

Universidade de São Paulo
Instituto de Física

**Espectroscopia do núcleo ^{23}Mg acima do limiar de decaimento
para prótons com interesse para astrofísica nuclear**

Alessandro Luiz de Lara

Orientador: Prof. Dr. Valdir Guimarães

Dissertação apresentada ao Instituto de Física
da Universidade de São Paulo para a obtenção
do título de MESTRE EM CIÊNCIAS.

Comissão Examinadora:

Prof. Dr. Valdir Guimarães (IFUSP)

Prof^a. Dr^a. Silvia Cristina Fernandes Rossi (IAGUSP)

Prof. Dr. Sergei Anatolyevich Paschuk (UTFPR)

São Paulo
2018

FICHA CATALOGRÁFICA
Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Lara, Alessandro Luiz de

Espectroscopia do núcleo ^{23}Mg acima do limiar de decaimento para prótons com interesse para astrofísica nuclear. São Paulo, 2018.

Dissertação (Mestrado) – Universidade de São Paulo. Instituto de Física. Depto. de Física Nuclear.

Orientador: Prof. Dr. Valdir Guimarães
Área de Concentração: Física Nuclear.

Unitermos: 1. Astrofísica nuclear; 2. Ressonâncias do ^{23}Mg ;
3. Espectrômetro Split-pole.

USP/IF/SBI-099/2018

University of São Paulo
Institute of Physics

**Spectroscopy of ^{23}Mg nucleus above the proton threshold of
interest to nuclear astrophysics**

Alessandro Luiz de Lara

Advisor: Prof. Dr. Valdir Guimarães

Dissertation submitted to the Institute of
Physics of the University of São Paulo for the
Master of Science degree.

Examining Committee:

Prof. Dr. Valdir Guimarães(IFUSP)

Prof^a. Dr^a. Silvia Cristina Fernandes Rossi (IAGUSP)

Prof. Dr. Sergei Anatolyevich Paschuk (UTFPR)

São Paulo
2018

Dedicatória

Dedico este trabalho in memoriam a Mario Stefanichan, meu bisavô, que suas histórias te levem para eternidade.



Agradecimentos

Este trabalho é fruto de 2 anos de intensas experiências em minha vida. Além das diversas viagens de Curitiba para São Paulo, o mestrado me oportunizou conhecer outros lugares do mundo, como a França e a Itália. Nesta caminhada conheci muitas pessoas que contribuíram de alguma forma neste trabalho, aos quais eu deixo meus sinceros agradecimentos. Agradeço aos meus familiares, em especial aos meus pais Roberto e Jucelia, pelo seu apoio e por acreditarem nesta ideia, as minhas irmãs Fernanda e Angela, minha tia Silvana e minha avó Vilma e a nosso novo membro Miguel, primo, que deve estar a caminho. A minha namorada, Joana, agradeço pelo seu amor e paciência. Sem sua ajuda este resultado seria impossível. De brinde fui adotado pela sua família, que me trata com muito amor, aos quais também agradeço muito. Ainda, gostaria de lembrar dos meus fiéis amigos Maria Lucia, Camila, Yuri, Alan e Erica, pelas suas palavras de apoio e pela sua amizade desde a graduação.

Ao meu orientador Prof. Dr. Valdir Guimarães agradeço pela oportunidade de trabalhar com este tema e pela dedicação com minha formação acadêmica. A Prof^a. Dr^a. Marlete Assunção, por ter compartilhado da sua experiência e sua ajuda na análise e discussão dos dados desta dissertação. Aos professores Fairouz Hammache e Nicolas de Sereville (IPN - Orsay) agradeço pela ajuda e apoio durante a fase de análise dos dados e pelas discussões. "Merci mille fois!". Também agradeço aos membros da banca, pelas correções e contribuições a este trabalho.

No período do mestrado, conheci novos amigos, e que de alguma forma contribuíram neste trabalho: Prof^a. Dr^a. Kelly Pires, Osvaldo Botelho, Erick Natividade, Valdir Scarduelli e Rafael Escudeiro, aos quais deixo meu muito obrigado! Por fim, dedico este trabalho a meu bisavô Mario, que ao longo dos seus mais de 80 anos, me contou suas histórias e contos que marcaram minha vida. Infelizmente sua hora de descansar chegou no ano de 2017, e com muita saudade, deixo este trabalho em sua memória.

Resumo

O conhecimento das reações nucleares que ocorrem no interior das estrelas permite estudar como será a evolução destes astros e as relações de abundância entre os isótopos de alguns elementos. Em alguns casos, a detecção de elementos traços pode ser útil para inferir a ocorrência de eventos explosivos, como novas e supernovas. Um destes elementos é o ^{22}Na , cuja abundância depende da reação de captura de próton $^{22}\text{Na}(p,\gamma)^{23}\text{Mg}$. Assim, o estudo dos estados de ressonância do ^{23}Mg , é importante para compreender o mecanismo de reação e determinar a abundância do ^{22}Na . O núcleo de ^{23}Mg ainda participa do ciclo NeNa na fase AGB da evolução de estrelas de massa média. Com essa motivação propomos o estudo espectroscópico do núcleo ^{23}Mg por meio da reação de transferência $^{24}\text{Mg}(^3\text{He},^4\text{He})^{23}\text{Mg}$, cujos dados experimentais foram obtidos no laboratório Tandem-Orsay (França), com o uso de um feixe de ^3He de 25 MeV. As ressonâncias de interesse do núcleo ^{23}Mg estudadas nesse trabalho estão compreendidas na faixa de energia de excitação 7.5 MeV a 9.5 MeV. Os estados de ressonância do ^{23}Mg foram populados com a interação do feixe com o alvo de ^{nat}Mg , e as partículas de ^4He foram analisadas com o espectrógrafo *Split-pole*. Os espectros de posição das partículas de ^4He foram então calibrados em rigidez magnética, por meio de um polinômio de segunda ordem. Após a calibração os espectros de rigidez magnética foram transformados em espectros de energia de excitação. Nesses espectros pudemos identificar e estudar a presença de contaminantes. Vários estados abaixo e alguns estados acima do limiar de decaimento foram observados e identificados. Dentre os estados acima do limiar estão os estados: 7.586, 7.648, (7.782 e 7.786), 7.855, 8.076, 8.163, 8.420, 8.453, 8.943 e 8.990 MeV do ^{23}Mg . Sendo que apenas os estados 7.586 e 8.163 tem o spin $J^\pi = \frac{5}{2}^+$ estabelecido. Ao final apresentamos uma discussão qualitativa da distribuição angular para alguns estados e projetamos trabalhos futuros.

Palavras-Chaves: Astrofísica nuclear, Ressonâncias ^{23}Mg e *Enge Split-pole*.

Abstract

The knowledge of the nuclear reactions that take place inside the stars allows to study how the evolution of this star will be and the relations of abundance between the isotopes of some elements. In some cases the detection of trace elements can be useful to infer about the occurrence of explosive events, as novae and the supernovae. One of these elements is the ^{22}Na , whose abundance depends on the proton capture reaction $^{22}\text{Na}(p, \gamma)^{23}\text{Mg}$. The gamma radiation photon with energy 1.275 MeV emitted by ^{22}Na may be a novae type event indicator. Thus, the study of the resonance states of ^{23}Mg is important to understand the mechanism of reaction and determine the ^{22}Na abundance. The nucleus of ^{23}Mg still participate in the cycle NeNa in the AGB phase of the evolution of average stars. With this motivation, we propose to study the spectroscopy of the ^{23}Mg by the $^{24}\text{Mg}(^3\text{He}, ^4\text{He})^{23}\text{Mg}$ neutron transfer reaction, whose experimental data were obtained in the Tandem-Orsay facility (France), using the ^3He beam of energy 25 MeV. The resonances of interest for this work are in the range of 7.5 MeV up to 9.5 MeV, above the decay threshold for protons. The resonance states of ^{23}Mg were obtained with the interaction of the beam with the ^{Nat}Mg target, and the ^4He particles were analyzed in a Split-pole spectrograph. The position spectra were then calibrated in magnetic rigidity by means of a second-order polynomial function. The effects of the contaminants were analyzed by converting the spectra into excitation energy, in which it was possible to separate the states 7.586, 7.648, (7.782 e 7.786), 7.855, 8.076, 8.163, 8.420, 8.453, 8.943 e 8.990 MeV of ^{23}Mg . Finally we present a qualitative discussion of the angular distribution for some states and we project further work.

Keywords: Nuclear Astrophysics, Resonances of ^{23}Mg and Enge Split-pole.



Conteúdo

Resumo	iii
Abstract	iv
Conteúdo	v
Lista de Figuras	vi
Lista de Tabelas	xii
Introdução	1
I Fundamentação Teórica	4
1 Astrofísica Nuclear	5
1.1 Diagrama HR e a Classificação das estrelas	5
1.2 Evolução estelar: estrelas de baixa e média massa	6
1.3 Evolução estelar: estrelas de alta massa e eventos explosivos	10
2 Nucleossíntese estelar	14
2.1 Nucleossíntese durante a fase AGB	16
2.1.1 O Ciclo CNO	17
2.1.2 O Ciclo NeNa	18
2.2 Nucleossíntese em eventos explosivos	19
3 Reações Termonucleares	21
3.1 Mecanismos da Reações Termonucleares	21
3.2 Reações nucleares não-ressonantes	23
3.3 Reações nucleares ressonantes	26

4	Níveis de ressonância do núcleo ^{23}Mg	31
4.1	Estudo espectroscópico do núcleo ^{23}Mg	31
II	Arranjo experimental e Análise dos dados	36
5	Arranjo experimental	37
5.1	Laboratório ALTO - Orsay	37
5.2	Espectrômetro Enge Split-pole	38
5.3	Sistema de detecção	43
5.4	Sistema de eletrônica	46
6	Análise dos dados	50
6.1	NSI93 - Reação $^{24}\text{Mg}(^3\text{He},^4\text{He})^{23}\text{Mg}$	51
6.2	Caracterização dos alvos	51
6.3	Identificação da partículas	55
6.4	Correção do campo magnético e ângulo	59
6.5	Calibração de rigidez magnética obtidos com alvo de ^{12}C	60
6.6	Conversão de rigidez magnética para energia de excitação	64
6.7	Calibração dos espectros em rigidez magnética obtidos com alvo de ^{24}Mg	65
7	Discussão dos resultados	78
7.1	Estudo dos contaminantes	78
7.2	Distribuição Angular	83
8	Conclusão	90
III	Apêndices	93
A	Estados do ^{23}Mg	94
B	Discussão sobre o uso do polinômio de segunda ordem na calibração de rigidez magnética	97
	Bibliografia	101



Lista de Figuras

1.1	Classificação das estrelas no diagrama teórico HR.	7
1.2	Estrutura interna do Sol e os processos de propagação de calor.	8
1.3	Estrutura interna de uma estrela durante a fase AGB.	9
1.4	Evolução de uma estrela de massa baixa como o Sol no diagrama HR teórico.	10
1.5	Esquema de camadas em um estrela gigante, na fase final de evolução .	11
1.6	Representação artística de um evento nova, no qual uma anã branca atrai a massa de um estrela gigante vermelha, formado o disco de acreção, que será o combustível para a explosão. Créditos: David A. Hardy e PPARC.	12
2.1	Representação da tabela de isótopos, com as fases da evolução estelar em que são sintetizados e o processo de reações nucleares envolvidas [Kla10] .	15
2.2	Representação esquemática do ciclo CNO, com as respectivas fases e reações de interesse [Ber09].	18
2.3	Representação esquemática do ciclo NeNa, em que os quadrados em brancos indicam as espécies radioativas. Adaptado de [Sal10].	19
3.1	Representação da probabilidade da distribuição de Maxwell- Boltzmann em comparação com o a probabilidade de tunelamento pela barreira coulombiana. A porção central é obtida pela integração da (3.13), no qual destaca-se a região do pico de Gamow E_0 e a janela de Gamow Δ . Adaptado de [eWil88]	25
3.2	Representação da seção de choque em função da energia para reações de captura ressonante (linha solida vermelha). A linha pontilhada indica a contribuição não ressonante. A parte sombreada é a região do pico de Gamow. Adaptado de [eWil88].	27
3.3	Representação das reações de captura direta (figura a esquerda) e captura ressonante (figura a direita). Extraído de [eWil88].	28

3.4	Representação esquemática de reações nucleares de transferência de núcleons [Bar16]	29
4.1	Contribuição das ressonâncias acima do limiar do decaimento para prótons na curva de seção de choque. Extraído de [Sal10].	35
5.1	Linha de produção do feixe no laboratório ALTO-Orsay. A figura foi adaptada e traduzida da referência [Prs13].	39
5.2	Representação esquemática da planta do Laboratório ALTO-Orsay. O espectrômetro Enge Split-pole está localizado na sala 210. Adaptado de [Fra15].	40
5.3	Desenho esquemático do efeito de dispersão das partículas ao passar pelo espectrômetro deve ser corrigido, a fim de aumentar a eficiência do sistema. Na parte (i) da figura há a indicação das variáveis para a ampliação e na parte (ii) a correção que deve ser aplicada no plano focal. Figura retirada de [Mor05].	42
5.4	Representação esquemática simplificada do espectrógrafo <i>Enge Split-Pole</i> , com as trajetórias das partículas indicadas pelos caminhos azuis e vermelhos. Adaptado de [SE67].	43
5.5	Sequências de fotos do arranjo experimental mostrando o acelerador, detector, espectrógrafo, câmara com a montagem dos alvos.	44
5.6	Detector sensível a posição	46
5.7	Esquema geral da eletrônica utilizada em Orsay. A posição das partículas é determinada pela porção azul (<i>Start</i>) e vermelha(<i>Stop</i>) da figura.	48
5.8	Foto do sistema de eletrônica presente em Orsay, utilizando para aquisição dos dados do <i>Split-pole</i>	49
6.1	Espectro de energia das partículas retroespalhadas no alvo de ^{24}Mg . Os picos referentes aos elementos carbono, oxigênio e magnésio são indicados.	52
6.2	Perfil do alvo de ^{24}Mg , com a distribuição de carbono, oxigênio e magnésio. A direita há uma representação esquemática das camadas do alvo	53
6.3	Espectro de energia das partículas retroespalhadas no alvo de ^{Nat}Mg , com a indicação dos picos referentes aos elementos carbono, oxigênio e magnésio.	54
6.4	Perfil do alvo de ^{Nat}Mg , com a distribuição de carbono, oxigênio e magnésio. A direita há uma representação esquemática das camadas do alvo	54

