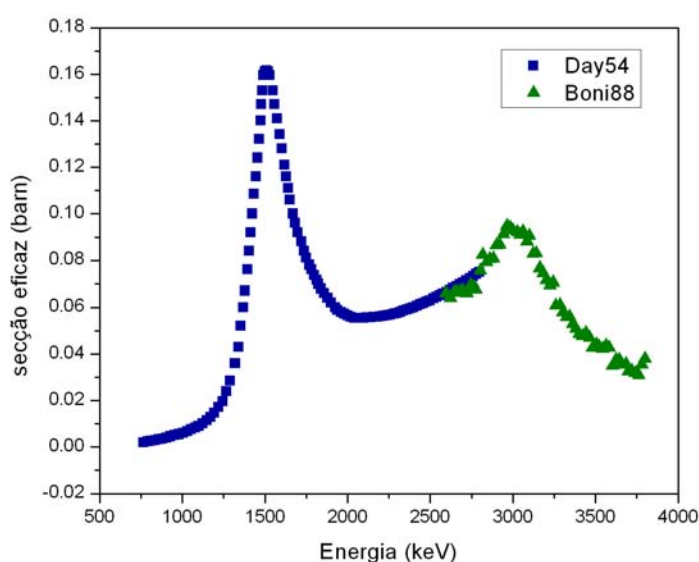


Figura 2.3: Secção eficaz retirada da literatura Boni *et al* [8] e normalizada para os valores da secção eficaz de Day *et. al* [19].

2.2 Reacções $^{23}\text{Na}(p,\alpha\gamma)^{20}\text{Ne}$ e $^{23}\text{Na}(p,p'\gamma)^{23}\text{Na}$

Começando pela reacção de dispersão inelástica de prótons por núclídeos de ^{23}Na , a emissão gama proveniente desta reacção tem energia igual a 440 keV.

Mateus *et al* [21] mediram a secção eficaz com o detector de Ge(HP) a 130° no intervalo de energias $E_{lab}=1250-2400$ keV. O alvo utilizado foi um filme de NaCl evaporado sobre um filme de Ag auto-sustentado, com uma espessura de $\Gamma=14,4$ ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$).

Como a distribuição angular da reacção $^{23}\text{Na}(p,p'\gamma)^{23}\text{Na}$ é isotrópica para a emissão de 440 keV [22], a secção eficaz absoluta determinada por Mateus *et al*, está representada na figura 2.4.

Pela figura pode-se verificar que existem 13 ressonâncias ao longo do intervalo de energias, ao contrário da secção eficaz da reacção $^{10}\text{B}(p,\alpha\gamma)^7\text{Be}$ que apenas tinha uma ressonância larga no mesmo intervalo.

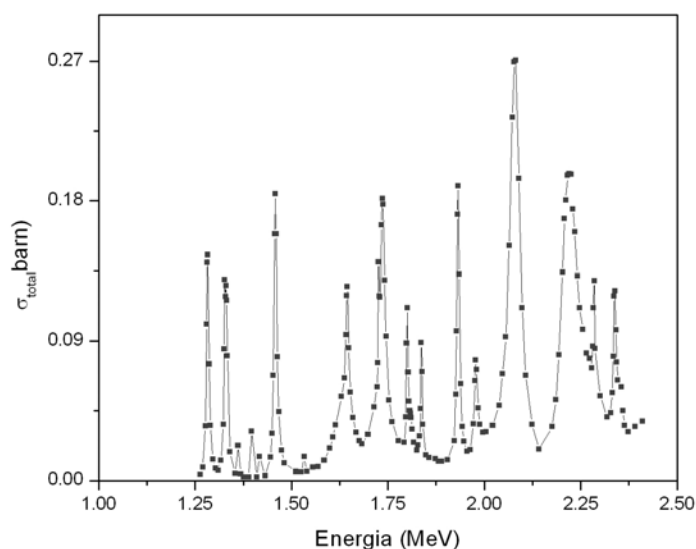


Figura 2.4: Secção eficaz determinada por Mateus *et al* da reacção $^{23}\text{Na}(p, p'\gamma)^{23}\text{Na}$ no intervalo de energias $E_{lab}=1250\text{-}2400$ keV;

As energias das ressonâncias estão de acordo com os valores publicados dos níveis excitados do núcleo composto ^{24}Mg formado pela reacção $^{23}\text{Na}(p,p'\gamma)^{23}\text{Na}$ (ver figura 2.5), como também foram descobertos novos níveis de excitação, que não tinham sido previamente publicados [21].

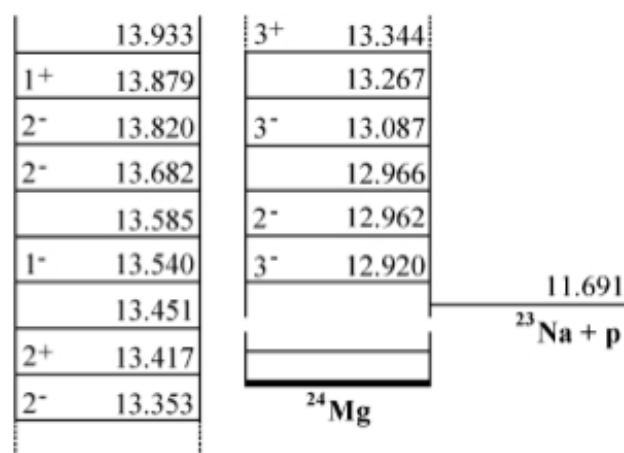


Figura 2.5: Diagrama dos níveis excitados do núcleo composto da reacção $^{23}\text{Na}(p,p'\gamma)^{23}\text{Na}$: ^{24}Mg .

Para uma energia do feixe incidente superior a 2400 keV, Caciolli *et al* [33] mediram a secção eficaz diferencial no intervalo de energias $E_{lab}=2000-5000$ keV, mas com passos de energia de 20 keV, muito superiores aos utilizados por Mateus *et al*.

O detector de radiação gama foi colocado a 130° . O alvo utilizado foi um filme de NaBr evaporado sobre um filme de C auto-sustentado, como uma espessura de $\Gamma=30$ ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$), ou seja, 2 vezes superior ao utilizado por Mateus *et al*.

Assumindo que a distribuição angular é isotrópica, a secção eficaz diferencial de Caciolli *et al* foi multiplicada por um factor de 4π , e a comparação das duas secções eficazes está representada na figura 2.6.

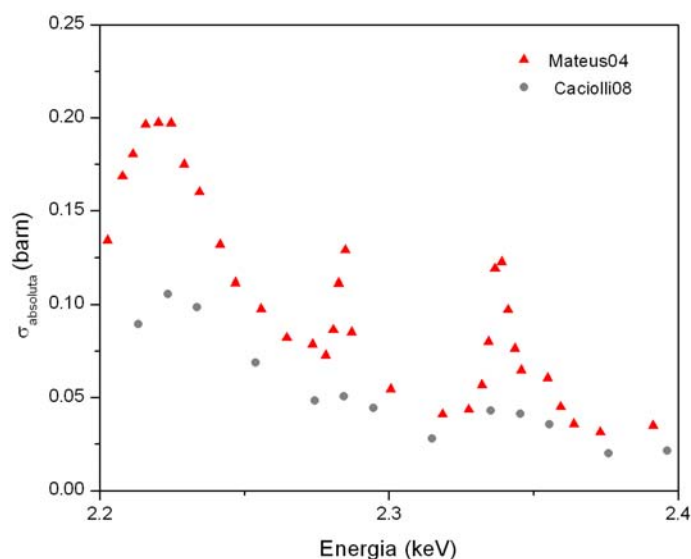


Figura 2.6: Secção eficaz determinada por Mateus *et al* (2004) da reacção $^{23}\text{Na}(p, p'\gamma)^{23}\text{Na}$ no intervalo de energias $E_{lab}=1250-2400$ keV. Comparação com a secção eficaz determinada por Caciolli *et al* [33].

Como se pode verificar pela figura 2.6, nas zonas fora de ressonâncias uma das curvas está 25% acima da outra. As ressonâncias de 2285 e 2339 keV estão mais bem determinadas por Mateus *et al*, visto que o alvo era bastante mais fino e os passos de energia utilizados eram mais pequenos. Como o factor não é constante ao longo da energia, a secção eficaz vai ter de ser determinada novamente, para se perceber a origem do problema, que pode ter várias origens, como por exemplo: má medição da carga acumulada, ajuste errado da eficiência do detector ou erro no cálculo da estequiometria do alvo.

Considerando agora a reacção $^{23}\text{Na}(p, \alpha\gamma)^{20}\text{Ne}$, a radiação gama que se pretende estudar tem

energia igual a 1633,6 keV.

Quando a amostra que se pretende analisar tem Boro na sua composição, esta emissão tem vantagem em relação à emissão de 440 keV da reacção $^{23}\text{Na}(p, p'\gamma)^{23}\text{Na}$, visto que a energia do pico da reacção $^{10}\text{B}(p, \alpha\gamma)^7\text{Be}$ é igual a 429 keV, o que torna complicado extrair a área da risca de 440 keV do espectro, porque as duas riscas estão sobrepostas.

A radiação de 1633,6 keV coincide com a radiação gama da reacção $^{23}\text{Na}(p, p'\gamma_2)^{23}\text{Na}$ com energia igual a 1636 keV (ver figura 2.7). O detector de radiação gama utilizado não tem resolução suficiente para distinguir as duas riscas da radiação gama.

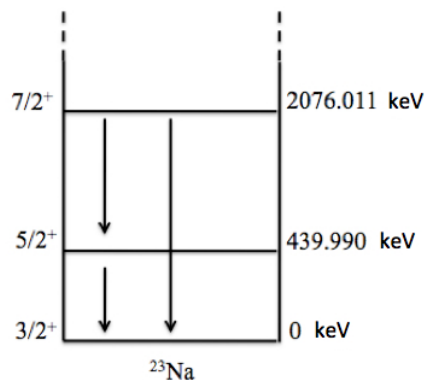


Figura 2.7: Diagrama dos primeiros níveis de excitação do isótopo ^{23}Na .

A secção eficaz desta reacção não está publicada, por isso vai ser medida neste trabalho.

2.3 Reacção $^{19}\text{F}(p, p'\gamma)^{19}\text{F}$

A reacção $^{19}\text{F}(p, p'\gamma)^{19}\text{F}$, tem duas emissões bastante conhecidas e bastante utilizadas: 110 e 197 keV.

Jesus *et al* [26] mediram a secção eficaz com o detector de Ge(HP) a 130° no intervalo de energias $E_{lab}=750-2800$ keV. O alvo utilizado foi um filme de GdF_3 evaporado sobre um filme de C auto-sustentado, com uma espessura de $\Gamma=68$ ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$).

Na comparação da secção eficaz com as disponíveis na literatura, existem grandes discrepâncias com os resultados publicados mais recentes para a emissão de 110 keV. Tal como no caso da reacção $^{10}\text{B}(p, \alpha\gamma)^7\text{Be}$, a diferença para a secção eficaz de Boni *et al* é superior a 40%.

Comparando os resultados com Barnes [23] para a mesma emissão gama, os resultados de Jesus *et al* são superiores entre 60% a 70%.

Em relação à emissão gama de 197 keV, os resultados de Jesus *et al* são concordantes com os resultados de Barnes dentro do intervalo dos erros experimentais, mas verifica-se uma discrepância de 25% com os resultados de Boni *et al*. Devido às grandes discrepâncias, Jesus *et al* concluíram que seria necessário medir novamente a secção eficaz para ambas as riscas em diferentes laboratórios.

Sendo assim, Caciolli *et al* [32] mediram novamente a secção eficaz de ambas as riscas no laboratório de Madrid [25], num acelerador Tandetron de 5 MV.

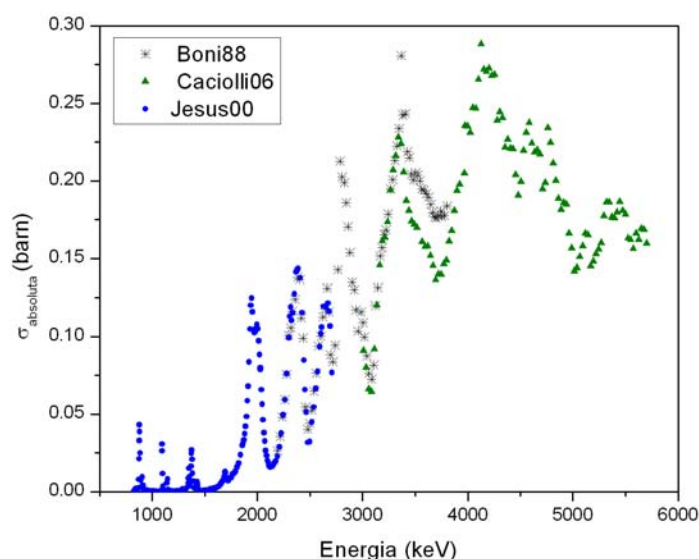


Figura 2.8: Comparação entre as diferentes secções eficazes diferenciais no referencial de laboratório, para a emissão de 197 keV. Os resultados de Boni *et al* foram multiplicados por um factor de 0,63, para ajustar no intervalo coincidente com os valores de Jesus *et al*.

A secção eficaz diferencial foi medida no intervalo de energias $E_{lab}=3000-5700$ keV, com passos de energia de 25 keV, não existindo nenhuma zona de sobreposição de energia com as medidas de Jesus *et al*. O alvo utilizado foi um filme de LiF evaporado sobre um filme de C auto-sustentado, com uma espessura de $\Gamma=49$ ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$). De seguida, foi evaporado um filme de Au com uma espessura de $\Gamma=19$ ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$).

Caciolli *et al* [32] verificaram as mesmas discrepâncias de Jesus *et al* quando compararam os resultados com Boni *et al*, assumindo que não é necessária correcção de anisotropia [26].

Para a emissão de 197 keV os resultados de Caciolli *et al* estão concordantes com Ranken *et al* [24], mas para a emissão de 110 keV os resultados são entre 20 a 40 % inferiores aos de Ranken *et al*.

Como se pode ver pela figura 2.8, para a emissão de 197 keV, no intervalo de $E_{lab}=3200$ a 4000 keV, os valores apresentam discrepâncias. Deste modo, é necessário verificar esta zona de energia.

Considerando agora a emissão de 110 keV, tanto Caciolli *et al* como Jesus *et al* reportaram discrepâncias, logo vai ser necessário determinar novamente a secção eficaz no intervalo de $E_{lab}=2400-4000$ keV, de modo existir sobreposição entre os resultados.

2.4 Reacção ${}^7\text{Li}(p,p'\gamma){}^7\text{Li}$

A reacção de dispersão inelástica de prótons por núclídeos de ${}^7\text{Li}$ tem uma radiação gama de energia igual a 478 keV.

Mateus *et al* [27] mediram a secção eficaz com o detector de Ge(HP) a 130° no intervalo de energias $E_{lab}=600-2500$ keV. O alvo utilizado foi um filme de LiF com uma espessura de $\Gamma=51(\mu\text{g}/\text{cm}^2)$ evaporado sobre um filme de Cu com uma espessura de $\Gamma=34(\mu\text{g}/\text{cm}^2)$, e este por sua vez evaporado sobre um filme fino de C com uma espessura de $\Gamma=15(\mu\text{g}/\text{cm}^2)$. A secção eficaz está representada na figura 2.9, e pode-se verificar que cresce ao longo do intervalo de energias, sem ressonâncias finas como no caso do ${}^{23}\text{Na}$.

Os resultados estão concordantes com os da literatura [28, 29, 30], excepto com os valores da secção eficaz de Brown *et al* [31] que é inferior por um factor de dois.

Mateus *et al* fizeram a comparação dos resultados experimentais com os resultados teóricos para um alvo espesso de Li_2WO_4 , no intervalo de energias: $E_{lab}=1000$ a 2400 keV, como está demonstrado na figura 2.10.

Como se pode verificar na figura os valores calculados para o rendimento da emissão gama seguem os experimentais, ao longo de todas as energias do feixe. Sendo assim, pode-se concluir que para este intervalo de energias a secção eficaz utilizada está bem determinada.

Relativamente a energias superiores a 2500 keV, Caciolli *et al* [32] mediram a secção eficaz diferencial da reacção ${}^7\text{Li}(p,p'\gamma){}^7\text{Li}$ a partir do mesmo alvo descrito anteriormente para a determinação da secção eficaz diferencial do ${}^{19}\text{F}$. Verificaram que para esta gama de energias os

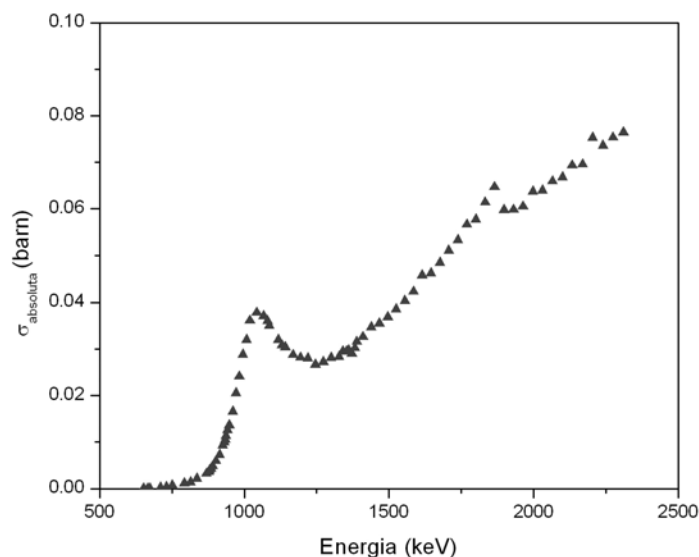


Figura 2.9: Secção eficaz determinada por Mateus *et al* (2002) da reacção ${}^7\text{Li}(p,p'\gamma){}^7\text{Li}$ no intervalo de energias $E_{\text{lab}}=600\text{-}2500$ keV.

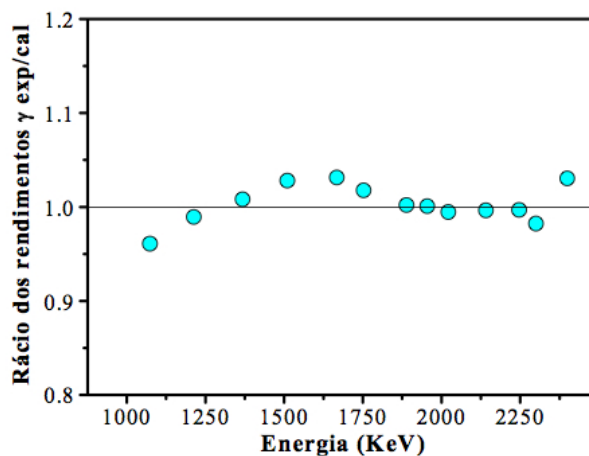


Figura 2.10: Razões entre rendimentos experimentais e rendimentos calculados de emissão gama para um alvo espesso de Li_2WO_4 . A energia do feixe de prótons variou até ao valor de referência de 2400 keV. A razão encontrada para a menor energia do feixe de prótons tem associado um erro estatístico de 2,5%.

resultados eram concordantes com Boni *et al* [8]. Como foi verificado para as reacções nucleares descritas anteriormente, os resultados nunca foram concordantes com Boni *et al*, mostrando por vezes factores superiores a 40%. Sendo assim, é necessário verificar a secção eficaz para este intervalo de energias.

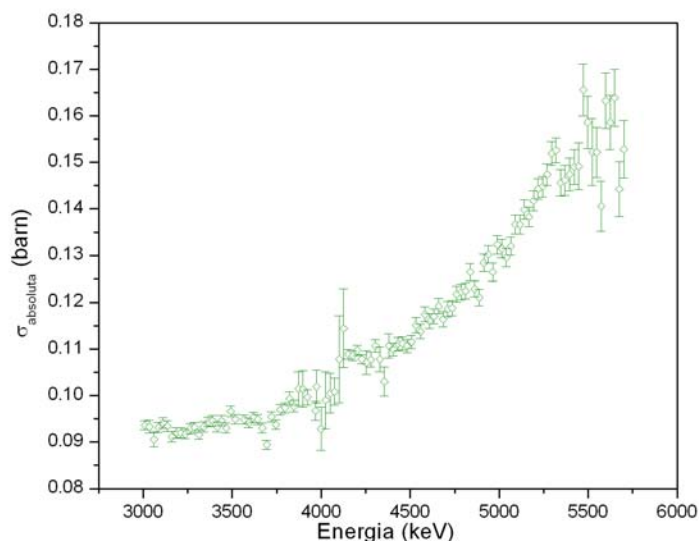


Figura 2.11: Secção eficaz determinada por Cacioli *et al* da reacção ${}^7\text{Li}(p,p'\gamma){}^7\text{Li}$ no intervalo de energias $E_{lab}=3000\text{-}5700$ keV.

2.5 Reacções ${}^{25}\text{Mg}(p,p'\gamma){}^{25}\text{Mg}$ e ${}^{24}\text{Mg}(p,p'\gamma){}^{24}\text{Mg}$

Para se quantificar o Mg presente numa amostra existem duas reacções nucleares possíveis: ${}^{24}\text{Mg}(p,p'\gamma){}^{24}\text{Mg}$ e ${}^{25}\text{Mg}(p,p'\gamma){}^{25}\text{Mg}$, onde as emissões de radiação gama têm energias iguais a 1369 keV e 585 keV, respectivamente.

Visto que o ${}^{25}\text{Mg}$ tem apenas 10% de abundância natural, a reacção de dispersão inelástica do ${}^{24}\text{Mg}$ seria à partida, a reacção prioritária a estudar. Litherland *et al* [34] estudaram esta reacção e a função de excitação está apresentada na figura 2.12.

Como se pode verificar pela figura apenas aparecem ressonâncias importantes a partir de 2,4 MeV, energia máxima do acelerador Van de Graaff do ITN.

Boni *et al* [8] mediram a secção eficaz diferencial com o detector a 90° no intervalo de energias $E_{lab}=2200\text{-}3800$ keV. Os resultados da função de excitação estão representados na figura 2.13.

Não existe nenhum intervalo de sobreposição entre as medidas de Litherland *et al* e Boni *et al*, mas como se verificou anteriormente os resultados de Boni *et al* são sempre discrepantes em relação aos restantes autores.

Considerando agora a reacção ${}^{25}\text{Mg}(p,p'\gamma){}^{25}\text{Mg}$, Endt *et al* [35] mediram as ressonâncias

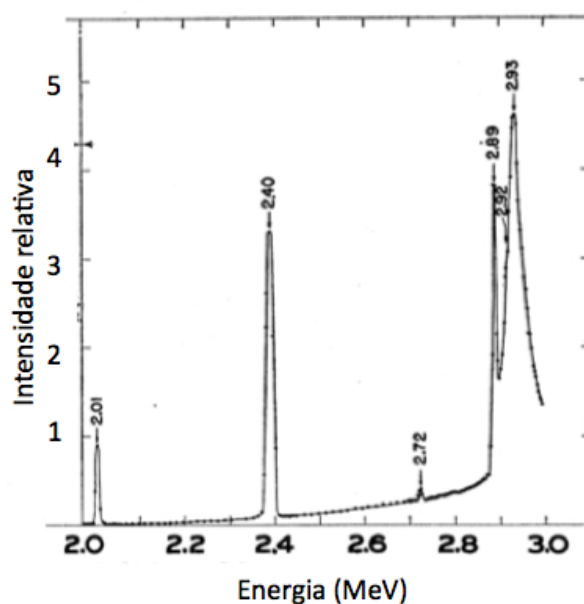


Figura 2.12: Função de excitação de Litherland *et al* [34] para a radiação gama de 1369 keV da reacção $^{24}\text{Mg}(p,p'\gamma)^{24}\text{Mg}$.

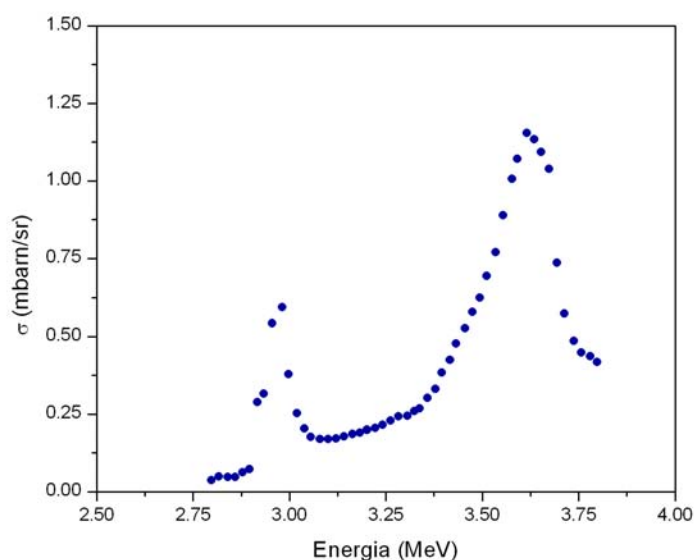


Figura 2.13: Secção eficaz diferencial da reacção $^{24}\text{Mg}(p,p'\gamma)^{24}\text{Mg}$, determinada por Boni *et al* [8] com o detector a 90° e no intervalo de energias $E_{lab}=2200\text{-}3800$ keV.

desta reacção ao longo do intervalo de energias: $E_{lab}=310\text{-}1840$ keV. Como se pode verificar pela figura 2.14, existem muitas ressonâncias ao longo deste intervalo e com uma grande intensidade.

Boni *et al* [8] mediram a secção eficaz diferencial nas mesmas condições da reacção de

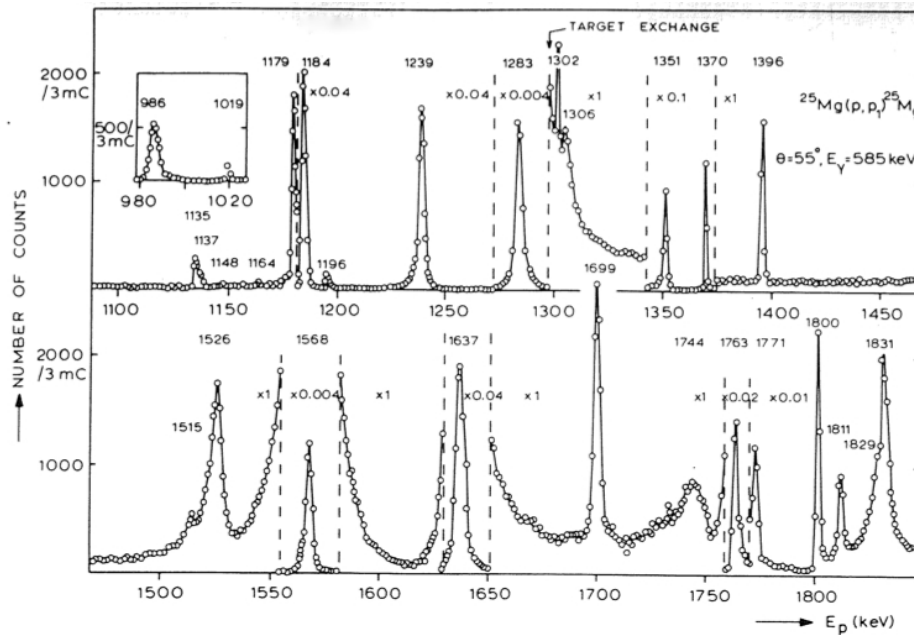


Figura 2.14: Função de excitação de Endt *et al* [35] para a radiação gama de 585 keV da reacção $^{25}\text{Mg}(p,p'\gamma)^{25}\text{Mg}$, com o detector a 55° e no intervalo de energias $E_{lab}=980\text{-}1845$ keV.

dispersão inelástica do ^{24}Mg . Os resultados da função de excitação estão representados na figura 2.15.

Novamente, não existe nenhum intervalo de sobreposição, e visto que Endt *et al* apenas mediram esta reacção até 1840 keV, utilizando os dois aceleradores do ITN (Instituto Tecnológico Nuclear) consegue-se determinar a secção eficaz desta reacção até 4,0 MeV e estudar os níveis dos estados excitados do núcleo composto ^{26}Al .

Comparando as duas reacções de dispersão inelástica, a que permite quantificar melhor o ^{25}Mg a energias inferiores a 2,4 MeV é a $^{25}\text{Mg}(p,p'\gamma)^{25}\text{Mg}$. Deste modo, o isótopo escolhido para se determinar a secção eficaz foi o ^{25}Mg .

2.6 Reacções $^9\text{Be}(\alpha,n\gamma)^{12}\text{C}$ e $^9\text{Be}(p,\gamma)^{10}\text{B}$

A primeira reacção que se considerou estudar foi a reacção $^9\text{Be}(\alpha,n\gamma)^{12}\text{C}$, visto que a secção eficaz tem um valor muito elevado, como se pode verificar pela figura 2.16, retirada da compilação de referência de secções eficazes para reacções nucleares com interesse astrofísico: Angulo *et al* [36].

Esta reacção possui um papel importante na determinação da produção do ^{12}C [37], por-

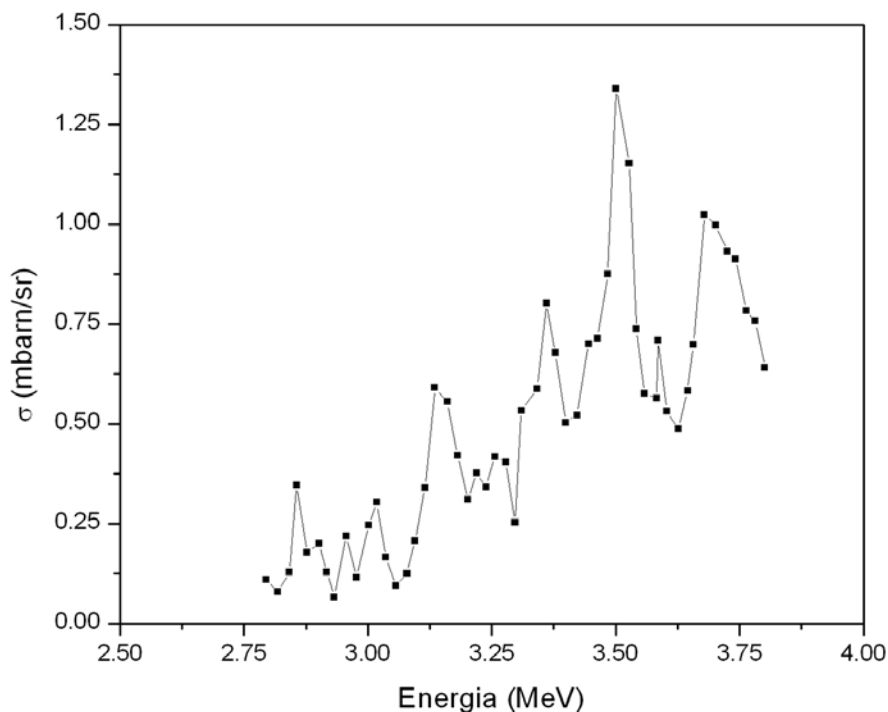


Figura 2.15: Secção eficaz diferencial da reacção $^{25}\text{Mg}(p,p'\gamma)^{25}\text{Mg}$, determinada por Boni *et al* [8] com o detector a 90° e no intervalo de energias $E_{lab}=2700\text{-}3800$ keV.

que permite compreender melhor a reacção $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$, uma das intervenientes no ciclo CNO, processo de grande relevância na queima de hidrogénio nas estrelas massivas de segunda geração [38, 44, 45, 46]. A primeira, com 5,7 MeV, assegura a produção do ^{12}C em ambientes enriquecidos de neutrões e partículas α , que podem surgir durante a explosão de uma supernova.

Kunz *et al* compararam os resultados previamente publicados por Wream *et al* [39] e chegaram à conclusão que a taxa da reacção não é afectada pela ressonância de baixa energia, onde os valores não são concordantes e sendo assim, os autores deram por concluídos os estudos desta reacção [37].

Considerando agora o PIGE, como se pode verificar pelo diagrama de níveis do ^{12}C , figura 2.17, o primeiro nível de excitação do ^{12}C tem um valor de 4,44 MeV, ou seja, muito elevado para ocorrer a sua excitação utilizando um feixe de prótons em qualquer dos aceleradores utilizados no ITN.

Além disso, a reacção $^9\text{Be}(\alpha,n\gamma)^{12}\text{C}$ produz um elevado número de neutrões. A 2,0 MeV foi efectuada a sua monitorização num alvo grosso de Be, tendo atingido valores muito acima

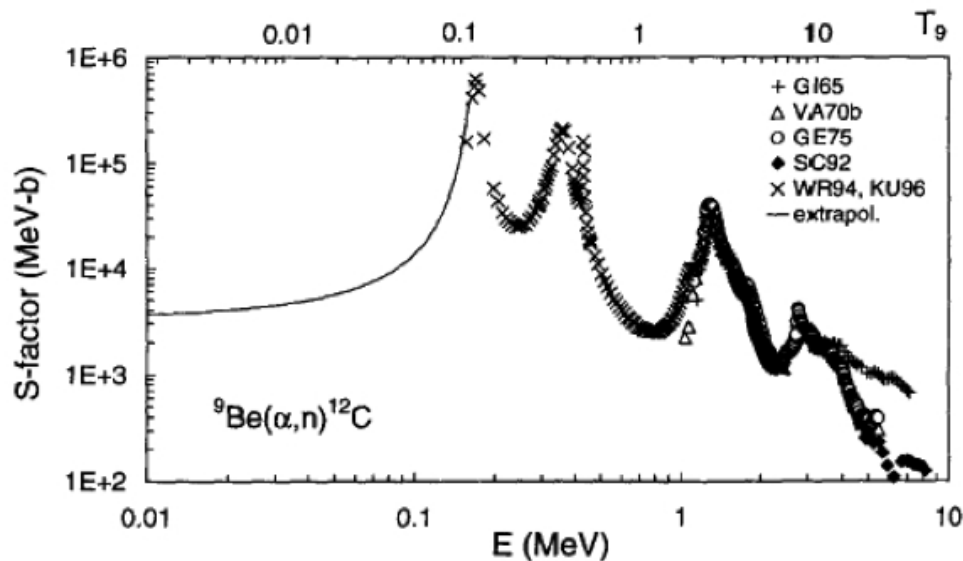


Figura 2.16: Factor astrofísico da reacção ${}^9\text{Be}(\alpha,n){}^{12}\text{C}$ [36].

dos recomendados em termos de protecção.

Para quantificar o Be, a reacção escolhida foi a ${}^9\text{Be}(p,\gamma){}^{10}\text{B}$, onde a radiação gama tem energia igual a 718 keV. Esta reacção apesar de ter uma secção eficaz bastante inferior à anterior, tem a vantagem de que, sendo a partícula de entrada um protão, igual às restantes reacções descritas anteriormente, permite deste modo, a quantificação de vários elementos num único espectro a uma única energia.

A reacção ${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$ tem o limiar a $Q = -1,851$ MeV, e a secção eficaz cresce rapidamente a partir deste valor [36]. Foi efectuada a monitorização novamente e como os valores foram outra vez muito elevados, a energia limite de estudo da secção eficaz passou a ser apenas igual a 1,7 MeV.

A função de excitação desta reacção foi determinada por Zahnow *et al* [43], utilizando um detector soma, 4π , e está representada na figura 2.18.

Esta função de excitação não pode ser utilizada na quantificação do ${}^9\text{Be}$ no laboratório do ITN, visto que o detector de radiação gama é um Ge(HP), detectando apenas a radiação gama num ângulo específico e não é um detector soma. A partir dos valores de probabilidade de decaimento da radiação do gama dos níveis de excitação do isótopo ${}^{10}\text{B}$, pode-se calcular a partir dos resultados de Zahnow *et al*, a contribuição da emissão de 718 keV, e a respectiva função de excitação.

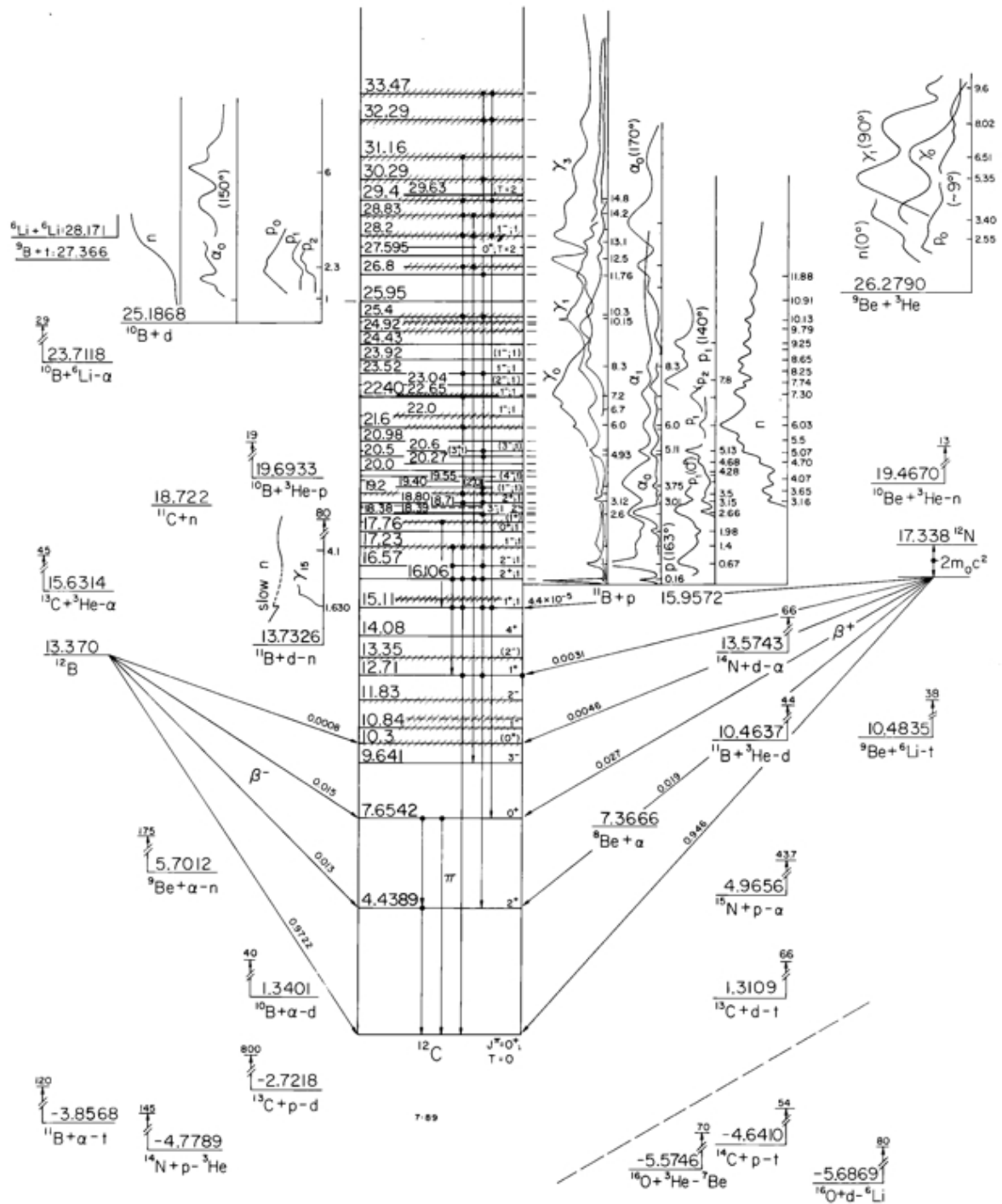


Figura 2.17: Diagrama de níveis do isótopo ^{12}C .

As várias transições da radiação gama e as respectivas probabilidades estão representadas nas figuras 2.19 e 2.20 [47].

Para se conseguir utilizar a secção eficaz da reacção $^9\text{Be}(p,\gamma)^{10}\text{B}$, é necessário determinar a

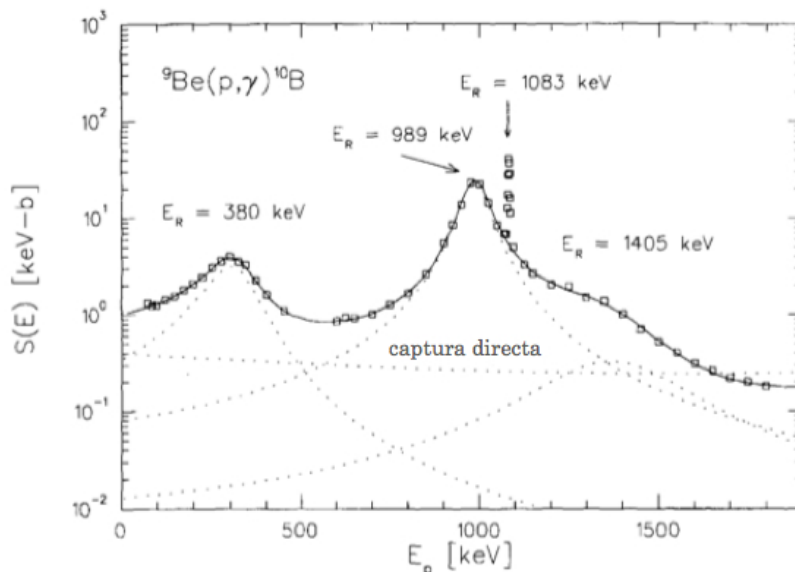


Figura 2.18: Função de excitação da reacção ${}^9\text{Be}(p,\gamma){}^{10}\text{B}$, em forma de factor astrofísico, obtida por um detector soma 4π . A linha corresponde ao ajuste dos resultados experimentais, e as linhas a tracejado representam as contribuições da captura directa e das ressonâncias $E_R=380$, 989 e 1403 keV.

secção eficaz experimentalmente até $1,7$ MeV para a emissão de radiação gama de 718 keV.

2.7 Reacção ${}^{12}\text{C}(p,\gamma){}^{13}\text{N}$

Como foi referido anteriormente, a reacção ${}^{12}\text{C}(p,\gamma){}^{13}\text{N}$ tem um grande interesse astrofísico. A emissão gama desta reacção tem energia igual a 2366 keV. A secção eficaz diferencial desta reacção foi determinada por Rolfs *et al* [48], a um ângulo de $\theta=90^\circ$ e está representada na figura 2.21.

Recentemente, devido à enorme importância desta reacção para se compreender o ciclo CNO, Burtebaev *et al* [49] mediram esta reacção no seguinte intervalo de energia $E_{lab}=356\text{--}1065$ keV e com o detector gama Ge(HP) nos seguintes ângulos $\theta=0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$ e 135° em relação à direcção de entrada do feixe de prótons incidente. O factor astrofísico está representado na figura 2.22. Burtebaev *et al* também determinaram a respectiva distribuição angular.

Como o factor astrofísico está bem determinado, e conhecendo a distribuição angular da reacção, se na região do pico da radiação gama igual a 2366 keV, do espectro colectado, não existir radiação de fundo que prejudique o cálculo da área, esta reacção pode ser utilizada para a quantificação do ${}^{12}\text{C}$.

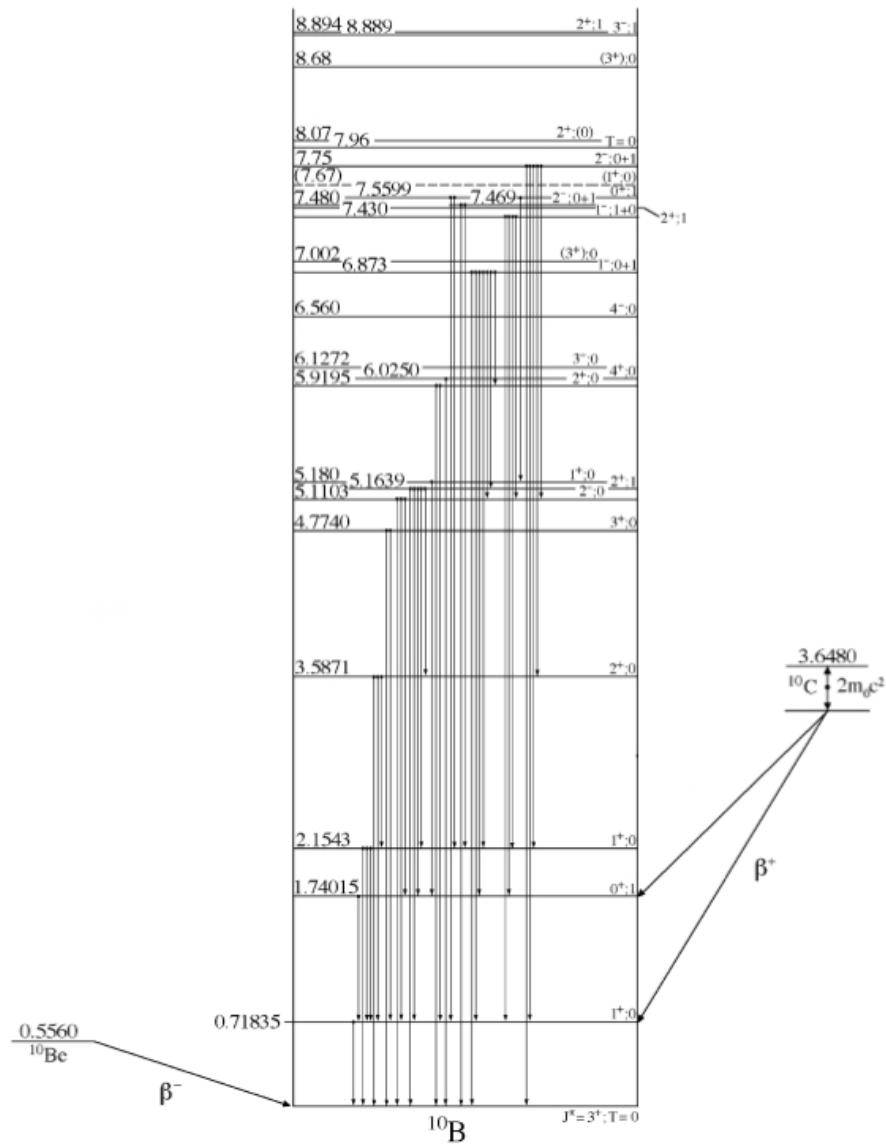


Figura 2.19: Transições radiativas do isótopo ^{10}B [47].

Resumindo, na tabela 2.1 estão representadas as reacções nucleares a estudar e as respectivas emissões de radiação gama.

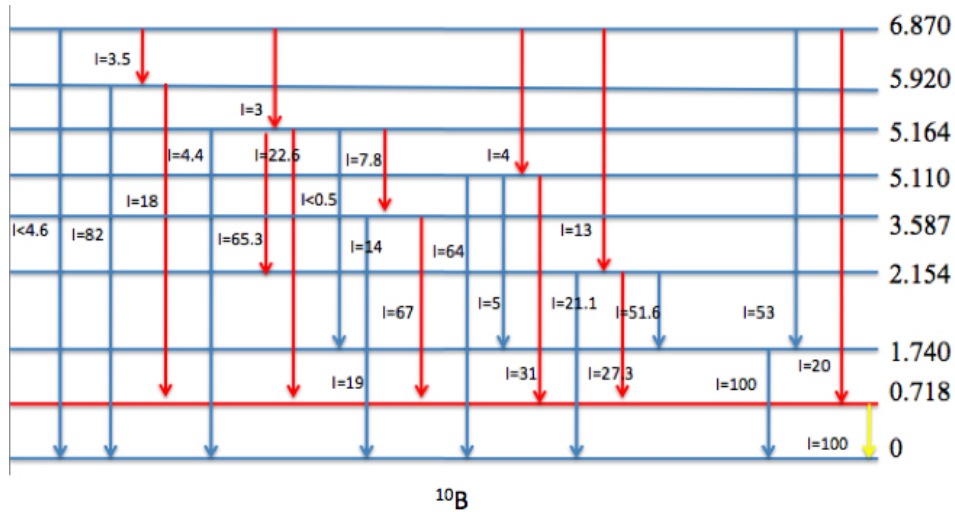


Figura 2.20: Probabilidade do decaimento da radiação gama para os diferentes níveis de excitação do isótopo ^{10}B (os níveis de excitação estão em unidades de MeV). As representadas a vermelho são as relevantes para o cálculo da emissão de 718 keV.

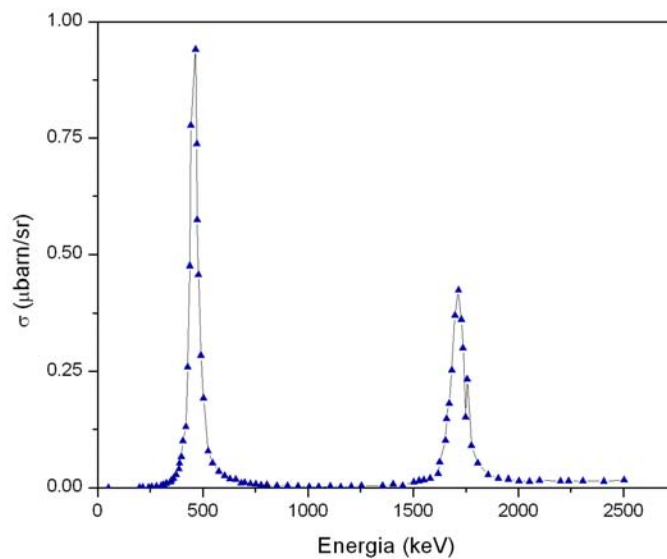


Figura 2.21: Secção eficaz diferencial da reacção $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ a um ângulo de $\theta = 90^\circ$ determinada por Rolfs *et al* [48].

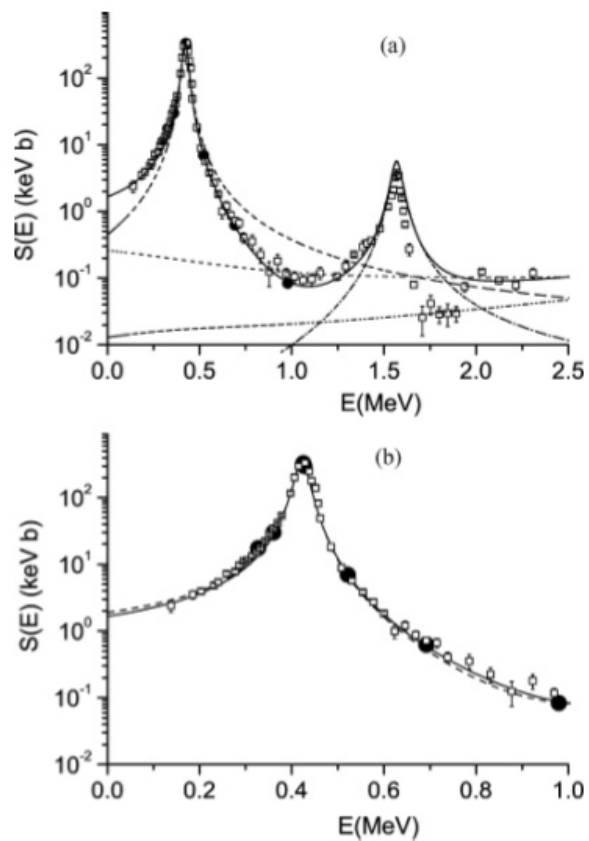


Figura 2.22: Factor astrofísico da $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ determinado por Burtebaev *et al* (2008) [49].

Reacção nuclear	Radiação gama (keV)
$^{10}\text{B}(p,\alpha\gamma)^7\text{Be}$	429
$^{23}\text{Na}(p,p'\gamma)^{23}\text{Na}$	440
$^{23}\text{Na}(p,\alpha\gamma)^{20}\text{Ne}$	1633,6
$^{19}\text{F}(p,p'\gamma)^{19}\text{F}$	110
$^7\text{Li}(p,p'\gamma)^7\text{Li}$	478
$^{25}\text{Mg}(p,p'\gamma)^{25}\text{Mg}$	585
$^9\text{Be}(p,\gamma)^{10}\text{B}$	718
$^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$	2366

Tabela 2.1: Resumo das reacção nucleares a estudar e as respectivas emissões de radiação gama.

Capítulo 3

Descrição do Código ERYA (*Emitted Radiation Yield Analysis*)

No Capítulo 1 foi explicada toda a metodologia de PIGE, especialmente desenvolvida para a análise de amostras espessas sem recurso a padrões.

A partir das equações descritas anteriormente e do código previamente desenvolvido pelo Grupo de Reacções Nucleares em linguagem C, foi desenvolvido o código ERYA (*Emitted Radiation Yield Analysis*).

Este capítulo está dividido em duas secções. Primeiramente, é descrita a primeira versão do programa, onde é apenas calculado o rendimento da emissão de radiação gama de um determinado elemento leve presente numa amostra espessa ou fina. Na segunda secção é descrito o programa ERYA com uma nova rotina de iteração para ajustar a concentração real da amostra a partir de uma concentração inicialmente fornecida.

3.1 ERYA

O objectivo do programa é, a partir dos rendimentos das várias emissões de radiação gama dos elementos leves presentes no espectro colectado a uma determinada energia incidente, E , determinar as respectivas fracções mássicas desses elementos numa amostra com composição desconhecida, sem recurso a padrões.

O código foi inicialmente desenvolvido em linguagem C [18, 50]. Para o programa ser de mais fácil utilização, com um ambiente mais apelativo e *freeware* resolveu-se programar em

Labview desenvolvido pela National Instruments.

Para um alvo fino, o rendimento diferencial para um determinado isótopo i de um determinado elemento e é dado pela seguinte equação:

$$dY(E) = \varepsilon_{abs.}(E_\gamma) \cdot \left(\frac{Q}{e}\right) \cdot \sigma(E) \cdot f_m \cdot f_i \cdot N_{Av} \cdot A^{-1} \cdot d\Gamma, \quad (3.1)$$

onde ε_{abs} é a eficiência absoluta do detector à energia da emissão E_γ , Q/e é o número dos prótons incidentes (razão entre a carga colectada, Q , e a carga de um próton e), f_m e f_i são as fracções mássicas e isotópicas, N_{Av} o número de Avogadro, A^{-1} o inverso do número de massa, $\sigma(E)$ a secção eficaz da reacção nuclear relativa à emissão gama a uma energia incidente E e $d\Gamma$ a espessura do filme em unidade de massa por área.

No entanto, se a amostra tiver uma espessura maior que o alcance, R , dos iões incidentes, o rendimento é igual a:

$$Y(E) = \varepsilon_{abs.}(E_\gamma) \cdot \left(\frac{Q}{e}\right) \cdot \sigma(E) \cdot f_m \cdot f_i \cdot N_{Av} \cdot A^{-1} \cdot \int_0^R \sigma(\Gamma) d\Gamma, \quad (3.2)$$

A equação 3.2 pode ser expressa também da seguinte forma:

$$Y(E) = \varepsilon_{abs.}(E_\gamma) \cdot \left(\frac{Q}{e}\right) \cdot \sigma(E) \cdot f_m \cdot f_i \cdot N_{Av} \cdot A^{-1} \cdot \int_0^{E_0} \sigma(E)/\varepsilon(E) dE, \quad (3.3)$$

onde E_0 representa a energia do feixe incidente e $\varepsilon(E)$ a secção eficaz de paragem em unidade de massa areal.

Para calcular o integral da equação 3.3, considerou-se que a amostra é dividida em n subcamadas paralelas à superfície da amostra, o que significa dividir o alcance em energia dos prótons incidentes em vários intervalos de energia, dE . A magnitude de cada intervalo é escolhida de forma a que a secção eficaz de paragem seja constante nesse intervalo.

Com esta aproximação, o integral da equação 3.3 pode ser calculado como um somatório de integrais da seguinte forma:

$$\int_0^{E_0} \sigma(E)/\varepsilon(E) dE = \sum_k \left[(1/\varepsilon_k) \int_{E_k}^{E_{k+1}} \sigma(E)/\varepsilon(E) dE \right], \quad (3.4)$$

Na primeira versão do programa, para simplificar o cálculo do integral, os intervalos de energia são iguais aos passos em energia que foram necessários para determinar com precisão a secção eficaz da reacção nuclear utilizada. Como o número de intervalos é muito elevado, a aproximação definida na equação 3.4 é válida.

Para facilitar o cálculo, resolveu-se implementar a função designada por secção eficaz integrada, $\sigma_{int}(E_k)$ definida pela equação 3.5. Esta função integra em energia a secção eficaz diferencial, associando a cada subcamada da amostra, o valor da integração das subcamadas seguintes, correspondentes a energias sucessivamente mais baixas do feixe incidente.

$$\sigma_{int}(E_k) = \int_0^{E_k} \sigma(E) / dE \quad (3.5)$$

Os valores de ε_k podem ser obtidos a partir de equações semi-empíricas e pela Lei de Bragg. Pelas equações semi-empíricas é calculada a secção eficaz de paragem considerando elementos puros e depois com a Lei de Bragg obtém-se os valores associados a misturas ou compostos.

Considerando que os intervalos são suficientemente pequenos para assumir que entre dois valores consecutivos de energia, a secção eficaz tem uma dependência linear em energia, a última equação pode ser calculada da seguinte forma:

$$\sigma_{int}(E_k) = \sum_k \left[\frac{1}{2} (\sigma(E_{k+1}) + \sigma(E_k)) \cdot (E_{k+1} - E_k) \right] \quad (3.6)$$

O código calcula inicialmente k valores da secção eficaz integrada. Subsequentemente, o somatório é dado pela diferença entre esses valores:

$$\sum_k \left[(1/\varepsilon_k) \int_{E_k}^{E_{k+1}} \sigma(E) dE \right] = \sum_k \left[(1/\varepsilon_k) (\sigma_{int}(E_{k+1}) - \sigma_{int}(E_k)) \right] \quad (3.7)$$

A evolução da secção eficaz integrada pode ser utilizada para avaliar os resultados que se espera vir a obter de algumas experiências ainda não realizadas.

O rendimento calculado pelo ERYA é dado então pela equação:

$$Y(E) = \varepsilon_{abs.}(E_\gamma) \cdot \left(\frac{Q}{e} \right) \cdot \sigma(E) \cdot f_m \cdot f_i \cdot N_{Av} \cdot A^{-1} \cdot \sum_k \left[(1/\varepsilon_k) \int_{E_k}^{E_{k+1}} \sigma(E) dE \right] \quad (3.8)$$

3.1.1 ERYA- Primeira versão

A primeira versão do programa em ambiente Labview, está representada na figura 3.1.

Pela equação 3.8 para se calcular a fracção mássica, o programa utiliza as seguintes variáveis de entrada fornecidas pelo utilizador:

1. Eficiência do detector de radiação gama;

2. Secção eficaz da reacção nuclear que produz a emissão de radiação gama visível no espectro colectado;
3. Parâmetros de Ziegler que permitem calcular as equações semi-empíricas para o cálculo da secção eficaz de paragem;
4. Composição inicial da amostra, de forma a permitir utilizar a Lei de Bragg e a f_m inicial;
5. E_γ , f_i , A^{-1} , Q ;
6. Γ se a amostra for fina.

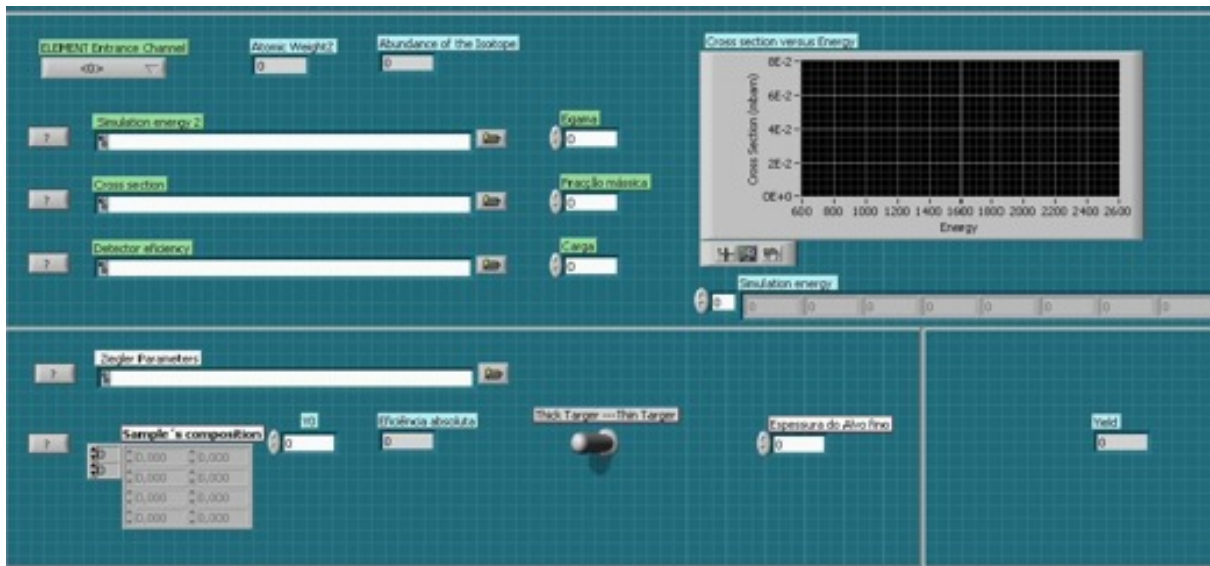


Figura 3.1: Primeira versão do ERYA desenvolvido no software Labview.

Com o procedimento descrito anteriormente, a primeira versão do ERYA calcula apenas o rendimento para o elemento e presente numa amostra espessa ou fina com a concentração fornecida pelo utilizador, para várias energias incidentes. Os fluxogramas representados na figura 3.2 e figura 3.3 representam a estrutura da primeira versão do código ERYA.

3.1.2 ERYA final

Após se conseguir programar o código em Labview para o cálculo do rendimento, fizeram-se alterações para facilitar o uso do programa por outros utilizadores de outros laboratórios,

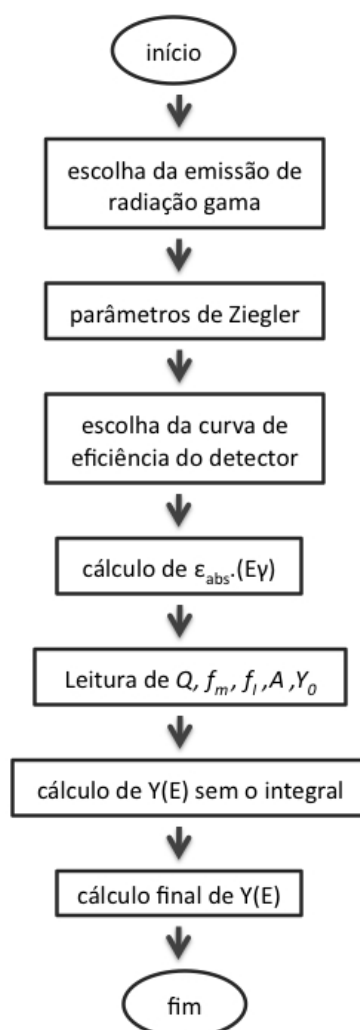


Figura 3.2: Fluxograma principal da primeira versão do ERYA.

onde tanto o sistema de detecção, como os factores de correcção são diferentes. A versão final do ERYA está representada na figura 3.4.

Também se inseriu uma nova rotina que faz o ajuste simultâneo dos rendimentos de todos os elementos presentes no espectro colectado de PIGE, utilizando o algoritmo de Levenberg-Marquart [51], aferindo iterativamente a composição inicial inserida pelo utilizador (a matriz inicial pode ser apenas baseada no conhecimento químico ou a partir da informação fornecida por PIXE).

Todos os cálculos feitos pelo ERYA são para carga colectada igual a $1 \mu\text{C}$, logo o utilizador tem de normalizar os rendimentos experimentais para $1 \mu\text{C}$.

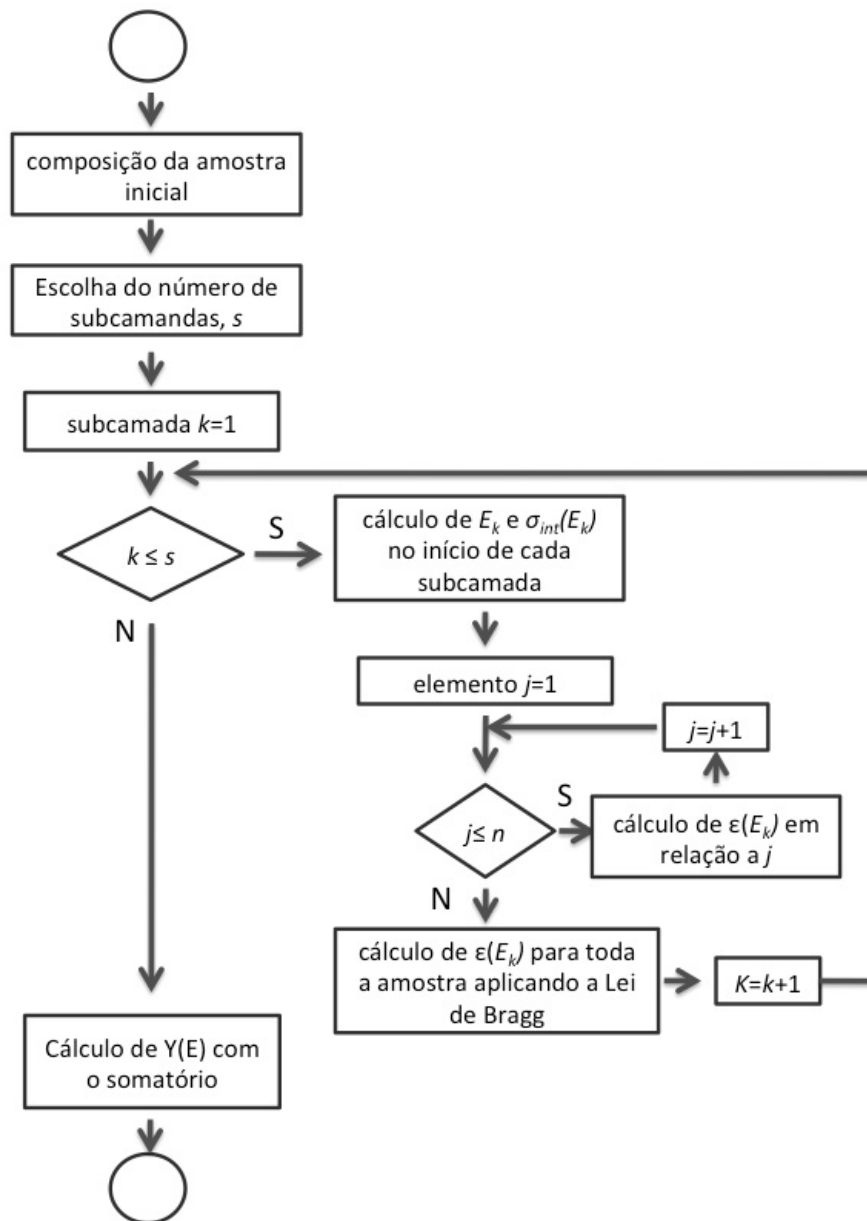


Figura 3.3: Fluxograma do cálculo de Y(E) com o somatório, pela equação 3.7 e 3.3.

3.1.2.1 Base de dados

Uma das grandes alterações foi a criação de um ficheiro, designado por *database* onde se guarda a informação da abundância, massa e número de massa de todos os elementos da tabela periódica.

Para os elementos referidos no Capítulo 2, este ficheiro também possui a secção eficaz da reacção nuclear associada à emissão gama que se pretende estudar, existindo o caso de alguns elementos, como ^{27}Al , que possui duas emissões de radiação gama (no caso do ^{27}Al : a de

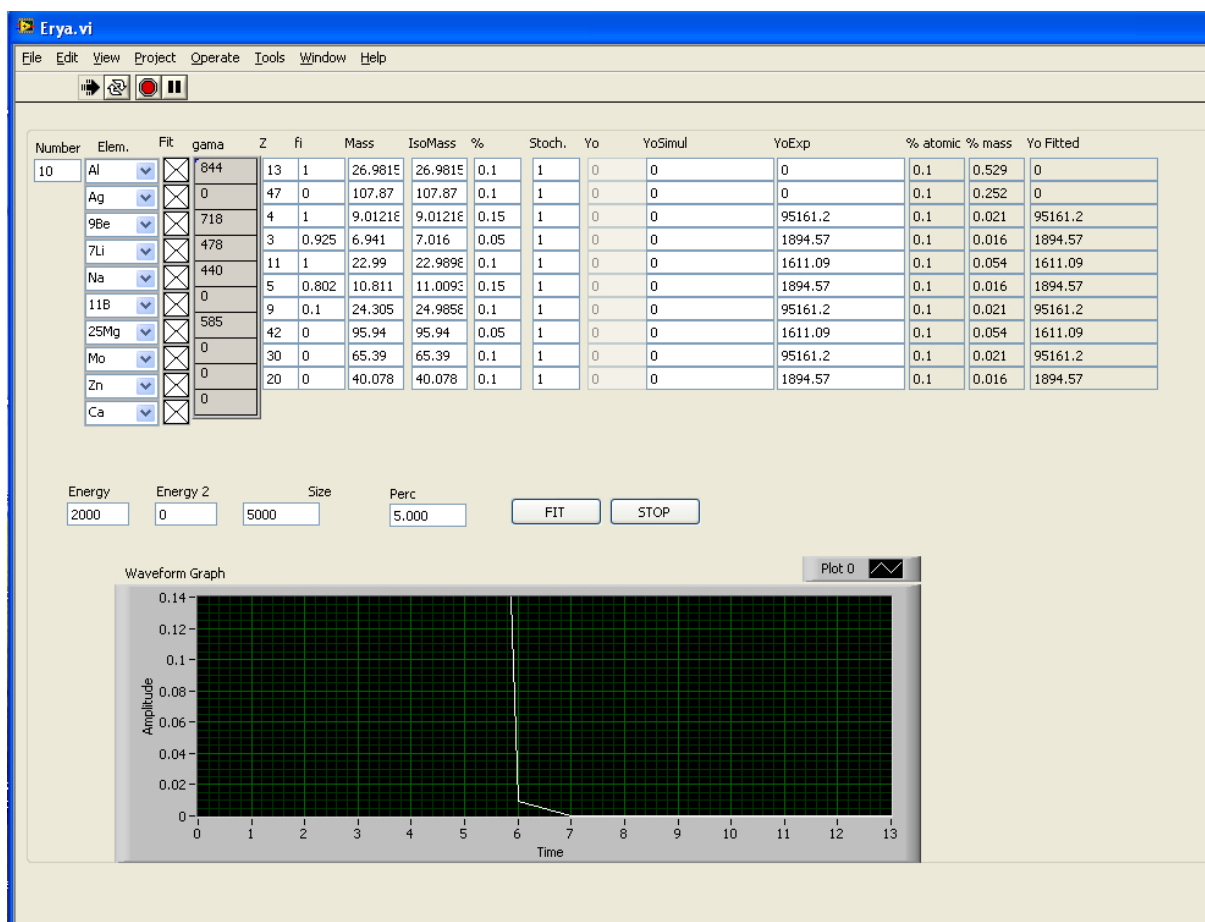


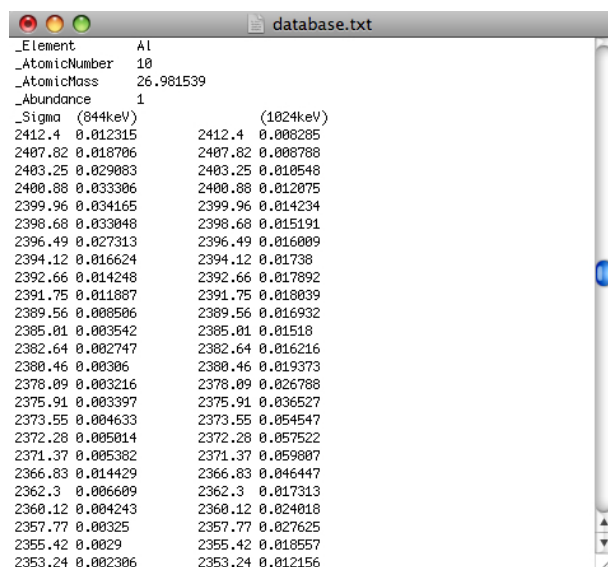
Figura 3.4: Versão final do ERYA desenvolvido no software Labiew.

844 e 1014 keV, ver figura 3.5). Este ficheiro ao vir juntamente com o programa, permite ao utilizador uma maior rapidez no cálculo, visto que não tem de inserir nenhuma da informação descrita acima, sendo apenas necessário escolher os elementos e os respectivos isótopos que pretende estudar.

Alem do ficheiro *database*, no programa também estão incluídos os ficheiros com a curva de eficiência do detector e o ficheiro com os parâmetros de Ziegler que permitem calcular a secção eficaz de paragem. Estes ficheiros são os que são utilizados no Laboratório de Feixe de Iões do ITN, mas o utilizador pode substituir rapidamente estes ficheiros pelos dados que pretende utilizar.

3.1.2.2 Escolha dos elementos e respectiva emissão de radiação gama

A primeira versão do programa apenas permitia o cálculo para um único só elemento. Nesta



```

_Element Al
_AtomicNumber 18
_AtomicMass 26.981539
_Abundance 1
_Sigma (844keV) (1024keV)
2412.4 0.012315 2412.4 0.008285
2407.82 0.018706 2407.82 0.008788
2403.25 0.029083 2403.25 0.010548
2400.00 0.033306 2400.00 0.012075
2399.96 0.034165 2399.96 0.014234
2398.68 0.033048 2398.68 0.015191
2396.49 0.027313 2396.49 0.016009
2394.12 0.016624 2394.12 0.01738
2392.66 0.014248 2392.66 0.017892
2391.75 0.011887 2391.75 0.018039
2389.56 0.008506 2389.56 0.016932
2385.01 0.003542 2385.01 0.01518
2382.64 0.002747 2382.64 0.016216
2380.46 0.00306 2380.46 0.019373
2378.09 0.003216 2378.09 0.026788
2375.91 0.003397 2375.91 0.036527
2373.55 0.004633 2373.55 0.054547
2372.28 0.005014 2372.28 0.057522
2371.37 0.005382 2371.37 0.059807
2366.83 0.014429 2366.83 0.046447
2362.3 0.006609 2362.3 0.017313
2360.12 0.004243 2360.12 0.024018
2357.77 0.00325 2357.77 0.027625
2355.42 0.0029 2355.42 0.018557
2353.24 0.002306 2353.24 0.012156

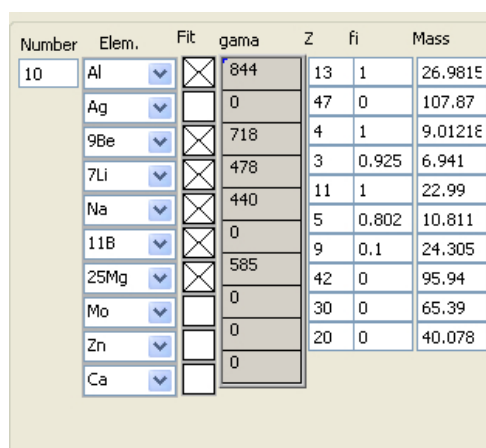
```

Figura 3.5: Base de dados do ERYA para o ^{27}Al .

nova versão, o utilizador introduz uma matriz inicial (não havendo nenhuma limitação da quantidade de elementos), que pode ser apenas baseada no conhecimento químico ou a partir da informação fornecida pelos espectros de PIXE. De seguida, o utilizador escolhe:

1. O elemento ou o isótopo que pretende estudar;
2. Respectiva emissão de radiação gama.

O programa só pede para escolher a emissão de radiação gama caso exista mais que uma, senão a escolha da emissão de radiação gama é automática. Na figura 3.6 está representado a parte descrita anteriormente.



Number	Elem.	Fit	gama	Z	fi	Mass
10	Al	<input checked="" type="checkbox"/>	<input checked="" type="radio"/> 844	13	1	26.9815
	Ag	<input type="checkbox"/>	<input type="radio"/> 0	47	0	107.87
	^9Be	<input checked="" type="checkbox"/>	<input checked="" type="radio"/> 718	4	1	9.01218
	^7Li	<input checked="" type="checkbox"/>	<input checked="" type="radio"/> 478	3	0.925	6.941
	Na	<input checked="" type="checkbox"/>	<input checked="" type="radio"/> 440	11	1	22.99
	^{11}B	<input checked="" type="checkbox"/>	<input checked="" type="radio"/> 0	5	0.802	10.811
	^{25}Mg	<input checked="" type="checkbox"/>	<input checked="" type="radio"/> 585	9	0.1	24.305
	Mo	<input type="checkbox"/>	<input type="radio"/> 0	42	0	95.94
	Zn	<input type="checkbox"/>	<input type="radio"/> 0	30	0	65.39
	Ca	<input type="checkbox"/>	<input type="radio"/> 0	20	0	40.078

Figura 3.6: Escolha do número de elementos, os respectivos isótopos e emissão de radiação gama.

3.1.2.3 Rotina de Ajuste

Para o desenvolvimento da rotina de ajuste foi necessário utilizar um modelo de ajuste não linear¹, nomeadamente o algoritmo de Levenberg-Marquart. O programa Labview já traz incorporada uma função com o algoritmo de Levenberg-Marquart, mais propriamente uma função designada por *Get New Coefficients* não tendo sido necessário programar de origem². Deste modo, nesta secção, vão ser explicadas muito brevemente as funções utilizadas e as variáveis que o utilizador tem de ter em atenção para o funcionamento correcto do programa ERYA.

A função utiliza o método de Levenberg-Marquart para calcular os melhores parâmetros de ajuste que minimizam a seguinte função:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left(\frac{1}{\sigma^2} \left[y_i - y(x_i; p_1 \dots p_M) \right]^2 \right) \quad (3.10)$$

onde N é o conjunto de dados experimentais y_i , $i=1, \dots, N$, que se pretende ajustar a partir do modelo que possui M parâmetros ajustáveis $y(x_i; p_1 \dots p_M)$. Os resíduos por ponto são definidos da seguinte forma:

$$y_i - y(x_i; p_1 \dots p_M) \quad (3.11)$$

que são a diferença entre o valor observado da variável dependente y_i e o valor ajustado $y(x_i; p_1 \dots p_M)$.

Se o utilizador não fornecer nenhuma informação sobre o desvio padrão de cada ponto, σ , o programa assume igual a 1.

Após o ajuste dos parâmetros, é necessário calcular os seus erros [52]. Assumindo que perto do mínimo da função 3.10, a função é quadrática, a diagonal da matriz de covariância, [C], dá a variância dos parâmetros. A covariância é dada pela seguinte equação:

¹Considerando que se pretende ajustar o seguinte conjunto de dados experimentais $N(x_i, y_i)$, $i=1, \dots, N$, com um modelo que possui M parâmetros ajustáveis, pode ser descrito do seguinte modo:

$$y(x) = y(x; p_1 \dots p_M) \quad (3.9)$$

Na regressão linear, a especificação do modelo exige que a variável dependente, Y, seja uma combinação linear dos parâmetros. Quando não existe essa combinação linear, o modelo designa-se por não linear e a soma dos quadrados tem de ser minimizada por um processo iterativo.

²Esta função tem o código "fechado", ou seja não é possível aceder e modificar.

$$C = \frac{\chi^2}{N - M} \left(\nabla^2 \chi^2 \right)^{-1} \quad (3.12)$$

A estrutura do programa está representada nas figuras que se seguem e no Apêndice A.

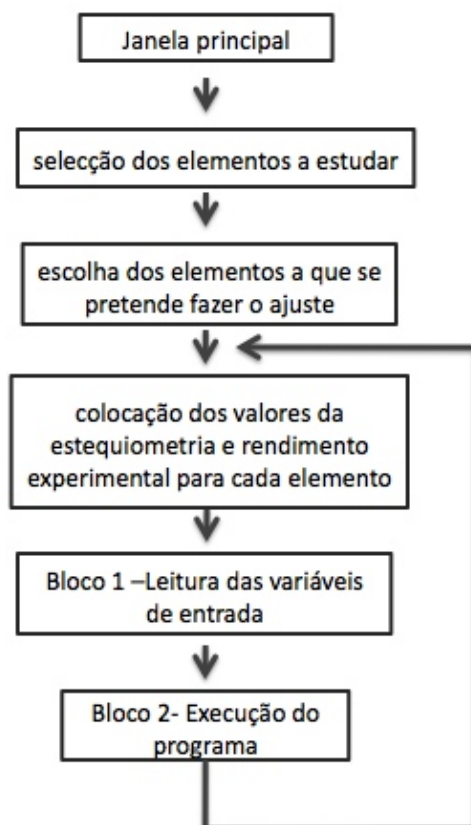


Figura 3.7: Bloco principal do programa ERYA.

BLOCO 1



Figura 3.8: Bloco número 1 do programa ERYA.

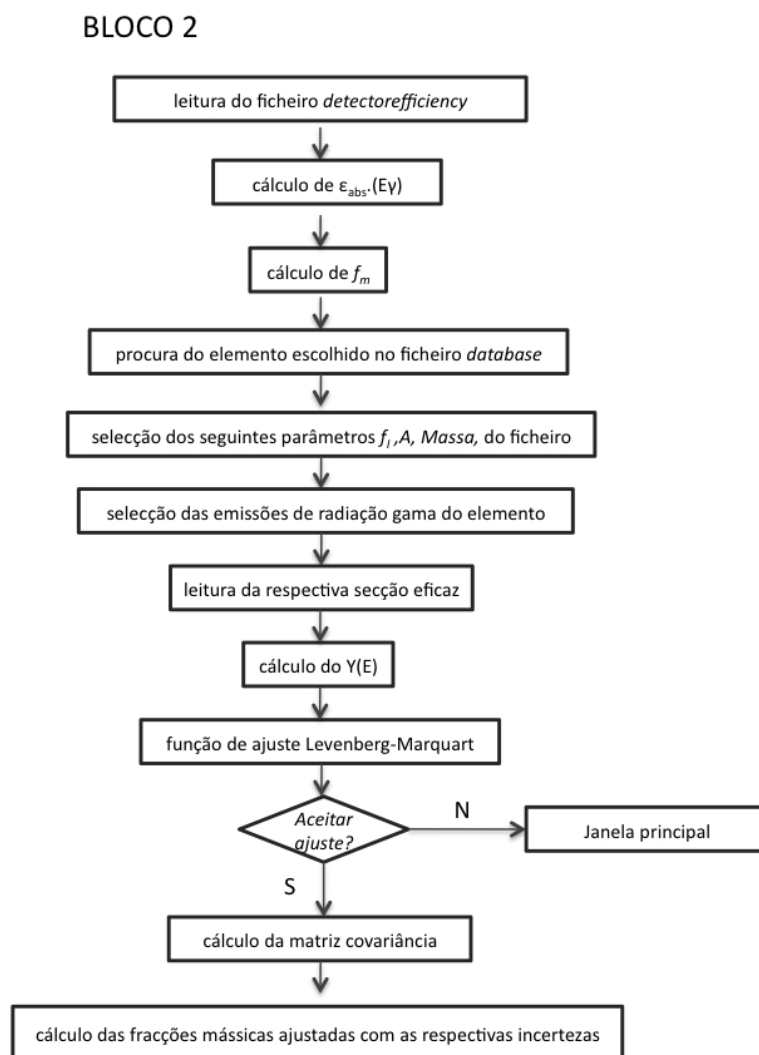


Figura 3.9: Bloco número 2 do programa ERYA.

Capítulo 4

Condições Experimentais

Nos capítulos anteriores foi descrita a importância das medições das secções eficazes para os elementos Li, F, B, Na, C, Mg e Be. Este capítulo descreve as condições experimentais das medidas que foram realizadas no acelerador Van de Graaff de 2,5 MV e também no acelerador Tandem de 3 MV do Laboratório de Feixe de Iões do ITN (Instituto Tecnológico Nuclear) em Sacavém, Portugal.

Este capítulo está dividido em duas secções. A primeira descreve os dois tipos de aceleradores e a instalação da nova linha de reacções nucleares no acelerador Tandem de 3 MV. Na segunda secção, é descrito o detector de radiação gama e o cálculo da sua eficiência absoluta.

4.1 Descrição do Equipamento

As reacções nucleares $^{25}\text{Mg}(p,p'\gamma)^{25}\text{Mg}$ e $^9\text{Be}(p,\gamma)^{10}\text{B}$ foram medidas no acelerador Van de Graaff de 2,5 MV do ITN. A reacção nuclear do isótopo ^{25}Mg foi medida até 2,4 MeV e a do ^9Be até 1,8 MeV.

Para estender este método a energias mais elevadas, foi desenvolvida uma nova linha de Reacções Nucleares no acelerador Tandem de 3 MV do ITN.

As reacções $^{10}\text{B}(p,\alpha\gamma)^7\text{Be}$, $^{23}\text{Na}(p,p'\gamma)^{23}\text{Na}$, $^{19}\text{F}(p,p'\gamma)^{19}\text{F}$, $^7\text{Li}(p,p'\gamma)^7\text{Li}$ e $^{25}\text{Mg}(p,p'\gamma)^{25}\text{Mg}$ foram medidas até 4,0 MeV no acelerador Tandem 3 MV.

4.1.1 Van de Graaff Setup

O acelerador Van de Graaff de 2,5 MV produz feixes de H^+ , H_2^+ , H_3^+ e $^4He^+$ e neste trabalho foi utilizado o intervalo de energias $E_{lab} = 300$ a 2400 keV, com correntes no alvo que podiam variar entre os 10 a 500 nA (ver figura 4.1). A energia absoluta do feixe é conhecida com uma precisão de $1,1 \times 10^{-3}$ [54].

O feixe é produzido por uma fonte RF (radio-frequência). A focagem é feita através de um conjunto de eléctrodos no início do tubo do acelerador, designadas por lentes *Einzel*. De seguida, passa por uns deflectores electrostáticos x e y localizados depois do tanque do acelerador e por um sistema de Quartzo/Tântalo que permite visualizar o feixe à saída do acelerador. O feixe é depois encaminhado para a linha de Reacções Nucleares ao ser deflectido a 25° pela acção de um magneto deflector. Com a deflecção do feixe consegue-se determinar a sua energia, estabelecendo-se uma relação entre o campo magnético e a energia cinética dos iões do feixe.



Figura 4.1: Acelerador Van de Graaff.

4.1.1.1 Linha de Reacções Nucleares

A linha de reacções nucleares do Van de Graaff está representada nas figuras 4.2 e 4.4.

O sistema de vácuo da linha está representado na figura 4.3. Este sistema está dividido em dois estágios. O primeiro estágio é assegurado por uma bomba rotatória e por uma bomba tur-

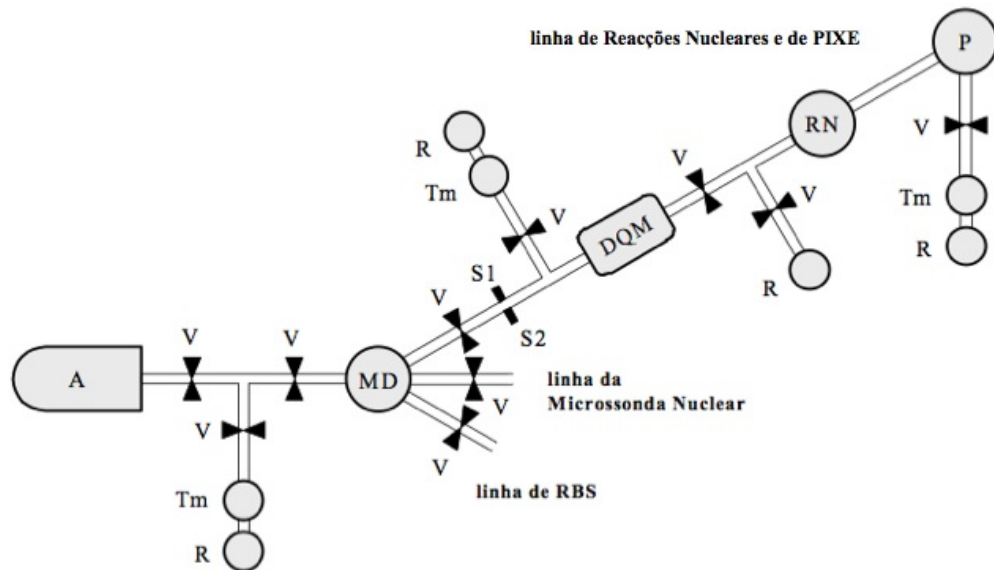


Figura 4.2: Esquema da linha de reacções nucleares do acelerador Van de Graaff de 2,5 MeV do Laboratório de Feixes de Iões do ITN. A linha de Reacções Nucleares e de PIXE é apresentada em detalhe. Legenda: A - acelerador Van de Graaff; V - válvulas de vácuo; Tm - bombas turbomoleculares; R - bombas rotatórias; MD - magneto deflector; S1 e S2 - par de anteparos; DQM - duplo quadrupolo magnético; RN - câmara de reacções nucleares; P - câmara de PIXE.

bomolecular da *Pfeiffer*. O segundo estágio possui uma bomba rotatória para o vácuo primário, uma bomba turbomolecular da *Varian* com velocidade de bombeamento 250 l/s. Os medidores *Pirani* e *Penning* são todos da *Edwards* onde os modelos são PRL10 P021-58-000 e CP25-S P145-33-000 respectivamente.

A linha é composta pelos seguintes componentes:

1. Sistema de Quartzo/Tântalo que permite visualizar o feixe na linha;
2. Sistema de anteparos que permite a estabilização do feixe;
3. Duplo quadrupólo magnético, caso seja necessário focar o feixe;
4. Duas câmaras de análise PIGE e PIXE– a experiência foi efectuada na primeira câmara;
5. Teodolito para alinhar o feixe na linha.

O par de anteparos de estabilização (S1 e S2), que consistem em duas placas de tântalo isoladas electricamente, colectam uma fracção da corrente do feixe e enviam-no para amplificadores diferenciais. O sinal recebido é de seguida processado pelo sistema de controlo do acelerador, e

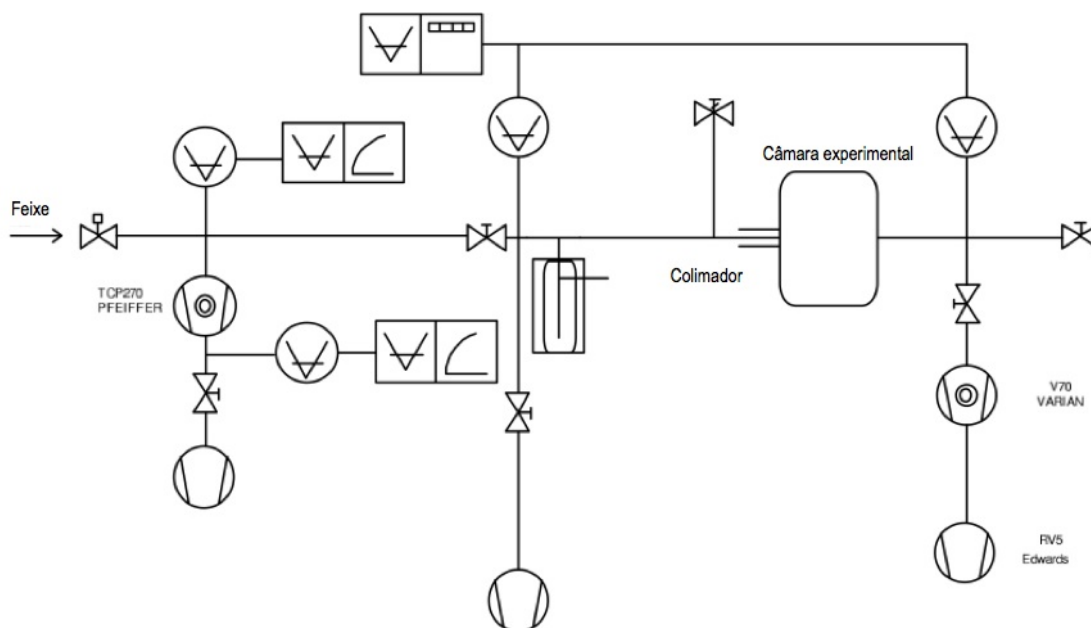


Figura 4.3: Esquema do sistema de vácuo da linha de reacções nucleares no acelerador Van de Graaff.

depois este actua sobre o sistema de tensão do terminal de modo a controlar a energia do feixe. A abertura dos anteparos é ajustada manualmente.

Antes do feixe passar pelo colimador à entrada da câmara, existe um sistema feito de um tubo de cobre com as seguintes dimensões (comprimento=219,5 mm e $\phi_{interno} = 20$ mm) arrefecido a azoto líquido (trapa de azoto líquido). Este sistema permite diminuir os depósitos de carbono no alvo. A pressão típica foi de 9×10^{-7} mbar. Para se medir as reacções nucleares usou-se uma câmara cilíndrica com um diâmetro de 268 mm, altura 250 mm e com 4mm de espessura (ver figuras 4.11 e 4.5). O feixe entra na câmara através de dois colimadores de Ta com 2 mm (ou 4 mm) de diâmetro, facilmente removíveis, localizados a 207 mm e a 101 mm do alvo. Foi necessário colocar uma extensão dentro da câmara, de modo a minimizar a quantidade de electrões secundários emitidos pelo colimador de Ta que poderiam alcançar a câmara (ver figura 4.8). Este sistema de colimadores está isolado da câmara.

A própria câmara serve de gaiola de Faraday. Deste modo, os iões que atravessam o alvo e os electrões secundários emitidos do alvo são colectados, permitindo quantificar-se a carga que chega ao alvo. Para isolar a câmara electricamente da linha e do sistema de bombeamento, foram colocadas flanges isolantes entre a ligação da linha e a câmara, e na conexão com a bomba turbomolecular. Com estas flanges, a impedância da câmara é de $150 M\Omega$.

A medida de carga (e a reprodutibilidade das medidas) foi sempre verificada no início de



Figura 4.4: Linha de Reações Nucleares do acelerador Van de Graaff.