6.5	Espectro bidimensional $B\rho$ versus ΔE obtidos com os alvos de ^{24}Mg e ^{Nat}Mg . As regiões demarcadas correspondem as partículas detectadas	56
6.6	Espectros de $B\rho$ obtidos para o alvo de ^{24}Mg e ^{Nat}Mg , para o ângulo de 10° . Há regiões do espectros que apresentam maior resolução de níveis com o alvo de isótopos de Mg	57
6.7	Espectro de posição das linhas referentes aos estados excitados dos núcleos ^{23}Mg , ^{24}Mg , ^{25}Mg , ^{11}C e ^{15}O , com base nos valores da tabela NNDC. A região de interesse para este trabalho está demarcada pela linha em vermelho.	58
6.8	Correção do campo magnético B. A parte com comportamento mais instável foi removida e a média foi obtida pela faixa determinada pelas barras verticais	59
6.9	Curva de calibração ajustado para os picos de ressonância ^{11}C e o gráfico de resíduos.	63
6.10	Espectro de rigidez magnética para as partículas ^4He da reação $^{12}\text{C}(^3\text{He},^4\text{He})^{11}\text{C}$ medido a 6° com o alvo de ^{12}C . Os valores numéricos indicam aos estados conhecidos do ^{11}C , de acordo com a tabela NNDC.	63
6.11	Espectros de energia de excitação do núcleo ^{11}C obtidos com o alvo de ^{12}C em diferentes ângulos de detecção. As linhas em vermelho indicam os estados identificados para o ^{11}C	66
6.12	Valores de rigidez magnética referentes aos estados excitados dos núcleos ^{23}Mg , ^{24}Mg , ^{25}Mg , ^{11}C e ^{15}O , com base nos valores da tabela NNDC [NND18] a 10°	68
6.13	Curva de calibração de $B\rho$ obtida com o ajuste de um polinômio de segunda ordem para os picos dos estados do núcleo ^{23}Mg . Na parte inferior da figura há o gráfico de resíduos, com marcação da linha de tolerância para o valor do resíduo de 10^{-4} T.m para a curva de rigidez magnética, que corresponde a 7 keV de flutuação no valor da energia de excitação.	69
6.14	Espectro de $B\rho$ das partículas de ^4He provenientes da reação $(^3\text{He},^4\text{He})$ com o alvo de ^{Nat}Mg . As linhas indicadas na figura correspondem as energias dos estados excitados dos núcleos ^{23}Mg , ^{11}C e ^{15}O , de acordo com a tabela NNDC.	71
6.15	Espectro de $B\rho$ para a reação $(^3\text{He},^4\text{He})$ com o alvo de ^{Nat}Mg , na faixa de 0.74 a 0.80 T.m. Nesta região há o domínio de estados dos isotopos de magnésio, com a apenas 2 picos referentes a estados [0] e [1] do ^{23}Mg	72

6.16	Espectro de $B\rho$ para a reação (${}^3\text{He}, {}^4\text{He}$) com o alvo de ${}^{Nat}\text{Mg}$, na faixa de 0.67 a 0.74 T.m. Nesta região há o domínio de estados referentes ao ${}^{23}\text{Mg}$	73
6.17	Espectro de $B\rho$ para a reação (${}^3\text{He}, {}^4\text{He}$) com o alvo de ${}^{Nat}\text{Mg}$, na faixa de 0.63 a 0.67 T.m. Nesta região temos os picos referentes ao ${}^{23}\text{Mg}$ de interesse para este trabalho.	74
6.18	Região de interesse do espectro de $B\rho$ para a reação (${}^3\text{He}, {}^4\text{He}$) com o alvo de ${}^{Nat}\text{Mg}$ obtido a 6°	75
6.19	Região de interesse do espectro de $B\rho$ para a reação (${}^3\text{He}, {}^4\text{He}$) com o alvo de ${}^{Nat}\text{Mg}$ obtido a 8°	75
6.20	Região de interesse do espectro de $B\rho$ para a reação (${}^3\text{He}, {}^4\text{He}$) com o alvo de ${}^{Nat}\text{Mg}$ obtido a 12°	76
6.21	Região de interesse do espectro de $B\rho$ para a reação (${}^3\text{He}, {}^4\text{He}$) com o alvo de ${}^{Nat}\text{Mg}$ obtido a 15°	76
6.22	Região de interesse do espectro de $B\rho$ para a reação (${}^3\text{He}, {}^4\text{He}$) com o alvo de ${}^{Nat}\text{Mg}$ obtido a 20°	77
6.23	Região de interesse do espectro de $B\rho$ para a reação (${}^3\text{He}, {}^4\text{He}$) com o alvo de ${}^{Nat}\text{Mg}$ obtido a 25°	77
7.1	Espectros de energia de excitação do ${}^{23}\text{Mg}$ obtidos a 6° , 8° , 12° , 15° e 30° . Os picos destacados e ligados por linhas verdes são referentes ao estado fundamental e primeiro estado excitado do ${}^{23}\text{Mg}$ e os contaminantes ${}^{24}\text{Mg}$ e ${}^{15}\text{O}$	79
7.2	Espectros de energia de excitação do ${}^{23}\text{Mg}$ obtidos a 6° , 8° , 12° , 15° e 30° , na faixa de 1.5 a 5 MeV. Os picos destacados e ligados por linhas laranja, vermelha e azul são referentes aos estados do ${}^{24}\text{Mg}$, ${}^{15}\text{O}$ e ${}^{11}\text{C}$, respectivamente, que apresentam comportamento de contaminantes, e os estados do ${}^{23}\text{Mg}$, em verde, utilizados na etapa de calibração.	80
7.3	Espectros de energia de excitação do ${}^{23}\text{Mg}$ obtidos a 6° , 8° , 12° , 15° e 30° , na faixa de 5.5 a 8.0 MeV. Os picos destacados são referentes aos estados do ${}^{15}\text{O}$ e ${}^{11}\text{C}$ e aos estados do ${}^{23}\text{Mg}$	81
7.4	Espectros de energia de excitação do ${}^{23}\text{Mg}$, na faixa de 7.5 a 9 MeV. Os picos destacados são referentes aos estados do ${}^{15}\text{O}$ e ${}^{11}\text{C}$ e os estados do ${}^{23}\text{Mg}$, de interesse para este trabalho.	82
7.5	Espectros de rigidez magnética na faixa de interesse para este trabalho, com a indicação dos picos ajustados nesta região.	86

7.6	Distribuições angulares obtidas para os estados [0], [1], [9] e [40] do ^{23}Mg , por meio da reação de transferência $^{24}\text{Mg}(^3\text{He},^4\text{He})^{23}\text{Mg}$, com energia do feixe de ^3He de 25 MeV	87
7.7	Seção de choque diferencial da reação de transferência $^{24}\text{Mg}(^3\text{He},^4\text{He})^{23}\text{Mg}$ para o estado fundamental, com as curvas de momento angular transferido calculado pelo código FRESCO.	89
7.8	Seção de choque diferencial da reação de transferência $^{24}\text{Mg}(^3\text{He},^4\text{He})^{23}\text{Mg}$ para o estado [40], com as curvas de momento angular transferido calculado pelo código FRESCO.	89
B.1	Gráfico de resíduos da curva de calibração de rigidez magnética, considerando todos os estados isolados do ^{23}Mg encontrados. A função de calibração é um polinômio de ordem 1.	98
B.2	Espectros de $B\rho$ obtidos a 10° , calibrado considerando os três cenários proposto.	99
B.3	Espectro de $B\rho$ com a indicação dos picos [40] e [42] em cada uma das curvas ajustadas. Nesta região do espectro as curvas apresentam um desvio, em especial a obtida com os picos acima do canal 9000. Ao adicionarmos as linhas tabelas do NNDC, percebemos que a curva do polinômio de segunda ordem descreve melhor esta região.	100

Lista de Tabelas

4.1	Estados ressonantes (acima do limiar) para o núcleo ^{23}Mg . Esses dados foram coletados do NNDC [NND18] e a numeração se refere a cada nível conhecido. O número em parenteses na coluna dos spins significa que esses valores não são bem determinados. O símbolo * representa qual reação foi utilizada para popular o respectivo estado.	32
6.1	Concentração elementar presente no alvo de ^{24}Mg	53
6.2	Concentração elementar presente no alvo de ^{Nat}Mg	55
6.3	Condições gerais do experimento NSI93	61
6.4	Valores do canal central obtidos para os picos de ressonância do ^{11}C , para um campo magnético de 1.00067 T e ângulo de detecção de 6°	62
6.5	Parâmetros de calibração para os espectros obtidos com o alvo de carbono	64
6.6	Informações sobre os estados do ^{23}Mg utilizados na calibração do espectro de rigidez magnética obtidos com o ângulo a 10° . A identificação numéricas dos estados e o valor da energia seguem o padrão da tabela NNDC, apresentada no Apêndice A, enquanto os valores de $B\rho$ são calculados considerando as características da reação e a perda de energia nas camadas do alvo.	70
6.7	Informações sobre os picos do ^{23}Mg utilizados em cada calibração e os valores obtidos para os parâmetros da curva de calibração. A numeração dos picos segue padrão apresentado no Apêndice A.	74
7.1	Valores de ângulo e número de partículas utilizados para o cálculo da seção de choque diferencial.	84
7.2	Resultados para o estado [0]	86
7.3	Resultados para o estado [1].	86
7.4	Resultados para o estado [9]	87
7.5	Resultados para o estado [40].	87

B.1	Parâmetros de calibração de rigidez magnética obtidos para o ajuste de polinômio de 1ª ordem, nas duas situações descritas no texto.	98
-----	--	----

Introdução

Em agosto de 2017, o interferômetro **LIGO**, *Laser interferometer Gravitational-Wave Observatory*, localizado no estado da Luisiana, nos Estados Unidos, registrou indícios de ondas gravitacionais originadas da colisão de duas estrelas de nêutrons [AAA+17]. As ondas gravitacionais são perturbações do tecido espaço-tempo, que podem ser geradas por eventos astronômicos de grande porte, como é o caso do que foi chamado de "Kilonova". Além da quantidade de radiação eletromagnética produzida neste evento, há sinais da nucleossíntese de elementos mais pesados, como ouro, platina e urânio, provenientes do chamado processo-r (captura rápida de nêutrons).

Os resultados obtidos no **LIGO** credenciaram os americanos Barry Barish, Kip Thorne, do Caltech, e Rainer Weiss, do MIT, ao prêmio Nobel de Física de 2017 e abriram uma nova porta para o estudo da síntese de elementos em estrelas e eventos explosivos [Com17]. Assim, estudar as reações nucleares que ocorrem no interior das estrelas e de eventos explosivos é de suma importância, seja para justificar e entender a abundância de elementos químicos ou para prever como será o futuro de nosso Universo. O campo da Física responsável por este estudo é a *Astrofísica Nuclear*, onde os conhecimentos da Física Nuclear são aplicados a problemas de astrofísica, como é o caso da nucleossíntese e da evolução estelar.

Neste escopo, esta dissertação se baseia no estudo das informações espectroscópicas do núcleo ^{23}Mg de interesse para astrofísica. Este núcleo está presente na estrela durante as fases de *Asymptotic Giant Branch*, tradicionalmente conhecida como estrelas **AGB**, e nos eventos explosivos de nova e supernova. Este núcleo participa do ciclo neônio-sódio (**NaNe**), que determina a abundância dos isótopos de magnésio e sódio. Além disso, este núcleo está associado a abundância do ^{22}Na , através da reação $^{22}\text{Na}(p,\gamma)^{23}\text{Mg}$.

Em 1974, os astrofísicos americanos Clayton e Hoyle propuseram que os raios gama de energia $E_\gamma=1.275$ MeV provenientes do decaimento beta do ^{22}Na poderiam ser utilizados para identificar de maneira indireta eventos explosivos tipo nova [Cla83]. Em 2002, o satélite INTEGRAL foi lançado ao espaço com a finalidade de detectar os fótons de raios gama emitidos pelo ^{22}Na , na tentativa de mapear as ocorrências de nova em nossa Galáxia [TS99]. Entretanto, este raio gama não foi detectado, indicando que

possa existir alguma incerteza na taxa de produção desse elemento. Assim, estudar os núcleos envolvidos nas reações relacionadas a abundância do ^{22}Na é de real importância para a compreensão da física envolvida nestes processos.

O núcleo de ^{22}Na tem ainda uma importante participação no chamado problema $Ne-E$, em que E é de extraordinário, onde existe uma inexplicada alta razão isotópica entre $^{22}\text{Ne}/^{20}\text{Ne}$ em meteoritos, quando comparada com aquela obtida em solo terrestre [AN78a]. Uma possível explicação para esta disparidade é que estes meteoritos são gerados em eventos de alta temperatura, como o caso de explosões de nova. Dessa forma, o decaimento beta do ^{22}Na determinaria a abundância do núcleo ^{22}Ne [Toy94]. Em contrapartida, uma porção do ^{22}Na é consumida pela reação $^{22}\text{Na}(p,\gamma)^{23}\text{Mg}$, nos cenários em que a temperatura do meio estelar varia de $T_9=0.1$ até 0.5 K, para eventos tipo nova. O valor da taxa de reação $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$ também é importante para discutir a abundância do ^{22}Ne que deveria ser produzida pela reação de decaimento beta.