Figura 4.5: Câmara de Reações Nucleares.

cada tempo de acelerador, utilizando um alvo depositado de LiF sobre Cu (espessura= $40.0 \mu\text{g}/\text{cm}^2$). Modificando a corrente de feixe (entre 10 nA e 300 nA) e sempre para o mesmo valor de carga, mediram-se os rendimentos da risca de 478 keV do Li. Se os valores dos rendimentos forem iguais, dentro do erro estatístico, pode-se então concluir que não existem problemas na medição da carga e os resultados são reprodutíveis.

O porta-amostras está representado na figura 4.6. Ele é colocado no centro da câmara e os alvos podem ser colocados a 0° ou a 45° em relação à direcção do feixe. Foi necessário colocar uma extensão superior de alumínio, para facilitar a rotação da posição dos alvos.

A câmara também possui um *beam stopper* feito de aço-inox AISI304. O *beam stopper* possui uma extensão que é alinhada com o teodolito, e no fim dessa possui uma chapa de Ta. A extensão permite diminuir o número de partículas retrodispersadas do *beam stopper* que podem alcançar os detectores de partículas. O *beam stopper* está representado na figura 4.7.

Neste trabalho, também foram utilizadas amostras isolantes, e nas amostras isolantes basta a corrente ser da ordem de 10 nA, para que o escoamento de carga só possa ser conseguido através da ocorrência de faíscas. As faíscas interferem com a medição da carga. Para não ocorrerem faíscas, recorreu-se a um canhão de electrões com um filamento de tungsténio.



Figura 4.6: Fotografia do porta-amostras da câmara de Reacções Nucleares.

Figura 4.7: Fotografia do *beam stopper* da câmara de Reacções Nucleares.



Figura 4.8: Extensão do sistema de colimadores vista dentro da câmara de Reacções Nucleares.

A câmara está equipada com três detectores de radiação:

1. Dois detectores de partículas: Canberra PIPS ("Passivated Implanted Planar Silicon") móveis (referência: PD-50-12-100 RM) com área activa= 50 mm², espessura efectiva=100 μm e resolução= 12 keV para partículas alfa de 5486 keV provenientes de uma fonte de ²⁴¹Am. São designados por MOVE e MOVD. Cada detector está dentro de uma caixa de teflon e esta última dentro de uma caixa de aço-inox com uma abertura de φ=6 mm. Estão montados num braço móvel que é regulado a partir do exterior. Possuem uma diferença de 21° entre eles (esta distância é fixa) na geometria Cornell. A posição dos detectores pode variar entre $\theta_{lab}=84^{\circ}-165^{\circ}$, com uma precisão de 1°. A distância entre o alvo e o detector a 145° é de 88±1 mm. Esta geometria corresponde a um ângulo sólido de $\Omega = \pi r^2 / d^2 \Rightarrow \Omega = 3,651 \pm 0,083$ msrad (esta aproximação apenas é válida para este tipo de distâncias);
2. Um detector de radiação gama EG&G Ortec GEM-45190-P HPGe (diâmetro do cristal =

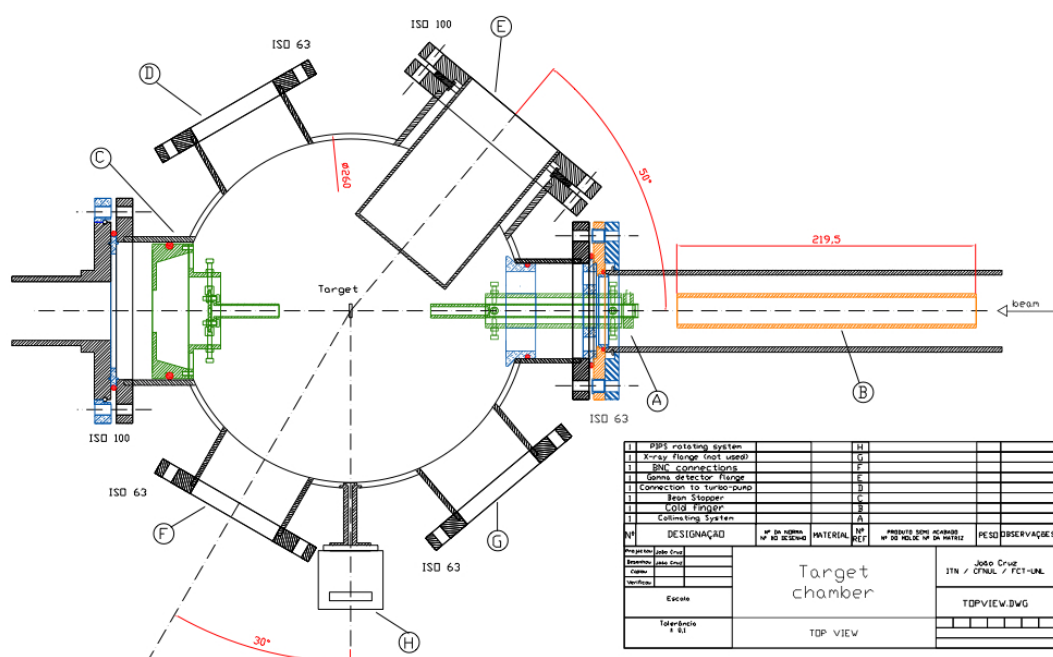


Figura 4.9: Diagrama da câmara de reacções nucleares [54]. Legenda das cores: verde- aço-inox AISI 304, laranja-outros metais, azul-isolante, vermelho-o’rings.

64,0 mm, comprimento = 62,6 mm, resolução=1,76 keV, e eficiência relativa=45% para a detecção da risca de 1,332 MeV da fonte de ^{60}Co). Está colocado a uma distância de 55,5 mm do alvo e com um ângulo de 130° em relação à direcção do feixe. O cálculo da eficiência absoluta está descrito na secção 4.2.

Os sinais dos detectores depois de amplificados são convertidos por conversor analógico-digital (ADC). A interface utilizada foi GENIE-2000 GUI.

4.1.1.2 Linha de RBS

A linha de RBS foi utilizada para analisar os alvos e obter espectros RBS depois de a câmara da linha de reacções nucleares ter sido transferida para o acelerador Tandem. A figura 4.10 tem representado o esquema da linha de RBS.

A linha possui um par de anteparos de estabilização (S1 e S2), equivalentes aos descritos anteriormente. O feixe antes de entrar na câmara (ver figura 4.1) e incidir sobre a amostra passa por um par de colimadores (C1 e C2) que limitam o feixe a uma área eficaz de 1 mm^2 . Os iões

retrodispersos são detectados por dois detectores PIPS a $\theta_{lab}=140^\circ$ e a $\theta_{lab}=180^\circ$ em relação à direcção do feixe, com resoluções energética de 13 keV e 18 keV, respectivamente.

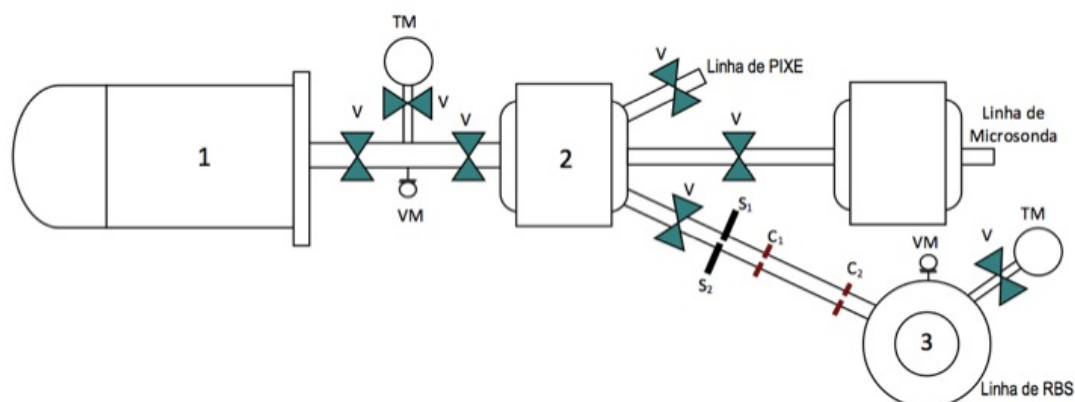


Figura 4.10: Representação esquemática das diferentes linhas de associadas ao acelerador Van de Graaff existente no ITN [V – válvulas de vácuo; TM – Bomba de vácuo turbomolecular; S1, S2 – anteparos de estabilização; C1, C2 – colimadores do feixe; VM – Manómetro; 1 – Câmara experimental.



Figura 4.11: Câmara de RBS do acelerador Van de Graaff.

4.1.1.3 Calibração do Magneto Deflector

A calibração do magneto deflector foi efectuada a partir da medição das ressonâncias das reacções nucleares da tabela 4.1.

Foram utilizados dois alvos para medir os rendimentos da radiação- γ das várias ressonâncias referidas na tabela 4.1: LiF (espessura= $40,0 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) e NaF (espessura = $38,6 \mu\text{g}/\text{cm}^2$), ambos depositados sobre chapa de Cu.

Energia dos protões (keV)	Radiação γ (MeV)	Γ (keV)	Reacção
668.0	7.12, 6.92, 6.13	6.0	$^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$
872.11 ± 0.20	7.12, 6.92, 6.13	4.7 ± 0.2	$^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$
1373.2	7.12, 6.92, 6.13	11.0	$^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$
1645.1	0.440	8.0	$^{23}\text{Na}(p,p'\gamma)^{23}\text{Na}$
1930.7	0.440	6.9	$^{23}\text{Na}(p,p'\gamma)^{23}\text{Na}$

Tabela 4.1: Reacções nucleares utilizadas para a calibração do magneto deflector, onde Γ é a largura natural da ressonância.

Para ressonâncias finas quando comparadas com a espessura do alvo, no máximo da ressonância, a energia detectada, E_{max} , corresponde à soma da energia da ressonância mais metade da perda de energia no alvo (ΔE):

$$E_{max} = E_R + \Delta E/2. \quad (4.1)$$

A perda de energia, ΔE , é relacionada com a largura experimental, Γ' , pela equação:

$$\Gamma' = \sqrt{\Delta E^2 + \Gamma^2}. \quad (4.2)$$

onde Γ é a largura natural da ressonância.

De seguida, faz-se uma regressão linear de E_{max} em função de $B^2 \times 10^{-4}$, onde B é a indução magnética em unidades de Gauss. Este é um processo iterativo na determinação do ΔE , e termina quando os parâmetros da calibração em energia deixarem de sofrer alterações.

Quando se iniciou este trabalho, para um feixe de H^+ , a calibração em energia era igual a:

$$E(\text{keV}) = 3,4799 \frac{B^2}{10^4} (\text{Gauss}) + 6,5435 \quad (4.3)$$

Cada vez que foi feita a manutenção do acelerador, foi necessário determinar a nova recta de calibração pelo processo descrito anteriormente.

4.1.2 Tandem Setup

O acelerador Tandem da Unidade de Física e Aceleradores do Instituto Tecnológico e Nuclear (UFA-ITN) é um acelerador electrostático de 3 MV (figura 4.12).



Figura 4.12: Acelerador Tandem de 3 MV do Instituto Tecnológico e Nuclear (UFA-ITN).

Como o acelerador foi adquirido pelo ITN durante o desenvolvimento deste trabalho, foi necessário construir uma nova linha de reacções nucleares. Os desenhos técnicos dos vários componentes que foram necessário fabricar encontram-se no Apêndice B.

Neste trabalho procedeu-se ao alinhamento de todos os componentes do acelerador Tandem: fontes de iões, verificação do alinhamento do tubo do acelerador, magnetos, anteparos, quadru-pólos, tripletos, gaiolas de faraday (doravante serão designadas por faraday cup), deflectores x e y , as lentes *Einzels* e linha de AMS e μ AMS. Para o alinhamento utilizaram-se dois teodolitos digitais e um sistema feito a partir de um tubo com água, que permitia verificar a altura dos componentes a partir da altura da água nas duas extremidades do tubo.

A linha de reacções nucleares foi toda construída de raiz, incluindo os suportes da linha e o sistema de canalização para o arrefecimento da água das bombas turbomoleculares. Todas as flanges CF foram fabricadas no ITN.

Na construção da linha, teve-se sempre a preocupação em aproveitar o material existente no laboratório e fazer as modificações necessárias para ser utilizado.

Retirou-se a câmara de reacções nucleares do acelerador Van de Graaff, tendo sido necessário colocar um novo tubo na linha de reacções nucleares do Van de Graaff (ver figura 4.13), e montou-se na nova linha. Como a altura da nova linha é bastante superior à da linha anterior, o suporte do detector- γ como o suporte da blindagem de Pb do detector tiveram de ser altera-

dos, tendo sido necessário soldar extensões, de modo a ficarem com uma altura superior. Visto que o sistema do acelerador Van de Graaff é ISO e no acelerador Tandem é CF, foi necessário fabricar adaptações ISO-CF para a ligação da câmara de reacções nucleares à nova linha. As válvulas foram todas reparadas, para poderem ser utilizadas. À entrada da linha existe uma válvula pneumática e à entrada da câmara uma válvula manual.



Figura 4.13: Linha de reacções Nucleares de PIXE do acelerador Van de Graaff sem a câmara de Reacções Nucleares.

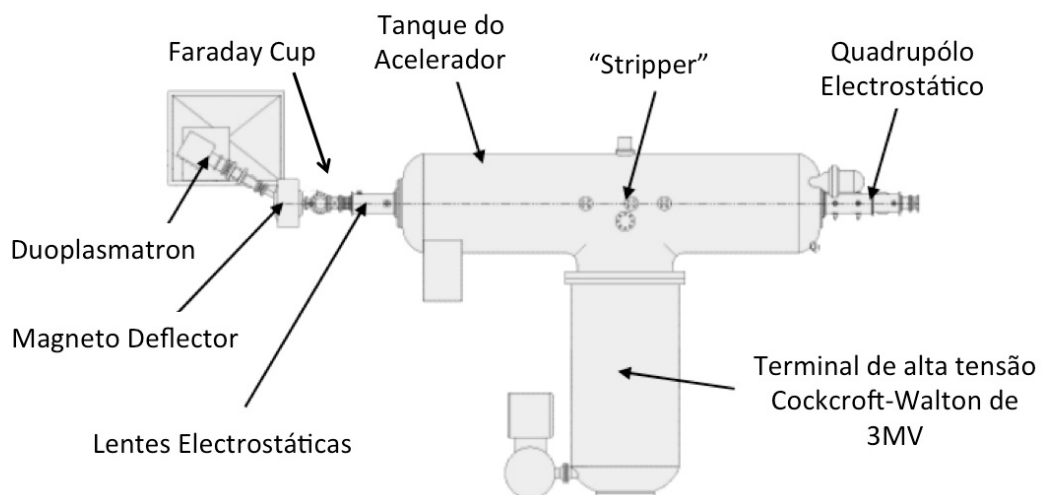


Figura 4.14: Acelerador Tandem onde estão representados todos os componentes da parte do feixe de iões negativos: fonte duoplasmatron, faraday cup, magneto deflector, lentes electrostáticas, *Stripper* e o quadrupólo electrostático à saída do acelerador.

O acelerador Tandem está representado na figura 4.14 e possui os seguintes componentes:

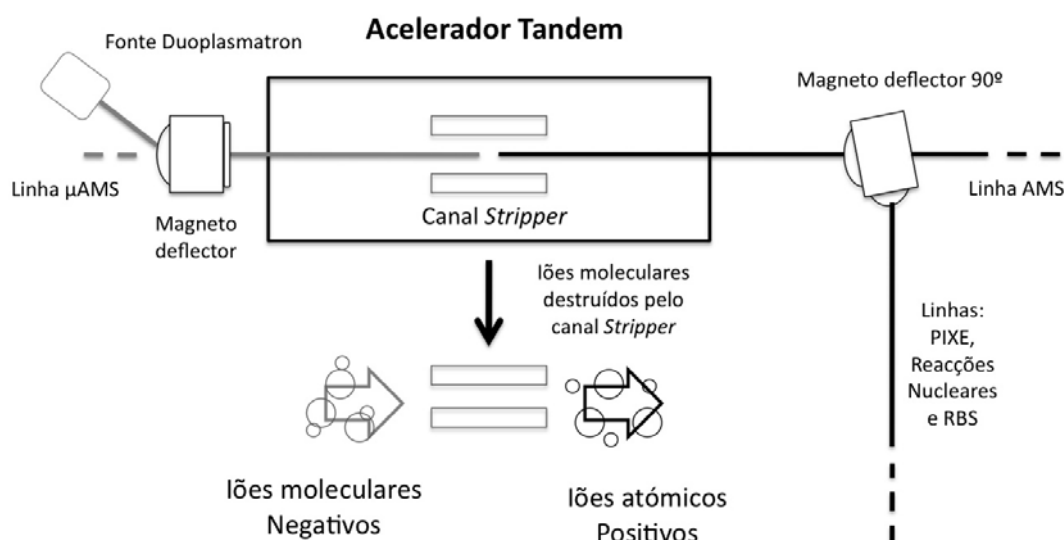


Figura 4.15: Princípio do acelerador Tandem com um canal *Stripper*. Uma fonte Duoplasmatron produz um feixe de íons negativos, estes são acelerados pelo acelerador Tandem e convertidos para íons positivos a partir do canal *Stripper*.

1. Fonte Duoplasmatron: fonte de íons de hidrogénio negativos com intensidade até $30 \mu\text{A}$, no entanto a corrente normalmente utilizada é na ordem dos 100 nA . Durante este trabalho, foram feitos vários filamentos para a fonte *Duoplasmatron*.

Procedimento para fazer um filamento para a fonte *Duoplasmatron*: Com água régia ($\text{HCl} + \text{HNO}_3$ (3:1) + H_2O) limpa-se a malha de platina (filamento). De seguida, lava-se o filamento com água. Depois de seco, mergulha-se o filamento na mistura de Carbonato de Bário + Butil Acetato (1:2). De seguida, aquece-se com o maçarico até ficar vermelho. Após ter arrefecido, mergulha-se novamente na mistura de Carbonato de Bário + Butil Acetato. Por fim, seca-se o filamento mas desta vez com ar frio (figuras 4.16 e 4.17).

2. tubos de aceleração: o feixe produzido na fonte Duoplasmatron está confinado ao interior destes tubos onde é acelerado, defletido e focado.
3. Tanque do acelerador a alta pressão (gás SF_6 , pressão= 6 bar) onde no seu interior existe: uma fonte de alta tensão Cockcroft-Walton de 3 MV que acelera o feixe e um canal de *Stripper*, que é um alvo gasoso de Árgon com uma pressão de alguns mbar. No primeiro estágio de aceleração, o terminal de alta tensão cria um potencial eléc-

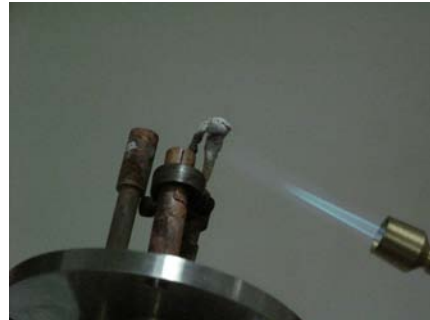


Figura 4.16: Filamento feito de malha de platina e limpo por ácido. Figura 4.17: Filamento com cloreto bórico aquecido com um maçarico.

trico positivo elevado (normalmente com valores entre 500 e 2500kV) no centro do acelerador, na zona onde se encontra o *Stripper*. Devido ao elevado potencial positivo, os iões negativos são acelerados até ao centro do acelerador onde irão atravessar o *Stripper*. Devido ao *Stripper* os iões perdem os electrões fracamente ligados, tornando-se desta forma iões positivos. No segundo estágio de aceleração, os iões irão sofrer uma aceleração adicional pelo mesmo potencial positivo, até à saída do acelerador (ver figura 4.15). A energia total ganha pelos iões devido a este processo é $(1+q)V$, onde q corresponde ao estado de carga final do ião em unidades de carga, V corresponde ao valor do potencial positivo criado no centro do acelerador em MV. Por exemplo, para uma tensão de 1 MV, obtém-se à saída do tanque do acelerador um feixe de protões com 2 MeV de energia.

A linha onde foi realizado este trabalho é composta por vários componente (ver figura 4.27):

1. Sistema de colimadores em Ta, com 3 diâmetros diferentes (2 mm, 5 mm e 3 mm) (figuras 4.25 e 4.19¹). Este sistema também permite medir a corrente do feixe que incide na chapa de Ta, a partir do fio eléctrico vermelho especial para vácuo da figura. Na chapa foi colado um quartzo para se conseguir visualizar o feixe logo à entrada da linha (figuras 4.18 e 4.20);
2. Faraday cup de modo a medir a intensidade do feixe de partículas depois do sistema de colimadores (figura 4.21);

¹Nesta imagem o quartzo estava partido porque a intensidade do feixe foi muito elevada, à volta dos 5 nA. O quartzo foi colocado novamente alinhado com os furos (figura 4.18).



Figura 4.18: Pormenor da chapa de Ta do sistema de colimadores e quartzo da linha de Reacções Nucleares do acelerador Tandem. A chapa de Ta tem furos com 3 diâmetros diferentes (2, 5 e 3 mm).

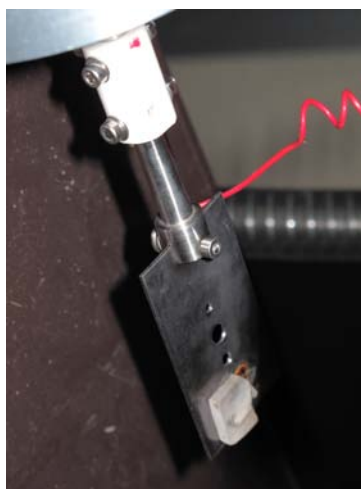


Figura 4.19: Pormenor do sistema de colimadores. É constituído por um cilindro em *maccord* que faz o isolamento ao veio que permite escolher a posição, e deste modo medir a corrente do feixe na chapa de Ta.

3. Quadrupólo (dupleto) para focar o feixe antes de atingir o colimador à entrada da câmara;
4. Deflectores electrostáticos para orientar o feixe de modo a entrar correctamente na câmara;
5. Colimador à entrada da câmara (figuras 4.22 e 4.23);
6. Câmara de Reacções Nucleares (ver figura 4.24);
7. Sistema de câmaras de vídeo. Uma câmara é utilizada na saída da focagem do tripleto e no sistema de colimação. A outra é utilizada na câmara de Reacções Nucleares.

Toda a linha de reacções nucleares, sistema de colimadores, colimador da câmara e a câmara de reacções nucleares foi alinhada utilizando um teodolito e uma mira à entrada da linha de reacções nucleares.

Para energias do feixe de prótons superiores a 2,4 MeV, o sistema de câmaras de vídeo teve de ser implementado, para evitar a radiação produzida e também para evitar os neutrões provenientes dos canais (p,n) abertos. Por esse motivo, também se desistiu da trapa de azoto líquido junto à câmara, que era utilizado para evitar a acumulação de carbono. Tal opção poderia

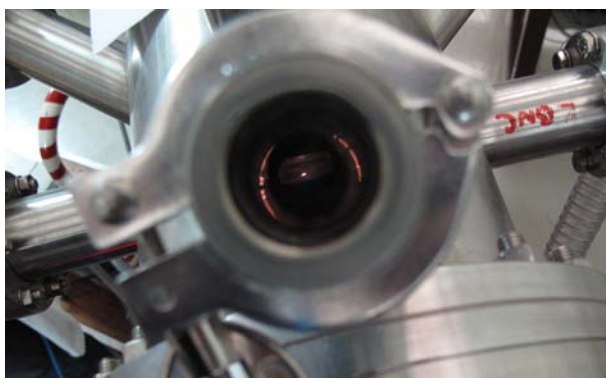


Figura 4.20: Feixe focado com 2 mm no quartzo à entrada da linha de Reacções Nucleares do acelerador Tandem.



Figura 4.21: Faraday Cup em Cu isolada com *mac-cord* da linha de Reacções Nucleares do acelerador Tandem.



Figura 4.22: Pormenor da chapa de Ni com evaporação de Au do colimador da câmara de Reacções Nucleares do acelerador Tandem.



Figura 4.23: Pormenor da chapa de Ni que protege o colimador da câmara de Reacções Nucleares do acelerador Tandem.

mostrar-se problemática, mas dado o vácuo da linha na ordem de 2×10^{-7} mbar, não foram verificados depósitos de C nos alvos. Já era expectável porque a linha possui uma bomba rotatória limpa e os tubos foram todos limpos exaustivamente (o carbono costuma estar relacionado com os vapores dos óleos das bombas, que ao longo do tempo vai-se condensando nas superfícies dos tubos).

O sistema de vácuo da linha está representado na figura 4.28. Este sistema está dividido em dois estágios. O primeiro estágio é assegurado por uma bomba rotatória e por uma bomba turbomolecular da *Pfeiffer*. O segundo estágio possui uma bomba rotatória para o vácuo primário, uma bomba turbomolecular da *Varian* com velocidade de bombeamento 250 l/s. Os medidores *Pirani* e *Penning* do primeiro estágio são todos da *Edwards* onde os modelos são PRL10 P021-58-000 e CP25-S P145-33-000 respectivamente e o medidor da câmara é da *Edwards* e permite medir tanto o vácuo primário como o de alto vácuo. A pressão da câmara com este sistema é de

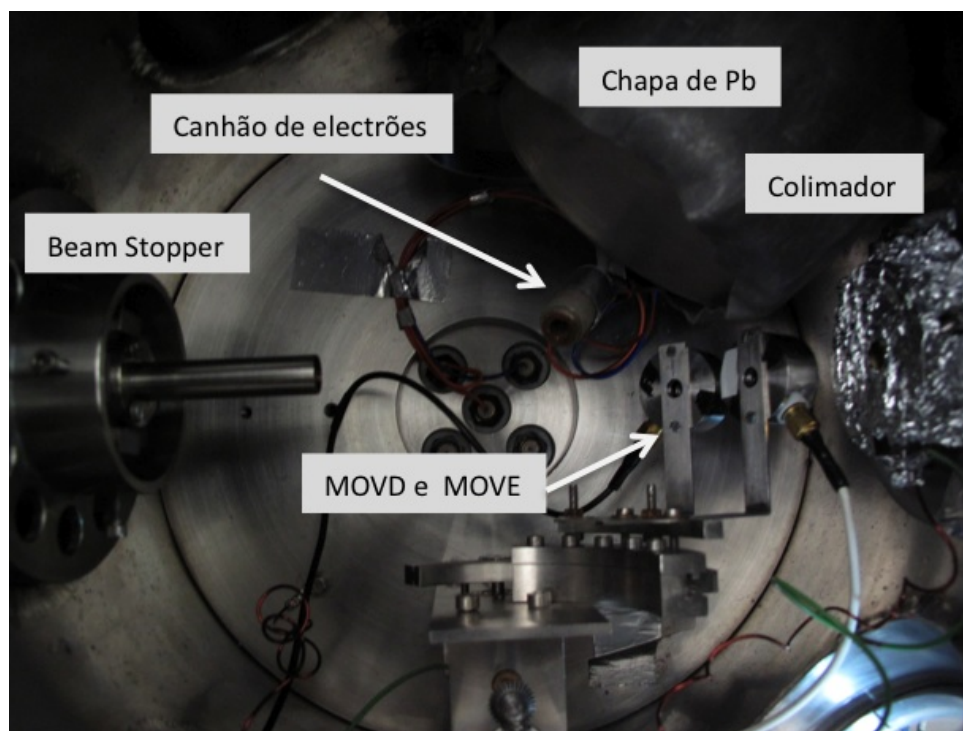


Figura 4.24: Interior da câmara de reacções nucleares, onde estão representados os detectores MOVD e MOVE, *beam stopper*, canhão de electrões, o colimador e a chapa de Pb.

1×10^{-7} mbar.

Depois de o feixe ser acelerado pelo segundo estágio do acelerador Tandem, o feixe é focado pelos quadrupólos electrostáticos à saída do acelerador (ver figura 4.26). De seguida, passa pelos anteparos compostos por 4 micrómetros e chapa de Ta (normalmente abertura de $1,2 \text{ mm}^2$) e a sua corrente é medida na faraday cup. O feixe é desviado pelo magneto 90° e passa novamente pelos anteparos equivalentes aos anteriores (abertura de 1 mm^2) e a sua corrente é medida na Faraday Cup logo a seguir. De seguida, o feixe é focado utilizando o tripleto. Para focar o feixe com o tripleto é utilizada uma câmara, no visor à saída do magneto deflector, este desligado. Depois de focado, utilizando o magneto deflector, o feixe é desviado para a linha de Reacções Nucleares. No quartzo do sistema de colimadores, o feixe é novamente focado com o tripleto utilizando novamente uma câmara de vídeo. Depois de focado, coloca-se manualmente no colimador pretendido (normalmente com o diâmetro 3 mm, e com o feixe de prótons na faraday cup logo a seguir à fonte Duoplasmatron) e a corrente do feixe é medida na faraday cup a seguir ao sistema de colimadores. Como é possível medir a corrente tanto no sistema de colimadores, como na Faraday Cup, permite focar o feixe com um diâmetro inferior a 2 mm (a

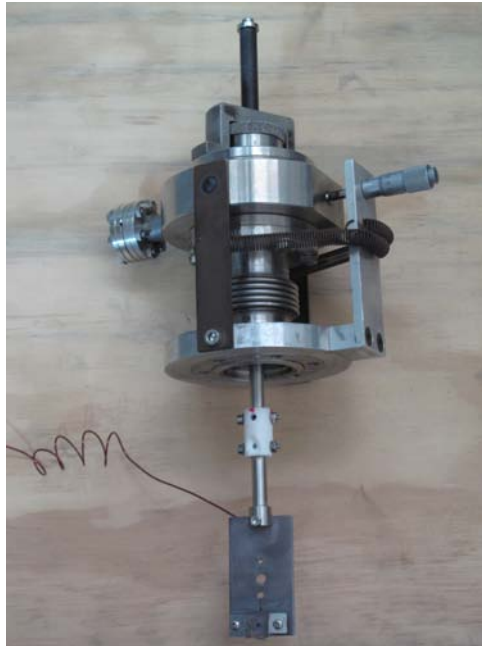


Figura 4.25: Sistema de colimadores e quartzo da linha de Reacções Nucleares do acelerador Tandem.

focagem é feita até não existir nenhuma corrente na chapa de Ta e se atingir o valor de corrente na faraday cup igual à faraday cup antes do triplo.) Depois de se obter o máximo de corrente pretendida na faraday cup da linha é feita a focagem do feixe pelos quadrupólos e utilizando também os deflectores x e y.

Colocar o feixe na câmara de reacções nucleares pode ser uma tarefa bastante difícil. Por vezes o feixe apresenta desvios na ordem de 4 cm tanto no plano vertical e horizontal. Esta dificuldade resultou no fabrico de vários colimadores para a câmara de reacções nucleares:

1. O suporte do colimador não podia ser de aço-inox porque devido às energias utilizadas do feixe de protões (entre 2 a 4 MeV) ao embater no colimador, apareciam no espectro de radiação- γ picos das emissões γ provenientes do ferro, crómio, níquel, molibdénio;
2. Como a câmara funciona como uma faraday cup, este sistema tinha de estar electricamente isolado da câmara. O material utilizado para o seu fabrico foi feito a partir de um plástico especialmente desenvolvido para vácuo;
3. Apesar desta peça ter uma abertura com um diâmetro de 4 cm, devido aos desvios do feixe tanto na vertical como na horizontal, na primeira versão do colimador o plástico queimou. Para proteger a peça de plástico foi utilizada uma chapa de Ni com uma abertura com um

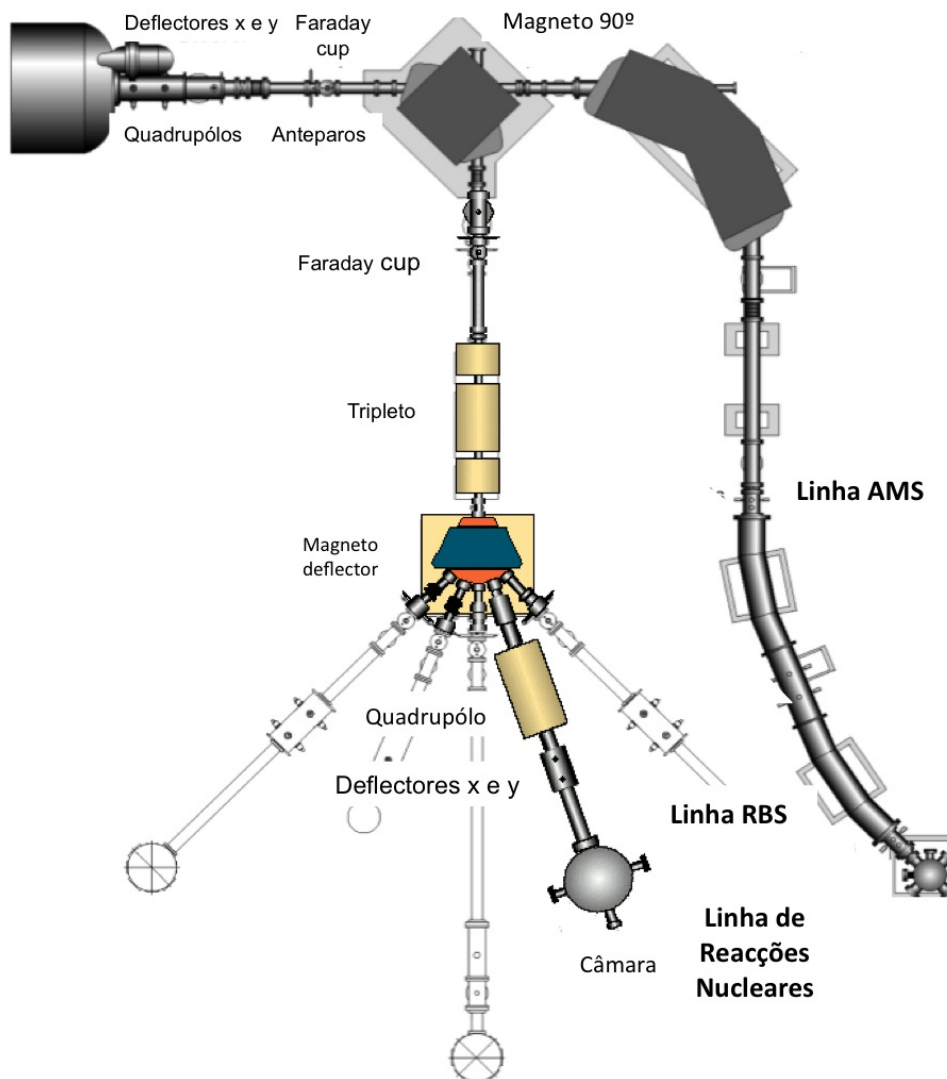


Figura 4.26: Acelerador Tandem onde estão representados todos os componentes da parte do feixe de íons positivos: fonte duoplasmatron, faradays cups, magneto 90°, magneto deflector, lentes electrostáticas, anteparos, linha de reacções nucleares, linha de AMS e linha de RBS.

diâmetro de 2 mm. É possível medir a corrente do feixe nesta chapa de Ni;

4. O primeiro colimador foi exclusivamente de Ni mas as riscas de Ni eram muito intensas no intervalo de energia superior a 2 MeV; o segundo foi uma chapa exclusivamente de Au com uma espessura de 0,5 mm. Devido à intensidade do feixe, a chapa aquecia e entortava; o colimador final é constituído pela chapa de Au com um diâmetro de 3 mm e a chapa de Ni com Au depositado dos dois lados com um diâmetro de 2 mm; o colimador está ligado à massa;
5. Como a área do colimador é muito superior ao anterior utilizado no acelerador Van de

Graaff (??) cobriu-se o colimador com folha de Al com um diâmetro de 5 mm, de forma a prevenir que os electrões secundários provocados pelo colimador entrassem na câmara;

6. No espectro de radiação gama, apareciam as riscas provenientes dos raios-X do Au. À volta da manga do detector no interior da câmara, colocou-se uma chapa de Pb com uma espessura de 2 mm.

Para focar o feixe dentro da câmara, coloca-se um quartzo no porta-amostras da câmara. Com a câmara de vídeo e minimizando a corrente na chapa de níquel que protege o suporte do colimador, consegue-se focar o feixe com um diâmetro entre 1 a 2 mm.



Figura 4.27: Linha de Reacções Nucleares do acelerador Tandem.

4.1.2.1 Calibração do Magneto Deflector

A calibração do acelerador Tandem foi efectuada a partir da medição das ressonâncias das reacções nucleares da tabela 4.2 [56].

Os alvos utilizados foram: NaF e Mg metálico ambos depositados sobre chapa de Ta.

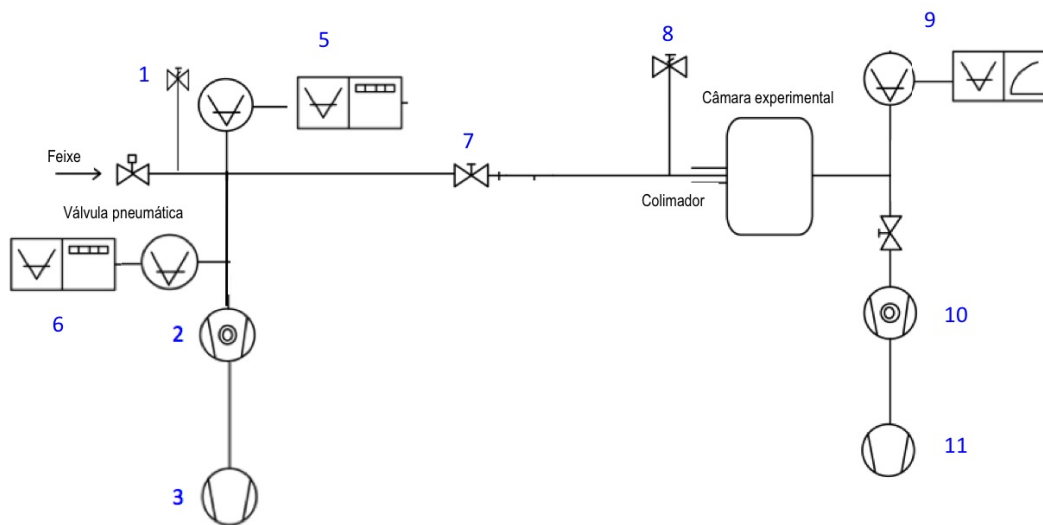


Figura 4.28: Esquema do sistema de vácuo da linha de reacções nucleares no acelerador Tandem .Legenda: 1- Válvula manual que serve tanto para a entrada de ar, como permite a ligação de uma bomba rotatória caso seja necessário fazer o vácuo primário da linha; 2- Bomba turbomolecular Varian TV301Navigator 250 l/s; 3- Bombas rotatória Varian; 5-Medidor MKS-345Pirani 6- Medidor Penning MKS-I-MAG; 7- Válvula manual; 8- Válvula manual que serve tanto para a entrada de ar, como permite a ligação de uma bomba rotatória caso seja necessário fazer o vácuo primário da câmara; 9-Medidor Penning e Medidor Penning PKJ020 da BALZERS; 10 - Bomba turbomoleculares Pfeiffer 100 l/s; 11 - Bomba rotórias Pfeiffer.

Energia dos prótons (keV)	Radiação γ (MeV)	Γ (keV)	Reacção
1645,1	0,440	8,0	$^{23}\text{Na}(p,p'\gamma)^{23}\text{Na}$
1930,7	0,440	6,9	$^{23}\text{Na}(p,p'\gamma)^{23}\text{Na}$
2413,0	1369	0,3	$^{24}\text{Mg}(p,p'\gamma)^{24}\text{Mg}$
2914,0	1369	-	$^{24}\text{Mg}(p,p'\gamma)^{24}\text{Mg}$
3660,0	1369	-	$^{24}\text{Mg}(p,p'\gamma)^{24}\text{Mg}$

Tabela 4.2: Reacções nucleares utilizadas para a calibração do acelerador Tandem, onde Γ é a largura natural da ressonância. Para as ressonâncias de 2914 e 3660 keV não existe informação disponível sobre Γ .

Para um feixe de H^+ , a calibração em energia foi igual a:

$$E = 0,978(TV_{nominal}x2) + 46,882, \quad (4.4)$$

onde $TV_{nominal}$ é a tensão aplicada pelo utilizador.

Esta recta de calibração foi verificada várias vezes, e não se verificou nenhuma alteração.

4.2 Detector Ge(HP)

O detector de radiação gama é um detector de Ge ultra puro. É revestido por uma capa de alumínio de 1 mm de espessura. Tem 64 mm de diâmetro, 62,6 mm de espessura e uma camada inactiva de 0,7 mm segundo informação do fabricante. Esta camada a partir do programa PENELOPE [53] vai ser simulada e comparada com os valores experimentais. O detector tem resolução e eficiência intrínseca de 1,76 keV e de 45 %, respectivamente, para a detecção da linha de 1,33 MeV do ^{60}Co com uma constante de tempo de 6 μs . O detector é arrefecido com azoto líquido. Relativamente à linha do feixe, está a uma distância de 55,5 mm.

No programa PIGE, descrito anteriormente, é essencial o conhecimento da eficiência do detector.

Um dos métodos para a calibração em eficiência de detectores de radiação é utilizar fontes radioactivas calibradas em eficiência. No entanto, estas fontes não emitem fótons de energia superior a 3,5 MeV, pelo para energias mais elevadas é necessário recorrer ou a um método semi-empírico extrapolando para as altas energias, por exemplo, o método de Moens [55], já utilizado anteriormente no grupo de trabalho, ou então procedendo à simulação do detector a partir de métodos Monte Carlo.

O detector já tinha sido simulado utilizando o EGS4 [60], mas foi necessário refazer a simulação do detector porque neste trabalho foi utilizada uma nova geometria. Para se fazer a simulação do detector utilizou-se o código PENELOPE.

O código PENELOPE foi desenvolvido para realizar simulações Monte Carlo do transporte acoplado do electrão – fóton no intervalo de energias de 100eV a 1GeV.

O PENELOPE permite simular várias geometrias, a escolhida neste trabalho foi a representação cilíndrica, utilizando o programa principal PENCYL. Este programa simula o transporte de electrões ou fótons (neste trabalho simulou-se fótons) em estruturas cilíndricas com múltiplas camadas. O programa PENCYL proporciona informação detalhada do transporte e energia depositada das partículas no meio onde interagem, a distribuição da dose em profundidade, a distribuição da carga depositada, etc.

O objectivo da simulação é o cálculo da curva de eficiência em função da energia, utilizando deste modo, a distribuição de probabilidade de energia depositada no volume activo de germânio, que é um dos *outputs* da simulação.

Para simulação da resposta do detector no PENELOPE, o detector de Ge(HP) foi modelado com a melhor precisão possível, porque variações nas características geométricas do detector têm influência na determinação da eficiência, nomeadamente, a espessura da camada inactiva de Ge, o diâmetro e comprimento do núcleo oco [57, 58].

Para se determinar a camada inactiva do detector, comparam-se as medidas experimentais das fontes radioactivas: ^{152}Eu , ^{56}Co e ^{133}Ba , calibradas em eficiência com uma incerteza de 5%, com as simulações do PENELOPE. Os cálculos foram iniciados com o valor declarado pelo fabricante, 0,7 mm, e depois foram realizados novos cálculos aumentando gradualmente a espessura da camada inactiva até se ter um acordo com o valor experimental. A camada inactiva com maior concordância com o valor experimental foi igual a 1,95 mm [59].

O esquema da simulação está representado na figura 4.30.

Os valores obtidos experimentalmente relativamente à configuração antiga, onde existia uma Gaiola de Faraday à volta da amostra, estão representados na tabela 4.3. Estes valores podem ser utilizados porque a diferença prevista entre a eficiência das duas configurações é bastante pequena, visto que a única alteração é a camada de Cu da Gaiola de Faraday, e a atenuação dos raios γ ao atravessar esta camada é ínfima.

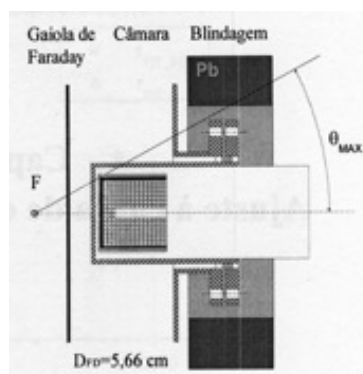


Figura 4.29: Configuração antiga do detector Ge(HP) onde o ponto F é a posição da amostra. Actualmente o detector está a uma distância de 55,5 mm do alvo e não existe a Gaiola de Faraday.

A eficiência determinada pelo PENELOPE, a eficiência experimental e os respectivos ajustes aos valores simulados estão nas figuras 4.31 e 4.32.

Energia dos fótons	Eficiência Experimental	Incerteza
80,0	0,0059	0,0005
121,8	0,0145	0,0013
160,6	0,0188	0,0023
223,1	0,0172	0,0021
276,4	0,0146	0,0011
302,8	0,0136	0,001
356,0	0,0121	0,0009
383,8	0,0114	0,0009
688,7	0,0079	0,0005
846,8	0,0062	0,0003
1037,8	0,0054	0,0003
1360,2	0,0046	0,0003
1771,3	0,0037	0,0002
2034,7	0,0034	0,0003

Tabela 4.3: Eficiência experimental determinada a partir das fontes radioativas: ^{152}Eu , ^{56}Co e ^{133}Ba , calibradas em eficiência com uma incerteza de 5% [55].

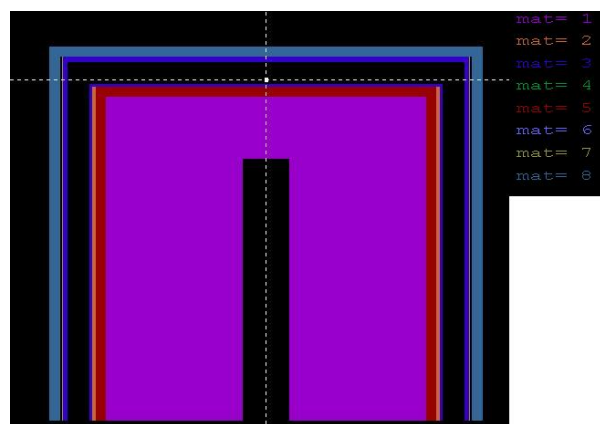


Figura 4.30: Esquema do detector Ge(HP) utilizando o PENELOPE. Legenda dos materiais: mat1- Germânio; mat2- Lítio; mat3- Alumínio; mat4- Mylar; mat5- Camada inactiva do detector; mat6- Boro; mat7- Mylar; mat8- Aço inox.

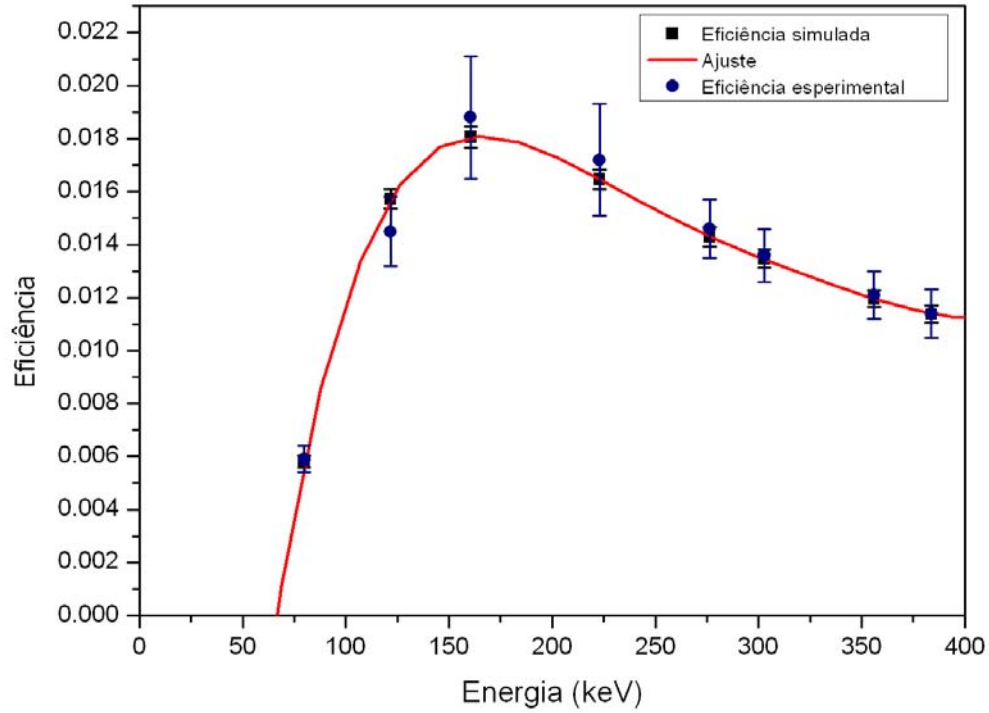
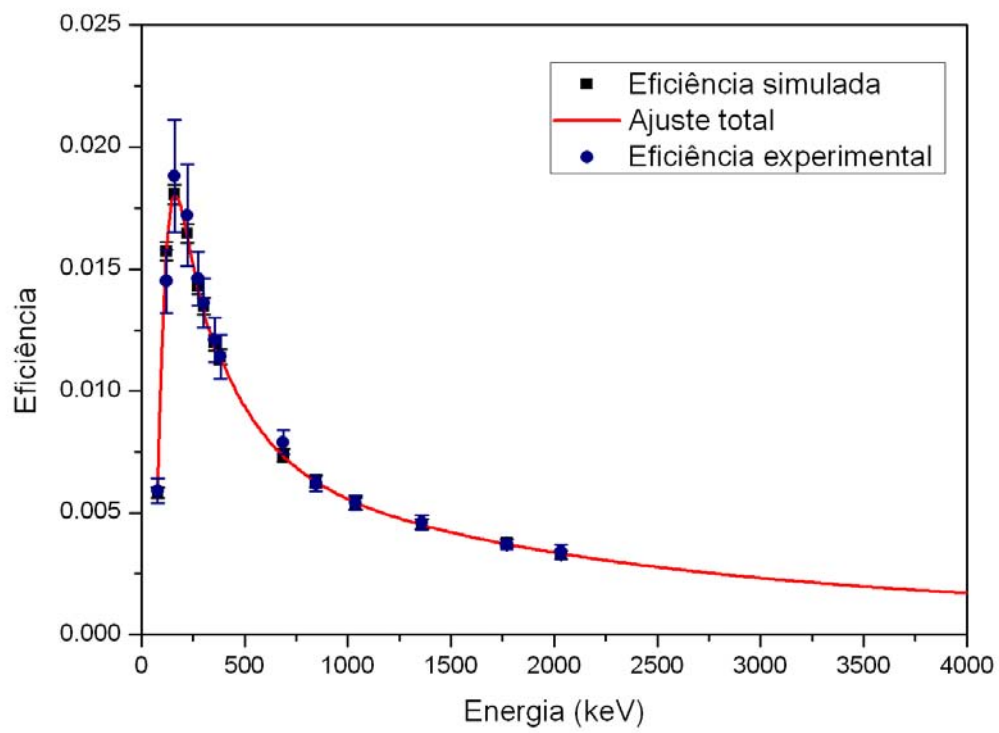


Figura 4.31: Ajuste polinomial da eficiência do detector de radiação γ simulada para a região de baixas energias.

Como se pode verificar pelas figuras, os valores experimentais estão concordantes com os simulados pelo PENELOPE.

Figura 4.32: Ajuste total da eficiência do detector de radiação γ .

Capítulo 5

Análise e Discussão dos Resultados

Como se verificou pelos capítulos anteriores, para quantificar os elementos leves por PIGE sem recurso a padrões, é necessário conhecer a secção eficaz da reacção que se pretende estudar.

Para validar o método, determina-se o rendimento experimental de uma determinada emissão de radiação gama de um alvo espesso com composição conhecida. De seguida, calcula-se a razão entre os rendimentos experimentais e os rendimentos calculados pelo ERYA. Se a razão entre os rendimentos for igual a 1 (dentro do intervalo de incertezas), o método de cálculo utilizado é válido e no futuro pode-se utilizar o ERYA com a secção eficaz calculada, para a quantificação desse elemento numa amostra com composição desconhecida, sem recurso a padrões.

Além do estudo das secções eficazes previstas inicialmente, com o novo acelerador Tandem, resolveu-se estender as funções de excitação estudadas anteriormente por Mateus [18] até $E_{lab}=4,0$ MeV, passando a ser esta a energia de análise para quantificar todos os elementos leves referidos anteriormente (em vez de $E_{lab}=2,4$ MeV utilizada por Mateus [18, 27]).

Este capítulo está dividido em várias secções e cada secção corresponde a análise de cada uma das reacções descrita no Capítulo 2. Dependendo da reacção, cada secção está sub-dividida nas análises efectuadas ora no acelerador Van de Graaff de 2,5 MV ora no acelerador Tandem de 3 MV do ITN.

Todos os detalhes do setup experimental para o acelerador Van de Graaff foram descritos na secção 4.1.1 e para o acelerador Tandem na secção 4.1.2. Os programas utilizados para calcular as áreas dos picos e os respectivos ajustes foram o RMCA [61] e o Origin [62]. Em todas as análises efectuadas foi verificada a reprodutibilidade dos resultados. Os resultados apresentados

nos gráficos já são o resultado das médias de todas as medidas efectuadas. No Apêndice C estão as tabelas dos rendimentos e das secções eficazes determinadas.

5.1 Reacção $^{25}\text{Mg}(p,p'\gamma)^{25}\text{Mg}$

O Magnésio é um elemento vital nos processos metabólicos das plantas e animais, e um dos elementos mais promissores na produção de ligas metálicas leves para a indústria automóvel.

O Magnésio foi o elemento escolhido para iniciar este trabalho. No momento do seu início, só existia no ITN o acelerador Van de Graaff de 2.5 MV, como aliás, já foi descrito anteriormente no Capítulo 4.

A reacção escolhida para iniciar este trabalho foi a reacção $^{24}\text{Mg}(p,p'\gamma)^{24}\text{Mg}$, visto que a abundância natural do ^{24}Mg é de 78,99%.

5.1.1 Análise dos Resultados do Acelerador Van de Graaff

Para a determinação da secção eficaz foram feitos vários alvos finos evaporados sobre Ag e Cu. Evaporaram-se os seguintes compostos: MgTiO_3 , MgSO_4 e MgWO_4 . Depois de analisados, chegou-se à conclusão que o alvo mais estável, e com a maior quantidade de ^{24}Mg evaporado, foi o alvo feito a partir do composto de MgWO_4 . A corrente do feixe de protões foi de 200 nA.

O rendimento da emissão de radiação gama de 1369 keV está representado na figura 5.1.

Como se pode verificar pela figura 5.1, neste intervalo de energias, esta reacção não é a mais apropriada para se quantificar o Magnésio presente numa amostra espessa, visto que apenas tem uma ressonância e o seu rendimento integrado é muito pequeno comparado com os outros elementos. Sendo assim, a reacção escolhida passou a ser a reacção de dispersão inelástica do isótopo ^{25}Mg : $^{25}\text{Mg}(p,p'\gamma)^{25}\text{Mg}$.

Para a medida da secção eficaz, como a abundância natural do ^{25}Mg é de apenas 10%, para se obter um rendimento elevado no intervalo de energias a estudar, de forma a facilitar a extracção da área do pico e diminuir o tempo de aquisição, foi necessário utilizar um alvo enriquecido em ^{25}Mg .

O Grupo de reacções Nucleares do CFNUL tinha até essa data uma colaboração com Itália, LUNA (Laboratory for Underground Nuclear Astrophysics) e esta colaboração utilizou alvos

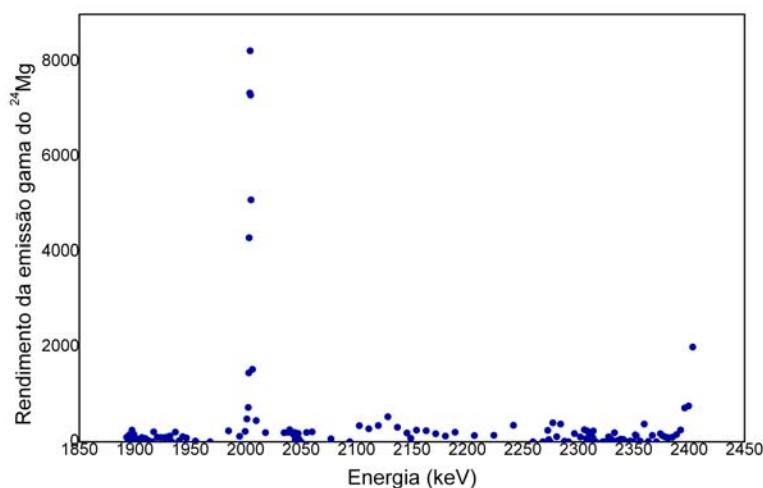


Figura 5.1: Rendimento da emissão de radiação gama da reacção $^{24}\text{Mg}(p,p'\gamma)^{24}\text{Mg}$ no intervalo de energias $E=1900\text{-}2400$ keV, determinada no acelerador Van de Graaff de 2,5 MV.

enriquecidos de ^{25}Mg para a determinação da reacção $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}$. Após finalizarem a experiência, forneceram-nos um alvo para as nossas medidas. O alvo era composto do seguinte modo: numa chapa de Ta foi evaporado óxido de magnésio enriquecido em ^{25}Mg , e, como a corrente do feixe de prótons que a colaboração pretendia incidir sobre o alvo era muito elevada, (500 nA a 1 μA), foi evaporada sobre o óxido de magnésio uma camada de Au para proteger a camada de óxido de magnésio. Este alvo permitiu determinar o rendimento no intervalo de energias entre $E_{lab}=870$ a 2400 keV. O rendimento está representado na figura 5.2. A corrente do feixe utilizada no ITN foi de 500 nA.

Tanto a quantidade de ^{25}Mg presente no alvo de LUNA como a espessura do Au não foram fornecidas com o alvo, e como a camada estava evaporada sobre chapa de Ta pelos espectros de RBS (*Rutherford Backscattering Spectroscopy*) [63] era impossível determinar a quantidade de Mg. Para normalizar os resultados e determinar o valor absoluto da secção eficaz, foi necessário fazer um alvo fino com uma razão estequiométrica conhecida. A energia escolhida para fazer a normalização foi de $E_p=2050$ keV.

A tarefa de fazer um alvo fino de ^{25}Mg foi mesmo muito difícil de concretizar, visto que os compostos de Magnésio sublimam, em vez de evaporarem de uma forma uniforme ao longo da câmara da evaporação e o material evaporado vai numa direcção aleatória. Fizeram-se várias tentativas de evaporação sem sucesso dos seguintes compostos: MgWO_4 , MgNO_3 , MgN_2 , MgO

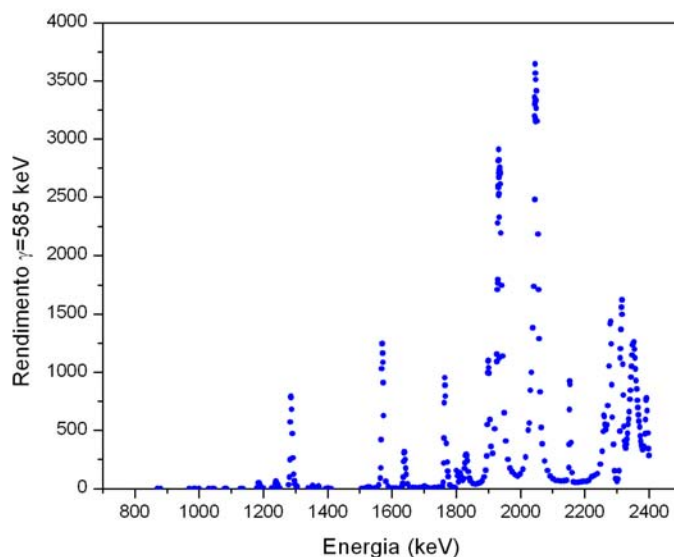


Figura 5.2: Rendimento em unidades arbitrárias da emissão de radiação γ da reacção $^{25}\text{Mg}(p,p'\gamma)^{25}\text{Mg}$ no intervalo de energias $E_{lab}=870\text{-}2400$ keV, determinada no acelerador Van de Graaff de 2.5 MV, a partir do alvo da colaboração LUNA.

e MgF_2 .

Como a evaporação não teve sucesso, outra hipótese seria implantar ^{25}Mg num alvo espesso de um elemento com o número atómico inferior ao Mg, para se conseguir distinguir no espectro de RBS. O elemento escolhido foi o Carbono. Após várias tentativas de medições e cálculos da secção eficaz, os resultados não eram reprodutíveis e verificou-se que o alvo era instável e que o ^{25}Mg implantado à superfície difundia-se ao longo do Carbono. A implantação, não tendo sucesso, resolveu-se voltar às evaporações e além dos compostos mencionados acima, evaporou-se também Magnésio metálico. Verificou-se nas primeiras evaporações que o magnésio evaporado a partir da chapa metálica, ficava depositado em ambos os lados do filme de Ag auto-sustentada. Por isso, procedeu-se à evaporação do Mg tapando a parte de trás dos alvos.

Para se proteger a camada evaporada de Mg da intensidade do feixe de H^+ , depois da evaporação do Mg metálico evaporou-se um filme fino de Ag.

Para se determinar a estequiometria e as impurezas do alvo fino de Mg, foi adquirido um espectro de RBS, utilizando um feixe de $^4\text{He}^+$ a uma energia $E_{lab}=1600$ keV, com um ângulo de incidência a 0° e com o detector PIPS a $\theta_{lab}=140^\circ$. O espectro RBS está representado na figura 5.3, onde os picos resultam das partículas de $^4\text{He}^+$ retrodispersadas das seguintes reacções:

$Mg(\alpha,\alpha)Mg$ e $Ag(\alpha,\alpha)Ag$. O fundo contínuo que se observa por baixo do pico de Mg resulta da dispersão múltipla dos iões de He na Ag. Este mecanismo é muito difícil de simular, mas como o pico estava bastante evidenciado do fundo, utilizou-se uma aproximação linear para se extrair o fundo e integrar a área do pico.

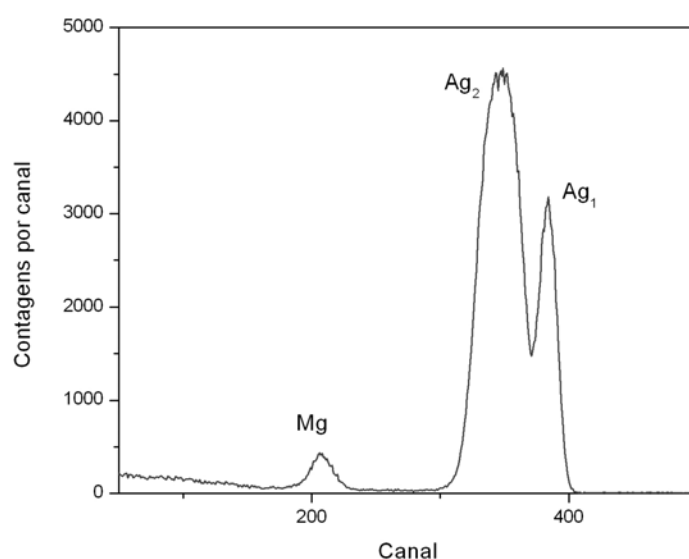


Figura 5.3: Espectro de RBS a uma energia $E=1600$ keV, com um ângulo de incidência a 0° e o detector PIPS a $\theta_{lab} = 140^\circ$, adquirido no acelerador Van de Graaff de 2,5 MV e na linha de reações nucleares. Ag_1 é o pico de Ag da camada à frente da camada de Mg, e Ag_2 é o filme de Ag auto-sustentada.

Pelo espectro de RBS e pela equação 1.29, a razão estequiométrica é igual a $r=0,0552$, onde se considerou a Ag total presente no alvo, visto que no espectro de prótons não se consegue distinguir a camada de Ag à superfície do alvo de Ag auto-sustentada.

O espectro de prótons com $E_{lab}=2050$ keV, está representado na figura 5.4.

Para se saber a energia do feixe que chega à camada de Mg, é necessário calcular a perda de energia devido à camada superficial de Ag. Para a sua determinação, é necessário ter em conta a resolução do detector, que vai piorando ao longo do tempo, não sendo possível utilizar a dada pelo fabricante. O cálculo da perda de energia foi explicado anteriormente no Capítulo 1.

Para uma energia incidente de $E_0=2050$ keV, a resolução do detector e a perda de energia são iguais a: $\Gamma_{res.}=38,5$ keV e $\Delta E_p=2,3$ keV.

Utilizando as equações descritas anteriormente, a secção eficaz para o alvo fino é igual a $\sigma(E_0,130^\circ)=0,012$ barn.

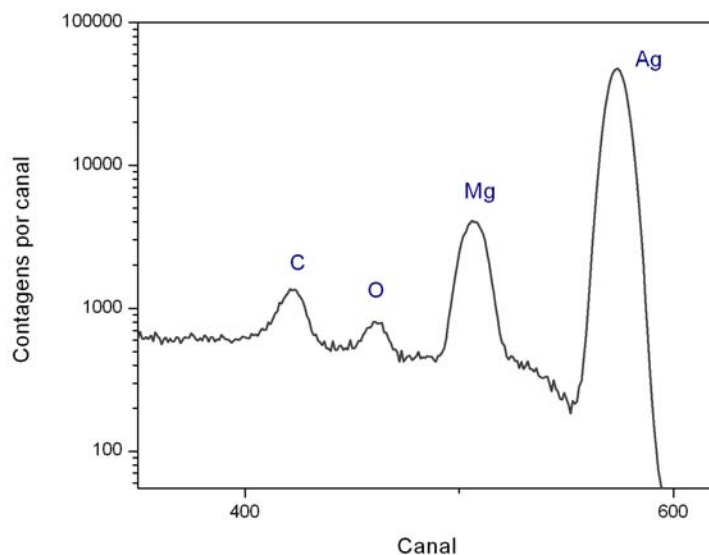


Figura 5.4: Espectro de prótons a uma energia $E_{lab}=2049$ keV, com um ângulo de incidência a 0° e o detector PIPS a $\theta_{lab} = 140^\circ$, adquirido no acelerador Van de Graaff de 2.5 MV e na linha de reacções nucleares. Verifica-se que não há distinção entre a Ag á superfície e a Ag auto-sustentada.

Normalizando por este valor e considerando que a emissão da radiação gama é isotrópica, a secção eficaz total está representada na figura 5.5.

5.1.1.1 Análise de pastilhas de compostos inorgânicos de Mg

Para validar o método de PIGE sem recurso a padrões, o rendimento de vários compostos inorgânicos com composição conhecida, foi medido experimentalmente e depois comparado com o rendimento calculado pelo ERYA que integra a secção eficaz determinada na secção anterior ¹.

Os compostos utilizados foram: $Mg(OH)_2$, MgH_2 e $MgSO_4$. Estes compostos foram prensados a 1 tonelada dando origem a pastilhas com um diâmetro igual a 1cm. Todos estes compostos inorgânicos compactavam perfeitamente, não tendo sido necessário recorrer ao ácido bórico para ajudar a compactar.

Para evitar a produção de faíscas, visto que as amostras eram isolantes, utilizou-se um canhão de electrões para neutralizar as amostras.

¹Para se garantir a reprodutibilidade das medidas, foram efectuadas várias medições das pastilhas em diferentes séries de medidas.

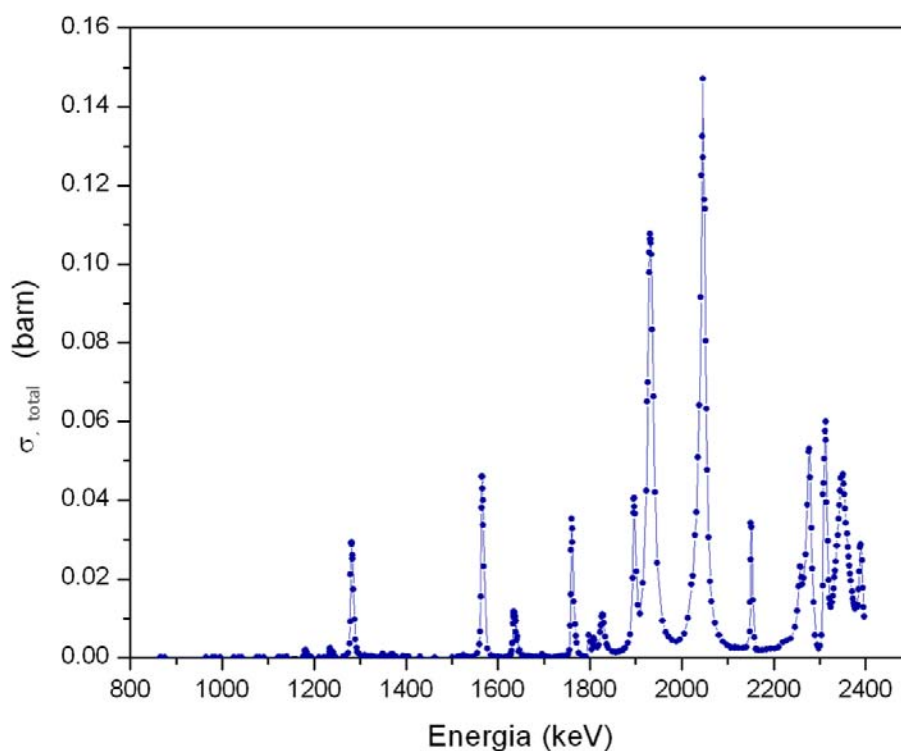


Figura 5.5: Secção eficaz total da emissão de radiação gama de 585 keV da reacção $^{25}\text{Mg}(p,p'\gamma)^{25}\text{Mg}$ no intervalo de energias $E_{lab}=870$ a 2400 keV.

Os espectros correspondentes à pastilha de MgH_2 para as energias de 2,0 e 2,4 MeV do feixe prótons, estão representados na figura 5.6. Várias emissões de radiação gama estão presentes no espectro, mas mesmo para a energia mais baixa, a área da emissão de 585 keV pode ser determinada com uma incerteza de 3%.

A figura 5.7 representa o rendimento experimental sobre o rendimento calculado pelo ERYA para diversas energias. As barras de erro traduzem apenas a incerteza devido à estatística e à extracção da área que neste caso é igual a 3%.

Como se pode verificar pela figura, e considerando as barras de erro, os resultados seguem uma linha paralela à linha recta que corresponde a uma razão igual à unidade. Os desvios verificados resultam de incertezas sistemáticas nos valores da carga colectada, da eficiência do detector e da secção eficaz. Não obstante, os resultados demonstram que a secção eficaz utilizada é correcta em termos relativos e que o processo de integração é adequado. A média das razões foi introduzida como factor de correcção (ou parâmetro de calibração) no ERYA.

Na tabela 5.1 estão representadas as razões entre os rendimentos experimentais e calculados para as pastilhas de $\text{Mg}(\text{OH})_2$, MgH_2 e MgSO_4 . O factor de correcção foi utilizado nestes

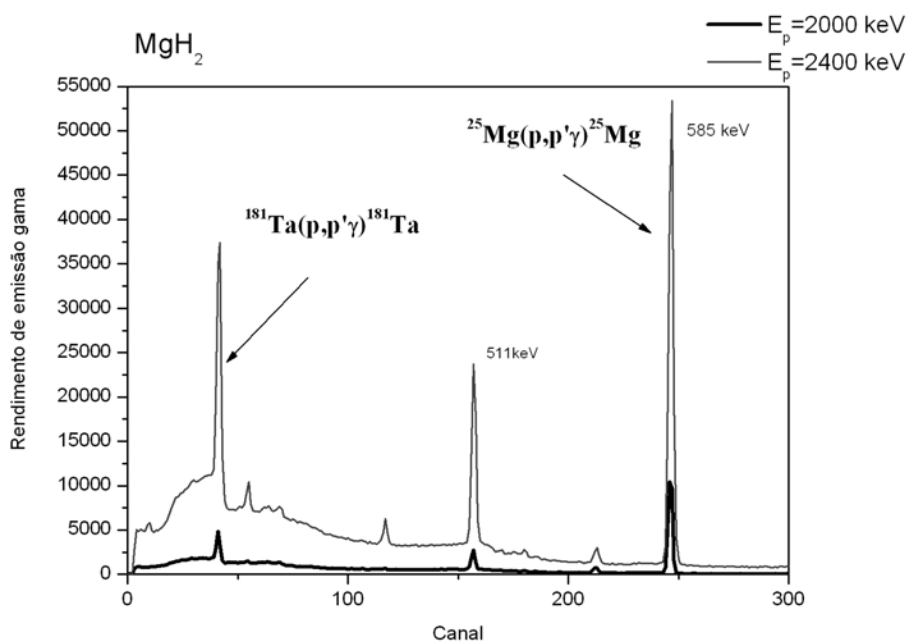


Figura 5.6: Espectros da radiação γ produzida pelo bombardeamento de prótons numa pastilha de MgH_2 à energia de 2,0 e 2,4 MeV.

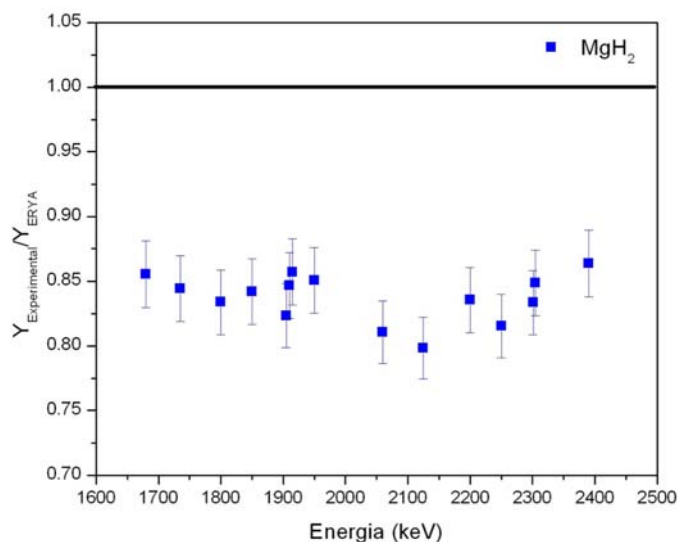


Figura 5.7: Razão entre o rendimento experimental e o rendimento calculado pelo ERYA para uma pastilha de MgH_2 entre 1700 e 2400 keV.

cálculos e excluindo o valor de 1,099 correspondente à energia de 2000 keV para a pastilha de MgH_2 , os resultados demonstram discrepâncias inferiores a 5%, inferiores à incerteza da secção eficaz de paragem que é aproximadamente 7,5%. Considerando os resultados desta tabela e da figura anterior, o efeito de dispersão em energia do feixe nas amostras espessas - que não foi

tido em consideração no cálculo do rendimento - tem apenas um efeito minoritário e pode ser desprezado.

Energia (keV)	Amostra	Razão $Y_{exp.}/Y_{cal.}$
2400	Mg(OH) ₂	1,020
	MgH ₂	1,030
	MgSO ₄	1,032
2200	Mg(OH) ₂	1,043
	MgH ₂	1,046
	MgSO ₄	1,052
2000	Mg(OH) ₂	1,007
	MgH ₂	1,099
	MgSO ₄	1,054

Tabela 5.1: Razões entre os rendimentos experimentais e calculados pelo ERYA relativamente a diferentes compostos de Mg para as energias de 2000, 2200 e 2400 keV.

Para o intervalo de energias utilizadas no acelerador Van de Graaff, demonstrou-se que doravante pode-se utilizar o método baseado no código ERYA para a determinação da quantidade de Magnésio presente numa amostra sem o recurso a padrões.

5.1.2 Análise dos Resultados do Acelerador Tandem

Com a nova linha de reacções nucleares no acelerador Tandem de 3 MV do ITN, foi possível determinar a função de excitação da reacção $^{25}\text{Mg}(p,p'\gamma)^{25}\text{Mg}$ para o intervalo de energias: $E_{lab}=2400$ a 4000 keV.

Para a sua determinação, utilizou-se o mesmo alvo de LUNA descrito anteriormente. A corrente do feixe de protões foi entre os 100 e 200 nA.

Na figura 5.8 estão representados os vários tempos de máquina tanto no acelerador Van de Graaff como no acelerador Tandem. Pela figura verifica-se a reprodutibilidade dos resultados nos dois aceleradores.

Como se pode verificar pela figura 5.8, o alvo foi utilizado em diversas séries de medidas. Na linha de reacções nucleares do Van de Graaff, à medida que o feixe ia incidindo no alvo,

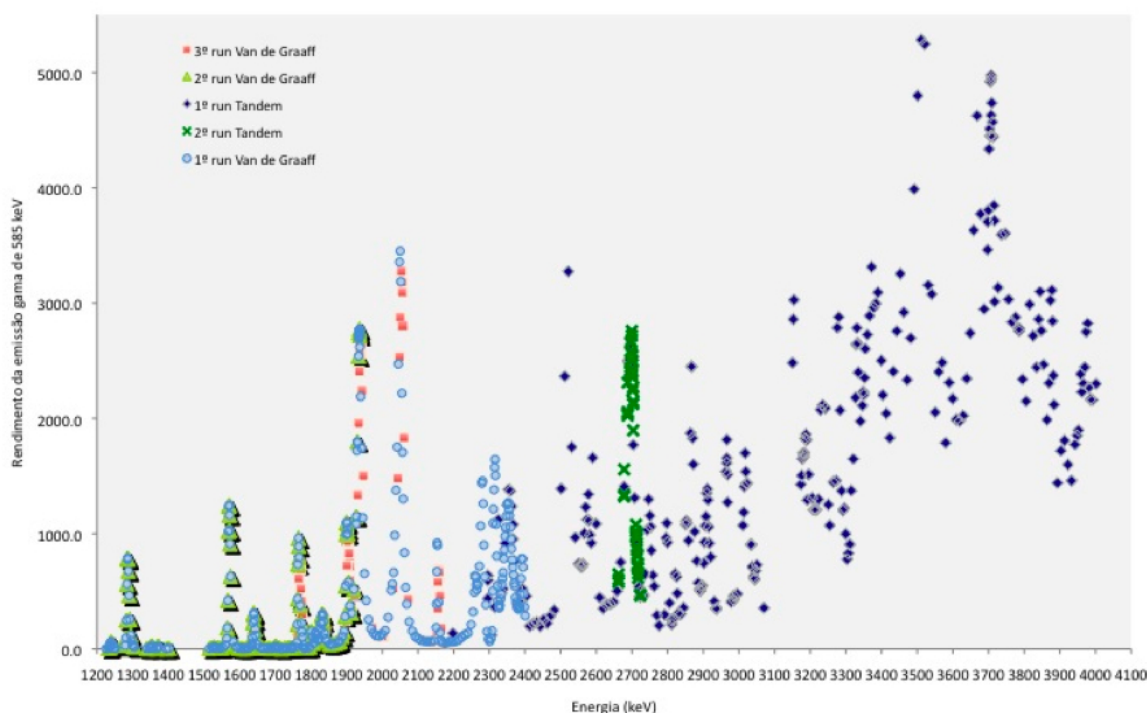


Figura 5.8: Rendimento da emissão de radiação gama de 585 keV para o acelerador Van de Graaff e para o acelerador Tandem do alvo de LUNA.

foi depositando carbono à superfície (mesmo utilizando uma trapa de azoto líquido), obrigando a fazer correcções à energia incidente. Para cada ponto do alvo, também foi necessário fazer correcções à espessura de Au depositado à superfície, porque não era homogéneo ao longo do alvo.

Para determinar a secção eficaz no intervalo de energias entre $E_{lab}=2400$ a 4000 keV, utilizou-se uma região de sobreposição entre as medidas dos dois aceleradores para normalizar os resultados do acelerador Tandem (figura 5.8). Utilizou-se o máximo da ressonância de 2347 keV para fazer a normalização dos resultados obtidos, porque era uma ressonância larga e medida com grande precisão em ambos os aceleradores.

A secção eficaz total resultante das medidas efectuadas nos dois aceleradores e durante vários tempos de máquina está representada na figura 5.9.

A partir desta secção eficaz e utilizando o ERYA calcularam-se as razões entre os rendimentos experimentais e calculados para a pastilha do composto MgH_2 .

Pela tabela 5.2, pode-se verificar que a secção eficaz na zona de sobreposição das medidas

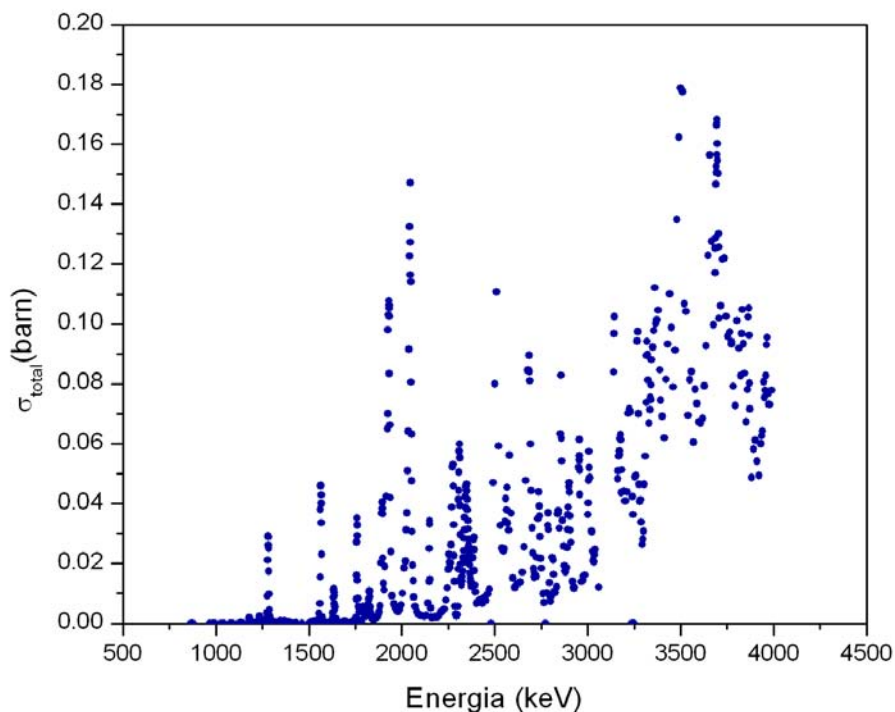


Figura 5.9: Secção eficaz total da emissão de radiação gama de 585 keV da reacção $^{25}\text{Mg}(p,p'\gamma)^{25}\text{Mg}$ no intervalo de energias $E_{lab}=870$ a 4000 keV.

Energia (keV)	Razão $Y_{exp.}/Y_{cal.}$
2394	1,05
2414	1,01
3762	0,90
3962	0,94

Tabela 5.2: Razões entre os rendimentos experimentais e calculados pelo ERYA relativamente ao composto MgH_2 para as energias de 2394, 2414, 3762 e 3962 keV.

entre os dois aceleradores está bem calculada, visto que as razões são iguais a 1,05 e 1,00 para as energias de 2393 e 2414 keV, inferiores à incerteza do cálculo do poder de paragem. Na região de mais alta energia, verifica-se pela figura 5.9 que é uma região com muitas ressonâncias juntas, mas mesmo assim, os resultados calculados pelo ERYA são bastante satisfatórios. No futuro, se existir uma maior resolução da energia no acelerador Tandem, seria uma região que se deveria

medir com passos de energia semelhantes aos utilizados no Van de Graaff.

5.2 Reacção $^{10}\text{B}(p,\alpha\gamma)^7\text{Be}$

As características do Boro - como a grande estabilidade e o seu índice de dureza (na forma cristalina 9,3 na escala de Mohs, próxima à do diamante) - permitem que os seus compostos possuam uma enorme variedade de aplicações na indústria: fabrico de tecidos e madeiras à prova de fogo, produção de vidros tais como o *pyrex*, nas cerâmicas, como antisséptico, germicida e também, como substituto do diamante em abrasivos e polimentos.

Como foi explicado previamente no Capítulo 2, a secção eficaz do Boro da reacção $^{10}\text{B}(p,\alpha\gamma)^7\text{Be}$ foi ajustada a partir dos dados disponíveis na literatura (ver figura 2.3), visto que não foi possível fazer um alvo fino de Boro. Para o acelerador Van de Graaff, Mateus *et al* [18] verificaram que a secção utilizada reproduzia os resultados experimentais, como explicado no Capítulo 2 .

Para o intervalo de energias $E_{lab}=2400$ a 4000 keV, foi necessário utilizar o acelerador Tandem para verificar a secção eficaz da figura 2.3.

5.2.1 Análise dos Resultados do Acelerador Tandem

Para se verificar a secção eficaz da reacção $^{10}\text{B}(p,\alpha\gamma)^7\text{Be}$, foi necessário fazer um alvo espesso de Boro. No entanto, se se utilizasse um alvo puro de Boro, o tempo morto do detector de radiação gama seria muito elevado. Deste modo, recorreu-se a uma mistura de B com outro elemento que permitisse fazer uma pastilha homogénea e que compactasse convenientemente. A escolha foi misturar Ag com B.

Nas primeiras medições verificou-se o seguinte:

1. Apesar de se utilizar uma mistura, o tempo morto do detector era muito elevado;
2. Os picos da Ag de 415 e 423 keV das reacções $^{109}\text{Ag}(p,p'\gamma)^{109}\text{Ag}$ e $^{107}\text{Ag}(p,p'\gamma)^{107}\text{Ag}$ neste intervalo de energias, já eram bastante intensos, sobrepondo-se ao pico de 429 keV que se pretendia estudar.

Face a isto, foi necessário afastar o detector da sua posição original e fazer uma pastilha de Ag pura, para subtrair os picos resultantes das emissões da Ag.

Sendo assim, além das medidas previstas inicialmente, foi necessário acrescentar as seguintes:

1. Para a energia $E_{lab}=2400$ keV colectar um espectro com o detector na posição original;
2. Para a energia $E_{lab}=2400$ keV colectar um espectro com o detector afastado até o tempo morto ser abaixo dos 3%;
3. Para cada energia de análise colectar também um espectro da pastilha de Ag pura.

Os espectros a uma energia incidente igual a 3962 keV para as pastilhas de Ag pura e da mistura de Ag com B, estão representados nas figuras 5.10 e 5.11, respectivamente.

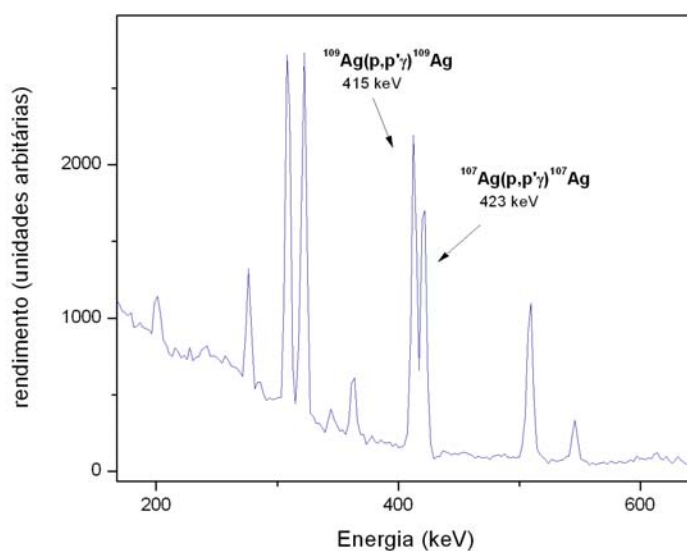


Figura 5.10: Espectro da pastilha de Ag pura a uma energia de 3962 keV e com o detector afastado.

Como o detector estava afastado da sua posição original, foi necessário calcular os factores de correcção da eficiência absoluta do detector para cada emissão gama. O cálculo do factor é dado pela razão entre os rendimentos dos espectros com o detector na posição inicial e com o detector afastado. Para as emissões da Ag e do B os factores de correcção foram de 4.95 e 5.2, respectivamente.

As razões entre os rendimentos experimentais e calculados pelo ERYA relativamente à pastilha de Ag com B para as energias de 2400, 3374, 3766 e 3962 keV estão representadas na tabela 5.3.

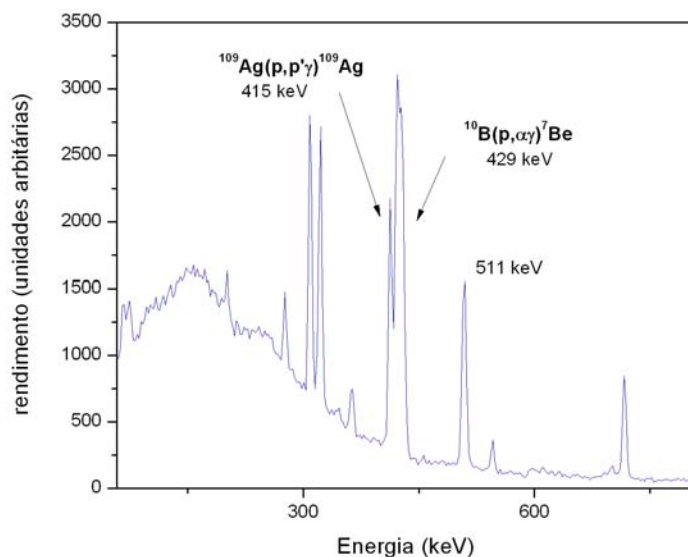


Figura 5.11: Espectro da pastilha com a mistura de Ag com B a uma energia de 3962 keV e com o detector afastado.

Energia (keV)	Razão $Y_{exp.}/Y_{cal.}$
3962	1,05
3766	1,02
3374	1,02
2400	1,05

Tabela 5.3: Razões entre os rendimentos experimentais e calculados pelo ERYA relativamente à pastilha de Ag com B para as energias de 2400, 3374, 3766 e 3962 keV.

Pela tabela 5.3 pode-se concluir que para o intervalo de energias utilizado nos dois aceleradores, pode-se utilizar o método baseado no código ERYA para a determinação da quantidade de Boro presente numa amostra sem o recurso a padrões.

5.3 Reacção ${}^7\text{Li}(p,p'\gamma){}^7\text{Li}$

O Lítio é um elemento vital na sociedade de hoje e está presente em alguns compostos utilizados no dia-a-dia, devido às suas características. Sendo um metal alcalino monovalente é bastante reactivo. O seu elevado calor específico (3582 J/(kg.K), o maior de todos os sólidos, é

usado, por exemplo, como ânodo para todo o tipo de baterias eléctricas. Além destes, tem outros usos como na medicina (utilização de sais de lítio em tratamentos de doenças depressivas); na indústria química (como secante e agente redutor); na indústria aeroespacial (ligas metálicas - o metal mais leve no estado sólido com uma densidade de $0,534 \text{ g/cm}^3$ e para depurar o ar, no composto LiOH) e por fim na indústria nuclear. O Li também foi um elemento estudado pelo Grupo de Reacções Nucleares do CFNUL para a compreensão da nucleossíntese primordial. No Capítulo 2 foi explicado o cálculo da secção eficaz da reacção ${}^7\text{Li}(p,p'\gamma){}^7\text{Li}$ efectuada por Mateus *et al* [27] para as energias entre 1000 a 2400 keV. Para energias superiores a 2400 keV, utilizou-se o acelerador Tandem para verificar a secção eficaz publicada por Cacioli *et al* [32].

5.3.1 Análise dos Resultados do Acelerador Tandem

O alvo utilizado foi LiF evaporado sobre um filme de Ag auto-sustentada, ambos feitos na evaporadora. Para se conseguir determinar a secção eficaz é necessário determinar a estequiometria do alvo, no entanto surgiram vários problemas:

1. Não foi possível colectar os espectros RBS realizados sempre no início de cada tempo de máquina, porque no acelerador Tandem não existe feixe de partículas ${}^4\text{He}^+$;
2. A câmara de reacções nucleares que, como foi descrito anteriormente, tem detectores PIPS movíveis e um porta-amostras que permite colocar os alvos a 45° , já estava implementada no acelerador Tandem, sendo impossível utilizá-la no acelerador Van de Graaff (ver subsecção 4.1.1.2);
3. A câmara pequena da linha de materiais do Van de Graaff só tem dois detectores com os seguintes ângulos $\theta_{lab}=180^\circ$ e $\theta_{lab}=140^\circ$, e não se consegue colocar o alvo a 45° com o porta-amostras dessa câmara.

Mesmo com as limitações descritas anteriormente, o estudo do alvo foi realizado na câmara pequena da linha de materiais do Van de Graaff, utilizando um feixe de ${}^4\text{He}^+$ a uma energia $E_{lab}=1600 \text{ keV}$, com um ângulo de incidência a 0° e com o detector PIPS a $\theta_{lab}=180^\circ$. O espectro RBS está representado na figura 5.12, onde os picos resultam das partículas de ${}^4\text{He}^+$ retrodispersadas das seguintes reacções: $\text{F}(\alpha,\alpha)\text{F}$ e $\text{Ag}(\alpha,\alpha)\text{Ag}$. Como se pode verificar, não se consegue visualizar o pico do Li.

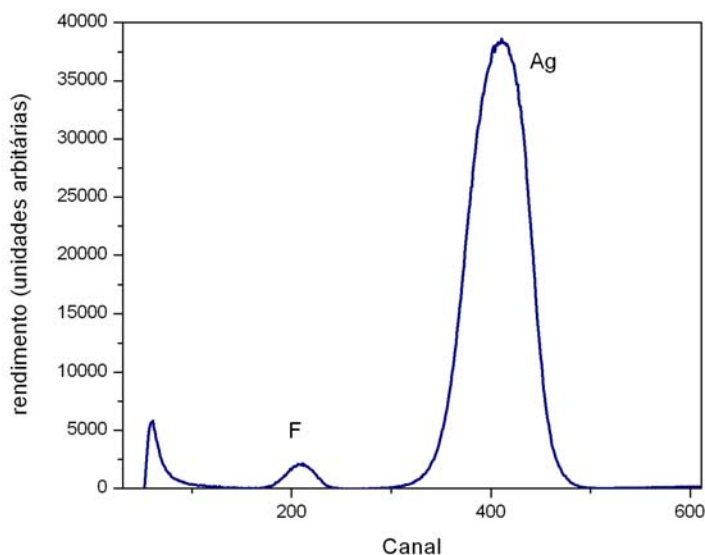


Figura 5.12: Espectro do alvo LiF sobre Ag auto-sustentada a uma energia $E_{lab}=1600$ keV, com um ângulo de incidência a 0° e com o detector PIPS a $\theta_{lab}=180^\circ$.