Uma forma de obter informações sobre as ressonâncias do ^{23}Mg é por meio de determinadas reações que possam popular os estados próximos e acima do limiar de decaimento de prótons (S_p) no valor de 7.577 MeV. As reações de transferência, por serem seletivas, são as mais indicadas para realizar estudos espectroscópicos. Através de reações de transferência podemos obter informações não apenas da energia e largura, mas também sobre os momentos angulares transferido e com isso inferir sobre os momentos angulares de spin e paridade dos núcleos residuais

Nesse trabalho, o núcleo ^{23}Mg foi estudado por meio da reação de transferência $^{24}\text{Mg}(^3\text{He},^4\text{He})^{23}\text{Mg}$. O feixe de ^3He foi obtido no acelerador Tandem, presente no Laboratório Orsay Tandem-ALTO, na França. As partículas de ^4He originadas da reação foram então analisadas utilizando espectrômetro magnético *Split-pole*.

A primeira parte desta dissertação compreende em uma breve apresentação teórica sobre a astrofísica nuclear e as reações nucleares de interesse. O Capítulo 1 traz um relato sobre a evolução estelar, com especial foco nas estrelas de baixa e média massa, no qual está presente a fase AGB. Neste capítulo também é apresentado as informações sobre os eventos de nova e super-nova. No Capítulo 2, apresentamos uma discussão sobre os ciclos de nucleossíntese importantes para estes trabalho. Já no Capítulo 3 há uma breve apresentação sobre os mecanismos das reações nucleares no meio estelar e o estudo de reações não-ressonantes e ressonantes. Por fim no Capítulo 4, apresentamos informações experimentais e teóricas obtidas na literatura sobre o núcleo ^{23}Mg que é o principal interesse para deste trabalho.

Na segunda parte é apresentada a descrição do arranjo experimental utilizado na obtenção dos dados e detalhes sobre o processo da análise dos mesmos. No Capítulo 5 apresentamos detalhes sobre a extração do feixe de ^3He , funcionamento geral do espectrômetro e a montagem eletrônica utilizada na aquisição dos dados deste experimento.

No Capítulo 6 temos detalhes sobre o processo de análise dos dados.

A terceira parte é a apresentação dos resultados obtidos e as conclusões deste trabalho. No Capítulo 7 apresentamos as calibrações em rigidez magnética obtidas para os espectros de posição do ^{23}Mg e a identificação dos picos correspondentes aos estados excitados do ^{23}Mg . Ainda há um estudo sobre a consistência da calibração obtida, os contaminantes presentes no espectro das reações, identificação dos estados de energia de interesse e a distribuições angulares (curvas de seção de choque) para determinados estados de ressonância. Finalmente, no Capítulo 8 apresentamos as conclusões obtidas e projetamos possibilidades de trabalhos futuros com estas reações.

Parte I

Fundamentação Teórica

Astrofísica Nuclear

"Remember to look up at the stars and not down at your feet. Try to make sense of what you see and wonder about what makes the universe exist. Be curious.

HAWKING, S.(1942★ - 2018†).

Sumário

1.1 Diagrama HR e a Classificação das estrelas	5
1.2 Evolução estelar: estrelas de baixa e média massa	6
1.3 Evolução estelar: estrelas de alta massa e eventos explosivos	10

Em meio aos diversos corpos que estão presentes no Universo, as estrelas são as que mais chamam atenção da astrofísica nuclear, já que seus processos de formação e evolução guardam muitos segredos importantes. Na primeira parte deste capítulo, seção 1.1, apresentamos a estrutura do **diagrama Hertzsprung-Russel**, comumente conhecido como diagrama HR, muito útil para classificação das estrelas e por permitir uma descrição das etapas de evolução destas. Na seção 1.2 temos uma descrição da evolução das estrelas de baixa e média massa, enquanto a sequência da seção 1.3 apresenta as etapas de evolução de estrelas de massa alta e eventos explosivos.

1.1 Diagrama HR e a Classificação das estrelas

O diagrama observacional denominado de diagrama HR foi apresentado em um artigo de 1930, como uma proposta dos astrofísicos Ejnar Hertzsprung (1873 -1967) e Henry

Norris Russel (1877-1957), para relacionar a luminosidade das estrelas com a temperatura em sua superfície [AN78b]. O diagrama HR foi desenvolvido para grupos de estrelas com distâncias conhecidas. O resultado disso foi uma distribuição de pontos, onde cada ponto corresponde a uma estrela, e com a presença de algumas faixas de concentração, como ilustra a Figura 1.1. A concentração de pontos em faixas permitiu a classificação das estrelas e uma descrição de como poderia ocorrer a evolução destas.

De forma geral, o diagrama HR teórico apresenta a luminosidade versus temperatura das estrelas. Nas diagonais temos informações sobre a massa da estrela, crescendo do canto inferior direito para o canto superior esquerdo, e o tamanho, crescendo do canto inferior esquerdo para o canto superior direito. Também é comum normalizarmos as informações do diagrama em termos dos valores de massa, raio, temperatura da superfície e luminosidade do Sol. Como referência, os valores da massa do Sol (M_{\odot}), do raio do Sol (R_{\odot}), da temperatura do Sol (T_{\odot}) e da luminosidade do Sol (L_{\odot}) são:

$$\begin{aligned} M_{\odot} &= 1.989 \times 10^{30} kg, \\ R_{\odot} &= 6.96 \times 10^5 Km, \\ T_{\odot} &= 5778K, \\ L_{\odot} &= 3.86 \times 10^{26} W. \end{aligned} \tag{1.1}$$

Na região diagonal deste diagrama está localizada a maior parte das estrelas conhecidas, e recebe o nome de **sequência principal**. A região pouco densa abaixo da sequência principal estão localizadas as estrelas classificadas como **anãs-brancas**, enquanto na parte superior temos as estrelas **gigantes** e as estrelas **supergigantes** [eWil88]. A temperatura permite ainda uma classificação por cores. Na Figura 1.1 é indicada a região das gigantes vermelhas e supergigantes vermelhas, que são as regiões de maior interesse neste trabalho, assim como a posição do Sol neste diagrama.

1.2 Evolução estelar: estrelas de baixa e média massa

A fase inicial da evolução estelar é a formação da **protoestrela**, que será o berço de estrelas e de planetas. Em alguma região do espaço pode existir uma região mais densa de matéria, no qual inicia-se o processo de fragmentação de nuvens moleculares. Eventos explosivos podem desencadear um movimento de matéria que forma um disco de poeira e gás em torno dessa região mais densa. O gás é então confinado na região central do disco, pela ação das linhas de campo magnético, enquanto a poeira é levada para as extremidades.

A região central gasosa deste disco é a protoestrela que irá iniciar um processo de contração. Durante a contração, a densidade do gás aumenta, levando ao gradual

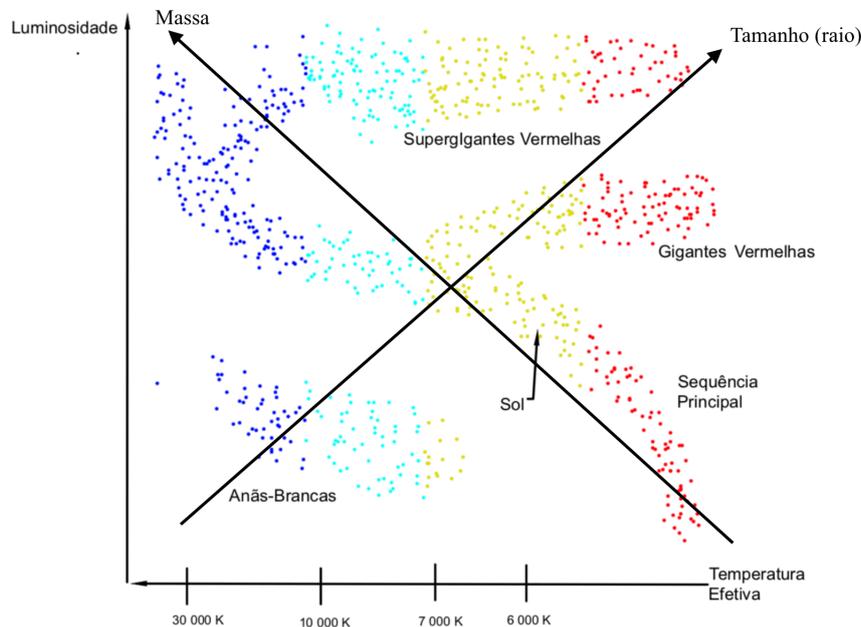


Figura 1.1: Classificação das estrelas no diagrama teórico HR.

aumento de temperatura no seu interior, até o momento em que inicia-se a queima do hidrogênio. Neste estágio a protoestrela evolui para uma estrela **Sequência Principal**, estabelecendo um equilíbrio entre a a força gravitacional, que levaria ao colapso da estrela, e a força expansiva da pressão do gás devido a temperatura .

A próxima etapa da evolução estelar depende da massa original da protoestrela. Ao observar a Figura 1.1, percebe-se que há uma grande variação de massa e tamanho, nas estrelas da sequência principal, apesar de todas estarem em fase de combustão de hidrogênio. Porém, se a massa gasosa possuir massa M inferior a $0.08M_{\odot}$ ¹, não haverá temperatura suficiente para iniciar esta reação nuclear. Então, estes astros recebem o nome de **anãs-marrons** ou ainda estrelas frustradas. No intervalo de $0.08M_{\odot} < M < 0.5M_{\odot}$, há a ignição da queima de hidrogênio, que converte 4^1H em ^4He . Estas estrelas são então vermelhas e atualmente chamadas de **anãs vermelhas**. Ao final do seu processo evolutivo, podem transforma-se em anãs brancas de hélio.

As estrelas que enquadram-se no intervalo de $0.5M_{\odot} < M < 5M_{\odot}$ apresentam a combustão de hidrogênio em hélio, e também a conversão de ^4He em ^{12}C e ^{16}O . A evolução destas estrelas é um pouco mais complexa, algo que tem merecido especial atenção, pelo fato que Sol estar presente nesta faixa. A estrutura de uma estrela

¹Os intervalos de massa considerados neste trabalho são aproximados como indica a referência [eBra09]

como o Sol, pode ser dividida em três camadas: a primeira é o caroço, em que ocorre a efetiva combustão do hidrogênio, sendo o "coração" da produção de energia. Logo acima, há uma camada de hidrogênio que irá receber a energia do caroço, por meio da radiação. Na porção mais externa há uma zona de hidrogênio inerte que transporta energia por meio de correntes de convecção. Ao redor desta camada há a fotosfera, que é a superfície visível do Sol. A Figura 1.2 apresenta um esquema de cada zona e o respectivos processos de propagação de calor.

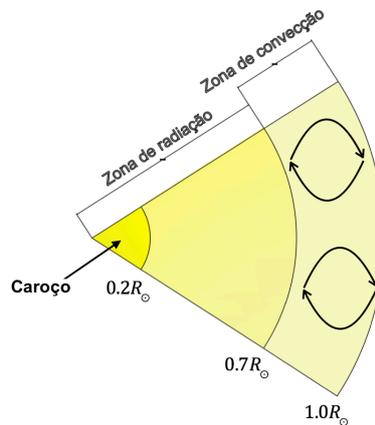


Figura 1.2: Estrutura interna do Sol e os processos de propagação de calor.

Em um dado momento, o combustível central irá terminar, diminuindo a pressão interna do gás. Com isso, a energia potencial gravitacional volta agir livremente causando uma nova contração, com hélio produzido para o centro da estrela. Assim, as camadas internas passam a atingir temperatura suficiente para colocar em combustão o hidrogênio, empurrando as camadas mais externas (incluindo a fotosfera) para fora da estrutura, aumentando o tamanho da estrela. Neste estágio, a fotosfera pode chegar até $170 R_{\odot}$, de forma que os planetas mais próximos ao Sol seriam engolidos. Apesar do aumento da luminosidade, a temperatura da superfície cai para pouco menos de $T_{\text{ef}}=3$, de forma que o Sol estará inchado e vermelho. No caroço central é iniciado a queima de hélio, pelo aumento da temperatura nesta região. No diagrama HR, o Sol passaria a ocupar o grupo das estrelas gigantes, mais precisamente **Gigantes Vermelhas**, e o processo da sequência principal até este ponto é chamado de *red giant branch* (ramo da gigante vermelha, tradução livre) ou ainda de **fase RGB**.

A estrela então passa a queimar cada vez mais hidrogênio, de forma que o caroço de hélio, mais denso, aumenta gradativamente, forçando os elétrons ao estado de degenerescência. Em função do princípio de Linus Pauling, os elétrons passam a imprimir uma pressão de degenerescência, aumentando a temperatura do hélio para aproximada-

mente $T_9=10$, iniciando o processo de captura tripla de partículas alfa, gerando o ^{12}C . O processo de combustão tripla de partículas alfa é chamado de *hélio flash*, no qual ocorrem explosões instatâneas expulsando pequenas porções de massa da estrela.

Após a etapa de *hélio flash*, a estrela estabiliza duas regiões de reações nucleares intensas: a camada intermediária, que mantém a combustão do hidrogênio, e o caroço, onde ocorre a conversão de hélio em carbono e oxigênio. Com isso, a estrela diminui de tamanho, mantém a luminosidade e aumenta de temperatura, na fase que é denominada de *horizontal branch* (ramo horizontal, tradução livre) ou ainda como **fase HB**. No digrama HR, isto é representado como uma linha quase constante no eixo da luminosidade, tendendo a temperatura maiores [eWil88].