Como não foi possível determinar a estequiometria do alvo, normalizaram-se os resultados do acelerador Tandem pelos resultados de Mateus *et al* [27]. O detector, tal como no caso do Boro, foi afastado da posição original, de modo a diminuir o tempo morto. O factor de correcção para a emissão gama de 478 keV é de 4,94. O espectro a uma energia igual $E_{lab}=2511$ keV está representado na figura 5.13.

O rendimento utilizando o RMCA e assumindo um fundo linear, já com este factor de correcção, está representado na figura 5.14.

Considerando a energia de 2100 keV e o valor da secção eficaz calculada por Mateus *et al* [27] igual a $\sigma=0,0668$ barn, normalizaram-se os valores da figura 5.14.

Na figura 5.15, estão representadas as secções eficazes determinadas por Mateus *et al* [27], Caciolli *et al* [32] e os valores normalizados.

Como se pode verificar pela figura 5.15 existe uma discrepância de 15% entre os valores normalizados e os de Caciolli *et al*. Como para a região até 2400 keV a secção eficaz utilizada reproduziu bem os resultados experimentais, normalizaram-se os resultados de Caciolli *et al* pelos resultados adquiridos no acelerador Tandem.

A secção eficaz representada na figura 5.16 foi utilizada como *input* no programa ERYA.

Tal como no caso do estudo do Boro, foi feita uma mistura de Ag com um composto de Li

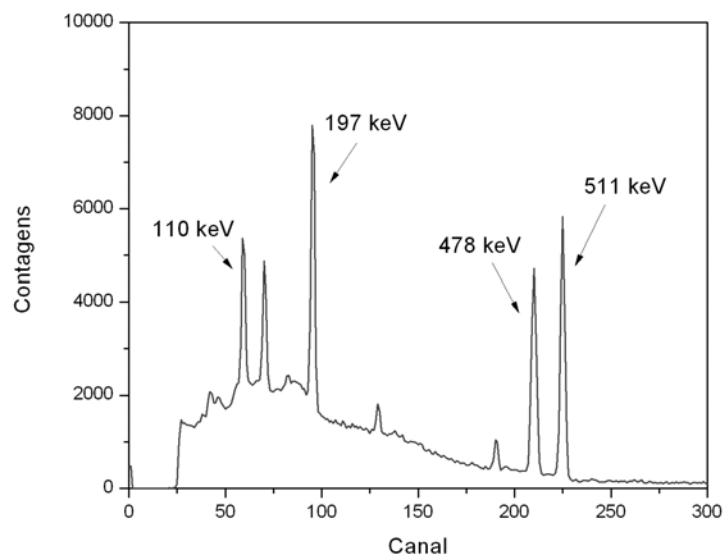


Figura 5.13: O espectro de radiação gama, a uma energia igual $E_{lab}=2511$ keV do alvo LiF sobre Ag auto-sustentada, com o detector afastado da posição original.

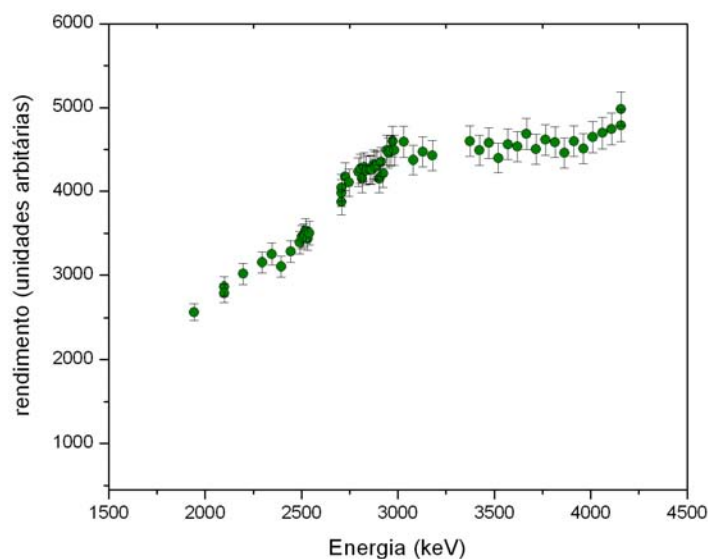


Figura 5.14: Rendimento da emissão da radiação gama igual a 478 keV da reacção ${}^7\text{Li}(p,p'\gamma){}^7\text{Li}$ no intervalo de energias $E_{lab}=1900$ e 4000 keV, normalizados à carga e com correcção do tempo morto e do factor devido ao detector estar afastado da posição original.

por causa do tempo morto. Para se medir ao mesmo tempo o F, o composto escolhido foi o LiF e as quantidades foram: 3,5g de Ag em pó puro com 0,035 g de LiF em pó puro (ambos os pós fornecidos pela Goodfellow [64]). Tal como descrito acima, a mistura foi feita num almofariz

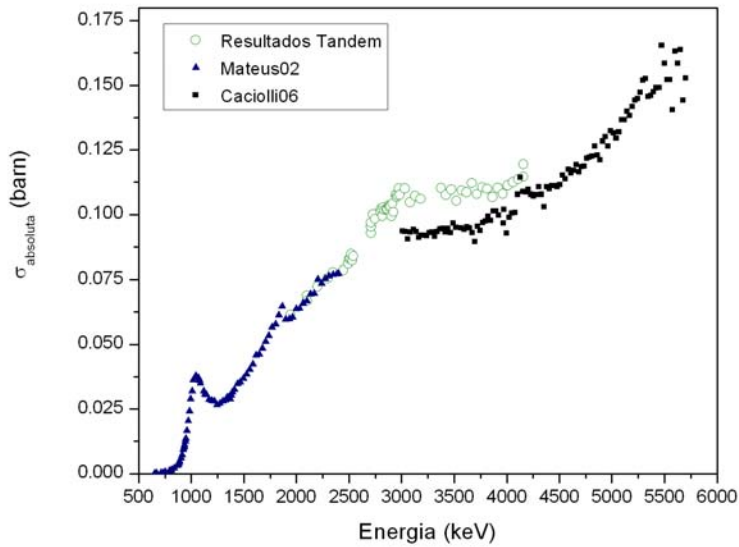


Figura 5.15: Secção eficaz da reacção ${}^7\text{Li}(p,p'\gamma){}^7\text{Li}$ determinada por Mateus *et al* [27], Caciolli *et al* [32] e normalizada do acelerador Tandem.

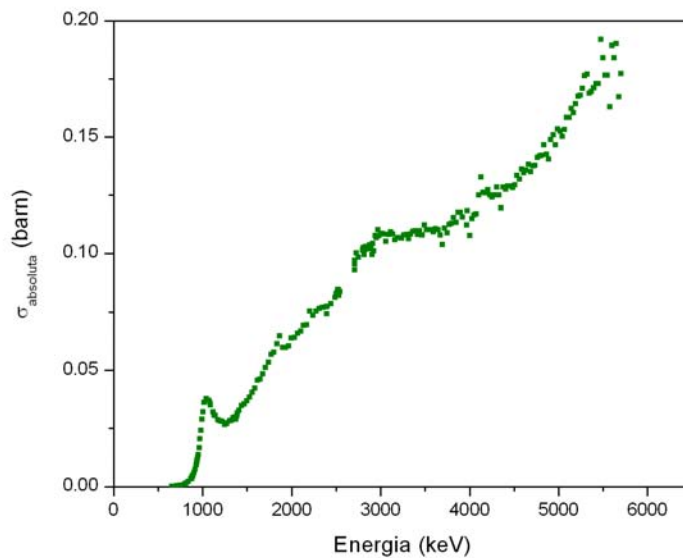


Figura 5.16: Secção eficaz da reacção ${}^7\text{Li}(p,p'\gamma){}^7\text{Li}$ na região $E_{lab}=600$ e 5200 keV.

de Agatha durante uma hora, para garantir a homogeneidade.

Pelos resultados da tabela 5.4, pode-se verificar que a secção eficaz utilizada representa bem os resultados experimentais e que a normalização foi bem efectuada. Os resultados de Caciolli *et al* não podiam ser utilizados no nosso laboratório.

Energia (keV)	Razão $Y_{exp.}/Y_{cal.}$
3962	0,95
3913	0,93
3864	0,99
3815	0,98
3619	0,94

Tabela 5.4: Razões entre os rendimentos experimentais e calculados pelo ERYA relativamente à pastilha de Ag com LiF para as energias de 3962, 3913, 3864, 3815 e 3619 keV.

5.4 Reacção $^{19}\text{F}(\text{p},\text{p}'\gamma)^{19}\text{F}$

Sob o ponto de vista industrial, os compostos de flúor possuem diversas aplicações, como por exemplo, plásticos resistentes a temperaturas elevadas (politetrafluoroetileno - teflon), produtos farmacêuticos, pastas dentífricas e fluídos refrigerantes. Para além da aplicação da indústria, o ácido fluorídrico pode ser utilizado para gravar vidros e para retirar a sílica de aços especiais. A monitorização do flúor a partir do estudo de aerossóis, também é muito importante para a gestão de qualidade do ar visto que tem repercussões na saúde pública.

A reacção $^{19}\text{F}(\text{p},\text{p}'\gamma)^{19}\text{F}$ tem duas emissões importantes: a de 110 e 197 keV. Tal como foi explicado no Capítulo 2, para a emissão de 197 keV o intervalo em estudo seria para as energias entre $E_{lab}=3200$ a 4000 keV, enquanto que para a outra emissão foi necessário um estudo mais alargado. Todas as medidas foram efectuadas no acelerador Tandem, visto que já se tinha feito a mudança da câmara de reacções nucleares para este acelerador.

5.4.1 Análise dos Resultados do Acelerador Tandem

5.4.1.1 Emissão de 197 keV

O alvo utilizado para estudar a reacção $^{19}\text{F}(\text{p},\text{p}'\gamma)^{19}\text{F}$, foi o descrito na secção anterior para o estudo do Li, todavia, como se pode ver pela figura 5.12 o pico do F está bastante evidenciado do fundo e já é possível calcular a razão estequiométrica pela equação 1.29. O ajuste do pico

do flúor com uma função Gaussiana, utilizando o programa Origin [62] e assumindo um fundo linear nessa região, está representado na figura 5.17:

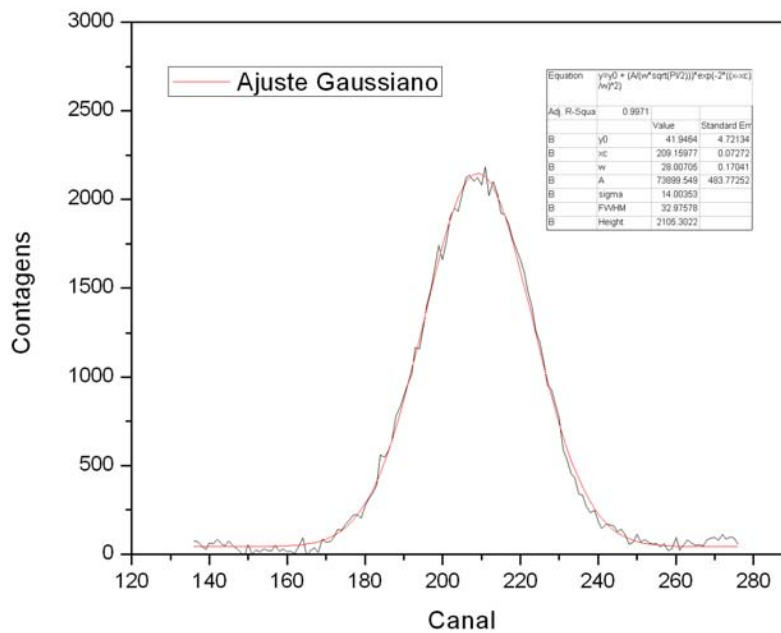


Figura 5.17: Ajuste com uma função Gaussiana do pico do F do espectro RBS utilizando um feixe de $^4\text{He}^+$, a uma energia $E_{lab}=1600$ keV, com um ângulo de incidência a 0° e com o detector PIPS a $\theta_{lab}=180^\circ$. O fundo foi ajustado linearmente e subtraído ao pico.

Para ajustar o pico da Ag, como se pode ver pela figura 5.18 o ajuste gaussiano tem apenas um factor $r^2=0,99$, utilizou-se o programa RMCA [61] calculando a área do pico sem ajustes, subtraindo um fundo linear.

A razão estequiométrica para o F é igual a $r=0,792$. O procedimento para o estudo do alvo fino utilizado é o mesmo que utilizado para o isótopo ^{25}Mg descrito anteriormente.

O detector, tal como no caso do Li, foi afastado da posição original, de modo a diminuir o tempo morto. O rendimento já com este factor de correcção está representado na figura 5.19.

Utilizando as equações descritas anteriormente, para uma energia incidente $E_0=3179$ keV, onde $\varepsilon_\gamma=0,0164$, a secção eficaz para o alvo fino é igual a $\sigma(E_0,135^\circ)=0,0135$ barn. Normalizando os resultados representados na figura 5.19 por este valor da secção eficaz, a secção eficaz para o alvo fino da emissão de radiação gama de 197 keV está representada na figura 5.20.

Assumindo que a distribuição angular é isotrópica, os resultados de Cacioli *et al* [32] em mbarn/sr, podem ser multiplicados por um factor de $4\pi \times 10^{-3}$ de forma a que a secção eficaz

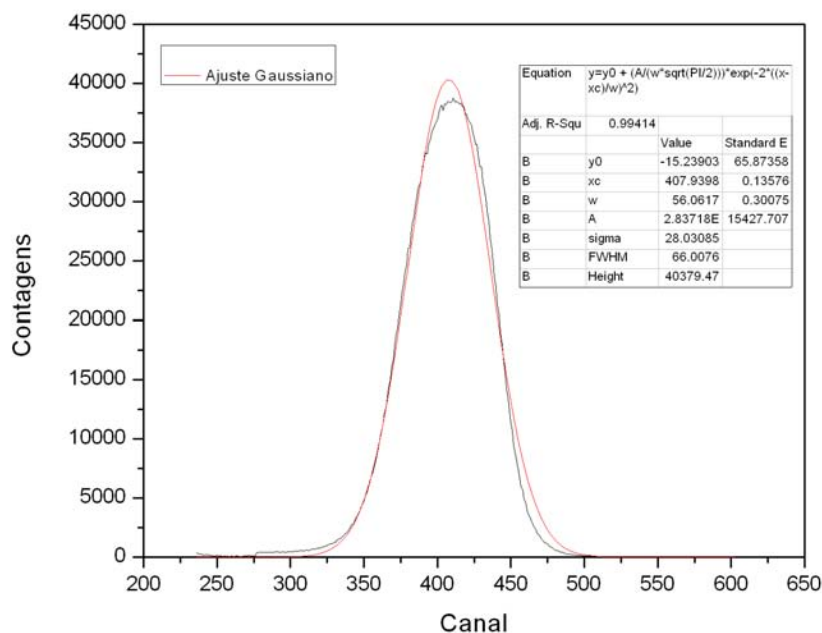


Figura 5.18: Ajuste com uma função Gaussiana do pico da Ag do espectro RBS utilizando um feixe de ${}^4\text{He}^+$, a uma energia $E_{lab}=1600$ keV, com um ângulo de incidência a 0° e com o detector PIPS a $\theta_{lab}=180^\circ$. O fundo foi ajustado linearmente e subtraído ao pico.

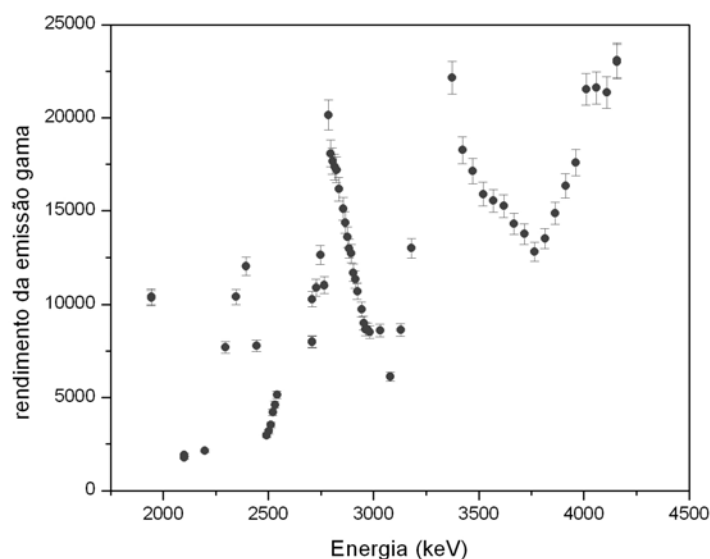


Figura 5.19: Rendimento da emissão da radiação gama igual a 197 keV da reacção ${}^{19}\text{F}(p,p'\gamma){}^{19}\text{F}$ no intervalo de energias $E_{lab}=1900$ e 4000 keV, normalizados à carga, com correcção do tempo morto e do factor devido ao detector estar afastado da posição original.

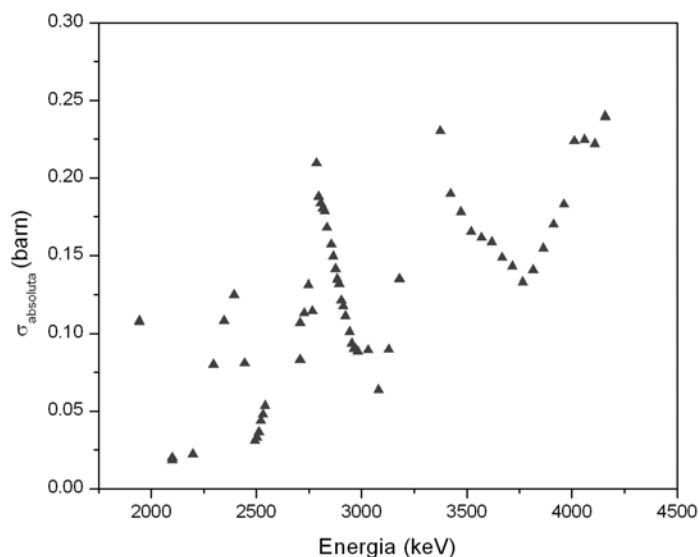


Figura 5.20: Secção eficaz do alvo fino da emissão da radiação gama igual a 197 keV da reacção $^{19}\text{F}(p,p'\gamma)^{19}\text{F}$ no intervalo de energias $E_{lab}=1900$ e 4000 keV.

esteja em unidades de barn. As secções eficazes para a emissão de 197 keV estão representadas na figura 5.21.

Pela figura 5.21, pode-se concluir o seguinte:

1. Em toda a gama de energias medidas, a secção eficaz tem um desvio em energia quando comparada com as outras secções eficazes. Relativamente a Jesus *et al* [26] tem uma diferença de 10 keV e relativamente a Caciolli *et al* [32] o desvio varia entre 25 a 35 keV;
2. A secção eficaz medida quando comparada com Jesus *et al* entre 2500 e 2700 keV é 2,5% inferior ;
3. A secção eficaz medida quando comparada com Caciolli *et al* entre 3030 e 3400 keV é 12% superior; entre 3400 e 3570 keV é 2,5% superior; para energia incidentes superiores a 3570 keV é 15% superior.

No acelerador Van de Graaff, a ressonância mais elevada para se fazer a calibração é a de 1931 keV da reacção nuclear $^{23}\text{Na}(p,p'\gamma)^{23}\text{Na}$, as medidas efectuadas foram até 2700 keV, logo Jesus *et al* tiveram de fazer uma extrapolação da recta de calibração para esta zona de energias. Devido a possíveis erros da extrapolação, o desvio de 10 keV é perfeitamente compreensível.

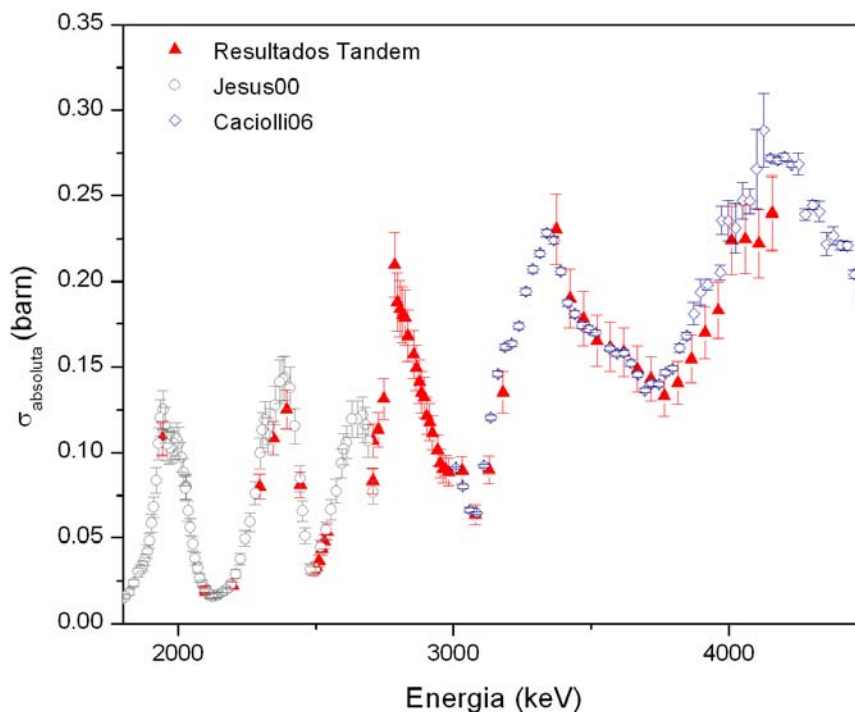


Figura 5.21: Secção eficaz do alvo fino da emissão da radiação gama igual a 197 keV da reacção $^{19}\text{F}(p,p'\gamma)^{19}\text{F}$ no intervalo de energias $E_{lab}=1900$ e 4000 keV comparada com as secções eficazes publicadas por Jesus *et al* [26] e Caciolli *et al* [32].

Considerando agora os desvios de energia em relação aos resultados de Caciolli *et al*, como foi descrito anteriormente, a recta de calibração do acelerador Tandem de 3MV do ITN foi determinada utilizando várias ressonâncias (1647, 1933, 2413, 2918 e 3660 keV) e verificou-se que era reprodutível, onde a incerteza é de 0,1% em relação à energia de bombardeamento. Esta incerteza é igual à reportada por Caciolli *et al* referindo as medidas efectuadas por Climent-Font *et al* [65]. Sendo assim, não se consegue retirar nenhuma conclusão das possíveis causas que deram origem ao desvio de energia e qual das medidas é mais correcta.

Em relação aos valores calculados da secção eficaz, continua a existir uma discrepância que não é constante ao longo do intervalo de energias estudado.

Para se verificar a secção eficaz, utilizou-se a pastilha com a mistura de Ag mais LiF utilizada para o estudo do Li. A secção eficaz utilizada no ERYA foi um conjunto de todas as medidas referenciadas previamente. Até 2700 keV utilizaram-se os resultados de Jesus *et al*, entre 2700 e 3000 keV utilizaram-se os resultados determinados no ITN e para energias superi-

ores, utilizaram-se os resultados de Caciolli *et al* corrigidos pelos factores acima descritos.

A razão entre os rendimentos experimentais e os calculados pelo ERYA estão representados na tabela 5.5.

Energia (keV)	Razão $Y_{exp.}/Y_{cal.}$
3962	1,15
3913	0,96
3864	0,94
3815	0,95
3619	1,00

Tabela 5.5: Razões entre os rendimentos experimentais e calculados pelo ERYA relativamente à pastilha de Ag com LiF para as energias de 3962, 3913, 3864,3815 e 3619 keV.

Pelos resultados da tabela 5.5, pode-se verificar que a secção eficaz utilizada representa correctamente os resultados experimentais e que a normalização foi bem efectuada até 3913 keV. A 3962 keV existe uma ressonância e se existir um desvio em energia, dentro do intervalo de incerteza, a razão deixa de ser equivalente a 1.

Para se verificar novamente as energias e os factores de correcção aplicados à secção eficaz de Caciolli *et al*, as medidas da emissão de 197 keV deveriam ser repetidas. Para a utilização do ERYA, a secção eficaz utilizada reproduz os resultados experimentais dentro do intervalo de erros descritos anteriormente.

5.4.1.2 Emissão de 110 keV

O alvo utilizado foi o mesmo da secção anterior e as medidas foram efectuadas ao mesmo tempo da emissão de 197 keV, logo as condições experimentais são exactamente as mesmas.

O rendimento da emissão de 110 keV, já com este factor de correcção devido à nova posição do detector de radiação gama, está representado na figura 5.22.

Para uma energia incidente $E_0=2492$ keV, a secção eficaz medida para o alvo fino é igual a $\sigma(E_0,135^\circ) = 0,0411$ barn.

A secção eficaz para o alvo fino da emissão de radiação gama de 110 keV está representada na figura 5.23.

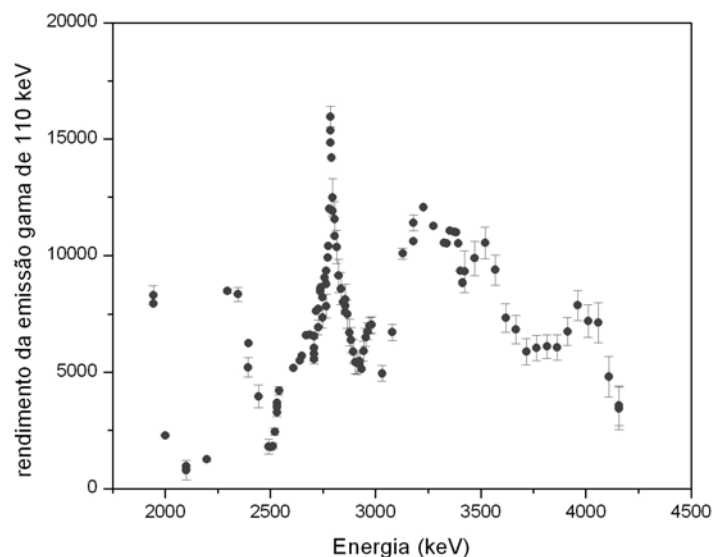


Figura 5.22: Rendimento da emissão da radiação gama igual a 110 keV da reacção $^{19}\text{F}(p,p'\gamma)^{19}\text{F}$ no intervalo de energias $E_{lab}=1900$ e 4000 keV, normalizados à carga, com correcção do tempo morto e do factor devido ao detector estar afastado da posição original.

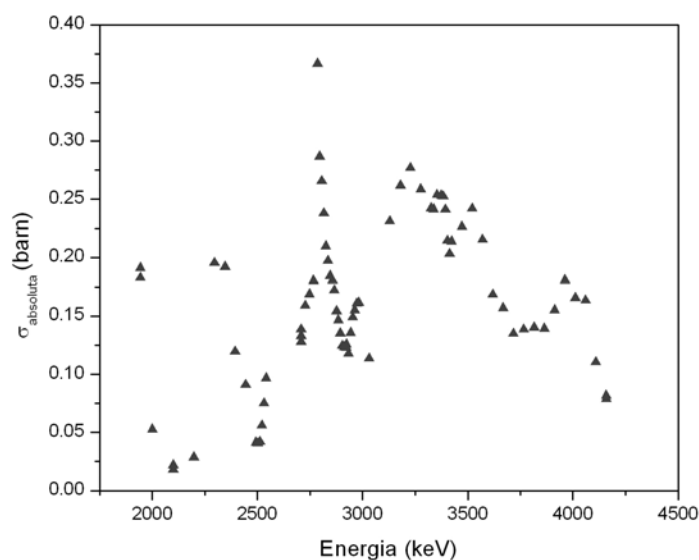


Figura 5.23: Secção eficaz do alvo fino da emissão da radiação gama igual a 110 keV da reacção $^{19}\text{F}(p,p'\gamma)^{19}\text{F}$ no intervalo de energias $E_{lab}=1900$ e 4000 keV.

Tal como anteriormente, assumindo que a distribuição angular é isotrópica, os resultados de Caciolli *et al* em mbarn/sr, foram multiplicados por um factor de $4\pi 10^{-3}$. As secções eficazes para a emissão de 110 keV estão representadas na figura 5.24.

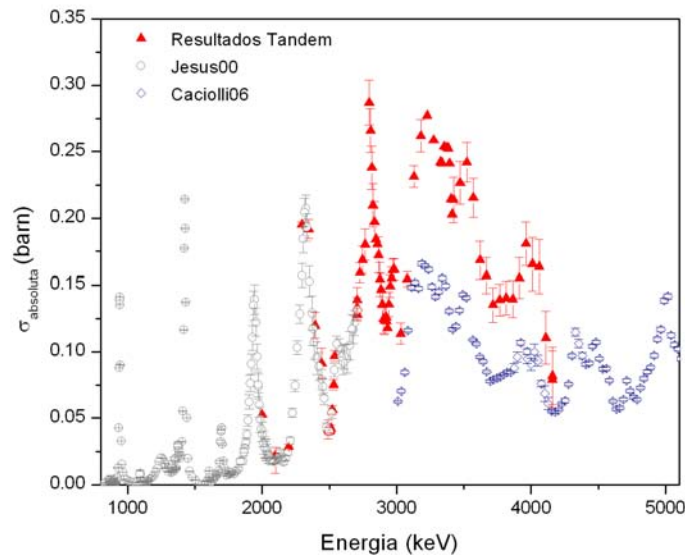


Figura 5.24: Secção eficaz do alvo fino da emissão da radiação gama igual a 110 keV da reacção $^{19}\text{F}(p,p'\gamma)^{19}\text{F}$ no intervalo de energias $E_{lab}=800$ e 5000 keV comparada com as secções eficazes publicadas por Jesus *et al* (2000) e Caciolli *et al*.

Comparando os resultados com Jesus *et al*, as secções eficazes estão concordantes dentro da incerteza, mas quando comparadas com Caciolli *et al*, é duas vezes superior.

Como a diferença entre os resultados é muito acentuada e não se tendo verificado a mesma discrepância com a emissão de 197 keV retirada dos mesmos espectros, utilizou-se o ERYA e a pastilha de Ag com LiF para se conseguir compreender qual das secções eficazes está mais correcta. Para tal, fez-se a simulação utilizando duas secções eficazes como variável de entrada:

1. $E_{lab} < 2750$ keV- Secção eficaz medida por Jesus *et al* + $E_{lab} > 2750$ keV- Secção eficaz medida no acelerador Tandem (doravante será designada por σ_1);
2. $E_{lab} < 2750$ keV- Secção eficaz medida por Jesus *et al* + $E_{lab} > 2750$ keV- Secção eficaz medida por Caciolli *et al* (doravante será designada por σ_2).

Pela tabela 5.6, pode-se concluir que nenhum dos resultados está correcto. Pela razão entre os rendimentos experimentais e calculados utilizando a secção eficaz determinada no ITN, pode-se concluir que a secção eficaz está um factor quase 2 vezes superior. A secção eficaz medida por Caciolli *et al* também não está bem medida, porque as razões da tabela estão inferiores

Energia (keV)	Razão $Y_{exp.}/Y_{\sigma 1}$	Razão $Y_{exp.}/Y_{\sigma 2}$
3962	0,65	0,93
3913	0,57	0,81
3815	0,52	0,74
3619	0,62	0,86

Tabela 5.6: Razões entre os rendimentos experimentais e calculados pelo ERYA relativamente à pastilha de Ag com LiF para as energias de 3962, 3913, 3815 e 3619 keV utilizando duas secções eficazes diferentes.

por um factor de 15 a 20% acima das incertezas experimentais, mas mais próxima da medida neste trabalho.

Utilizando a $\sigma 2$, o rendimento calculado até 2900 keV é igual a 40582 para 1 μC e, entre 2900 até 3962 keV o rendimento é igual a 47654. Sendo assim, para uma energia incidente de 4000 keV (energia que se pretende que seja a utilizada para a quantificação de todos os elementos presentes no espectro) a região entre 2900 e 3962 possui um rendimento mais elevado do que para energias inferiores, sendo a sua contribuição muito significativa e requer uma determinação correcta.

Pelos argumentos anteriores, a secção eficaz para a emissão de 110 keV continua a não estar bem determinada e nem pode ser utilizada como variável de entrada no ERYA. Futuras análises com diferentes alvos finos com F deveriam ser efectuadas.

5.5 Reacção ${}^9\text{Be}(p,\gamma){}^{10}\text{B}$

O Berílio é um elemento com enorme potencial nas ciências de materiais, principalmente quando incorporado em ligas metálicas, como a liga berílio-alumínio (liga com enorme potencial na engenharia aero-espacial), devido à sua baixa densidade, alta dureza e resistência, boa condutividade eléctrica, alto ponto de fusão e excelente resistência à oxidação. O Berílio é também um componente essencial nos reactores de fusão.

A reacção do Berílio apenas foi medida no acelerador Van de Graaff, como foi explicado

anteriormente no Capítulo 2.

Como é extremamente tóxico, e para evitar a evaporação de Be, resolveu-se medir a secção eficaz a partir de um alvo grosso.

Utilizando um alvo grosso não se pode utilizar a metodologia explicada na secção 1.6 e, por isso, tem de se utilizar o método diferencial.

5.5.1 Método Diferencial

Esta secção descreve o método diferencial usado para medir a secção eficaz a partir de um alvo grosso [54].

Na secção 1.6, o rendimento da radiação- γ do elemento e foi definido pela equação 1.26. Para um alvo grosso, o rendimento é dado por:

$$Y(E_0, \theta_{lab}) = N_p N_e \varepsilon_\gamma \frac{\Omega_\gamma}{4\pi} \int_0^{E_{max}} W(E, \theta_{lab}) \frac{\sigma(E)}{\varepsilon(E)} dE, \quad (5.1)$$

onde N_p é o número de protões incidentes, N_e o número de átomos do elemento e por unidade de área, Ω_γ o ângulo sólido do detector de radiação- γ , ε_γ a sua eficiência absoluta, $W(E, \theta_{lab})$ a distribuição angular em função da energia e do ângulo, $\varepsilon(E)$ a secção eficaz do poder de paragem e $\sigma(E)$ a secção eficaz da reacção nuclear que se pretende medir.

Para se calcular o rendimento correspondente a um alvo fino, a curva do rendimento do alvo grosso tem de ser diferenciada, ou seja, o rendimento entre dois pontos adjacentes $Y^\infty(E_0, \theta_{lab})$ e $Y^\infty(E_0 - \Delta E_0, \theta_{lab})$, é calculado e dividido por ΔE_0 :

$$Y(E_0, \theta_{lab}) = \frac{Y^\infty(E_0, \theta_{lab}) - Y^\infty(E_0 - \Delta E_0, \theta_{lab})}{\Delta E_0}, \quad (5.2)$$

Para passos de energia muito pequenos, $\varepsilon(E)$ e $W(E, \theta_{lab})$ são aproximadamente constantes dentro do intervalo $\Delta E_0 = \Delta$, logo a equação 5.1 vem:

$$Y(E_0, \theta_{lab}) = \frac{\Omega_\gamma}{4\pi} \frac{N_p N_e W(E, \theta_{lab}) \varepsilon_\gamma}{\varepsilon(E)} \int_{E_0 - \Delta}^{E_0} \sigma(E) dE, \quad (5.3)$$

As contagens experimentais da emissão $\gamma = 718$ keV da reacção ${}^9\text{Be}(p, \gamma){}^{10}\text{B}$ estão representadas na figura 5.25, onde se pode verificar que os resultados foram reprodutíveis.

O rendimento diferencial calculado a partir da equação 5.2 e da figura 5.25 está representado na figura 5.26.

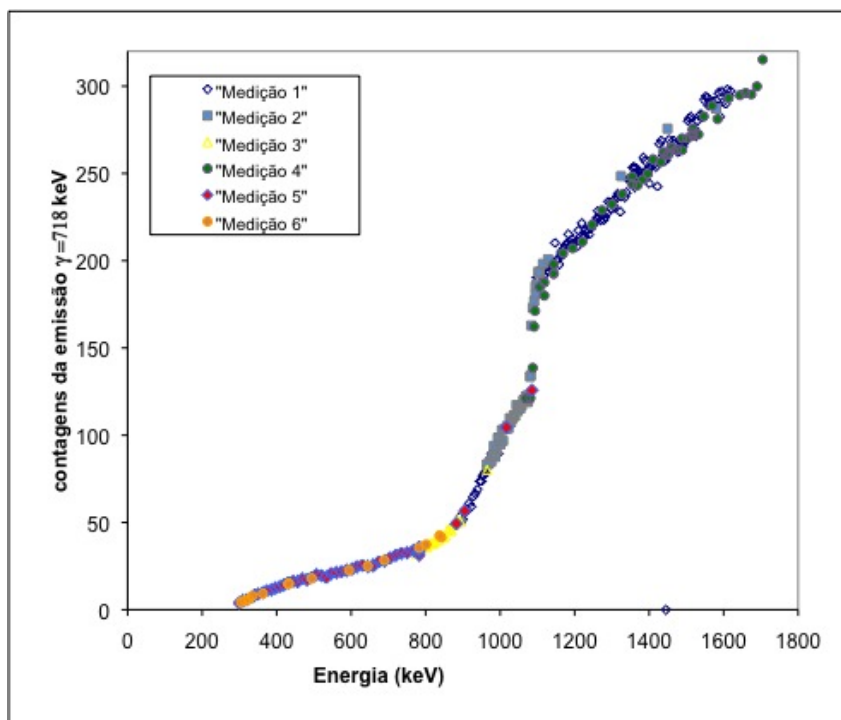


Figura 5.25: Rendimento da emissão $\gamma = 718$ keV da reacção ${}^9\text{Be}(p,\gamma){}^{10}\text{B}$.

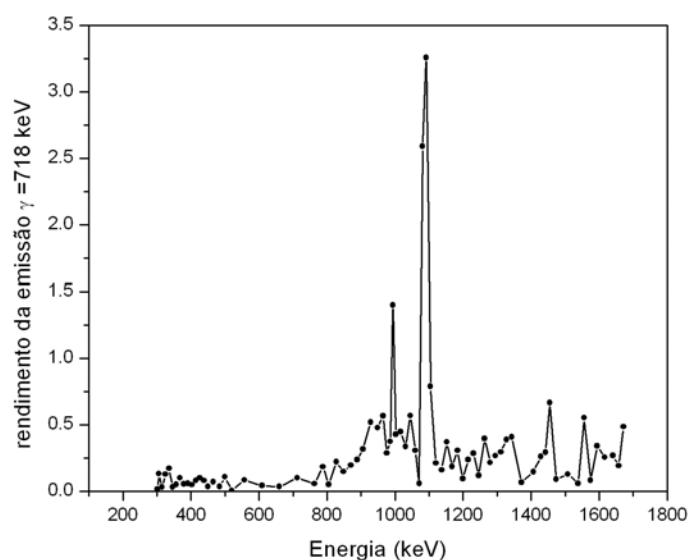


Figura 5.26: Rendimento calculado a partir do método diferencial da emissão $\gamma = 718$ keV da reacção ${}^9\text{Be}(p,\gamma){}^{10}\text{B}$.

Pela figura 5.26, verificou-se que o método diferencial não se pode aplicar neste caso. A subida da ressonância de 989 keV está bem determinada, mas a descida é determinada entre 1000 e 1100 keV onde os valores são muito próximos, logo a sua determinação conduz a uma incer-

teza muito superior à desejada. Uma solução, seria determinar matematicamente, utilizando a fórmula de Breit-Wigner [38].

Outro problema que surgiu ao se aplicar o método diferencial, vem do facto que o rendimento é praticamente constante ao longo da energia, retirando a região da ressonância. Este facto, trás grandes dificuldades ao se utilizar a equação 5.2, onde o numerador é aproximadamente zero.

Sendo assim, pode-se concluir que a secção eficaz não fica bem determinada nas regiões fora da ressonância, como se pode verificar comparando as figuras 5.26 e 5.28, e a utilização de um alvo fino é imprescindível.

5.5.2 Alvo fino de Berílio

Como não se conseguiu aplicar o método diferencial, evaporou-se Be metálico sobre Ag auto-sustentada utilizando a metodologia da secção 1.6, tomando as precauções necessárias, devido à toxicidade do Be.

Para se determinar a estequiometria e as impurezas do alvo fino de Mg, foi adquirido um espectro de RBS, utilizando um feixe de $^4\text{He}^+$ a uma energia $E_{lab}=1572$ keV, com um ângulo de incidência a 0° e com o detector PIPS a $\theta_{lab}=120^\circ$. O espectro RBS está representado na figura 5.27, onde os picos resultam das partículas de $^4\text{He}^+$ retrodispersadas das seguintes reacções: $\text{Be}(\alpha,\alpha)\text{Be}$ e $\text{Ag}(\alpha,\alpha)\text{Ag}$.

A partir da estequeometria do alvo mediu-se a secção eficaz representada na figura 5.28.

A reacção $^9\text{Be}(p,\gamma)^{10}\text{B}$ não é isotrópica como as anteriores e a distribuição angular é igual $W(E,\theta)=1+0,1\text{sen}^2(\theta)$ [66]. Sendo assim, é necessário calcular o factor de anisotropia.

A secção eficaz diferencial pode ser dada pelo produto de dois termos, um dependente só da energia e outro do ângulo.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = C(E)(1 + 0,1\text{sen}^2(\theta)) , \quad (5.4)$$

em que $C(E)$ tem unidades de barns/sr. Para uma energia fixa, $C(E)=C$ e $W(\theta) = 1+0,1\text{sen}^2(\theta)$.

Então:

$$d\sigma = C(1 + 0,1\text{sen}^2(\theta))d\Omega \Rightarrow d\sigma = C(1 + 0,1\text{sen}^2(\theta))2\pi\text{sen}(\theta)d\theta , \quad (5.5)$$

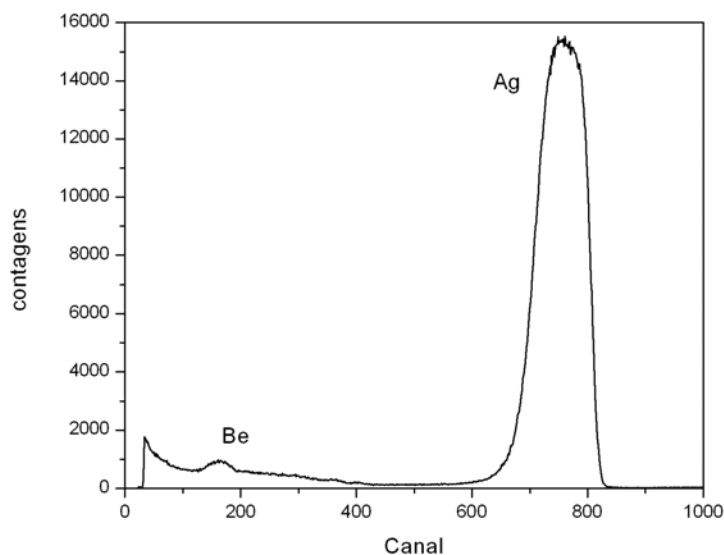


Figura 5.27: Espectro de RBS do alvo de Be evaporado sobre Ag auto-sustentada, a uma energia $E=1572$ keV, com um ângulo de incidência a 0° e o detector PIPS a $\theta_{lab}=120^\circ$, adquirido no acelerador Van de Graaff de 2,5 MV e na linha de reacções nucleares.

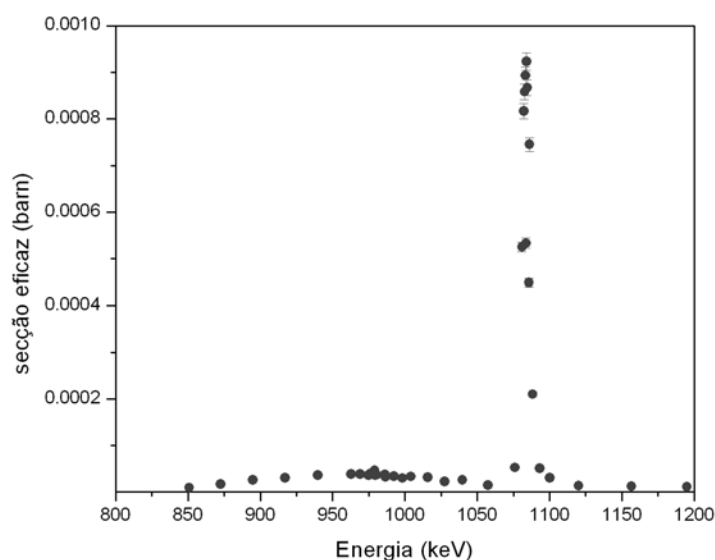


Figura 5.28: Secção eficaz experimental assumindo uma distribuição angular isotrópica da emissão $\gamma=718$ keV da reacção ${}^9\text{Be}(p,\gamma){}^{10}\text{B}$.

$$\Rightarrow \sigma_{total} = 2\pi C \int_0^\pi \text{sen}(\theta)d\theta + 2, 2\pi C \int_0^\pi \text{sen}^3(\theta) = 4\pi C \left(1 + \frac{2,2}{3}\right), \quad (5.6)$$

Sendo ε_{int} a eficiência intrínseca do detector de radiação- γ , $\varepsilon_{absoluta}=\varepsilon_\gamma$ a eficiência absoluta e

$\sigma^{exp,isot}$ a secção eficaz experimental considerando uma distribuição isotrópica, o rendimento para um pequeno ângulo sólido é dado por:

$$dY = N_p N_e \sigma(E, \theta) \varepsilon_{int} d\Omega, \quad (5.7)$$

$$dY = N_p N_e CW(\theta) \varepsilon_{int} d\Omega, \quad (5.8)$$

$$CW(\theta) = \frac{dY}{N_p N_e \varepsilon_{absoluta} 4\pi} \Rightarrow CW(\theta) = \frac{\sigma^{exp,isot}}{4\pi}, \quad (5.9)$$

Como o detector está a uma distância de 55,5 mm do alvo e o diâmetro do cristal é de 64,0 mm, o intervalo angular abrangido pelo nosso detector é igual a $\pm 29,9^\circ$ em torno de 130° . Logo,

$$Y = N_p N_e C \varepsilon_{int} \int_{100,1}^{159,9} W(\theta) 2\pi \sin(\theta) d\theta, \quad (5.10)$$

$$\Rightarrow Y = N_p N_e C \frac{\varepsilon_\gamma}{d\Omega} \int_{100,1}^{159,9} W(\theta) 2\pi \sin(\theta) d\theta, \quad (5.11)$$

$$\Rightarrow \frac{\sigma^{exp,isot}}{4\pi} = C \frac{\int_{100,1}^{159,9} W(\theta) 2\pi \sin(\theta) d\theta}{\Delta\Omega}, \quad (5.12)$$

Logo,

$$\Rightarrow \sigma_{total} = 1,117 \sigma^{exp,isot} \quad (5.13)$$

Pela equação 5.13, é necessário multiplicar o factor 1,117 à secção eficaz experimental da figura 5.28.