A captura tripla de partículas alfa ocorre por um período de 100 milhões de anos, onde uma grande quantidade de hélio é convertida em carbono. Em função da densidade, surge um novo caroço, agora formado por carbono, mas de forma que as camadas de hélio e hidrogênio ao redor mantém os processos de combustão. Neste estágio a estrela passa para a **fase AGB**, ou seja, *Assymptotic giant branch* (ramo gigante assintótico, tradução livre). Na Figura 1.3 apresentamos esquematicamente as camadas internas de uma estrela AGB, no qual o esquema de cores e escala não corresponde a realidade. No caroço ainda é possível encontrar uma pequena concentração de oxigênio.

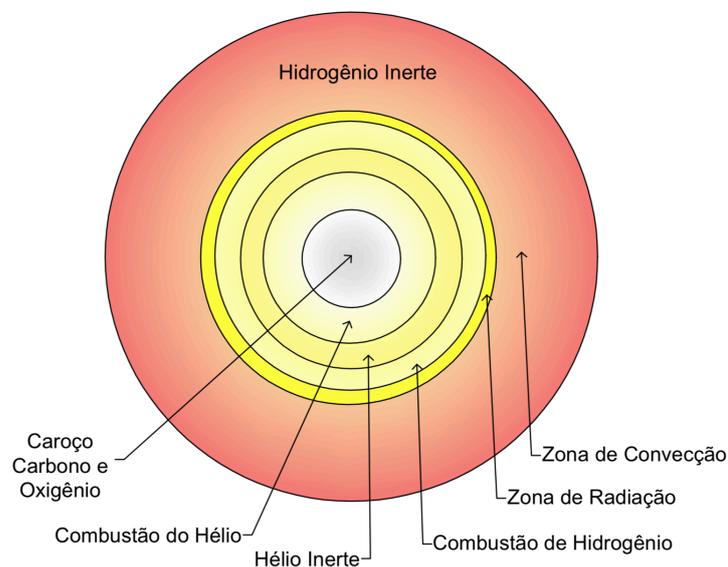


Figura 1.3: Estrutura interna de uma estrela durante a fase AGB.

No diagrama HR, esta fase é ilustrada como um aumento considerável do tamanho da estrela, como ocorre na fase RGB, porém com um luminosidade muito maior. A

estrela na fase AGB é instável, com pulsações que ejetam camadas de gás para meio inter estelar. Ao final, apenas o caroço de carbono com pouco oxigênio irá sobreviver, mas sem energia suficiente para começar o processo de combustão destes elementos. A estrela então torna-se um anã-branca, fria e sustentada pela pressão de degenerescência dos elétrons. Sem uma fonte de energia, a estrela remanescente irá esfriar gradualmente até tornar-se uma "anã-negra"[eBra09]. Na Figura 1.4 representamos as fases de evolução de uma estrela de baixa massa, como o Sol, discutidas nesta seção e as respectivas posições no diagrama HR.

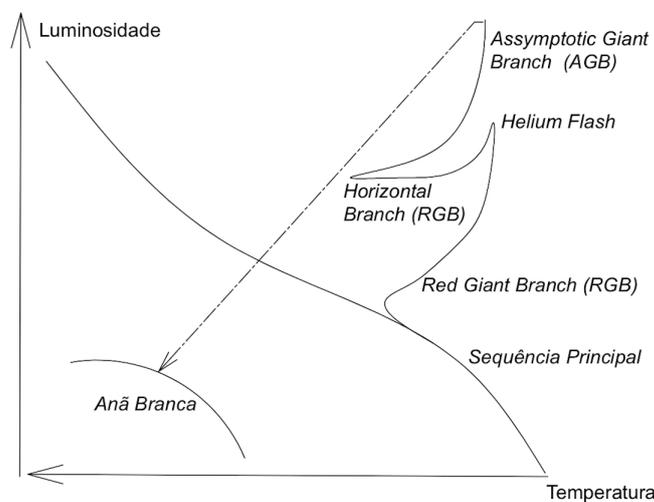


Figura 1.4: Evolução de uma estrela de massa baixa como o Sol no diagrama HR teórico.

1.3 Evolução estelar: estrelas de alta massa e eventos explosivos

Para estrelas de maior massa, o processo de evolução passa por outras fases além da AGB. A principal característica destas fases, é a possibilidade de combustão e síntese de novos elementos. De forma geral, podemos sistematizar:

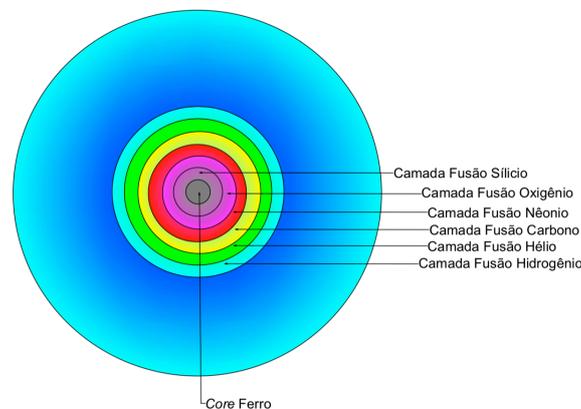
- Para estrelas com massas $5M_{\odot} < M < 7M_{\odot}$: a estrela pode iniciar a combustão de carbono e oxigênio nas camadas mais internas, geradas durante a fase AGB. Assim, os núcleos de ^{12}C e ^{16}O são convertidos em ^{20}Ne e ^{24}Mg .

- Para estrelas com massas $M > 7M_{\odot}$: a estrela pode iniciar a combustão do neônio e do magnésio. A estrela então, passa a ser composta por várias camadas de combustão, recoberta pela zona de convecção. Como os elementos mais pesados são levados ao centro desta, a temperatura do caroço chega ao valor de limite de efetuar a combustão do ^{24}Mg e ^{20}Ne em ^{28}Si , que por ventura é convertido em ^{52}Fe e depois em ^{56}Ni .

O limite de produção de núcleos nas estrelas por fusão é o ^{56}Fe , denominado classicamente de pico de ferro, marcando o final da evolução de estrelas de massas intermediárias. O motivo para isso é o fato de que as reações de fusão passam a ser energeticamente desfavoráveis para síntese de núcleos de maior massa.

Após o início da combustão do carbono e do oxigênio, a formação de novas camadas de combustão é cada vez mais rápida. Então, estrelas de maior massa possuem uma região central formada por mais camadas, com um caroço de ferro. Porém, boa parte da estrela ainda é uma zona convectiva, permitindo a formação de elementos mais pesados por outras reações nucleares. Um esquema das camadas na estrela é apresentado na Figura 1.5, em que as cores são apenas efeito artístico.

Figura 1.5: Esquema de camadas em um estrela gigante, na fase final de evolução



Para sintetizar elementos mais pesados que o ferro precisamos de energia que pode ser proveniente de eventos explosivos, chamados de **nova** e **supernova**. O evento **Nova** é caracterizado por uma explosão gerada pela interação de um sistema binário formado por uma estrela central mais compacta, que pode ser uma anã branca e uma estrela de maior tamanho, como estrelas na sequência principal. Neste sistema, a energia potencial gravitacional de cada estrela é dominante nas regiões próximas a si. Após determinado limite de distância, a densidade da estrela central começa a prevalecer, região chamada de *limite de Roche*.

A medida que a estrela companheira aumenta de tamanho, a mistura de hidrogênio com metais pesados, passa a ser atraída para a estrela central, formando um disco ao redor desta, com o nome de disco de acreção. Com o acúmulo destes materiais ao redor da anã branca, a pressão começa a aumentar sobre esta camada até causar um *flash de hidrogênio*, algo semelhante ao que ocorre com o *flash de Hélio*, na fase AGB. Dessa forma, há uma espécie de explosão de alta luminosidade na camada de hidrogênio, onde a radiação eletromagnética (fótons) é lançada no espaço gerando o que é chamado de explosão de nova.

A estrela central, muitas vezes não sofre grandes perdas de massas nestas explosões, assim é comum haver recorrência nestes eventos. O intervalo entre as explosões de novas recorrentes pode variar de um período de semanas até ano, dependendo da massa disponível na estrela companheira ou ainda da estrela central [eWil88]. Na Figura 1.6 apresentamos uma representação artística comum do evento explosivo nova, com o disco de acreção e a explosão de alta energia. Durante este fenômeno, as camadas do material acrescido emitem radiação, na faixa dos raios X, gerando o evento chamado de *X-ray Star* ou ainda *X-ray Burst*, na sua forma mais genérica.



Figura 1.6: Representação artística de um evento nova, no qual uma anã branca atrai a massa de uma estrela gigante vermelha, formando o disco de acreção, que será o combustível para a explosão. Créditos: David A. Hardy e PPARC.

No começo do século XX, foi observado um evento explosivo, cuja magnitude absoluta era, ao menos, sete vezes maior que a detectada em um evento tipo nova. Este evento então recebeu o nome de "supernova" pelo alemão Walter Baade e pelo suíço Fritz Zwicky, a partir de dados do Observatório de Monte Wilson, na Califórnia [eBra09]. A proposta deles é de que ao final deste evento, a estrela de maior massa é convertida em uma estrela de alta densidade, chamada de *estrela de nêutrons*. Estes são eventos

raros em nossa galáxia, tanto que a primeira observação com equipamentos modernos foi a supernova SN1987A, que ocorreu na grande Nuvem de Magalhães, no ano de 1987.

As supernovas são classificadas, pelos astrônomos, em termos das linhas espectrais observadas em tais eventos. Assim, temos:

- **Supernova Tipo I:** o espectro deste evento não apresenta as linhas de absorção do hidrogênio;
- **Supernova Tipo II:** no espectro de absorção há linhas de hidrogênio, da série de Balmer.

As supernovas do tipo II são os eventos mais extremos, no qual a estrela massiva converte-se em uma estrela de nêutrons, e a camada mais interna de hidrogênio é destruída. As linhas de hidrogênio então observadas são resquícios do hidrogênio localizado na camada externa. A supernova tipo I, pode ser subdividida em dois grupos:

- **Supernova Tipo Ia:** não apresentam linhas de absorção do hidrogênio e do hélio, com indicação de linhas de ferro, no momento em que sua luminosidade decai;
- **Supernova Tipo Ib:** não apresentam linhas de absorção do hidrogênio, mas possuem linhas de hélio em seu espectro.

Os eventos de supernova tipo II e tipo Ib são semelhantes. Porém a falta de linhas de hidrogênio no segundo caso, significa que a estrela perdeu sua camada deste elemento pela ação do vento solar e assim, a explosão fica restrita ao colapso do caroço. No caso da supernova tipo Ia, o caroço de carbono da anã-branca é altamente pressionado pela massa acrescida da estrela companheira. Com isso, o processo de fusão descontrolada do carbono é iniciada de tal forma que a energia é contida até a síntese do ferro. Ao final, a anã branca implode sua massa, ejetando uma grande quantidade de ferro no meio interestelar [eBra09]. Ao final destes eventos explosivos, ainda é possível gerar **buracos negros**, desde que o caroço remanescente seja extremamente massiva.

As descobertas do LIGO, no ano de 2017, abriram margem para um novo tipo de evento explosivo, de intensidade muito maior que as supernovas, cujo nome apropriado foi de **kilonova**. Neste caso extremo, supõem-se que o sistema binário é composto por estrelas de nêutrons e/ou buracos negros. Uma assinatura desse evento é uma alta emissão de radiação gama, gerando o fenômeno de *Gama Ray Burst* e a energia é capaz de desencadear a síntese de elementos mais pesados como ouro, platina e urânio através do processo-r (captura rápida de nêutrons). Porém, a inserção destes eventos na "zoologia estelar" requer mais pesquisas e estudos.

Nucleossíntese estelar

"The nitrogen in our DNA, the calcium in our teeth, the iron in our blood, the carbon in our apple pies were made in the interiors of collapsing stars. We are made of starstuff."

SAGAN, C.(1934★ - 1996†).

Sumário

2.1	Nucleossíntese durante a fase AGB	16
2.1.1	O Ciclo CNO	17
2.1.2	O Ciclo NeNa	18
2.2	Nucleossíntese em eventos explosivos	19

A evolução estelar permite a formação e síntese de diversos elementos por reações nucleares de captura de prótons ou nêutrons. Desta forma, a estrela apresenta uma série de isótopos em sua constituição que muitas vezes não são estáveis, podendo decair em outros elementos, até transforma-se em um núcleo estável. Na Física nuclear, os isótopos produzidos de determinado elementos são apresentados na tabela de isótopos, como ilustramos na Figura 2.1. Na figura há uma linha central, em preto, que representa os núcleos considerados estáveis. Além disso, indicamos os processos astrofísicos que são responsáveis pela síntese destes elementos. Por exemplo, elementos de massa superior ao ^{56}Fe necessitam de ambientes de alta energia, produzidos em eventos explosivos [Kla10].