A partir das respectivas probabilidades das várias transições da radiação- γ (secção 2.6) determinou-se a secção eficaz de Zahnow *et al* para a emissão γ de 718 keV. De seguida, a secção eficaz foi normalizada pelos resultados da figura 5.28 corrigidos com o factor de anisotropia.

A razão entre os rendimentos experimentais e os calculados pelo ERYA para uma amostra espessa de Be metálico (espectros representados na figura 5.29, estão representados na tabela 5.7 e na figura 5.30.

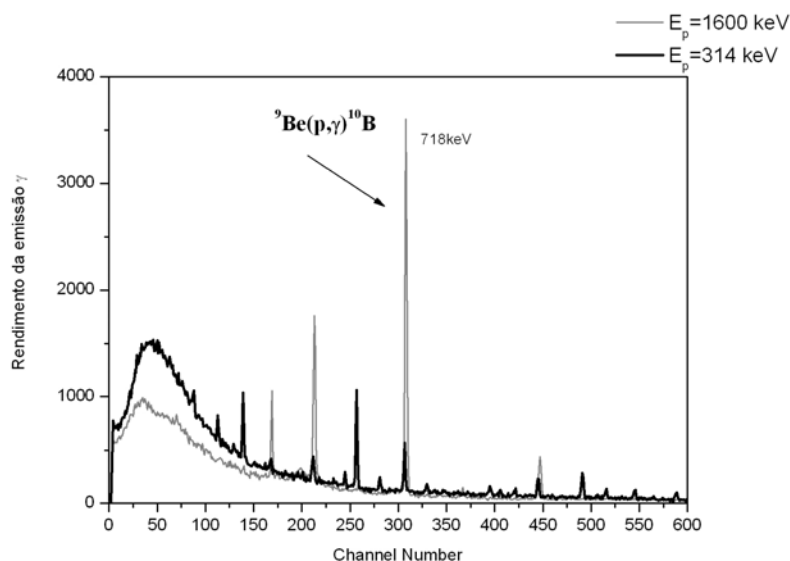


Figura 5.29: Espectros de radiação gama do alvo de Be metálico obtidos a $E_{lab}=314$ e 1600 keV.

Energia (keV)	Razão $Y_{exp.}/Y_{cal.}$
1602	0,890
1508	0,874
1399	0,829
1202	0,769
995	0,824
506	1,011
408	0,820
330	0,925

Tabela 5.7: Razões entre os rendimentos experimentais e calculados pelo ERYA relativamente ao Be metálico.

Como se pode verificar pela figura 5.30, excluindo o ponto de 500 keV, os pontos seguem uma linha paralela em relação à linha correspondente ao valor 1. O desvio, na ordem dos 15%, pode resultar das incertezas da carga colectada, da eficiência do detector e da secção eficaz. Apesar do desvio, o comportamento dos pontos indica que a secção eficaz utilizada no ERYA está correcta em termos relativos, e o processo de integração está correcto. A média das razões é introduzida como factor de correcção no ERYA.

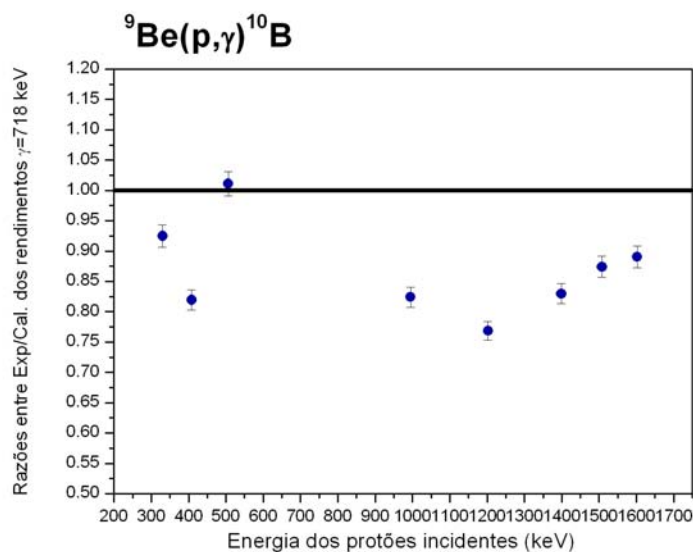


Figura 5.30: Razões entre os rendimentos experimentais e calculados pelo ERYA relativamente à pastilha de BeO para as energias de 1708, 1610, 1414 e 1218 keV. A incerteza combinada devido ao erro estatístico e à extracção da área é inferior a 2%.

Utilizando este factor de correcção, determinou-se a razão entre os rendimentos experimentais e os calculados pelo ERYA para uma amostra espessa de BeO homogénea. As razões estão representadas na tabela 5.8 .

Energia (keV)	Razão $Y_{exp.}/Y_{cal.}$
1708	0,958
1610	0,962
1414	0,974
1218	0,943

Tabela 5.8: Razões entre os rendimentos experimentais e calculados pelo ERYA relativamente à pastilha de BeO para as energias de 1708, 1610, 1414 e 1218 keV.

Pela tabela 5.8, pode-se concluir que para o intervalo de energias utilizado se pode utilizar o método baseado no código ERYA para a determinação da quantidade de Berílio presente numa amostra sem o recurso a padrões.

5.6 Reacções $^{23}\text{Na}(p,\alpha\gamma)^{20}\text{Ne}$ e $^{23}\text{Na}(p,p'\gamma)^{23}\text{Na}$

O Sódio é um elemento fundamental no metabolismo dos seres vivos. Existe em abundância na biosfera, em vários compostos inorgânicos, na litosfera, na hidrosfera e nos aerossóis atmosféricos. A sua detecção quantitativa é importante nas ciências dos materiais, ambiente e saúde, uma vez que pode ser utilizado como referência de controlo.

5.6.1 Análise dos Resultados do Acelerador Van de Graaff

Os espectros foram medidos por Mateus *et al* [21], mas a emissão de 1640 keV não foi analisada. Como foi referido anteriormente, para amostras com quantidades de Boro muito significativas, torna-se muito complicado extrair a área do pico de 440 keV. Sendo assim, resolveu-se analisar os espectros antigos e determinar a secção eficaz total da emissão de 1640 keV. O alvo utilizado era composto por uma camada evaporada de NaCl ($14,4 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) sobre um alvo de Ag auto-sustentada. O espectro RBS está representado na figura 5.31.

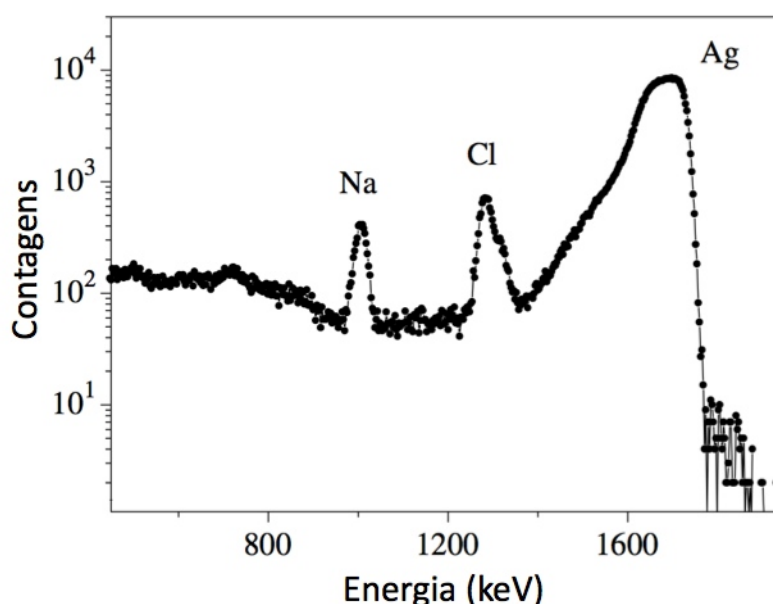


Figura 5.31: Espectro de RBS do alvo NaCl sobre Ag auto-sustentada a uma energia $E_{lab}=2000$ keV, com um ângulo de incidência a 0° e com o detector PIPS a $\theta_{lab}=162^\circ$.

A metodologia utilizada é a mesma descrita para os outros elementos, contudo neste caso, o detector PIPS estava a $\theta_{lab}=162^\circ$. A secção eficaz total da emissão de 1640 keV está representada na figura 5.32.

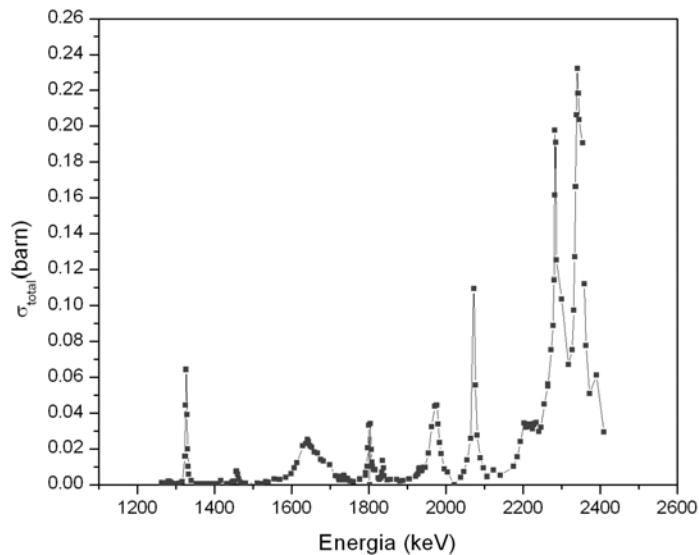


Figura 5.32: Secção eficaz total da emissão de 1640 keV da reacção $^{23}\text{Na}(p,\alpha\gamma)^{20}\text{Ne}$.

No futuro para verificar o rendimento experimental do ERYA vai ser necessário medir para várias energias uma pastilha com composição conhecida contendo Na.

5.6.2 Análise dos Resultados do Acelerador Tandem

Como se verificou no Capítulo 2 o factor entre as secções eficazes determinadas por diferente autores não é constante ao longo da energia. Deste modo, tentou-se medir novamente a secção eficaz ao longo da energia. No entanto, estas medidas foram efectuadas mesmo no fim da parte experimental deste trabalho e a fonte Duoplasmatron deixou de funcionar, tendo sido apenas possível a medição de alguns pontos experimentais e não uma medição contínua ao longo da energia.

A partir desses pontos experimentais fez-se a comparação com a secção eficaz medida por Mateus *et al.*

Foram utilizados dois alvos finos: NaF depositado sobre Ag auto-sustentada e NaCl depositado sobre Ag auto-sustentada, ambos feitos na evaporadora. Para se conseguir determinar a estequiometria dos alvos, os espectros RBS foram colectados na câmara pequena da linha de materiais do Van de Graaff (ver subsecção 4.1.1.2). O feixe foi de $^4\text{He}^+$ a uma energia $E_{lab}=1600$ keV, com um ângulo de incidência a 0° e com um detector PIPS a $\theta_{lab}=180^\circ$ e outro a $\theta_{lab}=140^\circ$.

A estequiometria foi calculada ajustando os picos através de vários programas: HOTFIT [68], ORIGIN [62] e NDF [78]. O espectro RBS do alvo NaCl/Ag está representado na figura 5.33. A partir deste espectro, determinou-se que a razão estequiométrica é igual a 1,195 com uma incerteza de 10% e a camada depositada de NaCl é igual a $37,8 \mu\text{g}/\text{cm}^2$.

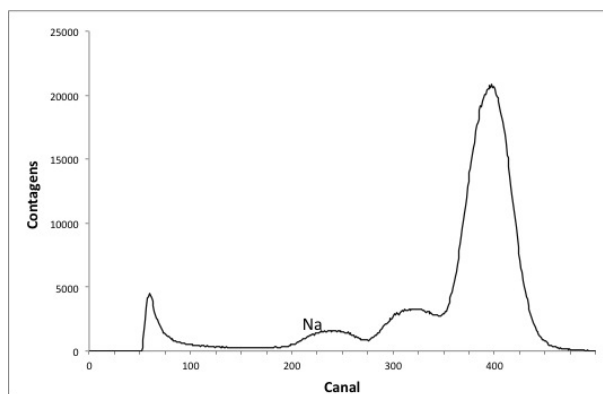


Figura 5.33: Espectro do alvo NaCl sobre Ag auto-sustentada a uma energia $E_{lab}=1600$ keV, com um ângulo de incidência a 0° e com o detector PIPS a $\theta_{lab}=0^\circ$.

Para uma energia incidente do feixe de prótons igual a $E_{lab}=2400$ keV, as razões entre a secção eficaz total medida e a secção eficaz medida por Mateus *et al* para os dois alvos analisados, estão representadas na tabela 5.9.

Alvo	Secção eficaz total medida (barn)	Razão $\sigma_{medida} / \sigma_{Mateus}$
NaCl/Ag	0,04009	1,090
NaF/Ag	0,03938	1,071

Tabela 5.9: Razões entre a secção eficaz total medida e a secção eficaz medida por Mateus *et al* para os dois alvos analisados: NaCl/Ag e NaF/Ag.

Como a incerteza da razão estequiométrica é igual a 10%, para os dois alvos analisados a secção eficaz medida está concordante com a secção eficaz medida por Mateus *et al* dentro do intervalo de incerteza.

Normalizando a secção eficaz determinada por Cacioli *et al* [33] com a secção eficaz determinada da tabela 5.9 determinou-se a secção eficaz total da risca de 440 keV da reacção $^{23}\text{Na}(p,p'\gamma)^{23}\text{Na}$ no intervalo de energias $E_{lab}=1200$ e 5200 keV.

Tal como no caso dos elementos anteriores, foi feita uma pastilha de NaCl para calcular as razões entre os rendimentos experimentais e calculados pelo ERYA.

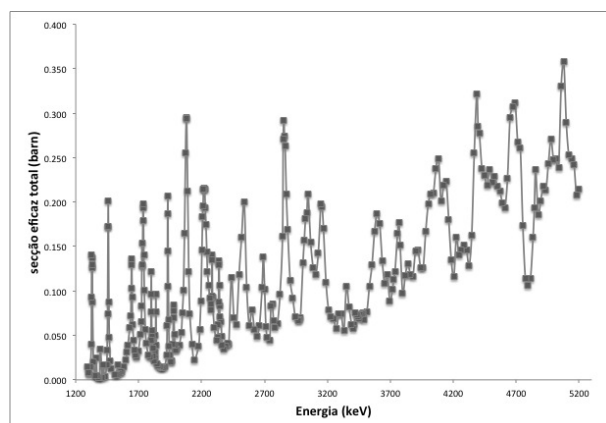


Figura 5.34: Secção eficaz total da risca de 440 keV da reacção $^{23}\text{Na}(p,p'\gamma)^{23}\text{Na}$ no intervalo de energias $E_{lab}=1200$ e 5200 keV. A secção eficaz medida por Cacioli *et al* foi normalizada pelos resultados medidos no acelerador Tandem.

Devido ao tempo morto, o detector estava afastado da sua posição original. O factor de correcção proveniente do afastamento foi igual a 5,3.

As razões entre os rendimentos experimentais e calculados pelo ERYA relativamente à pastilha de NaCl para as energias de 2399, 2640, 2781, 2964, 3270, 3493 e 3962 keV estão representadas na tabela 5.10.

Energia (keV)	Razão $Y_{exp.}/Y_{cal.}$
2399,8	0,839
2640,9	0,947
2781,9	1,021
2964,3	1,072
3270,1	1,093
3493,5	0,997
3961,9	0,873

Tabela 5.10: Razões entre os rendimentos experimentais e calculados pelo ERYA relativamente à pastilha de NaCl para as energias de 2399, 2640, 2781, 2964, 3270, 3493 e 3962 keV.

Pela tabela 5.10, pode-se concluir que para o intervalo de energias utilizado nos dois aceleradores, existem algumas energias onde a razão é igual a 1,09 e 1,07. No entanto, dentro do intervalo de incertezas acima mencionado, pode-se utilizar o método sem recurso a padrões para quantificar a quantidade de Na numa amostra.

Para se compreender a origem do factor entre as secções eficazes medidas, M. Chiari forneceu ao grupo de Reacções Nucleares os alvos utilizados por Caciolli *et al* e vão ser medidos no acelerador Tandem do ITN num futuro próximo.

5.7 Análise do ^{12}C

O carbono é um elemento indispensável à vida tal como a conhecemos, pois faz parte de cada ser vivo, como um dos componente elementares dos aminoácidos. Para além, de ser parte integrante de todos os seres vivos, o Carbono tem um papel fundamental na indústria química e automóvel.

A reacção do carbono foi estudada tanto no acelerador Van der Graaff como no acelerador Tandem do ITN.

5.7.1 Análise dos Resultados do Acelerador Van de Graaff

Para o estudo da reacção do $^{12}\text{C}(p,p'\gamma)^{12}\text{C}$ foi feito um alvo fino de C auto-sustentado na evaporadora. Como foi mencionado no Capítulo 4, a linha de reacções nucleares do Van der Graaff possuía uma trapa de azoto líquido, que permitia diminuir os depósitos de carbono na amostra a estudar. Para o estudo de carbono, mesmo com a utilização da trapa, não foi possível prevenir na totalidade a acumulação de carbono na superfície do alvo fino, modificando a sua espessura ao longo do tempo. Consequentemente resolveu-se medir com um alvo de grafite grosso com 99% de pureza. Sendo um alvo grosso, foi necessário utilizar o método de cálculo diferencial para a secção eficaz, contudo este método não tinha resolução suficiente para calcular a ressonância fina existente na função de excitação. Mesmo não conseguindo medir a secção eficaz, analisaram-se duas pastilhas de dois compostos inorgânicos: K_2CO_3 e SrCO_3 para se perceber os limites de detecção do Carbono. Tanto numa pastilha como na outra não se conseguiu visualizar o pico 2,3 MeV do ^{12}C no espectro. Resolveu-se então que a melhor forma de analisar seria aumentando a energia do feixe, de forma a melhorar a sensibilidade da análise e estudar numa linha experimental na qual os depósitos de carbono fossem praticamente inexistentes.

5.7.2 Análise dos Resultados do Acelerador Tandem

Como foi referido anteriormente, na nova linha de Reacções Nucleares do acelerador Tandem não se verificaram depósitos de Carbono na superfície dos alvos ao longo do tempo. Antes de proceder ao estudo da secção eficaz da reacção inelástica do ^{12}C , resolveu-se analisar duas pastilhas de dois compostos inorgânicos: K_2CO_3 e SrCO_3 e o alvo de grafite grosso a 4,0 MeV. Em qualquer dos casos, não se conseguiu visualizar o pico 2,3 MeV do ^{12}C no espectro. O pico do Carbono, mesmo subindo a energia, tem baixo rendimento, ficando por baixo do fundo contínuo dos picos de alta energia provenientes da reacção do ^{16}O . Sendo assim, a quantificação do carbono presente numa amostra, através da técnica de PIGE, tornou-se impossível tanto para baixas energias, como para as altas.

5.7.3 Alternativas para a Análise de ^{12}C

Para a quantificação do ^{12}C presente numa amostra através de reacções nucleares, colocou-se como hipótese recorrer à reacção $^{12}\text{C}(\text{p},\text{p})^{12}\text{C}$ e, a partir do programa NDF [78], simular a concentração do ^{12}C presente na amostra. A reacção elástica do C, como se pode verificar pela figura 5.35 [63], possui uma ressonância fina a 1700 keV. Para testar a simulação analisaram-se dois compostos inorgânicos com diferentes quantidades conhecidas de Carbono: K_2CO_3 e PbCO_3 . O espectro da pastilha K_2CO_3 está representado na figura 5.36. Como se pode verificar no espectro, a ressonância do ^{12}C é bem visível e fazendo um ajuste à ressonância é possível quantificar o Carbono presente numa amostra.

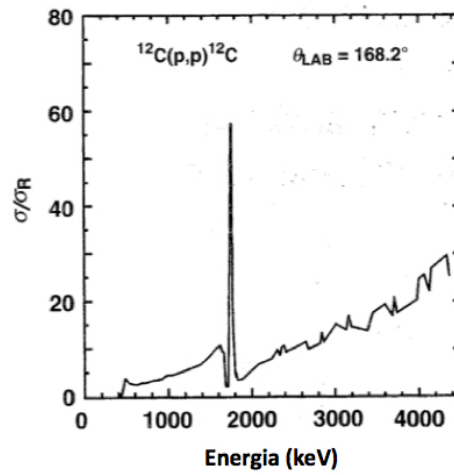


Figura 5.35: Secção eficaz nuclear em função da secção eficaz de Rutherford para a reacção $^{12}\text{C}(p,p)^{12}\text{C}$ [63].

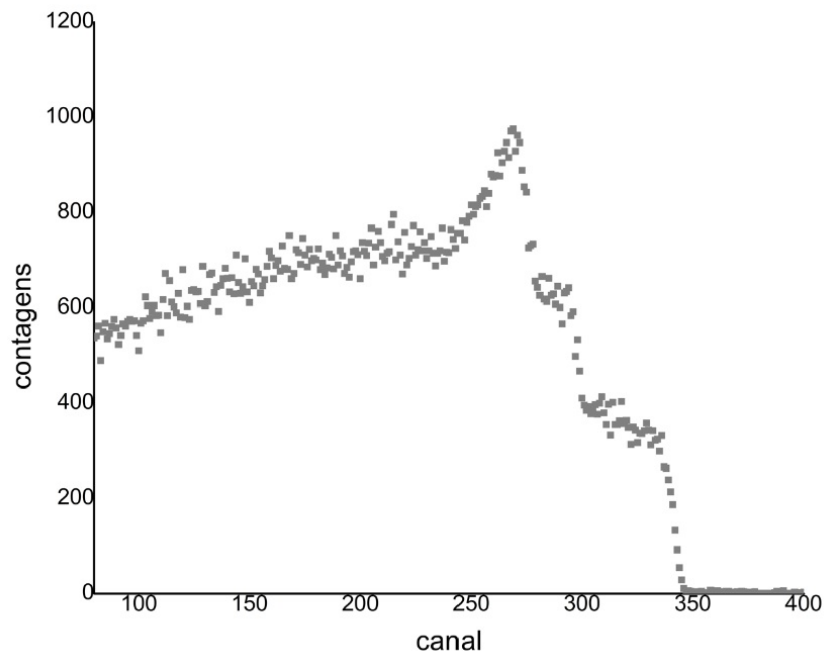


Figura 5.36: Espectro da reacção elástica $^{12}\text{C}(p,p)^{12}\text{C}$ da pastilha K_2CO_3 .

Capítulo 6

Aplicações

Nos capítulos anteriores foi explicada toda metodologia para a quantificação dos elementos leves.

Neste capítulo pretende-se demonstrar a sua aplicação e a sua importância em duas áreas completamente distintas: na cerâmica e em ensaios tecnológicos num laboratório de Química. Este capítulo está sub-dividido em duas secções, a primeira corresponde à aplicação do ERYA à análise de vidrados dourados para a escola de cerâmica Helena Abrantes, e a segunda a análise de carbono que permitiu validar a técnica de espectrometria não dispersiva de infravermelhos utilizada para quantificar a quantidade total de carbono orgânico ou inorgânico numa amostra.

6.1 Análise de Vidrados Dourados

A composição de um vidrado industrial em Portugal nunca é fornecida, o que torna todo o processo de melhoramento desse vidrado, num processo moroso e de tentativa e erro para os ceramistas¹.

Nesta secção pretende-se demonstrar que com a utilização de técnicas nucleares e a partir do ERYA consegue-se melhorar todo o processo, permitindo uma maior rapidez e a diminuição de custos para os ceramistas. Particularmente, foram analisados três tipos de vidrados: um vidrado dourado que foi descontinuado e dois novos vidrados (Vidrado 11646 e Vidrado 6910²) que

¹Os ceramistas partem de um vidrado industrial e juntam-lhe outros elementos de modo a modificar a sua opacidade, brilho, cor etc.

²referência dos vidrados dados pelo fabricante

supostamente deveriam ser dourados mas apenas apresentam uma cor prateada na temperatura de maturação igual a 997 °C. Nas figura 6.1 e 6.2 estão representados os testes efectuados para o vidrado antigo e para o Vidrado 11646³, onde se verifica a diferença na cor. Actualmente, não existe nenhum vidrado dourado disponível no mercado em Portugal.



Figura 6.1: Teste do vidrado dourado antigo.



Figura 6.2: Teste do Vidrado 11646.

6.1.1 Vidrados

Existem diferentes formas de classificar um vidrado: de acordo com a sua composição elementar, pela sua cor, pela sua opacidade ou então de acordo com a temperatura de maturação, sendo esta última a forma de classificação mais frequente. De acordo com este último critério, os vidrados podem ser divididos em três grandes grupos: os de baixa temperatura (997-1150 °C), os de média temperatura (1200-1220 °C) e os de alta temperatura (1250-1280 °C). Devido a questões económicas, os ceramistas Portugueses apenas utilizam vidrados de alta temperatura quando é absolutamente necessário, por exemplo, quando pretendem um vidrado transparente para as porcelanas ou vidrados cristalinos⁴.

Um vidrado é composto por três componentes: corpo, fluxo e fundente.

O corpo em Portugal é o Caulino ($\text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 2\text{SiO}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$), o fundente é normalmente Silica e o fluxo utilizado depende do vidrado que se pretende. Além destes componentes, o vidrado também pode ser composto por diferentes óxidos, que vão dar origem a diferentes cores, e previnem problemas como a formação de bolhas, escorrimento e cracklé.

Para vidrados de baixa temperatura (os relevantes para este trabalho, porque são os que vão ser analisados) os fluxos são denominados por fritas, disponíveis no mercado, mas com

³o teste do vidrado 6910 é equivalente ao do vidrado 11646.

⁴Sempre que se utiliza esta gama de temperaturas, a vida das resistências do forno diminuiu consideravelmente, sendo por vezes necessário substituir logo uma resistência, no pior dos casos duas, quando o forno termina.

composição desconhecida visto que os fabricantes Portugueses não fornecem a sua composição. As fritas mais comuns são: Borax (onde o Boro é o elemento principal), carbonato de bário, carbonato de cálcio, bisilicato de chumbo, óxido de lítio, carbonato de magnésio, óxido de sódio, óxido de potássio e finalmente óxido de zinco. Normalmente, um vidro pode ter uma mistura de diferentes fritas. Vidros com bisilicato de chumbo e carbonato de bário têm de ser manuseados com especial cuidado visto que são extremamente tóxicos, e não devem ser aplicados em superfícies que podem vir em contacto com comida. Através da análise por PIXE (Particle Induced X-ray Emission) [69, 70] é possível identificar quais são os vidros que contêm Ba e Pb e estimar as quantidades destes elementos.

6.1.2 Experiência

Para determinar a composição dos três vidros, as amostras foram analisadas utilizando PIGE e PIXE no ITN. Para a análise de elementos leves utilizou-se o ERYA descrito anteriormente.

As medidas de PIGE foram efectuadas na nova linha de reacções nucleares no acelerador Tandem de 3 MV. O feixe de prótons foi produzido por uma fonte Duoplasmatron e acelerado até uma energia de 3,960 MeV. Para analisar cada vidro, foram feitas pastilhas prensadas até 1 tonelada (os vidros são vendidos em formato de pó muito fino, homogéneo) a que depois se adiciona água na altura da sua aplicação.

A corrente do feixe foi mantida por volta de 10 nA de modo, a evitar grandes correcções de tempo morto no espectro de emissão da radiação gama colectado (abaixo dos 4%). A detecção da radiação gama foi efectuada pelo detector Ge(HP) descrito no Capítulo 4.

Por outro lado, as medidas de PIXE dos três vidros foram efectuadas no acelerador Van de Graaff no setup de PIXE. Este setup [71], utiliza um detector Si(Li) com uma resolução de 150 eV, colocado a um ângulo de 110° relativamente à direcção do feixe. Para esta experiência utilizou-se um colimador de Ta (1mm de espessura e 4,7mm de diâmetro) que foi colocado à frente do detector Si(Li). A energia do feixe de prótons foi de 1,0 MeV. Depois da aquisição, os espectros foram ajustados com recurso a código AXIL [72] e a quantificação dos elementos foi obtida utilizando o código DATPIXE [69, 70].

6.1.3 Análise de Resultados

O espectro obtido por PIXE para o vidro dourado antigo está representado na figura 6.3. Na tabela 6.1 estão representadas as frações mássicas calculadas por PIXE para os três tipos de vidrados. Como se pode verificar pela tabela 6.1, o vidro dourado antigo é o que apresenta uma menor quantidade de Pb⁵ e é o único vidro que tem na sua composição Mo e Co.

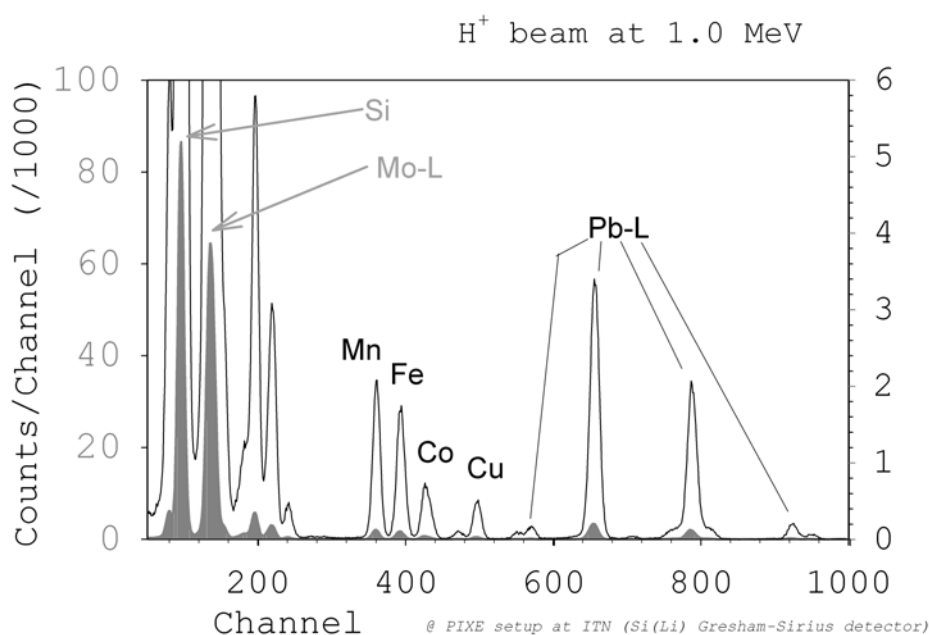


Figura 6.3: Espectro de raios-X produzidos pelo bombardeamento de prótons com uma energia de 1,0 MeV numa amostra de vidro dourado antigo.

Considerando agora a análise por PIGE, o espectro da radiação gama a uma energia de 3,960 MeV, está representado na figura 6.4.

Várias picos correspondentes a diferentes emissões de radiação gama foram observadas, sendo a mais dominante a de 440 keV, proveniente da reacção nuclear $^{23}\text{Na}(p,p'\gamma)^{23}\text{Na}$. Emissões de radiação gama correspondentes aos elementos de Mg ou Ca, não foram observadas nos espectros das três pastilhas, estando abaixo do limite de detecção desta técnica, e o Li e o B apenas foram detectados como elementos traço, abaixo dos 5 ppm.

Para quantificar a quantidade de Na presente nos três vidrados foi utilizado o ERYA, uti-

⁵Uma das possíveis razões para o vidro dourado ter saído do mercado, poderia ser pela quantidade de Pb que poderia ter valores acima das permitidas pela União Europeia, mas verificou-se por PIXE que os novos vidrados ainda têm mais, o que foi uma surpresa para os ceramistas.

Elemento	Vidrado dourado Antigo	Vidrado 11646	Vidrado 6910
	Fracção mássica %		
Al	0,60	1,53	1,61
Si	4,51	6,4	6,1
K	0,292	0,76	0,57
Ca	0,153	2,02	1,00
Ti	$1,43 \times 10^{-3}$	0,207	$2,27 \times 10^{-2}$
Cr	$1,27 \times 10^{-3}$	$1,35 \times 10^{-2}$	$1,56 \times 10^{-2}$
Mn	0,361	1,76	1,48
Fe	0,366	0,187	0,209
Co	0,197	-	-
Ni	$4,75 \times 10^{-3}$	0,51	$9,8 \times 10^{-3}$
Cu	0,283	0,274	0,220
Mo	0,341	-	-
Pb	18,1	23,7	22,5

Tabela 6.1: Análise de PIXE para os vidrados dourados. A incerteza estimada é de 5%.

lizando como input a secção eficaz calculada anteriormente e como matriz inicial as fracções mássicas dos elementos representados na tabela 6.1. Sendo assim a fracção mássica do Na é igual a 29,4% para o Vidrado dourado antigo, 15,5% para o Vidrado 11646 e finalmente 23,0% para o Vidrado 6910. Pelos resultados do PIGE pode-se concluir que os vidrados têm pelo menos uma frita de óxido de sódio.

Considerando os resultados das duas técnicas e devido às elevadas quantidades de Pb e Na presentes nos vidrados, pode-se concluir que todos são constituídos por dois tipos de fritas: uma frita de óxido de sódio e uma frita de bisilicato de chumbo. No entanto, os novos vidrados possuem uma maior concentração da frita de bisilicato de chumbo. Os elementos Co e Mo são específicos do vidrado dourado antigo.

Utilizando os resultados deste trabalho, os ceramistas portugueses conseguiram obter o vidrado dourado a 997 °C. O primeiro teste está representado na figura 6.5.

Para verificar as diferenças entre os vidrados, foi também realizada uma experiência de reflexão óptica. Considerando a tabela 6.6 e o espectro da reflectância do Al, Au e Ag (figura 6.7),

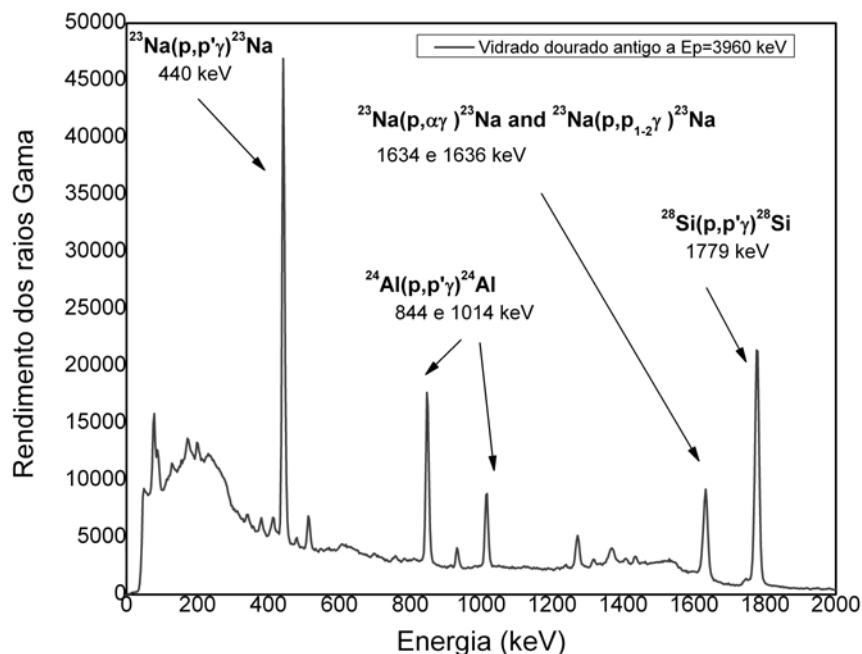


Figura 6.4: Espectro de raios gama produzidos pelo bombardeamento de prótons com uma energia de 3,960 MeV numa amostra de vidro dourado antigo.

pode-se verificar que existe uma diferença entre os vidrados de cor prateada e os vidrados dourados na região dos 500 nm, entre a cor verde e azul, onde o Au tem um forte absorção enquanto que a Ag é um bom reflector.

A montagem experimental está representada na figura 6.8. O equipamento utilizado fornecido por Avantes[74] foi o seguinte:

1. Fonte de Luz: fonte de halogéneo do AvaLight-D(H)-S Deuterium-Halogen Light Sources;
2. Espectrómetro: AvaSpec-2048 Standard Fiber Optic Spectrometer;
3. Fibras ópticas: fibra multimode de 200 μm .
4. Sistema de aparos que permite a estabilização do feixe;
5. Lentes de colimação.

Os espectros obtidos estão representados na figura 6.9.



Figura 6.5: Teste do vidrado obtido a partir dos resultados experimentais.

cor	comprimento de onda
vermelho	625-740 nm
laranja	590-625 nm
amarelo	565-590 nm
verde	500-565 nm
ciano	485-500 nm
azul	440-485 nm
violeta	380-440 nm

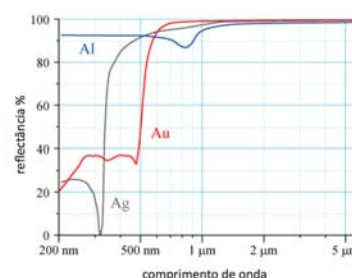


Figura 6.6: Comprimento de onda de cada cor do espectro visível.

Figura 6.7: Reflectância em função do comprimento de onda para o Al, Ag e Au[73].

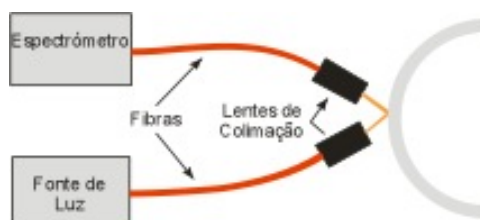


Figura 6.8: Montagem experimental para a experiência de reflexão óptica.

A partir dos espectros normalizados pode-se observar que entre os 480 e os 630 nm a reflectividade é mais elevada por parte do vidrado 11646 (cor prateada) quando comparada aos outros dois, estando de acordo com a figura 6.7. Embora a componente verde (550 nm) e vermelha (630 nm) estejam presentes, também existe uma componente significativa de azul (480 nm) e de verde-azul (500 nm) que faz o efeito dourado desaparecer, tornando-se mais prateado. Apesar de o vidrado obtido a partir dos resultados experimentais parecer muito semelhante ao vidrado dourado antigo, pelo espectro óptico verificou-se que deve ter um tom mais vermelho (630 nm) pois a componente amarela não é tão significativa como no vidrado dourado antigo.

Como o vidrado tem uma fritada de bisilicato de chumbo não deve ser utilizado em superfícies que irão estar em contacto com comida. Demonstrou-se que as técnicas nucleares são recomendáveis para ajudar os ceramistas portugueses na compreensão da composição dos vidrados,

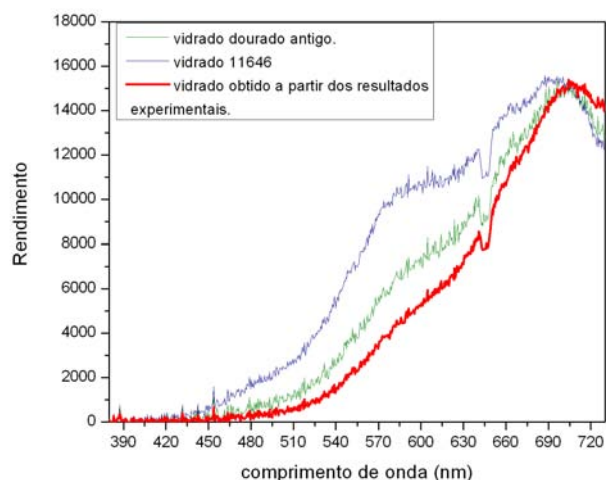


Figura 6.9: Espectros de reflexão óptica dos seguintes vidrados: vidro dourado antigo, vidro 11646 e vidro obtido a partir dos resultados experimentais de PIXE e PIGE. Os espectros foram normalizados para $\lambda=696$ nm.

como também simplifica grandemente todo o processo de obtenção de novos vidrados, visto que já conhecem à partida os elementos necessários e a sua quantificação. Dado o sucesso desta análise, mais análises serão efectuadas em colaboração com a escola Helena Abrantes, nomeadamente na composição das fritas disponíveis no mercado, que possuem exactamente a mesma problemática dos vidrados dourados.

6.2 Análise de Carbono por Espectrometria Não Dispersiva de Infravermelhos e por Reacções Nucleares

A análise por técnicas nucleares tem uma vasta gama de aplicações e podem ser utilizadas, como se vai demonstrar posteriormente, para validar técnicas não nucleares.

Como não foi possível analisar o carbono por reacções nucleares em que o canal de saída é a radiação gama, escolheu-se este elemento para validar uma técnica não-nuclear designada por Espectrometria não dispersiva de infravermelhos que permite quantificar a quantidade total de carbono orgânico ou inorgânico numa amostra. Esta técnica é utilizada no LETAL (Laboratório de Ensaios Tecnológicos em Áreas Limpas), do grupo “Tecnologias de Radiação: Processos e Produtos” do ITN, e os estudos mais recentes que se têm efectuado é da qualidade da água

e análise de solos. Sendo assim, a validação deste equipamento é uma mais valia para este laboratório.

Para se efectuar o estudo comparativo entre as técnicas nucleares e não nucleares, os compostos inorgânicos SrCO_3 , CaCO_3 e K_2CO_3 foram analisados por Espectrometria não dispersiva de infravermelhos e por Espectrometria de Retrodispersão Elástica (EBS).

6.2.1 Espectrometria Não Dispersiva de Infravermelhos

A espectrometria não dispersiva de infravermelhos é uma técnica não nuclear que é utilizada para medir a quantidade de carbono presente num composto orgânico, ou inorgânico e é normalmente utilizado como indicador da qualidade da água [75], para controlo de indústria [76] e para processos farmacêuticos [77].

Existem duas formas de medir o carbono orgânico total presente da amostra, ou é medido directamente, ou então pela diferença entre o carbono total e o carbono inorgânico (CI). No caso que se vai descrever, apenas foram utilizados compostos inorgânicos, e sendo assim o valor de carbono total é o valor CI. O princípio básico da medição do carbono baseia-se na destruição da matéria inorgânica presente na amostra a analisar, aquecendo até altas temperaturas. Todas as formas de carbono presentes na amostra são convertidas em CO_2 que é medido directamente e convertido para o carbono total presente na amostra.

A quantidade de carbono inorgânico foi determinado por espectrometria não dispersiva de infravermelhos, usando um aparelho TOC IL500 Shimadzu. Este aparelho possui dois módulos: módulo de líquido e de sólido. Ambos foram utilizados: o módulo de líquido para SrCO_3 e K_2CO_3 e o de sólidos para CaCO_3 , devido à sua baixa solubilidade em água (0.015 g/l a 25°).

Seis diferentes quantidade de CaCO_3 (41,7 a 500 mg) foram medidas a 900 °C, temperatura de funcionamento *standard* do módulo.

Para a análise no módulo de líquido, dez medidas foram efectuadas tanto para o SrCO_3 como para K_2CO_3 . Para o SrCO_3 , 100 mg deste composto foram dissolvidos em 1 l de água destilada. Para o K_2CO_3 , 1g deste composto foi dissolvido em 100 ml de água destilada. Estes valores foram escolhidos de modo a assegurar a solubilidade destes compostos em água à temperatura ambiente.

6.2.2 Espectrometria de Retrodispersão Elástica

Para a análise de carbono por EBS, preparou-se pastilhas prensadas de pó fino homogêneo dos compostos inorgânicos de SrCO_3 , CaCO_3 e K_2CO_3 .

As medidas de EBS foram efectuadas tanto no acelerador Van de Graaff como no novo acelerador Tandem do ITN, com correntes na ordem dos 5 nA.

A pastilha SrCO_3 foi analisada no acelerador Van de Graaff a 1730 e 1740 keV com um feixe de $^1\text{H}^+$. As medidas foram efectuadas na câmara pequena da linha de RBS descrita anteriormente no capítulo 4, com um ângulo de incidência igual a 3° , utilizando dois detectores na geometria IBM, localizados em cada lado do feixe, ambos a 140° . Um dos detectores é um PIPS com 15 keV de resolução e o outro um detector Pin Diode com 21 keV de resolução.

As pastilhas de K_2CO_3 e CaCO_3 foram analisadas no acelerador Tandem, na linha de reacções nucleares (descrita anteriormente no capítulo 4), utilizando um feixe de 1750 keV à incidência normal. O detector utilizado foi um PIPS, colocado a 130° na geometria IBM.

6.2.3 Análise de Resultados

Na figura 6.10, estão representados os três espectros e as simulações dos diferentes compostos inorgânicos. Os espectros foram analisados utilizando o código NDF com o Sigma Calc [78, 79]. Previamente já foi demonstrado que este código consegue simular correctamente espectros de EBS na presença de ressonâncias finas [80]. Por cada amostra, os espectros colectados foram simulados simultâneamente, assegurando uma auto-consistência nos resultados obtidos. Na tabela 6.2 estão representadas as percentagens atômicas e mássicas dos diferentes compostos, simuladas pelo NDF.

Os erros estimados reflectem principalmente a incerteza dos ângulos dos detectores, que na presença de ressonâncias finas tem uma grande influência na secção eficaz, como também devido à pequena deformação na região de superfície dos espectros devido à rugosidade presente na superfície das pastilhas à medida que o feixe vai incidindo. As incertezas poderiam ser reduzidas fazendo medidas adicionais a diferentes energias e realizando todos os ajustes simultâneamente. Particularmente, utilizando o acelerador Tandem, poderiam-se efectuar medidas com energias superiores, por exemplo a 3000 keV, onde a secção eficaz elástica do C não tem ressonâncias.

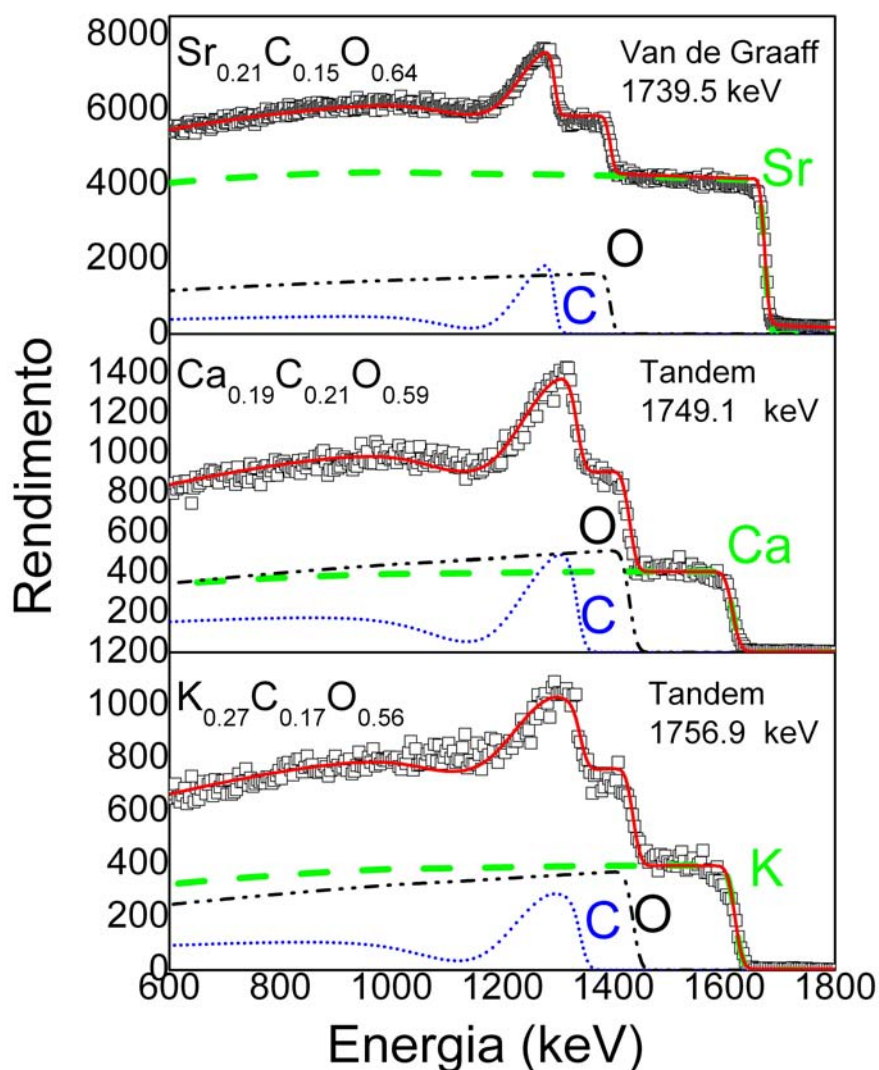


Figura 6.10: Espectros de EBS com a simulação do NDF para os diferentes compostos.

Considerando agora os resultados da espectrometria não dispersiva de infravermelhos, os resultados do módulo de sólido estão representados na tabela 6.3 e os do módulo de líquido na tabela 6.4 .

Como se pode verificar pela tabela 6.4, os resultados do módulo de líquido estão concordantes com os resultados das simulações. Na pastilha de SrCO₃ ambos os valores estão diferentes do valor teórico esperado; talvez este composto estivesse alterado e não fosse apenas SrCO₃. Para verificar esta diferença, no futuro vai ser realizada uma análise PIXE deste composto para se descobrir a contaminação.

Como se pode verificar pela tabela 6.5 o valor esperado da concentração mássica de C para

Compostos	Simulação NDF at%	Simulação NDF wt%
K ₂ CO ₃	K 27,6 (±2,0)	K 49,7 (±4,0)
	C 16,5 (±2,0)	C 9,1(±1,1)
	O 55,9 (±2,0)	O 41,2 (±1,5)
SrCO ₃	Sr 20,7 (±1,0)	Sr 50,0 (±2,4)
	C 15,0 (±1,0)	C 6,0 (±0,4)
	O 64,3 (±1,0)	O 34,0 (±0,5)
CaCO ₃	Ca 19,4 (±2,0)	Ca 39,2 (±4,0)
	C 21,4 (±2,0)	C 13,0 (±1,2)
	O 59,2 (±2,0)	O 47,8 (±1,6)

Tabela 6.2: Simulação do NDF para os diferentes compostos em percentagem atómica e mássica

Massa de CaCO ₃ (mg)	Carbono (mg/kg)	Carbono wt %
41,7	6,08 (±0,30)	14,6
167	24,29 (±1,21)	14,5
250	38,51 (±1,93)	15,4
334	52,63 (±2,63)	15,8
417	61,79 (±3,09)	14,8
500	79,27 (±3,96)	15,9

Tabela 6.3: Resultados do módulo de sólidos para diferentes massas de CaCO₃.

o composto CaCO₃ é 12%, no entanto, enquanto o valor da análise por EBS é concordante com o valor esperado, o valor do módulo de sólidos tem uma discrepância sistemática até 3 wt%. Esta discrepância pode reflectir um desvio da calibração do aparelho que é providenciada pelo fabricante. Para clarificar a origem desta discrepância, vai ser necessário efectuar mais medidas de diferentes compostos a diferentes temperaturas de combustão. Este composto também foi analisado no módulo de líquido, mas os resultados foram inconclusivos devido à baixa solubilidade do composto em água e consequentemente devido à heterogeneidade da solução.

Considerando os resultados acima descritos por espectrometria não dispersiva de infravermelhos e por espectrometria de retrodispersão elástica pode-se concluir que por técnicas nucleares consegue-se validar a técnica de espectrometria não dispersiva de infravermelhos ou equivalente.

Carbono Inorgânico (mg/l)	
K ₂ CO ₃	SrCO ₃
842,4	7,41
822,3	6,13
812,7	6,44
819,8	6,75
839,7	6,13
836,4	6,24
845,5	6,07
809,0	5,41
819,0	6,01
835,6	5,98
Carbono wt %	
8,28	6,26

Tabela 6.4: Resultados do módulo de líquidos para os compostos K₂CO₃ e SrCO₃.

Carbono wt %			
	Esperado	TOC	EBS
K ₂ CO ₃	8,69	8,28	9,1 (±1,1)
SrCO ₃	8,13	6,26	6,0 (±0,4)
CaCO ₃	12,0	15,1	13,0 (±1,2)

Tabela 6.5: Valores esperados e os valores experimentais para os diferentes compostos.

Capítulo 7

Conclusões

Inicialmente a proposta deste trabalho era estender o método alternativo da técnica de PIGE, sem o recurso a padrões, aos elementos: Be, C e Mg.

Para este método, foi desenvolvido o código ERYA (*Emitted Radiation Yield Analysis*) em Labview, por forma que tivesse ambiente mais apelativo, de mais fácil utilização e com o objectivo de ser *freeware*. Ao programa foi adicionada uma nova rotina de iteração para ajustar a concentração real da amostra a partir de uma concentração inicialmente fornecida.

A parte fundamental do programa é a integração da secção eficaz total medida ao longo da energia, que permite quantificar o elemento que se pretende sem o recurso a padrões.

Neste sentido, este trabalho tinha como objectivo medir as secções eficazes das reacções ${}^9\text{Be}(p,\gamma){}^{10}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}(p,\gamma){}^{13}\text{N}$ e ${}^{25}\text{Mg}(p,p'\gamma){}^{25}\text{Mg}$.

A reacção nuclear do Carbono mostrou-se impossível de estudar devido ao fundo contínuo presente no espectro proveniente das riscas de alta energia do Oxigénio. Em relação aos outros dois elementos, as secções eficazes das seguintes reacções ${}^{25}\text{Mg}(p,p'\gamma){}^{25}\text{Mg}$ e ${}^9\text{Be}(p,\gamma){}^{10}\text{B}$ foram medidas e comparadas com os resultados disponíveis na literatura.

A reacção ${}^{25}\text{Mg}(p,p'\gamma){}^{25}\text{Mg}$ foi medida utilizando um alvo fino enriquecido de ${}^{25}\text{Mg}$ sobre Ta, facultado pela colaboração LUNA de Itália, e um alvo fino de Mg evaporado sobre Ag auto-sustentada produzido no ITN.

O estudo de vários compostos inorgânicos de Magnésio foi efectuado e a validação do método foi atingida com sucesso, com uma incerteza de 5%.

Em relação à segunda reacção ${}^9\text{Be}(p,\gamma){}^{10}\text{B}$, a secção eficaz foi medida para a emissão de 718 keV até 1,7 MeV devido ao elevado número de neutrões produzidos a partir desta energia.

A validação do método para o Be foi efectuada com sucesso a partir de um alvo espesso de Be, com uma incerteza de 5%.

Para a quantificação de C presente numa amostra, a reacção nuclear alternativa, proposta neste trabalho, foi a reacção de dispersão elástica $^{12}\text{C}(\text{p},\text{p})^{12}\text{C}$ disponível na literatura. Os espectros colectados das pastilhas K_2CO_3 e PbCO_3 foram analisados com o programa de simulação NDF e os resultados foram concordantes, com uma incerteza de 3%. Deste modo, além do espectro colectado para a técnica de PIGE, caso seja necessário quantificar o C, é necessário colectar também um espectro de dispersão elástica.

Durante o período deste trabalho, como o ITN adquiriu um acelerador Tandem de 3 MV, resolveu-se estender a medição das secções eficazes de B, Li, F, Mg e Na até 4,0 MeV.

Para se conseguir determinar as secções eficazes até 4,0 MeV foi necessário desenvolver uma nova linha de Reacções Nucleares no acelerador Tandem, fazer o alinhamento do acelerador e respectivos componentes, bem como o seu condicionamento.

Para o estudo da reacção $^{10}\text{B}(\text{p},\alpha\gamma)^7\text{Be}$, visto que não foi possível fazer um alvo fino de B, normalizou-se a secção eficaz total de Boni *et al* pela secção eficaz total de Mateus *et al*. Para verificar a secção eficaz total foram utilizadas duas pastilhas: uma de Ag pura e outra era composta por uma mistura de 2,0 g de Ag com 0,02g de B (devido ao tempo morto do detector de radiação gama).

As razões entre os rendimentos experimentais e os rendimentos calculados pelo ERYA da pastilha composta por uma mistura de Ag com B, são aproximadamente iguais à unidade dentro do intervalo de incerteza de 4%.

Face a isto, é possível concluir que para o intervalo de energias utilizado nos dois aceleradores, pode-se utilizar o método baseado no código ERYA para a determinação da quantidade de Boro presente numa amostra sem o recurso a padrões.

Para medir as secções eficazes das reacções $^{19}\text{F}(\text{p},\text{p}'\gamma)^{19}\text{F}$ e $^7\text{Li}(\text{p},\text{p}'\gamma)^7\text{Li}$ depositou-se LiF num filme de Ag auto-sustentada. Este composto foi escolhido porque permitia analisar estas duas reacções simultaneamente. Para a validação da secção eficazes medidas, o raciocínio foi o mesmo, e devido ao tempo morto do detector de radiação gama, fez-se uma pastilha com a seguinte mistura: 3,5g de Ag com 0,035 g de LiF.

Para o Li, como não foi possível determinar a estequiometria do alvo, normalizaram-se

os resultados do acelerador Tandem pelos resultados de Mateus *et al.* Pelas razões entre os rendimentos experimentais e os rendimentos calculados pelo ERYA, pôde-se verificar que a secção eficaz normalizada representa bem os resultados experimentais e que a normalização foi bem efectuada. Os resultados de Caciolli *et al* não podiam ser utilizados no nosso laboratório.

Considerando agora o F, ao contrário do Li, conseguiu-se determinar a estequiometria do alvo e medir a secção eficaz total. Para a utilização do ERYA, a secção eficaz utilizada da risca de 197 keV reproduz os resultados experimentais dentro do intervalo da incerteza de 5%. No entanto, para se verificar novamente os factores de correcção aplicados à secção eficaz de Caciolli *et al*, as medidas da emissão de 197 keV deveriam ser repetidas.

Considerando agora a emissão de 110 keV da reacção inelástica do F, a secção eficaz continua a não estar bem medida e nem pode ser utilizada como variável de entrada no ERYA.

Futuras análises com diferentes alvos finos com F deveriam ser efectuadas para verificar novamente as duas riscas.

Por último, para a medição do Na verificou-se que se podem utilizar as duas riscas, 440 keV e 1640 keV, produzidas pelas reacções $^{23}\text{Na}(p,p'\gamma)^{23}\text{Na}$ e $^{23}\text{Na}(p,\alpha\gamma)^{20}\text{Ne}$, respectivamente. Para a risca de 440 keV, dentro do intervalo de incerteza de 10%, pode-se utilizar o método sem recurso a padrões para quantificar a quantidade de Na numa amostra. Como se verificou que até 2,4 MeV a risca de 1640 keV pode ser utilizada para quantificar o Na. A extensão da secção eficaz total deveria ser efectuada até 4,0 MeV e a análise de pastilhas com composição de Na conhecida efectuada.

Como se verificaram discrepâncias nas secções eficazes medidas para ambas as riscas, contactou-se o Grupo de Itália para enviar os alvos por eles utilizados. Estes alvos vão ser medidos no acelerador Tandem do ITN num futuro próximo.

Como aplicação da técnica de PIGE, foram realizadas duas análises em duas áreas distintas. Primeiramente, procedeu-se à análise de três tipos de vidrados dourados: um vidrado dourado que foi descontinuado e dois novos vidrados (Vidrado 11646 e Vidrado 6910) que apenas apresentam uma cor metálica na temperatura de maturação. Por técnica nucleares, tanto de PIGE como de PIXE foi possível fazer a análise da composição, o que permitiu uma maior rapidez e um menor custo para obtenção de um novo vidrado dourado para os Ceramistas Portugueses.

A segunda aplicação, utilizando a reacção alternativa de dispersão elástica $^{12}\text{C}(p,p)^{12}\text{C}$, pro-

posta para a quantificação do Carbono, foi a validação por técnicas nucleares de uma técnica não nuclear: espectrometria não dispersiva de infravermelhos. Esta técnica é utilizada para quantificar a quantidade total de carbono orgânico ou inorgânico numa amostra.

Foram analisados três compostos inorgânicos SrCO_3 , CaCO_3 e K_2CO_3 . Para o composto CaCO_3 enquanto o valor da análise por EBS (*Elastic Backscattering Spectrometry*) é concorde com o valor esperado (12 wt%), o valor do módulo sólido tem uma discrepância sistemática até 3 wt%. Esta discrepância pode reflectir um desvio da calibração do aparelho que é providenciada pelo fabricante. Para clarificar a origem desta discrepância, vai ser necessário efectuar mais medidas de diferentes compostos a diferentes temperaturas de combustão.

Considerando os resultados acima descritos, pode-se concluir que as técnicas nucleares permitem verificar a calibração utilizada da técnica de espectrometria não dispersiva de infravermelhos ou equivalente.

O método alternativo para análise de PIGE sem o recurso a padrões foi testado para os elementos: B, Be, Li, F, Na, Mg, podendo doravante ser um método de referência para a análise de elementos leves.

Apêndice A

ERYA-Block Diagrams

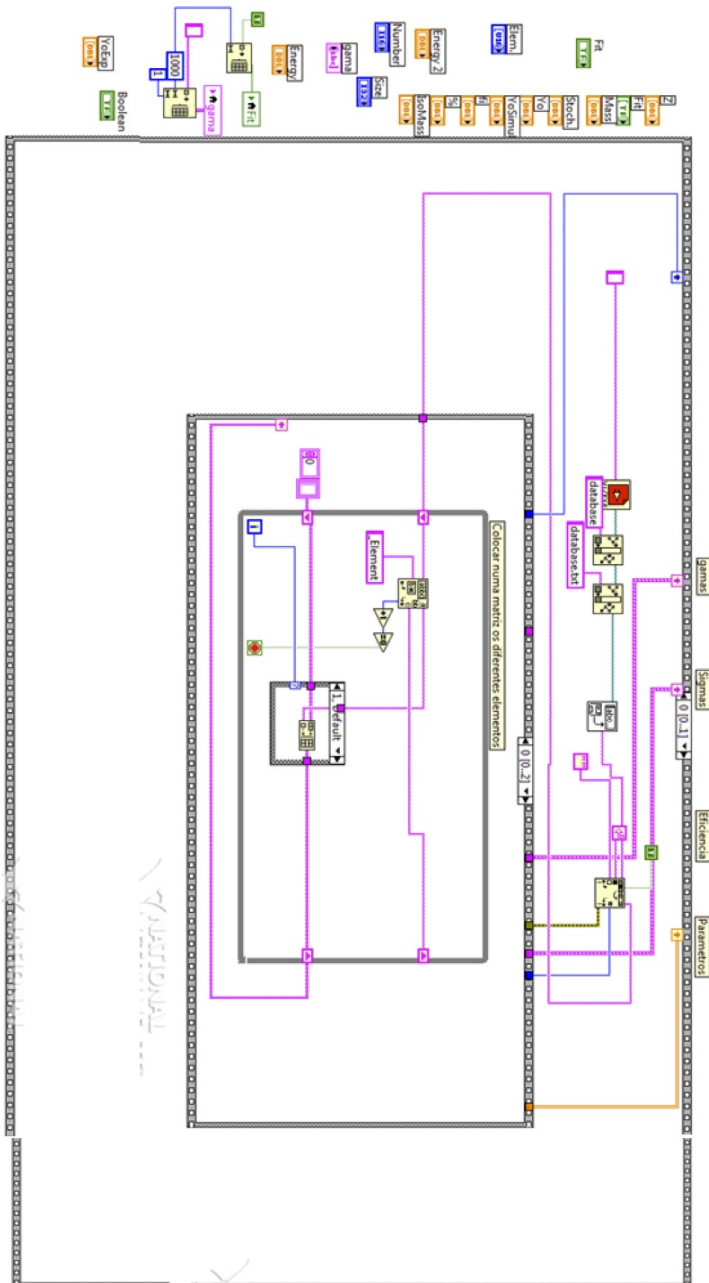


Figura A.1: Block Diagram: Erya.

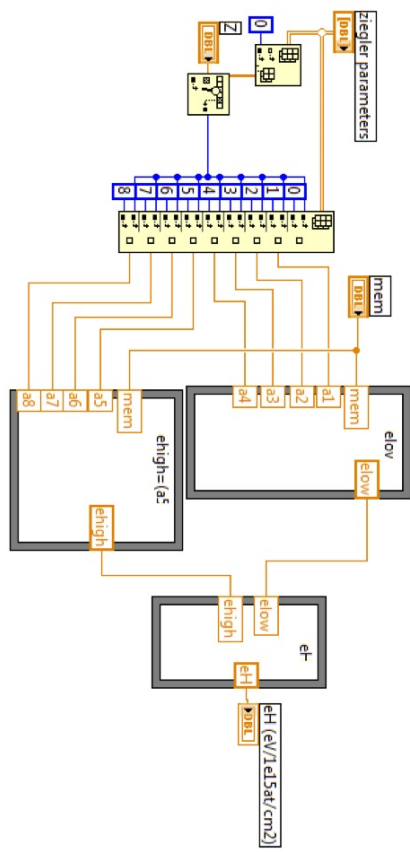


Figura A.3: Block Diagram: StoppingPower.

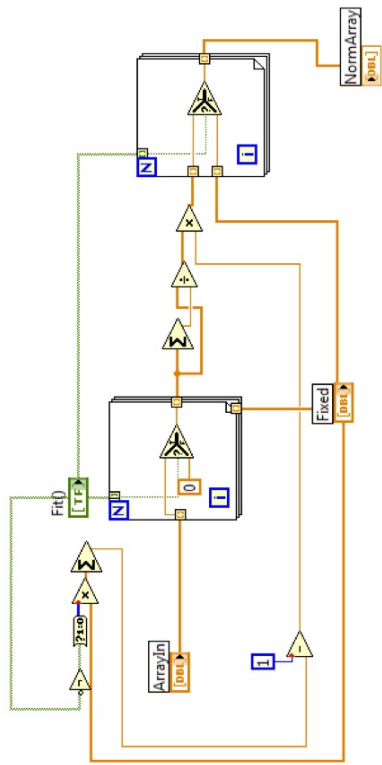


Figura A.4: Block Diagram: Normalize.

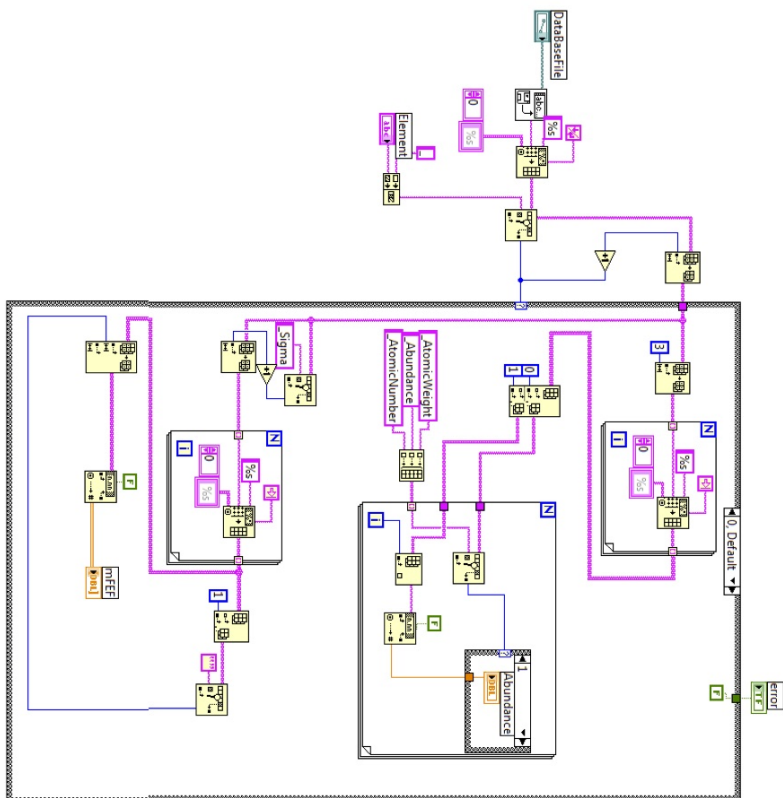


Figura A.5: Block Diagram: GetElements.

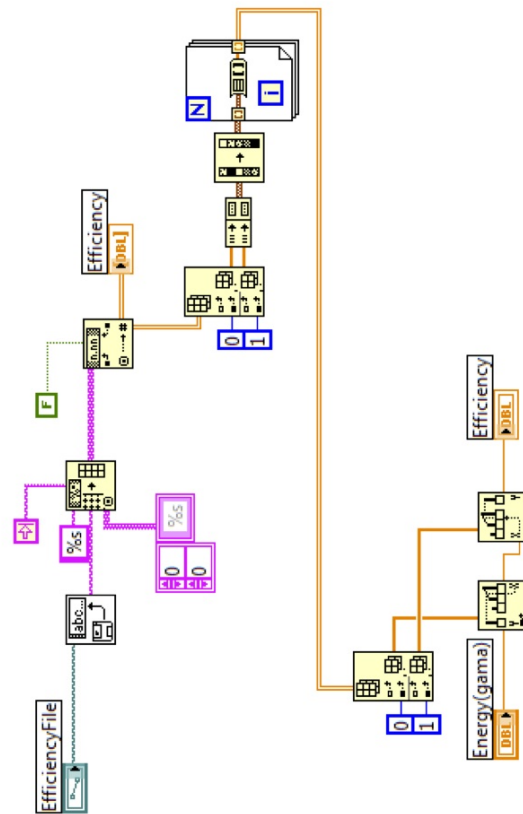


Figura A.6: Block Diagram: GetDetectorEfficiency.

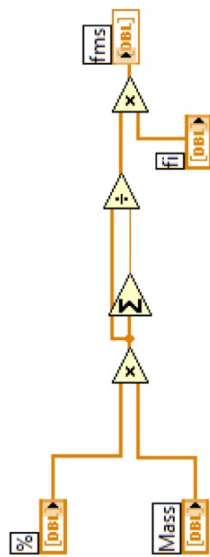


Figura A.8: Block Diagram:Fracção mássica.

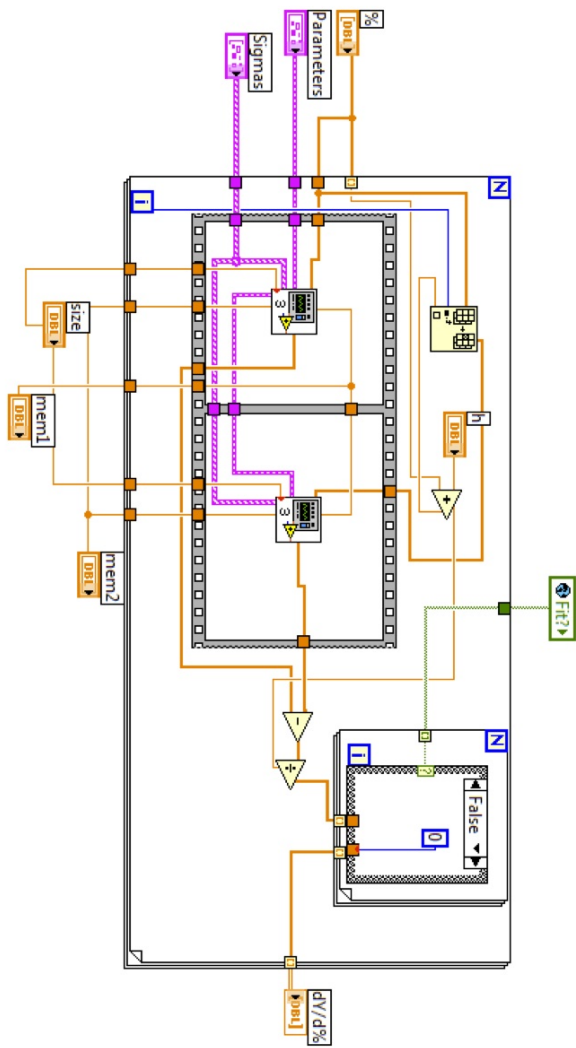


Figura A.9: Block Diagram: Derivates.

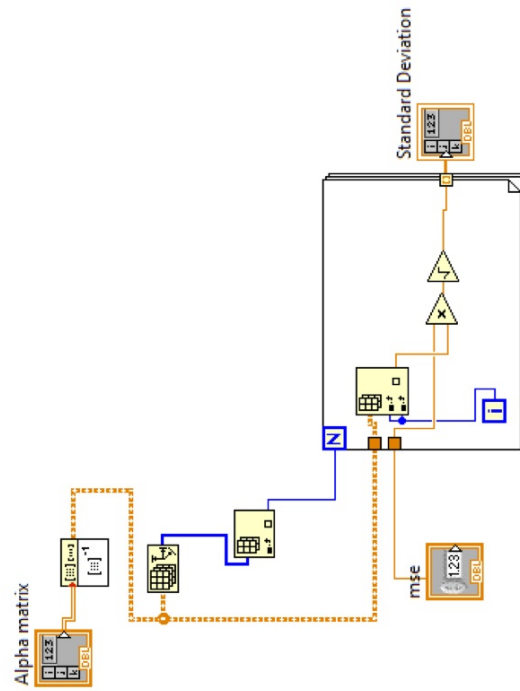


Figura A.10: Block Diagram: error.

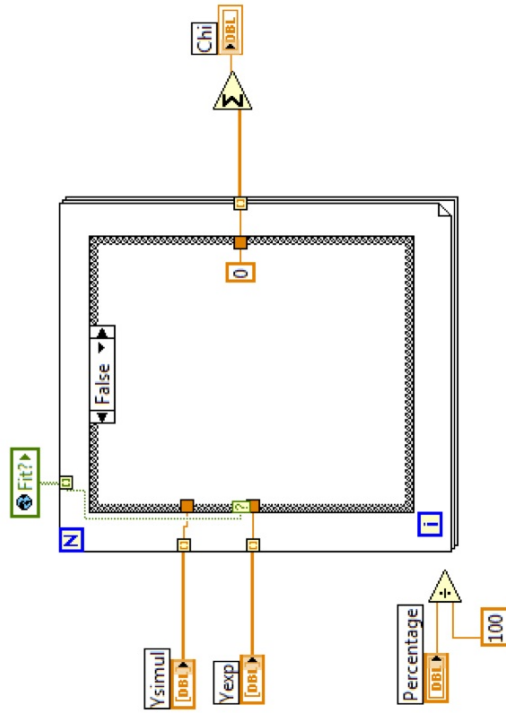


Figura A.12: Block Diagram: Chi.

Apêndice B

Desenhos Técnicos das Peças da Nova

Linha de Reacções Nucleares

Apêndice C

Tabelas das Secções Eficazes Totais para os Vários Elementos

$^{23}\text{Na}(p,p'\gamma)^{23}\text{Na}$ - Risca de 440 keV					
Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)
5199.3	0.2147	4569.7	0.21208	3940.1	0.12609
5179.0	0.20827	4549.4	0.2175	3919.8	0.14635
5158.7	0.24253	4529.1	0.22846	3899.5	0.14484
5138.4	0.2486	4508.8	0.22252	3879.1	0.11647
5118.1	0.25317	4488.5	0.23674	3858.8	0.11886
5097.8	0.28949	4468.2	0.21913	3838.5	0.13048
5077.5	0.35796	4447.9	0.22971	3818.2	0.11727
5057.2	0.33024	4427.5	0.23798	3797.9	0.098
5036.9	0.23889	4407.2	0.2773	3777.6	0.15198
5016.5	0.24908	4397.1	0.28467	3767.4	0.17695
4996.2	0.24806	4386.9	0.3221	3757.3	0.16488
4975.9	0.27041	4366.6	0.25526	3737.0	0.12229
4955.6	0.24306	4346.3	0.16279	3726.8	0.11349
4935.3	0.21292	4326.0	0.12791	3716.6	0.10153
4915.0	0.21816	4305.7	0.14585	3696.3	0.0888
4894.7	0.20171	4285.4	0.15178	3676.0	0.11886
4874.4	0.18596	4265.1	0.14598	3655.7	0.10806
4854.1	0.2366	4244.8	0.1405	3635.4	0.13364
4843.9	0.19341	4224.4	0.16013	3615.1	0.17538
4833.8	0.16074	4204.1	0.11592	3594.8	0.18716
4813.4	0.11426	4183.8	0.13502	3574.5	0.16724
4793.1	0.10619	4163.5	0.18064	3554.1	0.12925
4772.8	0.11419	4143.2	0.22327	3533.8	0.10557
4752.5	0.17363	4122.9	0.2185	3513.5	0.07672
4732.2	0.26143	4102.6	0.20115	3493.2	0.06817
4711.9	0.26795	4082.3	0.24926	3483.1	0.07558
4691.6	0.31171	4061.9	0.23733	3472.9	0.0746
4671.3	0.30718	4041.6	0.20999	3462.7	0.07324
4651.0	0.2954	4021.3	0.20945	3452.6	0.06924

$^{23}\text{Na}(p,p'\gamma)^{23}\text{Na}$ - Risca de 440 keV					
Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)
3442.4	0.07053	2965.0	0.06653	2558.7	0.10369
3432.3	0.07281	2944.7	0.07051	2538.4	0.20051
3422.1	0.07567	2924.4	0.09237	2518.1	0.16065
3412.0	0.06187	2904.1	0.11135	2497.8	0.11851
3401.8	0.05764	2883.8	0.1697	2477.4	0.06246
3391.6	0.06251	2873.6	0.20852	2457.1	0.06940
3371.3	0.08211	2863.5	0.26354	2436.8	0.11528
3351.0	0.10514	2858.4	0.27441	2416.5	0.04009
3330.7	0.05528	2853.3	0.29237	2409.8	0.04178
3310.4	0.07385	2848.2	0.27098	2391.4	0.03812
3290.1	0.07393	2843.1	0.16208	2373.1	0.03425
3269.8	0.05728	2822.8	0.09596	2364.0	0.03894
3249.4	0.06888	2802.5	0.06385	2359.4	0.04905
3229.1	0.0709	2782.2	0.05937	2354.9	0.06584
3208.8	0.07918	2772.0	0.06651	2345.8	0.07056
3188.5	0.11022	2761.9	0.08498	2343.6	0.08325
3168.2	0.1707	2751.7	0.08331	2341.2	0.10596
3158.0	0.19424	2741.6	0.04421	2339.0	0.13347
3147.9	0.19801	2721.2	0.04789	2336.7	0.12969
3127.6	0.14323	2711.10	0.05987	2334.5	0.08727
3107.2	0.11838	2700.90	0.10219	2332.2	0.06186
3086.9	0.12609	2690.80	0.13882	2327.6	0.04755
3066.6	0.15494	2680.60	0.10403	2318.6	0.04476
3046.3	0.20886	2660.30	0.0613	2300.6	0.05939
3036.1	0.188	2640.00	0.04936	2287.1	0.09278
3026.0	0.181	2619.70	0.05712	2284.9	0.14054
3015.8	0.15678	2599.30	0.07913	2282.6	0.13473
3005.7	0.13198	2579.00	0.06119	2280.8	0.09422

$^{23}\text{Na}(p,p'\gamma)^{23}\text{Na}$ - Risca de 440 keV					
Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)
2278.1	0.0792	2004.8	0.0345	1828.3	0.0249
2273.6	0.0858	1996.4	0.0340	1824.3	0.0212
2264.7	0.0920	1988.1	0.0395	1816.3	0.0269
2255.8	0.1063	1983.9	0.0511	1812.3	0.0362
2246.9	0.1215	1979.7	0.0781	1810.4	0.0444
2241.6	0.1438	1977.7	0.0848	1808.3	0.0472
2234.5	0.1745	1975.5	0.0704	1806.4	0.0493
2229.2	0.1938	1971.4	0.0401	1804.3	0.0557
2224.7	0.2148	1963.1	0.0215	1802.4	0.0762
2220.3	0.2152	1954.8	0.0205	1800.4	0.1213
2215.9	0.2141	1946.5	0.0278	1798.4	0.0967
2211.5	0.1959	1942.3	0.0380	1796.4	0.0446
2207.9	0.1837	1938.2	0.0681	1792.4	0.0260
2202.7	0.1462	1934.1	0.1448	1776.6	0.0281
2193.9	0.0884	1932.1	0.2068	1760.8	0.0413
2185.1	0.0569	1930.0	0.1868	1752.9	0.0566
2176.3	0.0379	1928.0	0.1050	1745.1	0.1013
2141.5	0.0219	1925.8	0.0607	1741.2	0.1409
2124.1	0.0396	1921.7	0.0281	1737.2	0.1938
2106.9	0.0741	1905.3	0.0148	1735.4	0.1977
2098.3	0.1214	1889.0	0.0137	1733.3	0.1795
2089.7	0.2119	1880.8	0.0135	1729.4	0.1289
2081.1	0.2950	1872.7	0.0152	1727.6	0.1295
2076.9	0.2938	1856.5	0.0160	1725.5	0.1536
2072.6	0.2550	1848.4	0.0179	1723.7	0.0830
2064.1	0.1647	1840.4	0.0395	1721.6	0.0658
2055.5	0.1009	1838.4	0.0767	1713.9	0.0516
2047.1	0.0753	1836.4	0.0969	1698.4	0.0324

$^{23}\text{Na}(p,p'\gamma)^{23}\text{Na}$ - Risca de 440 keV					
Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)
1667.6	0.0338	1525.2	0.0061	1389.1	0.0026
1659.9	0.0442	1510.6	0.0063	1375.2	0.0026
1652.3	0.0622	1481.5	0.0126	1368.2	0.0046
1648.5	0.0931	1474.3	0.0215	1361.3	0.0248
1644.7	0.1361	1467.1	0.0483	1354.4	0.0051
1642.9	0.1301	1463.5	0.0871	1340.6	0.0203
1640.9	0.1026	1460.0	0.1731	1333.8	0.0877
1637.1	0.0720	1458.2	0.2011	1332.1	0.1266
1629.5	0.0591	1456.4	0.1728	1330.3	0.1371
1614.4	0.0390	1452.8	0.0740	1328.7	0.1294
1606.9	0.0308	1449.2	0.0331	1326.9	0.1410
1599.3	0.0229	1445.7	0.0167	1325.3	0.0926
1584.4	0.0142	1431.4	0.0034	1323.5	0.0397
1569.5	0.0098	1417.3	0.0170	1316.7	0.0143
1554.6	0.0096	1410.2	0.0024	1309.9	0.0073
1539.9	0.0065	1396.2	0.0349	1303.1	0.0086
1532.5	0.0167	1389.1	0.0026	1296.3	0.0151

 Tabela C.1: Secção eficaz total da reacção da risca de 440 keV da reacção $^{23}\text{Na}(p,p'\gamma)^{23}\text{Na}$.

$^{19}\text{F}(p,p'\gamma)^{19}\text{F}$ - Risca de 197 keV					
Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)
5700.395	0.1598	4964.118	0.1663	4227.76	0.2680
5675.007	0.1686	4938.727	0.1850	4202.366	0.2727
5649.619	0.1692	4913.337	0.1860	4176.972	0.2706
5624.231	0.1622	4887.947	0.1816	4151.579	0.2719
5598.843	0.1664	4862.556	0.1885	4126.185	0.2882
5573.455	0.1561	4837.166	0.2002	4100.791	0.2656
5548.068	0.1620	4811.776	0.2115	4075.397	0.2468
5522.678	0.1631	4786.385	0.2248	4050.002	0.2471
5497.29	0.1786	4760.993	0.2343	4024.608	0.2310
5471.901	0.1807	4735.603	0.1987	3999.213	0.2354
5446.513	0.1865	4710.212	0.1947	3973.819	0.2355
5421.125	0.1799	4684.821	0.2171	3968.7	0.2051
5395.736	0.1760	4659.429	0.2200	3923.029	0.1980
5370.347	0.1765	4634.038	0.2185	3897.633	0.1936
5344.959	0.1862	4608.646	0.2242	3872.238	0.1809
5319.57	0.1862	4583.255	0.2376	3846.843	0.1681
5294.181	0.1774	4557.863	0.2311	3821.447	0.1610
5268.792	0.1599	4532.471	0.2196	3796.051	0.1489
5243.402	0.1559	4507.08	0.1994	3770.655	0.1465
5218.014	0.1528	4481.687	0.1906	3745.259	0.1397
5192.624	0.1480	4456.295	0.2039	3719.862	0.1402
5167.235	0.1450	4430.903	0.2207	3694.466	0.1361
5141.846	0.1652	4405.51	0.2209	3669.069	0.1454
5116.456	0.1662	4380.118	0.2266	3643.673	0.1520
5091.067	0.1581	4354.725	0.2216	3618.275	0.1581
5065.677	0.1513	4329.333	0.2407	3592.878	0.1578
5040.287	0.1439	4303.939	0.2445	3567.481	0.1607
5014.897	0.1419	4278.546	0.2391	3516.686	0.1699
4989.508	0.1566	4253.153	0.2685	3491.288	0.1720

$^{19}\text{F}(p,p'\gamma)^{19}\text{F}$ - Risca 197 keV					
Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)
3465.89	0.1741	2876.06	0.1495	2443.246	0.0846
3440.492	0.1808	2864.3	0.1582	2424.8	0.1153
3415.093	0.1874	2855.48	0.1663	2406.425	0.1374
3389.695	0.2058	2834.9	0.1779	2388.12	0.1434
3364.296	0.2240	2824.12	0.1894	2378.993	0.1428
3338.897	0.2282	2815.3	0.1910	2369.885	0.1412
3313.498	0.2162	2805.5	0.1944	2351.72	0.1274
3288.099	0.2070	2795.7	0.1990	2333.625	0.1151
3262.699	0.1939	2785.9	0.2219	2324.604	0.1103
3237.299	0.1738	2766.3	0.1213	2315.601	0.1188
3211.9	0.1636	2746.7	0.1389	2306.615	0.1129
3186.5	0.1614	2727.1	0.1199	2297.646	0.0992
3161.099	0.1457	2708.845	0.0767	2279.762	0.0759
3135.699	0.1203	2689.418	0.1067	2261.948	0.0593
3110.298	0.0921	2679.731	0.1161	2244.204	0.0495
3084.897	0.0645	2670.061	0.1215	2226.53	0.0376
3059.496	0.0663	2650.774	0.1192	2208.926	0.0288
3034.095	0.0801	2631.557	0.1194	2191.392	0.0227
3008.693	0.0909	2612.41	0.1059	2173.929	0.0197
2981.9	0.0937	2602.863	0.1019	2160.008	0.0182
2972.1	0.0953	2593.334	0.0934	2147.865	0.0170
2962.3	0.0955	2574.327	0.0774	2139.212	0.0162
2952.5	0.0991	2555.391	0.0665	2130.577	0.0165
2942.7	0.1072	2536.525	0.0545	2121.959	0.0158
2923.1	0.1179	2517.728	0.0447	2113.359	0.0164
2913.3	0.1246	2499.003	0.0321	2104.776	0.0183
2903.5	0.1285	2480.347	0.0317	2096.211	0.0201
2893.7	0.1398	2461.761	0.0512	2087.663	0.0231
2883.9	0.1428	2452.495	0.0656	2079.133	0.0264

$^{19}\text{F}(\text{p},\text{p}'\gamma)^{19}\text{F}$ - Risca 197 keV					
Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)
2062.125	0.0379	1823.396	0.0182	1547.557	0.0018
2053.648	0.0463	1807.475	0.0158	1525.596	0.0008
2045.188	0.0563	1791.625	0.0131	1503.793	0.0010
2036.745	0.0657	1775.845	0.0115	1482.147	0.0005
2028.825	0.0800	1767.981	0.0115	1460.66	0.0005
2028.32	0.0796	1760.134	0.0104	1449.264	0.0004
2028.32	0.0787	1752.306	0.0091	1439.33	0.0014
2019.913	0.0882	1744.494	0.0092	1432.255	0.0033
2011.523	0.0971	1736.701	0.0087	1428.724	0.0045
2003.151	0.1050	1728.925	0.0076	1425.198	0.0063
1994.796	0.1077	1721.166	0.0069	1421.676	0.0054
1986.459	0.1052	1713.425	0.0076	1418.158	0.0041
1978.139	0.1029	1705.701	0.0089	1411.136	0.0025
1971.496	0.1031	1697.995	0.0121	1404.131	0.0021
1969.837	0.1024	1694.918	0.0129	1397.144	0.0025
1961.552	0.1044	1690.307	0.0124	1390.174	0.0067
1953.285	0.1159	1682.636	0.0096	1383.222	0.0118
1945.036	0.1247	1674.982	0.0074	1379.753	0.0207
1936.804	0.1201	1667.346	0.0064	1376.288	0.0268
1928.589	0.1048	1659.728	0.0052	1372.827	0.0247
1920.392	0.0835	1652.127	0.0049	1369.371	0.0164
1912.213	0.0679	1636.978	0.0037	1362.471	0.0053
1904.051	0.0585	1621.899	0.0028	1359.028	0.0037
1895.906	0.0483	1614.386	0.0026	1355.589	0.0043
1887.779	0.0420	1606.89	0.0024	1352.155	0.0093
1879.67	0.0373	1603.897	0.0024	1348.725	0.0150
1871.578	0.0334	1599.412	0.0022	1345.299	0.0085
1863.504	0.0315	1584.509	0.0025	1341.878	0.0052
1855.447	0.0299	1569.675	0.0010	1328.237	0.0022

$^{19}\text{F}(p,p'\gamma)^{19}\text{F}$ - Risca 197 keV					
Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)
1547.557	0.0018	1314.666	0.0017	1070.142	0.0003
1525.596	0.0008	1301.165	0.0012	1051.915	0.0001
1503.793	0.0010	1298.473	0.0010	1015.936	0.0002
1482.147	0.0005	1287.734	0.0018	992.301	0.0002
1460.66	0.0005	1281.045	0.0004	980.588	0.0002
1449.264	0.0004	1274.373	0.0007	968.946	0.0004
1439.33	0.0014	1261.083	0.0003	957.374	0.0005
1432.255	0.0033	1247.863	0.0006	945.872	0.0008
1428.724	0.0045	1234.712	0.0003	940.147	0.0009
1425.198	0.0063	1221.632	0.0003	937.291	0.0011
1421.676	0.0054	1208.622	0.0001	934.44	0.0008
1418.158	0.0041	1195.682	0.0004	928.75	0.0006
1411.136	0.0025	1182.813	0.0003	923.078	0.0007
1404.131	0.0021	1170.013	0.0004	917.423	0.0012
1397.144	0.0025	1157.284	0.0007	911.786	0.0040
1390.174	0.0067	1150.945	0.0014	906.167	0.0094
1383.222	0.0118	1144.624	0.0080	900.565	0.0029
1379.753	0.0207	1138.321	0.0055	894.98	0.0029
1376.288	0.0268	1132.035	0.0008	883.864	0.0248
1372.827	0.0247	1125.767	0.0005	881.096	0.0387
1369.371	0.0164	1119.516	0.0004	878.332	0.0430
1362.471	0.0053	1113.283	0.0006	876.897	0.0328
1359.028	0.0037	1107.067	0.0006	875.573	0.0211
1355.589	0.0043	1100.869	0.0032	872.818	0.0079
1352.155	0.0093	1097.777	0.0116	867.321	0.0023
1348.725	0.0150	1094.689	0.0262	856.38	0.0010
1345.299	0.0085	1093.085	0.0306	845.509	0.0018
1341.878	0.0052	1091.605	0.0263	834.708	0.0014
1328.237	0.0022	1088.526	0.0003	823.978	0.0004

 Tabela C.2: Secção eficaz total da reacção da risca de 197 keV da reacção $^{19}\text{F}(p,p'\gamma)^{19}\text{F}$.