A tabela de isótopos foi concebida de tal maneira que os elementos químicos foram organizados na vertical pela quantidade de prótons que possuem em seu núcleo e horizontalmente pela quantidade nêutrons. A linha limite de prótons e nêutrons que podem

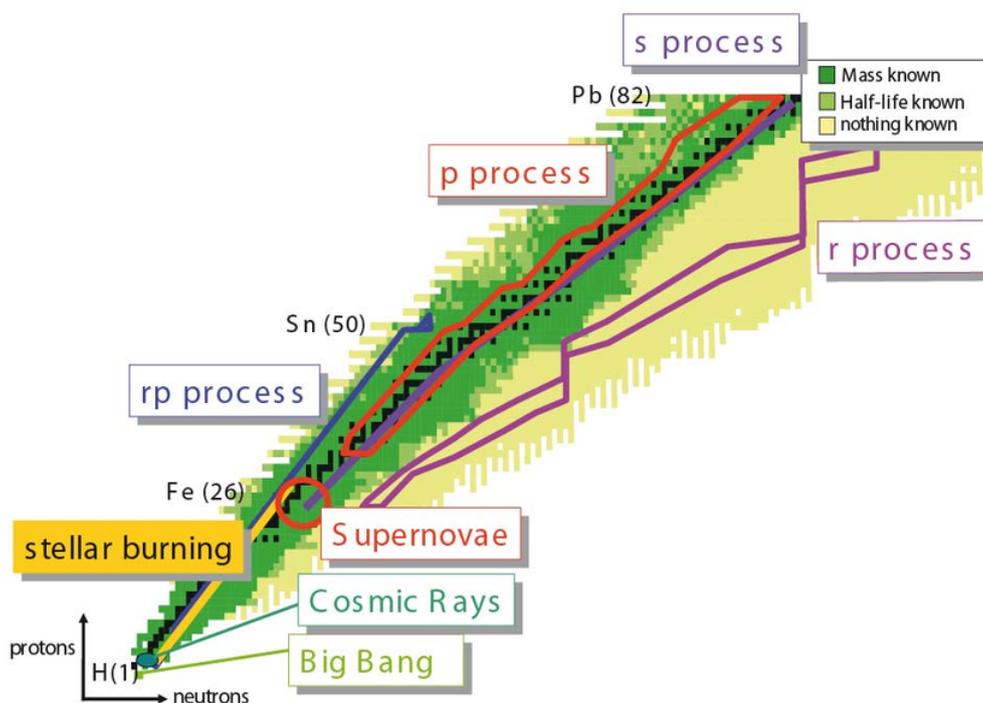


Figura 2.1: Representação da tabela de isótopos, com as fases da evolução estelar em que são sintetizados e o processo de reações nucleares envolvidas [Kla10] .

ser adicionados ao núcleo, são determinadas pelas *drip-line* de prótons e nêutrons, respectivamente. As estrelas sintetizam os elementos a partir do hidrogênio, que após sua sequência de combustão é convertido para hélio e assim sucessivamente. Os elementos e seus isótopos são sintetizados por determinados processos astrofísicos, dentre eles temos:

- **Processo-r:** caracterizado como *captura rápida¹ de nêutrons*, os núcleos são bombardeados por uma quantidade de nêutrons muito intensa, de forma que estas capturas produzem elementos ricos em neutros e fora da zona de estabilidade. Posteriormente, estes núcleos decaem por emissões β até chegarmos a elementos próximos a linha de estabilidade. Este é um processo que ocorre em eventos explosivos, como a supernova e possivelmente kilonovas, e pode resultar em elementos de elevada massa, como ouro, platina e urânio.
- **Processo-p:** caracterizado como *captura de prótons*, este processo ocorre pela

¹A captura é rápida no sentido de que o núcleo não deve ter tempo para sofrer decaimento radiativo antes de que outra partícula seja capturada

captura lenta de prótons, por meio da reação (p,γ) . Neste caso, os elementos produzidos não conseguem afastar-se muito da linha de estabilidade, pois o decaimento beta é mais rápido que a captura de prótons.

- **Processo-rp:** caracterizado como *captura rápida de prótons*, este ocorre quando a temperatura do meio é alta o suficiente para que a captura de prótons seja mais rápida que o decaimento beta, permitindo a síntese de núcleos ricos em prótons. O meio em questão deve ser rico em prótons, basicamente hidrogênio ionizado, para garantir o fluxo mínimo neste processo. Assim, sistemas binários de anãs-brancas com uma estrela gigante vermelha, são favoráveis a este processo, dominante em eventos explosivos tipo nova.
- **Processo-s:** caracterizado como a captura lenta de nêutrons, que similarmente ao processo-p, não consegue produzir elementos muito ricos em nêutrons. Como a captura de nêutrons é mais lenta que o decaimento beta, a criação de isótopos muito ricos em nêutrons é comprometida.

Vale resaltar aqui que nessa tabela de nuclídeos temos em torno de 300 elementos (considerando os isótopos) conhecidos e cerca de 3.000 nuclídeos com suas propriedades totalmente desconhecidas. Na Física Nuclear esses nuclídeos desconhecidos são chamados de Terra Incógnita. Com o avanço das tecnologias de produção de feixes radioativos esses núcleos tem sido agora investigados. A investigação da estrutura desses núcleos é atualmente uma das áreas mais ativas da Física Nuclear.

2.1 Nucleossíntese durante a fase AGB

A fase AGB de uma estrela é altamente ativa na produção de isótopos de núcleos leves e de média massa. Como foi apresentado na seção 1.2, a estrela na fase AGB apresenta camadas de combustão de hidrogênio e hélio. Além disso, há reações de captura de prótons através de alguns ciclos, como *CNO*, *NeNa* e *MgAl*, que ocorrem nas camadas de hélio e hidrogênio inerte [Kar03]. Outro efeito presente nesta fase é a captura de nêutrons, via processo-s, que por sua vez são liberados nas reações de captura α pelos núcleos ^{13}C e ^{22}Ne .

Após a fase de *hélio flash*, as duas camadas de combustão da estrela são bem determinadas, e cobertas por uma região de gás inerte. A camada superior, denominada de zona de convecção (Veja Figura 1.2) está repleta de elementos produzidos nas outras fases de evolução estelar, que entrarão em contato com a camada de combustão de hidrogênio. Este movimento é garantido pelas correntes de convecção nesta região, e podem iniciar um processo de queima, chamado de *hot bottom burning* (HBB). Para que isso ocorra,

é necessário que a estrela tenha uma massa intermediária de $3.5M_{\odot} < M < 5 - 8M_{\odot}$ e a temperatura da zona convectiva seja de $T_9=0.2$.² [Kar03].

A fase HBB é caracterizada pela produção de diversos núcleos por meio de reações (p,α) e (p,γ) [Kar03]. Com o aumento da temperatura, as capturas de prótons promovem a formação de ciclos: inicialmente estabelece-se o ciclo **CNO** ($T_6=35$)³, seguido do ciclo **NeNa**, quando a temperatura chega a $T_6=50$ K, e por fim o ciclo **MgAl**, quando a temperatura atinge $T_6=70$. [Set07].

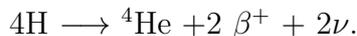
2.1.1 O Ciclo CNO

O ciclo CNO (carbono - nitrogênio - oxigênio) é ativado quando a energia térmica é suficiente para permitir o tunelamento quântico dos prótons. A quantidade de ^{14}N produzida nesta etapa é mantida quase constante, de forma que possa alimentar reações que envolvem o processo-s.

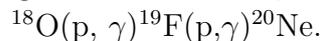
O ciclo CNO pode ser representado pela sequência de reações:



De forma que no final teremos a conversão de 4 hidrogênios em um núcleo de ^4He sem o consumo dos elementos C, N e O, que funcionaram apenas como catalisadores da reação:



O aumento da temperatura nesta região estelar, faz com que as reações (p,α) sejam mais privilegiadas do que as reações (p,γ) , impedindo a formação de núcleos mais pesados. Uma quantidade de ^{12}C passa a ser destruída quando a temperatura chega a $T_9 \geq 0.02$. Dessa forma, a quantidade de ^{15}N é consumida por uma série de reações até chegar ao ^{18}O , como ilustra a Figura 2.2. Com isso, a sequência de reações leva:



Neste ponto ocorre a quebra do ciclo CNO, e com a alta produção do isótopo de nêonio, iniciado um novo ciclo, denominado de *Ciclo NeNa*. O ciclo CNO é um dos mais importantes na evolução estelar, sendo a base para os ciclos subsequentes. Uma revisão mais extensa sobre este assunto pode ser obtida na referência [Ber09] e pode ser esquematizada na figura 2.2. Nesta figura apresentamos de forma sumariada as etapas do ciclo CNO e os devidos isótopos que são sintetizados.

²O símbolo T_9 corresponde a temperatura de 10^9 K, ou seja *GK*.

³O símbolo T_6 corresponde a temperatura de 10^6 K, ou seja *MK*.

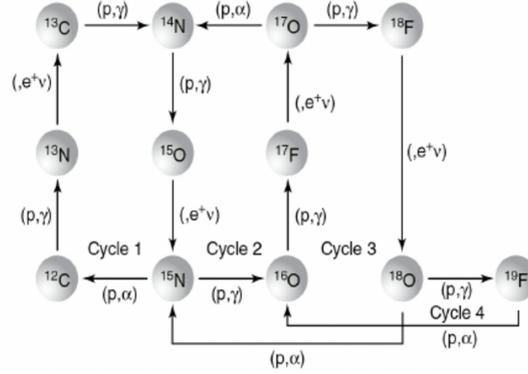


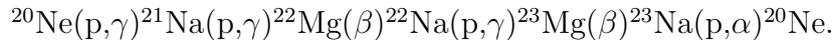
Figura 2.2: Representação esquemática do ciclo CNO, com as respectivas fases e reações de interesse [Ber09].

2.1.2 O Ciclo NeNa

Após o ciclo CNO, é possível que a estrela na fase HBB possa iniciar os ciclos *NeNa* (néonio-sódio) e *MgAl* (magnésio-alumínio), dependendo de sua massa inicial e da quantidade de material sintetizado na fase anterior. Estes ciclos são responsáveis pela formação dos isótopos de sódio e magnésio, em especial os isótopos ^{23}Mg e ^{23}Na . Para que essas reações ocorram é necessário uma temperatura média de $T_9=0.05$ de forma que as reações de captura prótons geram:

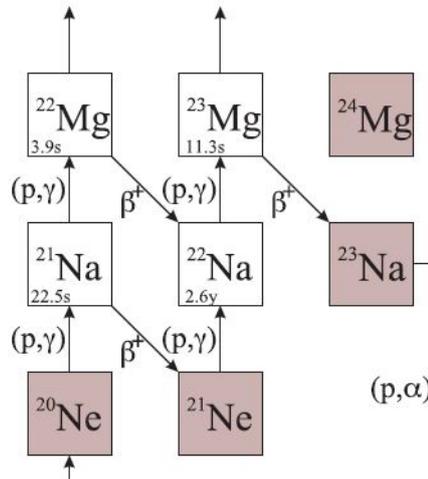


denominado de Ciclo NeNa frio. Uma outra opção para este ciclo é denominado de ciclo NeNa *hot*, que ocorre em ambientes com temperatura um pouco mais altas, com as reações:



Um dos aspectos mais importantes deste ciclo é a produção do isótopo ^{22}Na , utilizado como elemento traçador em meteoritos e de eventos explosivos de nova. Nas estrelas AGB, a abundância do ^{23}Na é determinada pela captura rápida dos prótons do ^{22}Ne , que são consumidos durante a fase HBB. Posteriormente, a captura de prótons pelo núcleo ^{23}Na é muito lenta, de forma que este é sintetizado de forma muito eficiente nesta fase, até o consumo total dos isótopos do néonio. Neste meio tempo, o ^{12}C é carregado pela zona de convecção, e pode ser convertido em ^{14}N , substituindo o núcleo ^{22}Ne no ciclo.

Figura 2.3: Representação esquemática do ciclo NeNa, em que os quadrados em brancos indicam as espécies radioativas. Adaptado de [Sal10].



2.2 Nucleossíntese em eventos explosivos

O processo de nucleossíntese em eventos explosivos tipo *nova* depende, em primeira instância, da constituição atômica da companheira anã-branca. Com o aumento do disco de acreção da companheira anã branca, uma quantidade de hidrogênio interage com tais núcleos, desencadeando processo de captura de prótons e nêutrons, favorecidos pela alta temperatura do meio. As explosões de nova são classificadas em dois grupos: as de caroço anã branca CO, ou seja, com traços de carbono e oxigênio, e caroço anã branca ONe, ou seja, com traços de oxigênio e neônio.

As explosões de natureza anã branca CO possuem uma atividade nuclear mais baixa, de forma que a síntese de elementos seja restrita aos isótopos de oxigênio com pequenas quantidades de outros elementos. Já as explosões de caroço anã branca ONe possuem uma atividade nuclear mais elevada, podendo sintetizar elementos como sílico, quando a massa da anã branca é de $1.15 M_{\odot}$, ou ainda o cálcio, quando a massa é de pelo menos $1.35 M_{\odot}$. Com isso, os espectros deste eventos contém a presença de isótopos de fósforo, enxofre, cloro ou argônio [JH07].

Os ciclos de reações nucleares nos eventos tipo nova são semelhantes aos que ocorrem na fase HBB da estrela na fase AGB. Assim, a discussão dos ciclos CNO e NeNa, realizadas nos tópicos anteriores, também podem ser aplicadas para explosões de novas. Em especial, destaca-se dois isótopos: ^{26}Al e ^{22}Na , que são sintetizados em grande quantidade em eventos que envolvem anãs-brancas com caroço de ONe.

O isótopo ^{22}Na emite um fóton de raios γ de energia 1.275 MeV no decaimento beta para ^{22}Ne , e possui um tempo de vida média aproximado de 3.75 anos. A síntese deste elemento é mantida pela reação $^{20}\text{Ne}(p,\gamma)^{21}\text{Na}$, que é iniciada pelo ^{20}Ne ou do ^{23}Na , seguida do decaimento (p,γ) . Como o ^{20}Ne requer temperatura acima de $T_9=0.4$ para iniciar o processo de queima, a anã branca deve ser muito maciça, para que seja possível a produção considerável deste isótopo.

Dessa forma, a detecção de radiação γ proveniente do ^{22}Na , poderia ser um indicativo da ocorrência de uma explosão de nova provocada por uma anã-branca de caroço ONe. Apesar desta possibilidade, até o momento não foi detectado nenhum fóton com essa energia, mesmo em regiões onde há indícios da ocorrência destas explosões ⁴. O lançamento do satélite INTEGRAL, em 2002, não conseguiu resolver esta questão, mesmo apresentando uma maior sensibilidade de detecção para radiação gama.