$^{19}\text{F}(p,p'\gamma)^{19}\text{F}$ - Risca 110 keV					
Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)
4157.9	0.0791	3030.9	0.1137	2650.8	0.1046
4108.9	0.1105	2981.9	0.1616	2631.6	0.0946
4059.9	0.1637	2972.1	0.1610	2612.4	0.0963
4010.9	0.1656	2962.3	0.1553	2602.9	0.0917
3961.9	0.1808	2952.5	0.1491	2593.3	0.0963
3912.9	0.1552	2942.7	0.1357	2574.3	0.1027
3863.9	0.1395	2932.9	0.1179	2555.4	0.1057
3814.9	0.1402	2923.1	0.1259	2536.5	0.0861
3765.9	0.1387	2923.1	0.1231	2517.7	0.0539
3716.9	0.1351	2913.3	0.1235	2499.0	0.0401
3667.9	0.1569	2903.5	0.1247	2480.3	0.0434
3618.9	0.1686	2893.7	0.1354	2461.8	0.0648
3569.9	0.2154	2883.9	0.1466	2452.5	0.0735
3520.9	0.2421	2876.1	0.1542	2443.2	0.0791
3471.9	0.2266	2864.3	0.1723	2424.8	0.0889
3422.9	0.2137	2856.5	0.1805	2406.4	0.0949
3413.1	0.2030	2844.7	0.1843	2388.1	0.1070
3403.3	0.2144	2834.9	0.1972	2379.0	0.1174
3393.5	0.2412	2824.1	0.2097	2369.9	0.1290
3383.7	0.2525	2815.3	0.2381	2351.7	0.1526
3373.9	0.2532	2805.5	0.2658	2333.6	0.1930
3354.3	0.2539	2795.7	0.2868	2324.6	0.2072
3337.6	0.2414	2785.9	0.3666	2315.6	0.2042
3324.9	0.2422	2766.3	0.1802	2306.6	0.1842
3275.9	0.2586	2746.7	0.1688	2297.6	0.1570
3226.9	0.2772	2727.1	0.1592	2279.8	0.1282
3179.9	0.2618	2708.8	0.1310	2261.9	0.1030
3128.9	0.2313	2689.4	0.1216	2244.2	0.0746
3079.9	0.1543	2679.7	0.1165	2226.5	0.0539

$^{19}\text{F}(p,p'\gamma)^{19}\text{F}$ - Risca 110 keV					
Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)
2191.4	0.0240	1945.0	0.1390	1675.0	0.0102
2173.9	0.0197	1936.8	0.1346	1667.3	0.0073
2160.0	0.0167	1928.6	0.1104	1659.7	0.0069
2147.9	0.0188	1920.4	0.0905	1652.1	0.0055
2139.2	0.0226	1912.2	0.0762	1637.0	0.0034
2130.6	0.0244	1904.1	0.0623	1621.9	0.0019
2122.0	0.0200	1895.9	0.0483	1614.4	0.0037
2113.4	0.0186	1887.8	0.0376	1606.9	0.0103
2104.8	0.0181	1879.7	0.0316	1603.9	0.0050
2096.2	0.0181	1871.6	0.0272	1599.4	0.0033
2087.7	0.0172	1863.5	0.0246	1584.5	0.0023
2079.1	0.0185	1855.4	0.0179	1503.8	0.0036
2070.6	0.0177	1839.4	0.0175	1482.1	0.0059
2062.1	0.0182	1823.4	0.0118	1460.7	0.0099
2053.6	0.0208	1807.5	0.0098	1449.3	0.0198
2045.2	0.0211	1791.6	0.0080	1439.3	0.0501
2036.7	0.0244	1775.8	0.0089	1432.3	0.1371
2028.8	0.0269	1768.0	0.0084	1428.7	0.1925
2028.3	0.0254	1760.1	0.0092	1425.2	0.2142
2028.3	0.0274	1752.3	0.0074	1421.7	0.1773
2019.9	0.0280	1744.5	0.0075	1418.2	0.1163
2011.5	0.0317	1736.7	0.0069	1411.1	0.0552
2003.2	0.0377	1728.9	0.0097	1404.1	0.0323
1994.8	0.0420	1721.2	0.0123	1397.1	0.0222
1986.5	0.0488	1713.4	0.0178	1390.2	0.0197
1978.1	0.0600	1705.7	0.0304	1383.2	0.0233
1971.5	0.0737	1698.0	0.0426	1379.8	0.0266
1969.8	0.0753	1694.9	0.0399	1376.3	0.0301
1961.6	0.0962	1690.3	0.0324	1372.8	0.0287
1953.3	0.1223	1682.6	0.0170	1369.4	0.0206

$^{19}\text{F}(\text{p},\text{p}'\gamma)^{19}\text{F}$ - Risca 110 keV					
Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)
1362.5	0.0122	1144.6	0.0024	945.9	0.0900
1359.0	0.0115	1138.3	0.0024	943.0	0.1350
1355.6	0.0129	1132.0	0.0020	941.5	0.1411
1352.2	0.0183	1125.8	0.0023	940.1	0.1386
1348.7	0.0194	1119.5	0.0018	937.3	0.0878
1345.3	0.0118	1113.3	0.0016	934.4	0.0427
1341.9	0.0099	1107.1	0.0018	928.8	0.0127
1328.2	0.0091	1100.9	0.0023	923.1	0.0053
1314.7	0.0097	1097.8	0.0040	917.4	0.0019
1301.2	0.0098	1094.7	0.0078	906.2	0.0012
1298.5	0.0129	1093.1	0.0084	900.6	0.0013
1287.7	0.0121	1091.6	0.0078	895.0	0.0007
1281.0	0.0160	1088.5	0.0012	889.4	0.0008
1274.4	0.0156	1070.1	0.0014	883.9	0.0012
1261.1	0.0198	1051.9	0.0018	881.1	0.0035
1247.9	0.0200	1033.8	0.0018	878.3	0.0027
1234.7	0.0174	1015.9	0.0025	876.9	0.0021
1221.6	0.0121	1004.1	0.0025	875.6	0.0021
1208.6	0.0097	992.3	0.0033	872.8	0.0017
1195.7	0.0068	980.6	0.0042	867.3	0.0019
1182.8	0.0056	968.9	0.0065	856.4	0.0030
1170.0	0.0040	963.2	0.0094	845.5	0.0016
1157.3	0.0025	957.4	0.0153	834.7	0.0015
1150.9	0.0028	951.6	0.0327	824.0	0.0005

 Tabela C.3: Secção eficaz total da reacção da risca de 110 keV da reacção $^{19}\text{F}(\text{p},\text{p}'\gamma)^{19}\text{F}$.

${}^7\text{Li}(p,p'\gamma){}^7\text{Li}$					
Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)
5700.4	0.17723	4964.1	0.14666	4227.8	0.12504
5675.0	0.16734	4938.7	0.15103	4202.4	0.12729
5649.6	0.19005	4913.3	0.14893	4177.0	0.12597
5624.2	0.18396	4887.9	0.14043	4151.6	0.12631
5598.8	0.18936	4862.6	0.14259	4126.2	0.13277
5573.5	0.16306	4837.2	0.14667	4100.8	0.12504
5548.1	0.17647	4811.8	0.14210	4075.4	0.11695
5522.7	0.17660	4786.4	0.14179	4050.0	0.11659
5497.3	0.18395	4761.0	0.14125	4024.6	0.11482
5471.9	0.19202	4735.6	0.13778	3999.2	0.10769
5446.5	0.17300	4710.2	0.13752	3973.8	0.11822
5421.1	0.17287	4684.8	0.13507	3968.7	0.11220
5395.7	0.17105	4659.4	0.13831	3923.0	0.11557
5370.3	0.16950	4634.0	0.13578	3897.6	0.11764
5345.0	0.16890	4608.6	0.13456	3872.2	0.11768
5319.6	0.17699	4583.3	0.13622	3846.8	0.11335
5294.2	0.17622	4557.9	0.13199	3821.4	0.11526
5268.8	0.17097	4532.5	0.13355	3796.1	0.11296
5243.4	0.16796	4507.1	0.12939	3770.7	0.11246
5218.0	0.16736	4481.7	0.12835	3745.3	0.10874
5192.6	0.16443	4456.3	0.12898	3719.9	0.11070
5167.2	0.16042	4430.9	0.12890	3694.5	0.10376
5141.8	0.16220	4405.5	0.12746	3669.1	0.10791
5116.5	0.15845	4380.1	0.12842	3643.7	0.11004
5091.1	0.15854	4354.7	0.11950	3618.3	0.11057
5065.7	0.15313	4329.3	0.12503	3592.9	0.10921
5040.3	0.15027	4303.9	0.12839	3567.5	0.11004
5014.9	0.15249	4278.5	0.12497	3516.7	0.11010
4989.5	0.15344	4253.2	0.12421	3491.3	0.11205

${}^7\text{Li}(p,p'\gamma){}^7\text{Li}$					
Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)
3465.9	0.10790	2876.1	0.10347	2204.0	0.07530
3440.5	0.10972	2864.3	0.10194	2169.0	0.06959
3415.1	0.10818	2855.5	0.10206	2134.0	0.06940
3389.7	0.10969	2834.9	0.10174	2100.0	0.06684
3364.3	0.10943	2824.1	0.10281	2065.0	0.06596
3338.9	0.10822	2815.3	0.09939	2031.0	0.06398
3313.5	0.10625	2805.5	0.10229	1998.0	0.06374
3288.1	0.10806	2795.7	0.10135	1964.0	0.06053
3262.7	0.10777	2785.9	0.00000	1931.0	0.05984
3237.3	0.10638	2766.3	0.00000	1898.0	0.05980
3211.9	0.10672	2746.7	0.09830	1865.0	0.06474
3186.5	0.10672	2727.1	0.10000	1833.0	0.06143
3161.1	0.10573	2707.5	0.09279	1801.0	0.05778
3135.7	0.10838	2707.5	0.09534	1769.0	0.05670
3110.3	0.10915	2707.5	0.09689	1738.0	0.05332
3084.9	0.10806	2540.9	0.08392	1707.0	0.05105
3059.5	0.10507	2531.1	0.08221	1676.0	0.04845
3034.1	0.10823	2521.3	0.08464	1645.0	0.04619
3008.7	0.10858	2511.5	0.08324	1615.0	0.04571
2981.9	0.10759	2501.7	0.08280	1585.0	0.04239
2972.1	0.11007	2491.9	0.08123	1555.0	0.04040
2962.3	0.10735	2443.9	0.07859	1525.0	0.03855
2952.5	0.10676	2401.0	0.07738	1496.0	0.03687
2942.7	0.10763	2393.9	0.07430	1467.0	0.03551
2923.1	0.10100	2383.0	0.07730	1439.0	0.03474
2913.3	0.10426	2347.0	0.07700	1410.0	0.03265
2903.5	0.09941	2311.0	0.07644	1389.0	0.03162
2893.7	0.10333	2275.0	0.07540	1382.0	0.03024
2883.9	0.10294	2240.0	0.07361	1372.0	0.02897

${}^7\text{Li}(p,p'\gamma){}^7\text{Li}$					
Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)
1372.0	0.02897	1067.0	0.03708	902.0	0.00596
1361.0	0.02975	1043.0	0.03785	891.0	0.00483
1354.0	0.02957	1019.0	0.03614	885.0	0.00431
1341.0	0.02952	1007.0	0.03199	880.0	0.00398
1327.0	0.02837	995.0	0.02886	877.0	0.00357
1300.0	0.02813	983.0	0.02412	869.0	0.00328
1273.0	0.02723	971.0	0.02057	836.0	0.00215
1246.0	0.02664	960.0	0.01660	814.0	0.00141
1220.0	0.02803	948.0	0.01365	793.0	0.00114
1194.0	0.02822	942.0	0.01262	751.0	0.00068
1168.0	0.02875	936.0	0.01136	731.0	0.00038
1142.0	0.03043	934.0	0.01060	710.0	0.00028
1130.0	0.03081	931.0	0.01003	673.0	0.00012
1117.0	0.03200	925.0	0.00927	666.0	0.00009
1086.0	0.03505	914.0	0.00726	652.0	0.00008

 Tabela C.4: Secção eficaz total da reacção da risca de 478 keV da reacção ${}^7\text{Li}(p,p'\gamma){}^7\text{Li}$.

$^{10}\text{B}(p,\alpha\gamma)^7\text{Be}$					
Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)
4000	0.12327	3710	0.11154	3420	0.09981
3990	0.12286	3700	0.11113	3410	0.0994
3980	0.12246	3690	0.11073	3400	0.099
3970	0.12205	3680	0.11032	3390	0.09859
3960	0.12165	3670	0.10992	3380	0.09819
3950	0.12124	3660	0.10951	3370	0.09778
3940	0.12084	3650	0.10911	3360	0.09738
3930	0.12043	3640	0.1087	3350	0.09698
3920	0.12003	3630	0.1083	3340	0.09657
3910	0.11963	3620	0.1079	3330	0.09617
3900	0.11922	3610	0.10749	3320	0.09576
3890	0.11882	3600	0.10709	3310	0.09536
3880	0.11841	3590	0.10668	3300	0.09495
3870	0.11801	3580	0.10628	3290	0.09455
3860	0.1176	3570	0.10587	3280	0.09414
3850	0.1172	3560	0.10547	3270	0.09374
3840	0.11679	3550	0.10506	3260	0.09334
3830	0.11639	3540	0.10466	3250	0.09293
3820	0.11599	3530	0.10426	3240	0.09253
3810	0.11558	3520	0.10385	3230	0.09212
3800	0.11518	3510	0.10345	3220	0.09172
3790	0.11477	3500	0.10304	3210	0.09131
3780	0.11437	3490	0.10264	3200	0.09091
3770	0.11396	3480	0.10223	3190	0.0913
3760	0.11356	3470	0.10183	3180	0.09093
3750	0.11315	3460	0.10142	3170	0.09056
3740	0.11275	3450	0.10102	3160	0.09017
3730	0.11235	3440	0.10062	3150	0.08979
3720	0.11194	3430	0.10021	3140	0.0894

$^{10}\text{B}(p,\alpha\gamma)^7\text{Be}$					
Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)
3130	0.08901	2840	0.07663	2300	0.0575
3120	0.08861	2830	0.07619	2280	0.0571
3110	0.08821	2820	0.07576	2260	0.0568
3100	0.08781	2810	0.07532	2240	0.0565
3090	0.0874	2800	0.07488	2220	0.0562
3080	0.08699	2780	0.0741	2200	0.056
3070	0.08658	2760	0.0732	2180	0.0559
3060	0.08617	2740	0.0723	2160	0.0558
3050	0.08575	2720	0.0714	2140	0.0557
3040	0.08533	2700	0.0705	2120	0.0556
3030	0.08491	2680	0.0697	2100	0.0555
3020	0.08448	2660	0.0689	2080	0.0554
3010	0.08406	2640	0.0681	2060	0.0554
3000	0.08363	2620	0.0673	2040	0.0555
2990	0.0832	2600	0.0665	2020	0.0559
2980	0.08276	2580	0.0658	2000	0.0565
2970	0.08233	2560	0.0651	1980	0.0571
2960	0.0819	2540	0.0644	1960	0.058
2950	0.08146	2520	0.0637	1940	0.0589
2940	0.08102	2500	0.063	1925	0.06
2930	0.08059	2480	0.0624	1900	0.062
2920	0.08015	2460	0.0618	1880	0.064
2910	0.07971	2440	0.0612	1860	0.066
2900	0.07927	2420	0.0606	1841	0.068
2890	0.07883	2400	0.06	1825	0.07
2880	0.07839	2380	0.0595	1815	0.0715
2870	0.07795	2360	0.059	1800	0.0735
2860	0.07751	2340	0.0585	1783	0.076
2850	0.07707	2320	0.058	1770	0.078

$^{10}\text{B}(p,\alpha\gamma)^7\text{Be}$					
Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)
1752	0.081	1490	0.1595	1220	0.017
1738	0.0839	1485	0.153	1195	0.0145
1720	0.088	1480	0.147	1170	0.0128
1700	0.092	1475	0.14	1150	0.0115
1682	0.096	1466	0.132	1122	0.0101
1670	0.1	1455	0.124	1100	0.009
1652	0.106	1445	0.116	1080	0.0083
1640	0.111	1435	0.1085	1055	0.0075
1630	0.116	1425	0.1	1030	0.0066
1620	0.121	1415	0.092	1005	0.006
1604	0.128	1405	0.084	980	0.0054
1590	0.134	1394	0.076	955	0.005
1575	0.141	1380	0.067	930	0.0045
1560	0.147	1370	0.06	905	0.004
1548	0.153	1355	0.052	880	0.0035
1530	0.1595	1340	0.043	860	0.0032
1520	0.1612	1320	0.036	835	0.0029
1510	0.1615	1290	0.0285	810	0.0025
1500	0.1612	1269	0.024	790	0.0023

 Tabela C.5: Secção eficaz total da reacção da risca de 429 keV da reacção $^{10}\text{B}(p,\alpha\gamma)^7\text{Be}$

$^{25}\text{Mg}(p,p'\gamma)^{25}\text{Mg}$					
Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)
3990.4	0.07775	3829.7	0.09668	3688.6	0.12864
3980.6	0.07301	3823.8	0.08263	3686.6	0.11709
3974.8	0.07318	3814.0	0.09184	3686.6	0.12529
3970.8	0.07674	3804.2	0.10107	3676.8	0.09967
3966.9	0.09549	3794.4	0.07268	3667.0	0.12760
3963.0	0.09300	3784.6	0.07911	3657.2	0.15641
3959.1	0.08263	3774.8	0.09329	3647.4	0.12282
3955.2	0.07779	3774.8	0.09400	3637.6	0.09263
3951.2	0.07536	3765.0	0.09729	3627.8	0.07931
3947.3	0.08063	3755.2	0.09585	3618.0	0.06844
3941.4	0.06417	3745.4	0.10255	3608.2	0.06686
3937.5	0.06258	3735.6	0.12185	3598.4	0.06729
3931.6	0.05999	3725.8	0.12154	3588.6	0.07339
3921.8	0.04935	3716.0	0.10598	3578.8	0.07810
3912.0	0.05404	3706.2	0.10187	3569.0	0.06049
3902.2	0.06116	3706.2	0.12564	3559.2	0.08401
3892.4	0.05814	3704.3	0.13006	3549.4	0.08131
3882.6	0.04870	3702.3	0.15022	3539.6	0.06941
3872.8	0.07164	3700.4	0.15453	3529.8	0.10408
3870.9	0.08021	3698.4	0.16018	3520.0	0.10671
3868.9	0.09616	3696.4	0.15036	3510.2	0.17741
3867.0	0.10523	3696.4	0.15655	3500.4	0.17870
3863.0	0.10227	3696.4	0.16727	3490.6	0.16229
3859.1	0.07797	3696.4	0.16821	3480.8	0.13484
3853.2	0.06722	3694.5	0.16642	3471.0	0.09116
3843.4	0.08340	3694.5	0.15048	3461.2	0.07892
3837.6	0.09335	3692.5	0.15253	3451.4	0.09878
3833.6	0.10482	3690.6	0.14663	3441.6	0.11004

$^{25}\text{Mg}(p,p'\gamma)^{25}\text{Mg}$					
Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)
3441.6	0.11004	3288.8	0.03374	3171.2	0.05638
3431.8	0.09323	3284.8	0.04125	3169.2	0.05744
3422.0	0.08136	3280.9	0.04071	3167.2	0.05582
3412.2	0.06194	3277.0	0.04640	3165.3	0.05086
3402.4	0.06905	3273.1	0.07000	3163.3	0.04826
3392.6	0.07449	3269.2	0.09734	3143.7	0.10238
3388.7	0.08461	3265.2	0.09422	3141.8	0.09670
3378.9	0.10458	3261.3	0.04934	3139.8	0.08393
3373.0	0.10134	3253.5	0.04896	3100.0	0.05000
3367.2	0.10013	3249.6	0.00000	3059.4	0.01203
3361.3	0.11201	3243.7	0.00000	3039.8	0.02466
3355.4	0.09772	3243.7	0.00000	3035.9	0.02296
3349.5	0.09218	3243.7	0.03624	3034.0	0.02048
3343.6	0.08800	3239.8	0.04235	3032.0	0.02062
3341.7	0.07956	3237.8	0.00000	3030.0	0.02122
3339.7	0.07460	3231.9	0.07066	3026.1	0.02406
3337.8	0.07542	3224.1	0.07152	3024.2	0.03053
3335.8	0.07138	3218.2	0.07015	3022.2	0.03069
3329.9	0.06682	3212.3	0.04392	3012.4	0.04861
3324.0	0.08114	3206.4	0.04083	3010.4	0.04856
3322.1	0.08968	3202.5	0.04087	3008.5	0.05199
3320.1	0.09415	3198.6	0.04084	3006.5	0.05742
3318.2	0.08933	3194.7	0.04428	3004.6	0.04765
3316.2	0.07370	3184.9	0.05119	3002.6	0.04011
3310.3	0.05573	3181.0	0.04373	3000.6	0.03623
3304.4	0.04646	3179.0	0.06129	2985.0	0.01613
3300.5	0.03069	3177.0	0.06293	2975.2	0.01438
3296.6	0.02803	3175.1	0.06171	2975.2	0.01561

$^{25}\text{Mg}(p,p'\gamma)^{25}\text{Mg}$					
Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)
2957.5	0.05114	2855.6	0.08283	2732.1	0.03497
2957.5	0.04303	2853.6	0.06333	2726.2	0.02201
2955.6	0.05595	2847.8	0.03180	2722.3	0.01559
2955.6	0.06138	2843.8	0.03688	2722.3	0.01581
2955.6	0.05458	2841.9	0.03760	2712.5	0.01566
2953.6	0.05202	2839.9	0.03651	2712.5	0.01535
2926.2	0.01202	2834.0	0.01211	2712.5	0.01547
2926.2	0.01167	2826.2	0.01019	2712.5	0.01686
2920.3	0.01393	2820.3	0.01057	2708.6	0.01825
2910.5	0.02698	2816.4	0.01629	2704.7	0.02348
2906.6	0.03103	2814.4	0.02115	2700.8	0.03189
2904.6	0.03580	2810.5	0.02205	2696.8	0.04432
2902.6	0.04374	2804.6	0.00880	2692.9	0.05984
2900.7	0.04692	2800.7	0.00726	2689.0	0.08097
2898.7	0.04568	2800.7	0.00837	2687.0	0.08400
2896.8	0.03883	2794.8	0.01349	2685.1	0.08946
2894.8	0.03615	2789.0	0.03123	2681.2	0.08465
2892.8	0.03133	2787.0	0.03688	2677.2	0.08443
2890.9	0.02520	2785.0	0.03260	2667.4	0.04762
2887.0	0.01856	2781.1	0.01006	2657.6	0.02546
2883.0	0.01820	2773.3	0.00000	2647.8	0.01700
2881.1	0.01706	2765.4	0.00689	2638.0	0.01378
2879.1	0.01746	2759.6	0.00989	2628.2	0.01322
2875.2	0.01934	2751.7	0.01838	2618.4	0.01296
2871.3	0.02582	2747.8	0.02164	2608.6	0.01189
2865.4	0.03441	2743.9	0.02894	2598.8	0.01510
2861.5	0.05414	2741.9	0.03583	2589.0	0.03673

$^{25}\text{Mg}(p,p'\gamma)^{25}\text{Mg}$					
Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)
2571.4	0.03347	2389.8	0.02469	2339.0	0.03534
2569.4	0.03766	2388.9	0.02872	2337.3	0.03115
2567.5	0.04536	2388.0	0.02864	2335.4	0.02831
2563.6	0.03794	2386.2	0.02797	2333.6	0.02430
2559.6	0.04163	2384.4	0.02187	2331.7	0.02198
2555.7	0.03391	2382.5	0.01734	2329.9	0.02032
2551.8	0.02486	2380.7	0.01325	2328.1	0.01752
2549.8	0.02482	2378.9	0.01270	2326.3	0.01566
2547.9	0.02402	2377.1	0.01347	2324.5	0.01410
2544.0	0.02447	2375.3	0.01234	2322.7	0.01282
2540.0	0.02504	2373.4	0.01320	2320.9	0.01351
2530.2	0.03270	2371.6	0.01384	2319.1	0.01505
2520.4	0.05922	2369.8	0.01499	2317.3	0.01970
2510.6	0.11071	2368.0	0.01670	2315.5	0.02960
2500.8	0.07997	2366.2	0.01956	2313.7	0.03940
2491.0	0.04702	2364.3	0.02132	2312.8	0.05524
2481.2	0.00000	2362.5	0.02332	2311.8	0.05987
2471.4	0.01134	2360.7	0.02572	2310.0	0.05749
2461.6	0.00980	2358.9	0.02795	2308.4	0.05045
2451.8	0.00756	2357.1	0.03153	2307.5	0.04434
2442.0	0.00864	2355.3	0.03424	2306.6	0.04145
2432.2	0.00671	2353.5	0.03788	2304.4	0.01816
2422.4	0.00779	2351.6	0.04145	2301.4	0.00561
2412.6	0.00744	2349.8	0.04422	2297.6	0.00296
2402.8	0.00673	2348.0	0.04657	2294.0	0.00232
2397.2	0.01042	2346.2	0.04594	2290.4	0.00313
2395.3	0.01042	2344.4	0.04553	2286.9	0.00561

$^{25}\text{Mg}(p,p'\gamma)^{25}\text{Mg}$					
Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)
2279.7	0.03291	2281.5	0.02261	2148.7	0.02498
2277.9	0.04584	2279.7	0.03291	2147.9	0.01398
2276.1	0.05301	2277.9	0.04584	2140.9	0.00663
2272.6	0.05230	2276.1	0.05301	2132.3	0.00258
2269.0	0.03883	2272.6	0.05230	2123.7	0.00237
2265.5	0.02626	2269.0	0.03883	2115.1	0.00234
2262.1	0.02015	2265.5	0.02626	2106.5	0.00252
2260.1	0.01865	2262.1	0.02015	2097.9	0.00252
2258.4	0.02035	2260.1	0.01865	2089.4	0.00308
2256.6	0.02285	2258.4	0.02035	2080.8	0.00394
2254.8	0.02317	2256.6	0.02285	2072.3	0.00568
2251.3	0.01809	2254.8	0.02317	2065.5	0.00872
2245.9	0.01182	2251.3	0.01809	2062.1	0.01414
2237.1	0.00768	2245.9	0.01182	2058.7	0.01937
2228.3	0.00470	2237.1	0.00768	2055.3	0.03061
2219.5	0.00421	2228.3	0.00470	2053.7	0.04758
2210.5	0.00378	2219.5	0.00421	2052.0	0.06313
2201.9	0.00257	2210.5	0.00378	2050.1	0.08051
2193.1	0.00222	2201.9	0.00257	2048.6	0.11410
2184.4	0.00224	2193.1	0.00222	2046.8	0.11632
2175.7	0.00208	2184.4	0.00224	2045.9	0.12719
2166.9	0.00190	2175.7	0.00208	2045.1	0.14706
2161.7	0.00190	2166.9	0.00190	2043.4	0.13249
2158.3	0.00213	2161.7	0.00190	2041.8	0.12254

$^{25}\text{Mg}(p,p'\gamma)^{25}\text{Mg}$					
Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)
2021.6	0.02077	1897.3	0.03653	1800.0	0.00205
2013.2	0.01851	1896.4	0.03829	1796.8	0.00400
2004.8	0.01000	1895.6	0.04055	1792.1	0.00570
1996.5	0.00607	1894.8	0.04036	1784.2	0.00033
1988.1	0.00462	1893.2	0.03677	1776.3	0.00052
1979.8	0.00396	1888.3	0.02025	1771.6	0.00113
1971.5	0.00438	1883.4	0.00581	1770.0	0.00372
1964.9	0.00528	1876.9	0.00367	1768.4	0.00555
1958.3	0.00646	1872.1	0.00238	1765.3	0.00832
1946.7	0.00923	1864.0	0.00194	1762.1	0.01430
1941.7	0.02400	1856.0	0.00159	1761.4	0.02927
1938.5	0.04197	1847.9	0.00133	1760.6	0.03273
1936.0	0.06628	1839.9	0.00157	1758.8	0.03520
1933.6	0.08340	1836.7	0.00249	1758.2	0.02719
1932.7	0.10248	1833.5	0.00330	1757.4	0.01601
1932.4	0.10616	1830.3	0.00534	1755.9	0.00801
1931.9	0.10525	1828.7	0.00879	1752.7	0.00189
1931.6	0.10772	1827.9	0.01051	1744.9	0.00071
1930.8	0.10772	1827.1	0.01088	1741.8	0.00039
1930.3	0.10621	1825.5	0.01090	1737.1	0.00049
1929.1	0.10297	1823.9	0.01041	1729.3	0.00040
1925.9	0.09795	1823.9	0.00815	1721.6	0.00027
1925.3	0.07001	1822.3	0.00809	1713.8	0.00007
1923.7	0.06504	1819.1	0.00632	1706.1	0.00014
1916.0	0.04241	1815.9	0.00316	1701.5	0.00023
1909.5	0.01892	1809.5	0.00259	1698.4	0.00027
1904.6	0.01115	1807.9	0.00431	1696.8	0.00062

$^{25}\text{Mg}(p,p'\gamma)^{25}\text{Mg}$					
Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)
1690.7	0.00071	1620.9	0.00020	1511.1	0.00034
1683.0	0.00031	1614.7	0.00033	1500.6	0.00007
1675.3	0.00028	1607.2	0.00006	1462.7	0.00001
1667.7	0.00017	1599.7	0.00010	1431.5	0.00011
1661.7	0.00034	1592.2	0.00019	1406.2	0.00021
1660.1	0.00040	1584.8	0.00018	1405.6	0.00020
1654.1	0.00034	1577.3	0.00064	1402.0	0.00001
1652.5	0.00064	1569.9	0.00221	1399.2	0.00021
1646.5	0.00035	1568.4	0.02307	1397.1	0.00030
1644.9	0.00184	1567.7	0.03357	1396.4	0.00007
1642.0	0.00147	1567.0	0.04001	1393.6	0.00033
1640.3	0.00538	1566.2	0.04293	1390.8	0.00037
1638.9	0.00439	1565.5	0.04606	1390.2	0.00014
1638.8	0.00929	1564.0	0.04594	1378.3	0.00000
1637.4	0.00643	1562.5	0.03795	1371.4	0.00031
1637.3	0.01034	1561.0	0.01546	1369.3	0.00071
1635.9	0.00918	1559.6	0.00654	1368.7	0.00053
1635.8	0.01109	1555.0	0.00323	1367.9	0.00080
1635.2	0.01140	1547.8	0.00115	1367.2	0.00080
1635.0	0.01075	1540.4	0.00031	1366.4	0.00077
1634.4	0.01162	1533.1	0.00015	1365.0	0.00067
1634.3	0.01027	1525.8	0.00022	1362.4	0.00017
1632.8	0.01120	1525.4	0.00044	1360.4	0.00005
1631.4	0.00858	1524.3	0.00070	1357.6	0.00000
1631.3	0.00354	1523.6	0.00043	1353.5	0.00033
1629.7	0.00359	1522.9	0.00056	1351.4	0.00062
1628.2	0.00168	1521.4	0.00048	1350.0	0.00065

$^{25}\text{Mg}(p,p'\gamma)^{25}\text{Mg}$					
Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)
1345.9	0.00077	1274.1	0.00355	1177.9	0.00163
1343.9	0.00019	1269.7	0.00123	1176.0	0.00009
1341.8	0.00026	1263.1	0.00055	1175.8	0.00010
1334.9	0.00010	1247.6	0.00024	1140.3	0.00020
1330.3	0.00008	1243.6	0.00009	1131.5	0.00028
1323.5	0.00024	1241.0	0.00039	1125.0	0.00003
1316.4	0.00035	1235.7	0.00134	1121.3	0.00000
1309.9	0.00038	1235.1	0.00231	1090.4	0.00007
1301.0	0.00059	1234.4	0.00208	1081.7	0.00008
1296.9	0.00061	1233.7	0.00229	1075.6	0.00000
1294.3	0.00090	1233.1	0.00149	1042.7	0.00004
1292.2	0.00135	1231.8	0.00074	1036.7	0.00000
1290.2	0.00243	1227.8	0.00032	1025.6	0.00003
1287.5	0.00451	1221.3	0.00012	995.6	0.00001
1285.5	0.00971	1210.6	0.00009	985.5	0.00001
1283.5	0.01739	1195.3	0.00014	979.6	0.00005
1283.1	0.02507	1191.4	0.00007	965.6	0.00002
1282.2	0.02606	1188.8	0.00020	875.6	0.00001
1281.5	0.02877	1185.0	0.00028	867.1	0.00001
1280.8	0.02919	1183.7	0.00106	866.0	0.00000

 Tabela C.6: Secção eficaz total da reacção da risca de 578 keV da reacção $^{25}\text{Mg}(p,p'\gamma)^{25}\text{Mg}$.

$^{23}\text{Na}(p,p'\gamma)^{23}\text{Na}$ - Risca de 1640 keV					
Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)
2409.8	0.02922	2234.5	0.03457	1988.1	0.01733
2391.4	0.06119	2229.2	0.03360	1983.9	0.02344
2373.1	0.05078	2229.2	0.03415	1979.7	0.03375
2364.0	0.07755	2224.7	0.03122	1977.7	0.04427
2359.4	0.11212	2220.3	0.03326	1975.5	0.04437
2354.9	0.19052	2215.9	0.03365	1971.4	0.04382
2345.8	0.20362	2211.5	0.03237	1963.1	0.03235
2343.6	0.21819	2211.5	0.03223	1954.8	0.01755
2341.2	0.23230	2207.9	0.03194	1946.5	0.00964
2339.0	0.20634	2202.7	0.03438	1942.3	0.00952
2336.7	0.16618	2193.9	0.02411	1938.2	0.00777
2334.5	0.12683	2185.1	0.01541	1934.1	0.00754
2332.2	0.09733	2176.3	0.01012	1932.1	0.00927
2327.6	0.07535	2141.5	0.00508	1930.0	0.00871
2318.6	0.06690	2124.1	0.00797	1928.0	0.00580
2300.6	0.10376	2106.9	0.00440	1925.8	0.00558
2287.1	0.12517	2098.3	0.00913	1921.7	0.00451
2284.9	0.19097	2089.7	0.01489	1905.3	0.00307
2282.6	0.16140	2081.1	0.02769	1889.0	0.00224
2282.6	0.19779	2076.9	0.05564	1880.8	0.00210
2280.8	0.11440	2072.6	0.10946	1872.7	0.00289
2278.1	0.08899	2064.1	0.02577	1856.5	0.00282
2273.6	0.07530	2055.5	0.01378	1848.4	0.00252
2264.7	0.05608	2047.1	0.00706	1840.4	0.00496
2264.7	0.05504	2038.6	0.00401	1838.4	0.00920
2255.8	0.04487	2021.7	0.00000	1836.4	0.01353
2246.9	0.03190	2004.8	0.00702	1834.4	0.00689
2241.6	0.02967	1996.4	0.00883	1832.3	0.00381

$^{23}\text{Na}(p,\alpha\gamma)^{20}\text{Ne}$ - Risca de 1640 keV					
Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)	Energia (keV)	Secção eficaz total (barn)
1828.3	0.00276	1721.6	0.00338	1460.0	0.00559
1824.3	0.00380	1713.9	0.00488	1458.2	0.00745
1816.3	0.00822	1698.4	0.01103	1456.4	0.00730
1816.3	0.00841	1682.9	0.01325	1452.8	0.00177
1812.3	0.00844	1675.2	0.01401	1449.2	0.00198
1810.4	0.01024	1667.6	0.01751	1445.7	0.00129
1808.3	0.01238	1659.9	0.01829	1431.4	0.00058
1806.4	0.01949	1652.3	0.02088	1417.3	0.00227
1804.3	0.03416	1648.5	0.02178	1410.2	0.00060
1802.4	0.00000	1644.7	0.02399	1396.2	0.00046
1800.4	0.03328	1642.9	0.02339	1389.1	0.00055
1798.4	0.02044	1640.9	0.02517	1375.2	0.00038
1796.4	0.01030	1637.1	0.02290	1368.2	0.00024
1792.4	0.00654	1629.5	0.02160	1361.3	0.00055
1792.4	0.00523	1614.4	0.01232	1354.4	0.00055
1792.4	0.00532	1606.9	0.00936	1340.6	0.00224
1776.6	0.00292	1599.3	0.00604	1333.8	0.00580
1760.8	0.00162	1584.4	0.00389	1332.1	0.01005
1752.9	0.00198	1569.5	0.00281	1330.3	0.01981
1745.1	0.00324	1554.6	0.00301	1328.7	0.03904
1741.2	0.00261	1539.9	0.00126	1326.9	0.06432
1737.2	0.00387	1532.5	0.00176	1325.3	0.04432
1735.4	0.00525	1525.2	0.00059	1323.5	0.01586
1733.3	0.00468	1510.6	0.00067	1316.7	0.00157
1729.4	0.00250	1481.5	0.00083	1309.9	0.00069
1727.6	0.00403	1474.3	0.00036	1303.1	0.00060

 Tabela C.7: Secção eficaz total da reacção da risca de 1640 keV da reacção $^{23}\text{Na}(p,\alpha\gamma)^{20}\text{Ne}$.

Bibliografia

- [1] M. S. Livingston e H. Bethe, *Revs. Mod. Phys.* 9, (1937) 245 .
- [2] G. Amsel e W. A. Lanford, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 34, 435 (1984).
- [3] R. F. Sippel e E. D. Glover, *Nucl. Instr. and Meth.* 9 (1960) 37.
- [4] T. B. Pierce, P. F. Peck e W. M. Henry, *Analyst* 90 (1965) 339.
- [5] T. B. Pierce, P. F. Peck e D. R. A. Cuff, *Anal. Chem. Acta* 39 (1967) 443.
- [6] B. Borderie e J. N. Barrandon, *Nucl. Instr. and Meth.* 156 (1978) 438.
- [7] B. Borderie, *Nucl. Instr. and Meth.* 175 (1980) 465.
- [8] C. Boni, E. Cereda e G. M. Braga Marcazzan, V. De Tomasi, *Nucl. Instr. and Meth. B* 35 (1988) 80.
- [9] C. Boni, E. Caruso, E. Cereda, G. M. Braga Marcazzan e P. Redaelli, *Nucl. Instr. and Meth. B* 40/41 (1989) 620.
- [10] C. Boni, E. Caruso, E. Cereda, G. M. Braga Marcazzan e P. Redaelli, *Nucl. Instr. and Meth. B* 49 (1990) 106.
- [11] Robert Eisberg e Robert Resnick, "Quantum Physics of atoms, Molecules, Solids, Nuclei and Particles", Wiley, 1ª Edição (1974).
- [12] "New concepts of ^{10}Be Accelerator Mass Spectrometry at low energies". Michal Grajcar. Swiss federam Institute of technology Zurich, 2005.
- [13] Kenneth S. Krane, "Introductory Nuclear Physics", Wiley, 1ª Edição (1987).

- [14] H. Geiger e E. Marsden, Proc. Roy. Soc. London A 82, 495 (1909).
- [15] W. K. Chu, J. W. Mayer e M. A. Nicolet, "Backscattering spectrometry"(Academic Press, New York, 1978).
- [16] J. F. Ziegler, J. P. Biersak, U. Littmark, The Stopping and Range of Ions in Solids Pergamon Press, New York, 2009, available at www.SRIM.org.
- [17] H. H. Anderson, J.F. Ziegler, "The stopping powers and ranges of ions in matter"vol.3, Pergamon, New York 1977.
- [18] "Recolha Automática de aerossóis e a sua análise por técnicas analíticas nucleares"Rodrigo Clemente Velez Mateus, Faculdade de Ciências da Universidade de Lisboa, 2003
- [19] R. B. Day e T. Huus, Physical Review, 95, 4 (1954) 1003.
- [20] G. B. Cfiadwick, T. K. Alexander e J. B. Warren, Canadian Journal of Physics, 34 (1956) 381.
- [21] R. Mateus, A.P. Jesus, J.P. Ribeiro, Nucl. Instr. and Meth. B 219–220 (2004) 519.
- [22] P.M. Endt, C. Leun, Nucl. Phys. A 214 (1973) 1.
- [23] C.A. Barnes, Phys. Rev. 97 (1955) 1226.
- [24] W.A. Ranken, T.W. Bonner, J.H. McCrary, Phys. Rev. 109 (1958) 1646.
- [25] A. Climent-Font, F. Agullo-Lopez, O. Enguita, O. Espeso-Gil, G. García and C. Pascual-Izarra, in Proc. CAARI 2000, AIP Conf. Proc.576 (2001) 643.
- [26] A.P. Jesus, B. Braizinha, J.P. Ribeiro, Nucl. Instr. and Meth. B 161–163 (2000) 186.
- [27] R. Mateus, A.P. Jesus, B. Braizinha, J. Cruz, J.V. Pinto, J.P. Ribeiro, Nucl. Instr. and Meth. B 190 (2002) 117.
- [28] G. Presser, R. Bass, Nucl. Phys. A 182 (1972) 321.
- [29] H.W. Newson, R.M. Williamson, K.W. Jones, J.H. Gibbons, H. Marshak, Phys. Rev. 108 (1957) 1294.

-
- [30] F. Mozer, W.A. Fowler, C.C. Lauritsen, *Phys. Rev.* 93(1954) 829.
- [31] A.B. Brown, C.W. Synder, W.A. Fowler, C.C. Lauritsen, *Phys. Rev.* 82 (1951) 159.
- [32] A. Caciolli, M. Chiari, A. Climent-Font, M. T. Fernández-Jiménez, G. García-López, F. Lucarelli, S. Nava, A. Zucchiatti, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* 249 (2006) 98–100
- [33] A. Caciolli, G. Calzolari, M. Chiari, A. Climent-Font, G. García, F. Lucarelli, S. Nava, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* 266 (2008) 1392–1396.
- [34] A. E. Litherland, E. B. Paul, G. A. Bartholomew, H. E. Gove, *Physical Review* 102 (1956) 208.
- [35] P.M. Endt, P. de Wit, C. Alderliesten, *Nucl. Phys. A* 459 (1986) 61.
- [36] C. Angulo, M. Arnould, M. Rayet, P. Descouvemont, D. Baye, C. Leclercq-Willain A. Coc, S. Barhoumi, P. Aguer, C. Rolfs, R. Kunz, J. W. Hammer, A. Mayer, T. Paradellis, S. Kossionides, C. Chronidou, K. Spyrou, S. Degl’Innocenti, G. Fiorentini, B. Ricci, S. Zavatarelli, C. Providencia, H. Wolters, J. Soares, C. Grama, J. Rahighi, A. Shotter, M. Lamahi Racht, *Nucl. Phys. A* 656 (1999) 3.
- [37] R. Kunz et al., *Phys. Rev. C* 53(1996)2486-2495.
- [38] C. Rolfs and W. S. Rodney, “*Claudrons in the Cosmos*”, The University of Chicago Press (1988).
- [39] P. R. Wrean, C. R. Brune, R. W. Kavanagh, *Physical Review C* 49 (1994) 1205.
- [40] <http://www.tunl.duke.edu/nucldata/chain/12.shtml>.
- [41] W.F. Homyak, T. Coor, *Phys. Rev.* 92 (1953) 675.
- [42] W. E. Meyerhof, C. M. Hudson, *Phys. Rev.* 115 (1959)1227.
- [43] D. Zahnow, C. Angulo, M. Junker, C. Rolfs, S. Schmidt, W.H. Schulte, E. Somorjai, *Nuclear Physics A* 589 (1995) 95.

- [44] G. Wallerstein, I. Iben, P. Parker, A. M. Boesgaard, G. M. Hale, A. E. Champagne, C. A. Barnes, F. Kappeler, V. V. Smith, R. D. Hoffman, F. X. Timmes, C. Sneden, R. Boyd, B. Meyer, D. Lambert, *Rev. Mod. Phys.* 69 (1997) 995.
- [45] C. R. Brune, W. H. Geist, H. J. Karwowski, E. J. Ludwig, and K. D. Veal, *Phys. Rev. C* 57 (1998) 3438.
- [46] A. M. Boesgaard and J. R. King, *Astron. J.* 106 (1993) 2309.
- [47] D.R. Tilley, J.H. Kelley, J.L. Godwin, D.J. Millener, J.E. Purcell, C.G. Sheu, H.R. Weller, *Nuclear Physics A* 745 (2004) 155.
- [48] C. Rolfs, R.E. Azuma, *Nuclear Physics A* 227 (1974) 291.
- [49] N. Burtebaev, S. B. Igamov, R. J. Peterson, R. Yarmukhamedov, D. M. Zazulin, *Phys. Rev. C* 78, (2008) 035802.
- [50] R. Mateus, A.P. Jesus, J.P. Ribeiro, *Nucl. Instr. and Meth. B* 229 (2005) 302.
- [51] *Numerical Recipes in C, Second Edition* (1992): <http://www.nrbook.com/a/bookcpdf.php>
- [52] C. Daniel, F. S. Wood, *Fitting equations to data*, 2nd Edn., John Wiley & Sons (1980).
- [53] F. Salvat, J. M. Fernández-Varea e J. Sempau, "PENELOPE-2006: a code system for Monte Carlo simulation of electron and photon transport NEA Report 6222 <http://www.nea.fr/html/science/pubs/2006/nea6222-penelope.pdf>".
- [54] "Experimental study of proton induced nuclear reactions in ${}^{6,7}\text{Li}$ ". João Duarte Neves Cruz. Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade de Nova de Lisboa, 2006.
- [55] "Calibração em eficiência de um detector de Ge(HP), Projecto e desenho da nova câmara de PIGE". Joana Vaz Pinto, Relatório de Projecto Estágio Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade de Nova de Lisboa.
- [56] P. M. Endt e C. M. Braams, *Review of modern Physics*, vol. 29, 4 (1975) 1.
- [57] M. Jurado Vargas, A. Fernández Timón, N. Cornejo Díaz, D. Pérez Sánchez, *J. Radioanal. Nucl. Chem.* 253 (3), 439.

- [58] J. Ródenas, A. Pascual, I. Zarza, V. Serradell, J. Ortiz, L. Ballesteros, Nucl. Instr. and Meth. A 496 (2003) 390-399
- [59] moodle.fct.unl.pt; página “Simulação de Detector”.
- [60] B. Braizinha, J.P. Ribeiro, A.P. Jesus and L. Peralta, Proc. of VIII Int. Conf. on Calorimetry in High Energy Physics, World Scientific (2000) p.744.
- [61] "Estudo por RBS e Canalização Iónica de Ligas de Mg, Al, e Fe, formadas por Implantação Iónica", R.C. da Silva, Tese de Doutoramento, Univ. Lisboa, Biblioteca Nacional, CDU: 537.5(043.2); 541.1(043.2); 669(043.2), S.A. 75996 V. e 75997.V (1993).
- [62] OriginLab Corporation.
- [63] Joseph R. Tesmer, Michael Nastasi (eds), Handbook of Modern Ion Beam Materials Analysis, MRS (1995).
- [64] <http://www.goodfellow.com/>.
- [65] A. Climent-Font, F. Pástzi, G. García, M.T. Fernández-Jiménez, F. Agulló, Nucl. Instr. and Meth. B 219–220 (2004) 400.
- [66] F. Ajzenberg-Selove, Nuclear Physics A 490 (1988) 1.
- [67] N. P. Barradas, C. Jeynes, R. P. Webb, Appl. Phys. Lett. 71 (1997) 291-293.
- [68] "Desenvolvimento das Capacidades de Análise do Difractómetro Hotbird e sua Aplicação ao Estudo de Heterojunções de Si-Ge", Faculdade de Ciências da Universidade de Lisboa, Nuno Franco (2001)
- [69] M.A. Reis, L. C. Alves, Nucl. Instr. and Meth. B 68 (1992) 300.
- [70] M.A. Reis, L. C. Alves, A. P. Jesus, Nucl. Instr. and Meth. B 109/110 (1996) 134.
- [71] M. A. Reis, P. C. Chaves, V. Corregidor, N. P. Barradas, E. Alves, F. Dimroth and A. W. Bett, X-Ray Spectrom. 2005; 34: 372–375.
- [72] P. Van Aspen, H. Nulens, F. Adams, Nucl. Instr. and Meth. B 145 (1977) 579.

- [73] <http://en.wikipedia.org/wiki/File:Image-Metal-reflectance.png>.
- [74] www.avantes.com.
- [75] S. Yiming, X. Lingfeng, G. Dongqin, L. Jun, *Environmental Sciences*, 22 (2010) 789–795.
- [76] M.H.O. Sampa, E. Takács, P. Gehringer, P.R. Rela, T. Ramirez, H. Amro, M. Trojanowicz, M.L. Botelho, B. Han, D. Solpan, W.J. Cooper, S.S. Emmi, L. Wojnárovits, *Nukleonika* 52 (2007) 137 -144.
- [77] R. Baffi, G. Dolch, R. Garnick, Y.F. Huang, B. Mar, D. Matsuhira, B. Niepelt, C. Parra, M. Stephan, J. Parenter *Sci. Technol.* 45 (1991) 13-9.
- [78] N.P. Barradas, C. Jeynes, K.P. Homewood, B.J. Sealy, and M. Milosavljevic, *Nucl. Instrum. Methods B* 139 (1998) 235.
- [79] A. F. Gurbich, *Nucl. Instr. and Meth. B* 136-138 (1998) 60.
- [80] N.P. Barradas, E. Alves, C. Jeynes, M. Tosaki, *Nucl. Instrum. Methods B* 247 (2006) 381.