Com isso justificamos a necessidade do estudo dos núcleos envolvidos na abundância do ^{22}Na , a fim de contribuir com situações como a ausência de detecção do decaimento beta deste núcleo. Em especial, este trabalho está baseado na determinação de informações espectroscópicas do núcleo ^{23}Mg , como indicador do consumo do ^{22}Na via ciclo NeNa. O núcleo ^{23}Mg está ligado com o ^{22}Na por meio da reação $^{22}\text{Na}(p,\gamma)^{23}\text{Mg}$.

⁴Um indicativo da ocorrência de uma explosão tipo nova é a detecção do raios γ de valor 1.809 MeV proveniente do ^{26}Al , com um tempo de meia vida de $7.2 \cdot 10^6$ anos.

Reações Termonucleares

"All science is either physics or stamp collecting."

RUTHERFORD, E. (1871★ - 1937†).

Sumário

3.1	Mecanismos da Reações Termonucleares	21
3.2	Reações nucleares não-ressonantes	23
3.3	Reações nucleares ressonantes	26

A síntese dos elementos nas estrelas se dá através de uma série de reações nucleares que ocorrem nos seus interiores, conforme discutido nos dois primeiros capítulos dessa dissertação. As reações nucleares correspondem a basicamente reações de captura e fusão em que a temperatura do interior da estrela é um fator relevante. Por isso, estas reações são denominadas de *termonucleares* [Gam28]. Neste sentido, muitos trabalhos no campo da Física Nuclear concentram-se em medidas da probabilidade de ocorrência destas reações (*seções de choque*, σ). Porém, a taxa de reações em si depende de fatores como a temperatura e distribuição de velocidades das partículas e a composição química do meio. Assim, este capítulo será dedicado a discussão dos mecanismos de reações nucleares, e como o valor da seção de choque é obtido.

3.1 Mecanismos da Reações Termonucleares

Podemos considerar que genericamente uma reação nuclear de transferência que altera o núcleo inicial é dada por:



Em que a é a partícula projétil (feixe) e A é o núcleo alvo. Esta reação irá processar-se de forma a gerar um ejetil b e um núcleo residual B . A reação em questão, pode precisar de uma energia mínima para ocorrer ou ainda irá liberar uma certa quantidade de energia (Q da reação). O valor de Q multiplicado pela número de reações por unidade de volume por segundo fornece o valor da energia total liberada pela reação. Já o número de reações que irão ocorrer, depende de uma probabilidade, ou seja, do valor da seção de choque[eWil88].

O valor da seção de choque de reação depende da velocidade relativa dos projeteis v em relação ao núcleos do alvo, assim é razoável escrever: $\sigma=\sigma(v)$. Dessa forma, há uma certa quantidade núcleos A por unidade de volume (N_A) e uma certa quantidade de núcleos a por unidade de volume (N_a), que viajam com uma velocidade v_A e v_a , respectivamente. Porém, por simplificação, admitimos que as velocidade das partículas do alvo é nula (repouso), de forma que a velocidade relativa é a própria velocidade do projétil.

A taxa de reação média é então dada por:

$$\tau = N_A N_a \langle \sigma v \rangle, \quad (3.2)$$

onde o termo $\langle \sigma v \rangle$ é uma média ponderada pela distribuição de velocidade, calculada pela expressão:

$$\langle \sigma v \rangle = \int_0^\infty \phi(v) v \sigma(v) dv, \quad (3.3)$$

em que $\phi(v)$ é a função de distribuição de velocidades.

No interior das estrelas podemos assumir que o gás é não-degenerado, e a distribuição de velocidade por partícula segue a distribuição de Maxwell-Boltzmann na forma tridimensional.

A expressão que descreve a distribuição de velocidade relativa é denotada por [eBra09]:

$$\phi(v)dv = 4\pi \left(\frac{\mu}{2\pi kT} \right)^{-\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{\mu v^2}{2kT}\right) dv. \quad (3.4)$$

Em que μ é a massa reduzida do sistema, k é a constante de Boltzmann de valor $1.38 \times 10^{-23} \frac{J}{K}$ e T é temperatura do sistema. Admitindo que a energia da partícula (E) seja dada por:

$$E = \frac{1}{2}\mu v^2. \quad (3.5)$$

A expressão do valor médio da seção de choque, como função da velocidade, é calculado por:

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi\mu} \right)^{\frac{1}{2}} (kT)^{\frac{3}{2}} \int_0^\infty E \sigma(E) \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE. \quad (3.6)$$

De forma que existe uma equivalência entre estudar a seção de choque como função da velocidade relativa e como função da energia da partícula. Do ponto de vista experimental, a segunda possibilidade é mais viável, em especial quando considera-se o fenômeno do tunelamento quântico. Finalmente, o valor da taxa de reação pode ser obtido pela expressão:

$$\tau = N_A N_a \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{\frac{1}{2}} (kT)^{\frac{3}{2}} \int_0^{\infty} E \sigma(E) \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE. \quad (3.7)$$

3.2 Reações nucleares não-ressonantes

A probabilidade da ocorrência de uma reação nuclear depende da energia da partícula e de tão próximo este valor está da energia da barreira coulombiana E_C . A medida que a energia das partículas diminui em relação ao valor de E_C , a probabilidade do tunelamento também diminui, de forma que deve existir uma relação de proporcionalidade entre este valor e seção de choque. Assim, é razoável supor que:

$$\sigma(E) \propto \exp(-2\pi\eta). \quad (3.8)$$

Em que o termo η é chamado de parâmetro de Sommerfeld, agregando as informações sobre os núcleo A e a , por meio da relação:

$$\eta = \frac{Z_A Z_a e^2}{\hbar v}. \quad (3.9)$$

Em que Z_A e Z_a são os números atômicos dos núcleos alvo e projétil, respectivamente. A energia E da partícula carrega informação de uma função de onda, modelada por meio da equação de onda de De Broglie¹. Associando um valor de comprimento de onda, percebe-se que este é inversamente proporcional ao momento linear e a energia da partícula. Sabe-se que o momento linear é uma função da velocidade da partícula. Assim:

$$\pi \lambda^2 \propto \left(\frac{1}{p} \right)^2 \propto \left(\frac{1}{E} \right). \quad (3.10)$$

Associando as equações (3.8) e (3.10), pode-se concluir que é razoável escrever a seção de choque como:

$$\sigma(E) = \frac{1}{E} \exp(-2\pi\eta) S(E). \quad (3.11)$$

Em que $S(E)$ é o termo de proporcionalidade desta relação, guardando toda a informação a respeito das contribuições dos efeitos nucleares nesta reação[Ber07]. Comumente,

¹O valor do comprimento de onda é obtido pela expressão: $\lambda = \frac{h}{\sqrt{2\mu E}}$

o valor $S(E)$ é denominado de *astrophysical S-factor*, em português: fator S-astrofísico, calculado pela expressão:

$$S(E) = E\sigma(E)\exp(2\pi\eta). \quad (3.12)$$

Substituindo a equação (3.11) na equação (3.6) obtém-se:

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi\mu}\right)^{\frac{1}{2}} (kT)^{-\frac{3}{2}} \int_0^\infty S(E)\exp\left(-\frac{E}{kT} - \frac{(2\pi)^{\frac{1}{2}}\pi e^2 \frac{Z_A Z_a}{\hbar}}{E^{\frac{1}{2}}}\right) dE. \quad (3.13)$$

O termo destacado na equação representa a penetrabilidade da barreira, enquanto este termo ao quadrado simboliza a chamada energia de Gamow E_G . Este valor é então calculado por:

$$E_G = 2\pi e \sqrt{\pi \frac{Z_A Z_a}{\hbar}} = 0.989\mu \sqrt{Z_A Z_a} \text{ MeV} \quad (3.14)$$

A equação (3.13) possui duas parcelas importantes no termo exponencial. A primeira parte representa a faixa de partículas que descrevem a distribuição de Maxwell-Boltzmann de velocidade, algo que na prática funciona muito bem para regiões de baixa energia. Esta conclusão é obtida ao elaborar o gráfico representativo da equação (3.6), com o ponto máximo quando a energia da partícula é igual a kT . A segunda parcela da função delimita a condição para a ocorrência do tunelamento, com valor máximo na posição de E_G , e de grande importância para regiões de alta energia. Ao associar as duas curvas e realizando a integração, aparece uma região de altas contagens ao redor da região denominada de pico de Gamow E_0 . Esta é a faixa de energia mais eficaz para a ocorrência das reações termonucleares. Assim, esta é a região de energia de maior interesse no estudo das reações nucleares [TN09].

Na figura 3.1 apresentamos a representação das curvas de distribuição de Maxwell-Boltzmann para a velocidade, a curva de tunelamento pela barreira coulombiana e a região do pico de Gamow, ambas em função da energia. Observe que as curvas são apresentadas em diferentes escalas, em funções dos coeficientes de proporcionalidade, e a região do pico de Gamow é superestimado. Isso implica que o valor da seção de choque na faixa do pico de Gamow é muito baixa, algo na ordem de 10^{-12} a 10^{-9} barn, de forma que é muito difícil obter este valor de forma direta. Assim, as propostas experimentais resumem-se a obter o valor da seção de choque para uma faixa mais alta de energia e efetuar a extrapolação para baixas energias [TN09].

Na situação em que não há ressonâncias na faixa do pico de Gamow, o fator astrofísico é considerado constante. As considerações sobre as ressonâncias serão discutidas

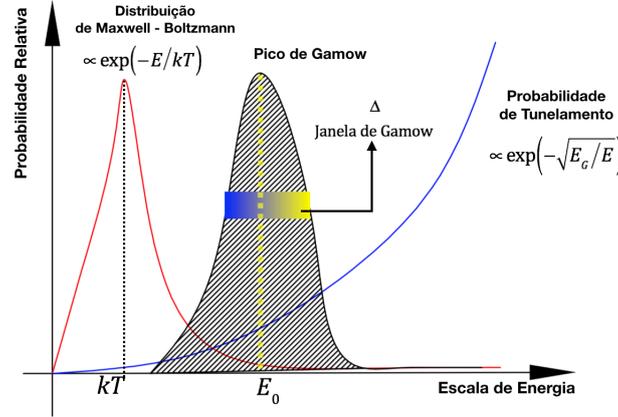


Figura 3.1: Representação da probabilidade da distribuição de Maxwell- Boltzmann em comparação com o a probabilidade de tunelamento pela barreira coulombiana. A porção central é obtida pela integração da (3.13), no qual destaca-se a região do pico de Gamow E_0 e a janela de Gamow Δ . Adaptado de [eWil88]

na próxima sessão. Assim, pode-se escrever

$$S(E) = S(E_0) = \text{constante} \quad (3.15)$$

Então a equação (3.13) resulta em:

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{\frac{1}{2}} (kT)^{-\frac{3}{2}} \int_0^{\infty} S(E_0) \exp \left(-\frac{E}{kT} - \left(\frac{E_G}{E} \right)^{\frac{1}{2}} \right) dE. \quad (3.16)$$

No qual o ponto máximo é obtido quando o valor do pico de Gamow é de²:

$$E_0 = \left(\frac{kT \sqrt{E_G}}{2} \right)^{\frac{2}{3}} = 1.22 \sqrt[3]{(Z_A Z_a)^2 \mu T_6^2} \text{ keV} \quad (3.17)$$

A região de eficiência das reações termonucleares é delimitada pela chamada *janela de Gamow* (Δ), que é a largura da região da curva integrada. Este valor pode ser obtido pelo ponto máximo da equação (3.16):

$$\Delta = \frac{4}{\sqrt{3}} (E_0 kT)^{\frac{1}{2}} = 0.749 (Z_A Z_a \mu T_6^5)^{\frac{1}{6}} \text{ keV} \quad (3.18)$$

Assim, a faixa de $E_0 \pm \Delta/2$ é a de maior probabilidade de ocorrência das reações nucleares, um fator importante nos cálculos das taxas de reações nucleares. Na figura

²O valor de T_6 representa o valor de 10^6 K , ou seja, MK.

também apresentamos a região da janela de Gamow, como delimitador da região de interesse astrofísico [Jea04]. Um exemplo de reação não-ressonante é o processo de captura direta, no qual o projétil é capturado de núcleo alvo, de forma a gerar um estado ligado. Esse tipo de reação representa a passagem de um estado inicial para o final por interação com o campo eletromagnético. Neste caso, um fóton de radiação gama E_γ é emitido com energia:

$$E_\gamma = E_{CM} + Q - E_A \quad (3.19)$$

Em que E_{CM} é a energia do centro de massa, Q é a energia da reação e E_A é a energia do estado excitado do núcleo alvo. As reações de captura direta podem ocorrer em qualquer valor de energia do projétil. Ao analisar o comportamento do fator astrofísico para estes tipo de reação nuclear é praticamente constante, sendo válida a discussão apresentada nesta seção.

3.3 Reações nucleares ressonantes

Nas chamadas reações ressoantes, um núcleo composto é gerado em um estado excitado de energia E^* e depois decai para estados de energia mais baixa. Para que isso ocorra é necessário a igualdade entre a energia do canal de entrada e a energia do núcleo excitado. As ressonâncias referem-se aos estados excitados do núcleo composto que possuem energia de excitação acima do limiar do decaimento para partículas. A energia de ressonância E_R é calculada como [eWil88]

$$E_R = E^* - Q \quad (3.20)$$

Nesta situação, a seção de choque aumenta de forma muito repentina, provocando alterações significativas no fator S-astrofísico. Na Figura 3.2 representamos o comportamento da seção de choque, indicando os picos localizados na energia de ressonância. Esses picos são descritos pela forma da função de Breit-Wigner:

$$\sigma(E) = \pi\lambda^2 \frac{2J + 1}{(2J_a + 1)(2J_A + 1)} \frac{\Gamma_p \Gamma_\gamma}{(E - E_R)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}. \quad (3.21)$$

Onde J é o momento angular total do núcleo composto, J_a e J_A são os valores de spins das partículas do canal de entrada da reação e E é a energia do projétil. A grandeza Γ representa a largura total da ressonância, calculada como a soma das larguras parciais do canal para decaimento de partículas (Γ_p) e de decaimento para raios gama (Γ_γ) [Ber09]:

$$\Gamma = \Gamma_p + \Gamma_\gamma. \quad (3.22)$$

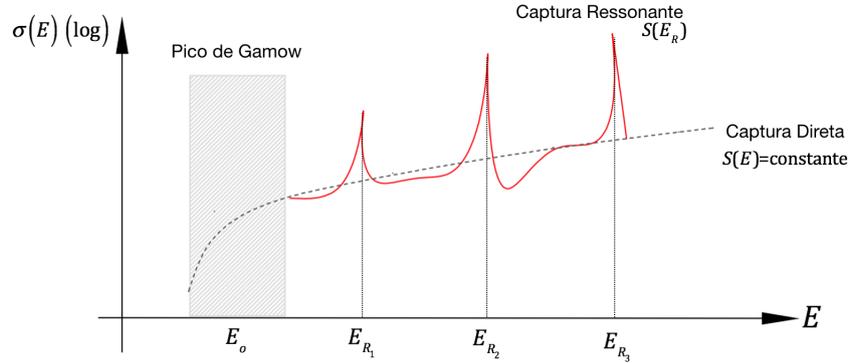


Figura 3.2: Representação da seção de choque em função da energia para reações de captura ressonante (linha solidada vermelha). A linha pontilhada indica a contribuição não ressonante. A parte sombreada é a região do pico de Gamow. Adaptado de [eWil88].

Esta equação de seção de choque é válida para os casos em que a separação dos níveis nucleares é alta em comparação a largura total, ou seja, são consideradas como ressonâncias isoladas. Utilizando a equação (3.6), teremos o valor médio da seção de choque como:

$$\int_0^{\infty} \lambda^2 \frac{\Gamma_p \Gamma_\gamma}{(E - E_R)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} E \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE = \frac{h^2}{2\mu} \int_0^{\infty} \frac{\Gamma_p \Gamma_\gamma}{(E - E_R)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE. \quad (3.23)$$

Como os valores de largura do nível são funções da energia, estas não podem ser removidas da integração. Porém, quando as larguras das ressonância são muito menores que o valor da energia de ressonância (as ressonância são ditas *estretas*), estas podem ser ponderadas por este valor de energia e retiradas da integração. Os outros elementos restantes na integração variam muito pouco com a energia, de forma que a integral se resume ao termo exponencial, no limite da energia de ressonância [Jea04]. Assim a expressão (3.23) pode ser transformada em:

$$\langle \sigma v \rangle_R = \left(\frac{2\pi}{\mu kT} \right)^{\frac{3}{2}} \hbar^2 (\omega\gamma)_R \exp\left(-\frac{E_R}{kT}\right). \quad (3.24)$$

No qual o índice R indica a condição de ressonância. O novo termo incorporado $(\omega\gamma)_R$ representa a largura da ressonância, calculada para um determinado valor de E_R . O fator de spin é dado por:

$$\omega = \frac{2J + 1}{(2J_a + 1)(2J_A + 1)}, \quad (3.25)$$

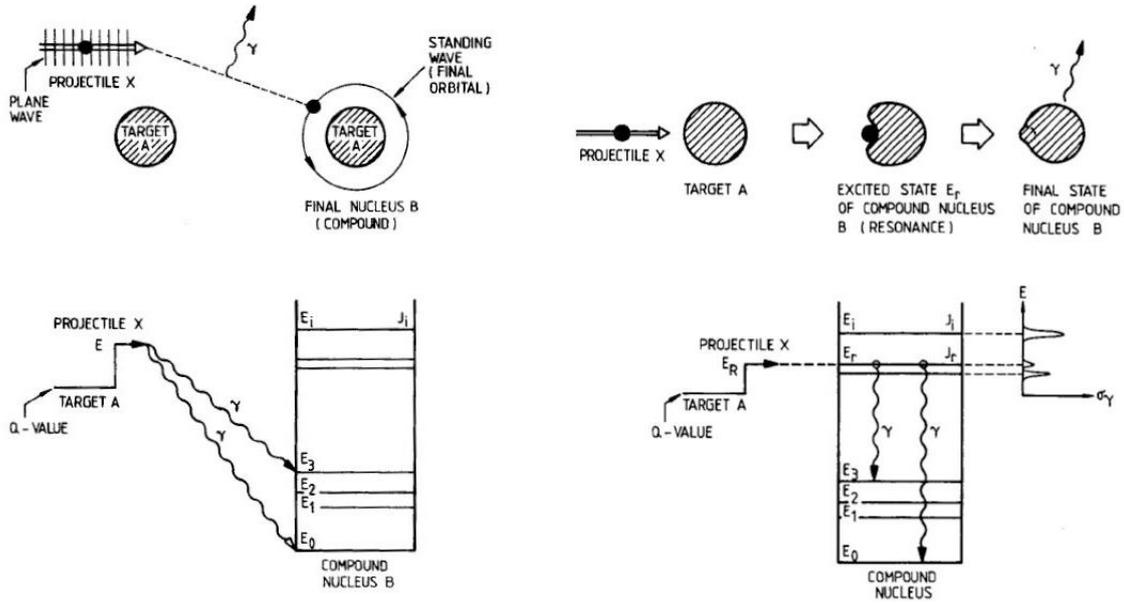


Figura 3.3: Representação das reações de captura direta (figura a esquerda) e captura ressonante (figura a direita). Extraído de [eWil88].

e ainda:

$$\gamma = \frac{\Gamma_p \Gamma_\gamma}{\Gamma} \quad (3.26)$$

Para reações de captura ressonante é muito importante que as medidas sejam feitas na faixa da janela de Gamow, já que estas contribuem significativamente para a taxa de reação. Observe que o termo exponencial do valor médio é alto na região de baixas energias. Caso existam diversas ressonâncias isoladas na região da janela, o valor médio será calculado como um somatório, na forma [Jea04]

$$\langle \sigma v \rangle_{total} = \left(\frac{2\pi}{\mu kT} \right)^{\frac{3}{2}} \hbar^2 \sum_i (\omega \gamma)_i \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right) \quad (3.27)$$

No qual o índice i representa i -ésima ressonância presente nesta região. Com os valores das respectivas constantes, e multiplicado pelo número de Avogadro (N_A) chega-se a expressão:

$$N_A \langle \sigma v \rangle_{total} = 1.54 \times 10^{11} \times (\mu T_9)^{\frac{3}{2}} \sum_i (\omega \gamma)_i \exp\left(-11.605 \frac{E_i}{T_9}\right) \quad (3.28)$$

De tal forma que a grandeza $N_A \langle \sigma v \rangle_{total}$ terá como unidade $cm^3 mol^{-1} s^{-1}$, e os valores e energia de ressonância E_i são representados em MeV. A Figura 3.3 apresenta uma representação comparativa das reações de captura direta e da captura ressonante.

Como podemos ver nessa seção, para a determinação de reações de captura ressonante é muito importante o estudo espectroscópico do núcleo composto. O estudo espectroscópico compreende obter não apenas as energias e larguras das ressonâncias mas os valores de spin e paridade das mesmas. Experimentalmente a melhor forma de obtermos os valores de spin e paridade é através de reações de transferência. Os valores de spin e paridade podem ser obtidos analisando-se distribuições angulares de reações de transferência, ou seja, a seção de choque de transferência em uma dada energia em função do ângulo.

As reações de transferência de núcleons (nêutrons e prótons) ocorre quando um dos componentes do projétil transfere-se para o núcleo alvo. Se a reação de uma forma genérica é dada por:



a transferência do núcleon x é então descrito por:

$$a = b + x; B = A + x, \quad (3.29)$$

em que as quantidades descritas é o número de núcleons de cada espécie. A Figura 3.4 apresenta um esquema simplificado de um reação de transferência.

O núcleon ou aglomerado de núcleons, x , é transferido do projétil a para o alvo A formando um núcleo residual B e ejetando um núcleon b . Tais transferências são seletivas e vão para níveis de energia específicas e determinadas do núcleo residual B . Devido as características de dois corpos da transferência a energia do núcleo ejetil b carrega informação sobre a energia dos estados do núcleo B . Esta possibilidade faz com que as reações de transferência sejam utilizadas como uma poderosa ferramenta para estudos espectroscópicos a fim de obter informações relevantes sobre o núcleo residual.

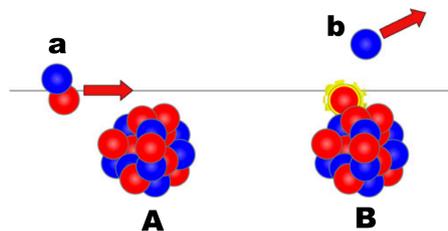


Figura 3.4: Representação esquemática de reações nucleares de transferência de núcleons [Bar16]

Neste capítulo discutimos a contribuição das energias de ressonância para o cálculo da taxa de reações termonucleares, e necessidade de determinar as informações sobre

tais níveis. Do ponto de vista experimental, estas informações podem ser obtidas pela grandeza seção de choque diferencial em função do ângulo ($\frac{d\sigma}{d\Omega}$). A curva dessas seções de choque em função do ângulo é denominada distribuição angular da reação.

A distribuição de angular depende do momento angular L transferido na reação. A distribuição angular exibe um padrão característico de difração de Fraunhofer com picos e vales, sensíveis ao mecanismo de transferência. A determinação desse momento angular transferido nos ajuda a determinar os valores dos spins dos núcleos envolvidos [Bar16]. Discutiremos como obter distribuições angulares e como poderemos determinar os momentos angulares transferidos no Capítulo 7.

Níveis de ressonância do núcleo ^{23}Mg

"I was taught that the way of progress was neither swift nor easy. "

CURIE, M. (1867★ - 1934†).

Sumário

4.1	Estudo espectroscópico do núcleo ^{23}Mg	31
-----	---	----

A proposta deste trabalho é investigar as ressonâncias do núcleo ^{23}Mg . Como mostramos no capítulo anterior, as ressonâncias acima do decaimento de prótons são importantes para definir a sessão de choque de captura. As ressonâncias do ^{23}Mg regem então a taxa de reação da reação de captura $^{22}\text{Na}(p,\gamma)^{23}\text{Mg}$. Neste capítulo iremos descrever o estado atual do conhecimento das ressonâncias do núcleo ^{23}Mg , considerando diferentes reações e técnicas experimentais. Em função do foco deste trabalho, os estudos referenciados aqueles que investigam níveis próximo e acima do decaimento para prótons (S_p).

4.1 Estudo espectroscópico do núcleo ^{23}Mg

Uma forma de obter informações sobre as ressonâncias do ^{23}Mg é por meio de determinadas reações que populam os estados próximo ao limiar de decaimento de prótons (S_p) no valor de 7.577 MeV. As reações de transferência, por serem seletivas, são as mais indicadas para realizar estudos espectroscópicos. Através de reações de transferência podemos obter informações sobre os momentos angulares transferidos e com isso inferir

sobre os momentos angulares de spin e paridade dos núcleos residuais, conforme será explicado na seção 7.2.

As informações espectroscópicas para as ressonâncias do ^{23}Mg acima do decaimento para prótons obtidas com algumas reações de transferência são listadas na Tabela 4.1. As informações foram obtidas na base de dados *National Nuclear Data Center (NNDC)* [NND18]. As informações para os estados de energia de excitação mais baixa do ^{23}Mg estão apresentadas no Apêndice A. Nas próximas colunas há informações sobre o spin e em qual reação este nível foi observado. As informações entre parênteses significam que estas ainda não estão bem determinadas e estabelecidas.

Número Nível	Valor de Energia Adotado (MeV)	Valor de Spin Adotado	$^{25}\text{Mg}(p,t)$	$^{24}\text{Mg}(p,d)$	$^{22}\text{Na}(^3\text{He},d)$	$^{12}\text{C}(^{12}\text{C},n)$
40	7.586 (2)	5/2+	5/2+	*	*	*
41	7.6244 (9)	(9/2)+	*	1/2+ até 9/2+	*	(9/2)+
42	7.648 (3)	(3/2)+		*		(3/2)+
43	7.7702 (14)	(9/2)+				(9/2)+
44	7.7822 (12)	(11/2)+	*	*	*	(11/2)+
45	7.7857 (11)	(7/2)+	5/2+		*	(7/2)+
46	7.8022 (14)	5/2+				
47	7.8548 (12)	(7/2)+		*		
48	8.0172 (12)		*	*	*	
49	8.059 (2)		*	*	*	
50	8076 (8)		*	*	*	
51	8163.3 (8)	5/2+	5/2+	*		
52	8.1633 (12)		*	*		
53	8.287 (3)		*			
54	8.393 (6)		*			
55	8.420 (6)		*	*		
56	8.453 (5)	3/2+,5/2+,7/2+	*			
57	8.557 (6)		*			
58	8.617 (6)		*	*		
59	8.758 (6)		*	*		
60	8.793 (6)		*			
61	8.870 (8)		*			
62	8.916 (6)					
63	8.943 (7)	(15/2+)	*			*
64	8.990 (6)	(1/2 até 9/2)+	*			
65	9.018 (6)		*	*		

Tabela 4.1: Estados ressonantes (acima do limiar) para o núcleo ^{23}Mg . Esses dados foram coletados do NNDC [NND18] e a numeração se refere a cada nível conhecido. O número em parenteses na coluna dos spins significa que esses valores não são bem determinados. O símbolo * representa qual reação foi utilizada para popular o respectivo estado.

Uma das primeiras reações de transferência utilizadas para investigar os níveis de energia ^{23}Mg foi a reação $^{25}\text{Mg}(p,t)$ utilizada no estudo de Nann *et. al* [NSW81], publicado em 1981. Neste trabalho, os autores apresentam os dados coletados no

NSCL-MSU, nos Estados Unidos [Uni18]. As partículas de trítio foram analisadas pelo espectrômetro magnético *Engle Split Pole*. Neste trabalho, os autores ressaltam a identificação e detecção dos estados de número [40], [44] e [52], cujo momento angular transferido foi $L = 0$ e o spin determinado para os três estados foi de $\frac{3}{2}^+$. Além disso, há um estudo sobre a distribuição angular dos estados de número [41] e [64], com $L = 2$; os estados [56] e [62], com $L = 4$ e estado [58], com $L \geq 4$.

A reação $^{24}\text{Mg}(p,d)$ têm como referência o trabalho de Kubono *et al.* publicado em 1994 [Toy94], com base nos dados coletados no *Institute for Nuclear Study*, na Universidade de Tóquio (Japão) [oTok18]. Neste trabalho, um feixe de prótons de energia 34.945 MeV foi acelerado contra um alvo de ^{24}Mg . As partículas de deutério foram analisadas pelo espectrógrafo magnético QDD (*quadrupole-dipole-dipole*) até um detector sensível a posição. A proposta do trabalho foi separar dos estados de energia muito próximas: [41] e [42] e determinar o momento angular transferido se os spins destes estados. Ao final, os autores destacam que o nível [42] possui spin no valor de $\frac{7}{2}^+$, com momento angular transferido de $L = 2$ e o nível [41] possui spin no valor $\frac{9}{2}^+$, com momento angular transferido de $L = 4$.

O trabalho de Miller *et al.*, também destaca os resultados obtidos com a reação $^{24}\text{Mg}(p,d)$, porém com energia de feixe de próton com valor 94.5, 94.7 e 95.1 MeV [MJD+79]. Este experimento foi realizado no QDDM (*quadrupole-dipole-dipole-multipole*) anexo ao ciclotron da Universidade de Indiana (Estados Unidos). O alvo utilizado foi de ^{24}Mg e as partículas de deutério foram analisadas em momento pelo espectrógrafo e detectadas por um sistema de detetores $\Delta E-E$ e um detector sensível a posição localizados no plano focal. Nesse trabalho um novo nível [62] foi observado, e o momento angular associado a ele foi $\frac{9}{2}^-$, obtido a partir da determinação do momento angular transferido, $L=1$, da reação.

O trabalho de Lee e Chae [LC17], traz os resultados para as medidas realizadas no *Oak Ridge National Laboratory*, nos Estados Unidos [Ene18], com a reação $^{24}\text{Mg}(p,d)^{23}\text{Mg}$. O feixe de prótons com energia de 41 MeV foi lançado em um alvo de ^{24}Mg para popular e estudar os níveis de energia próximas do limiar de decaimento α . Assim, níveis entre 8.9 até 12 MeV foram investigados pela detecção das partículas de deutério no sistema SIDAR, um conjunto de detectores do tipo *strips* de sílico. Esse detector no entanto, não tinha resolução suficiente para identificar e separar muitos níveis, de forma que apenas os níveis [64], [69], [70] e [79] foram estudados.

Já o trabalho de Jenkins *et al.* apresenta os resultados obtidos para a reação $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},n)$ [JLJ+04]. Essa é uma reação de formação de núcleo composto e a espectroscopia do ^{23}Mg é estudada pelo decaimento dos raios gama. O principal diferencial deste trabalho é o uso do detector de radiação gama denominado de *Gammasphere*, composto por 100 detectores de germânio hiper-puro cobrindo uma área de 4π da re-

ação e com alta resolução. Os autores então corroboram os resultados obtidos por Kubono *et al.*[Toy94] para os valores de spin dos estados [41] e [42]. Além disso propõem a existência de um dubleto de energias: 7.782 e 7.785 MeV([47]), cujos valores de spin poderiam ser $\frac{5}{2}^+$ e $\frac{7}{2}^+$, respectivamente. Os spins desses estados ainda não estão bem determinados. Esses estados, estão próximos ao limiar de prótons e são muito importantes para a determinação da taxa de captura da reação $^{22}\text{Na}(p,g)^{23}\text{Mg}$. Uma experiência específica para investigar esse duplete foi realizada em 2016 no laboratório GANIL, cujos dados ainda estão sendo analisados [Gui17].

A reação $^{22}\text{Na}(^3\text{He},d)$ foi explorada no trabalho de Schmidt *et al.*. Um ponto forte deste trabalho é o uso do isótopo radiativo ^{22}Na como alvo, produzido pela técnica de implantação em uma folha de carbono. O sistema de espectrógrafo utilizado foi o Q3D, uma evolução do QDD, em conjunto com um sistema de detecção de alta resolução de energia (1.5 keV) e de posição (0,6 mm). Como resultados, os autores apresentam as curvas de distribuição angular para os estados: [40], [41], [42], [44], [45] e [47], os valores de spin e as larguras de decaimento, foram obtidos a partir da análise teórica com cálculos de DWBA (Distorted Wave Born Approximation).

Os trabalhos aqui indicados mostram como as reações de transferência foram úteis para estudar os níveis de ressonância do ^{23}Mg . A partir dessas informações de energia, largura e spin foram realizados cálculos da reação de captura. Um exemplo da importância de cada ressonância na determinação da taxa de captura em função da temperatura pode ser vista na Figura 4.1. Nessa figura a energia de ressonância é dada pela diferença da energia do estado ressonante e a energia do limiar de decaimento para prótons (S_p). Como podemos ver as energias mais próximas do limiar são as mais importantes.

Assim, nossa proposta é de estudar os estados de ressonância do núcleo ^{23}Mg como forma a obter informações sobre a abundância do núcleo ^{22}Na . Estes estados serão estudados através da reação de transferência $^{24}\text{Mg}(^3\text{He},^4\text{He})^{23}\text{Mg}$, em que os valores de energia de excitação serão obtidas pela detecção das partículas de ^4He . A justificativa para a escolha desta reação é a possibilidade de popular estados de maior valor de spin, em especial $\frac{5}{2}^+$ e $\frac{7}{2}^+$, esses estados são bastante importantes para a taxa de reação já que correspondem a captura por onda-s (captura com $L=0$). O núcleo ^{22}Na está relacionado com ^{23}Mg através da reação $^{22}\text{Na}(p,\gamma)^{23}\text{Mg}$, sabendo-se que núcleo de ^{22}Na possui spin 3^+ e o próton possui spin $\frac{1}{2}^+$, para uma colisão com onda-s ($L=0$) os spins do núcleo residual ^{23}Mg será $\frac{5}{2}^+$ ou $\frac{7}{2}^+$.

A escolha da reação de transferência deste trabalho então passa pela associação dos spins do núcleo ^{24}Mg e ^3He , cujos valores são respectivamente 0^+ e $\frac{1}{2}^+$, de forma que o canal de entrada possui como valor único de $\frac{1}{2}^+$. As partículas de ^4He possuem spin 0^+ , de forma que as ressonâncias do ^{23}Mg poderiam assumir determinados valores de spin,

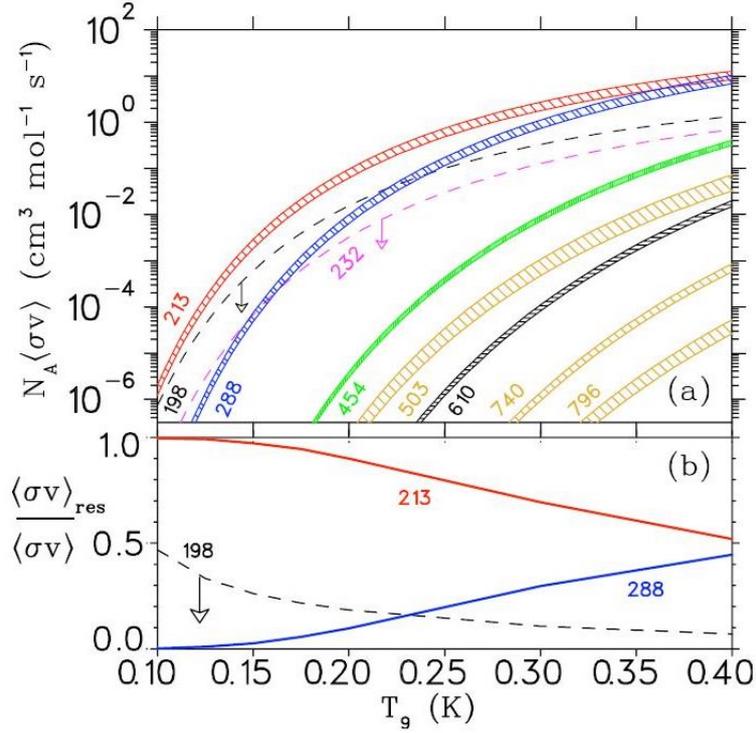


Figura 4.1: Contribuição das ressonâncias acima do limiar do decaimento para prótons na curva de seção de choque. Extraído de [Sal10].

de acordo com as possibilidade de momento angular transferido (J^π) pela expressão:

$$J^\pi = \left(L_{\text{transferido}} \pm \frac{1}{2} \right), \text{ com } \pi = (-1)^L, \quad (4.1)$$

onde L é o momento angular transferido na reação e π é a paridade. Uma vez que estamos interessados em que os estados $\frac{5}{2}^+$ ou $\frac{7}{2}^+$ sejam populados, escolha da reação $^{24}\text{Mg}(^3\text{He}, ^4\text{He})^{23}\text{Mg}$ é importante por ser uma reação que pode ser favorável a transferir momentos angulares maiores ($L=2$) quando comparadas com as reações $^{24}\text{Mg}(p,d)^{23}\text{Mg}$ e $^{24}\text{Mg}(d,t)^{23}\text{Mg}$, que também poderiam popular estados do ^{23}Mg .

Parte II

Arranjo experimental e Análise dos dados

Arranjo experimental

"The true worth of an experimenter consists in his pursuing not only what he seeks in his experiment, but also what he did not seek."

BERNAD, C.(1813★ - 1878†).

Sumário

5.1	Laboratório ALTO - Orsay	37
5.2	Espectrômetro Enge Split-pole	38
5.3	Sistema de detecção	43
5.4	Sistema de eletrônica	46

A experiência para o estudo da espectroscopia do ^{23}Mg foi realizada no Laboratório ALTO (*Accélérateur Linéaire et Tandem à Orsay*) localizado na cidade de Orsay, na França [CNR18]. Este laboratório está subordinado ao *Institut de Physique Nucléaire d'Orsay* (IPN - Orsay). As ressonâncias do núcleo ^{23}Mg foram estudadas pela reação $^{24}\text{Mg}(^3\text{He}, ^4\text{He})^{23}\text{Mg}$ e recebeu o rótulo de NSI93. Este experimento foi realizado em maio de 2016, com um feixe de ^3He de 25 MeV de energia.

Neste capítulo vamos descrever o arranjo experimental utilizado para a extração do feixe, informações sobre espectrômetro *Split-pole*, o sistema de detecção das partículas e o tratamento eletrônico dos dados.

5.1 Laboratório ALTO - Orsay

A Laboratório ALTO é composto por um acelerador Tandem instalado em 1972, pela empresa HVEC (High Voltage Engineering Corporation) e após uma série de atualiza-

ções, em 1974, passou a operar com tensão máxima de 14.8 MV. Neste período foram extraídos e acelerados feixes de prótons, deutério, isótopos de hélio, carbono, oxigênio, enxofre, carbono e ferro [Ver77].

O acelerador Tandem funciona através da aceleração de partículas carregadas por potencial eletrostático. As partículas do feixe podem ser extraídas por uma fonte de íons do tipo *sputtering* ou por uma fonte de íons do tipo duoplasmatron, que foi utilizada para a realização de nossas medidas com feixe de ^3He . Na fonte duoplasmatron, o gás de hélio sofre ionização, pela interação de partículas emitidas por um cátodo, fazendo com que o gás seja convertido em um plasma. O plasma então é acelerado por um série de grades de alta tensão, transformando-se em um feixe de íons negativos.

Os íons negativos fornecidos pela fonte são então direcionados ao acelerador Tandem e são submetidos ao potencial elétrico deste. Próximo ao centro do acelerador, os íons atravessam uma folha de carbono fina, de tal forma que se ionizam positivamente e passam a ser repelidas pelo potencial central. Assim, ocorre uma nova fase de aceleração até a parte final da máquina. O feixe passa então por um eletroímã que seleciona as partículas do feixe e ainda promove uma deflexão angular de 90° no plano do laboratório. As partículas do feixe são então direcionadas à câmara onde ocorre a reação. Neste trabalho, o feixe ^3He ao incidir no alvo de ^{24}Mg produz vários elementos, entre eles ^4He de interesse, que serão identificados pelos detectores e terão seus momentos analisados pelo espectrômetro *Split-pole*. Na Figura 5.1 apresentamos um esquema da etapas do sistema de extração e aceleração presente no Laboratório de Orsay. Já a Figura 5.2 apresenta uma planta esquemática do Laboratório ALTO Orsay, com a indicação de cada linha experimental [Fra15].

5.2 Espectrômetro Enge Split-pole

O primeiro espectrômetro do tipo *Split-pole* foi instalado na Universidade de Pittsburgh, nos Estados Unidos, com o intuito de estudar com maior precisão os níveis de energia de átomos pesados, que apresentam uma densidade de níveis muito grande [SE67]. A separação e identificação dos níveis não era possível com os detectores disponíveis. Entretanto, para isso era necessário corrigir problemas de focalização das partículas no plano focal, algo possível apenas por um processo de dupla focalização, como apresenta em uma série de artigos da década de 60, escritos pela colaboração de J.E. Spencer e H.A. Enge, do *Massachusetts Institute of Technology*. Em 1967 é publicado o artigo de referência para o então sistema *Split-pole* e os primeiros resultados experimentais obtidos para a reação $^{106}\text{Pd}(d,p)^{107}\text{Pd}$. Este artigo é de tal importância que é comum na literatura a menção a este sistema com o nome de *Enge Split-pole*.

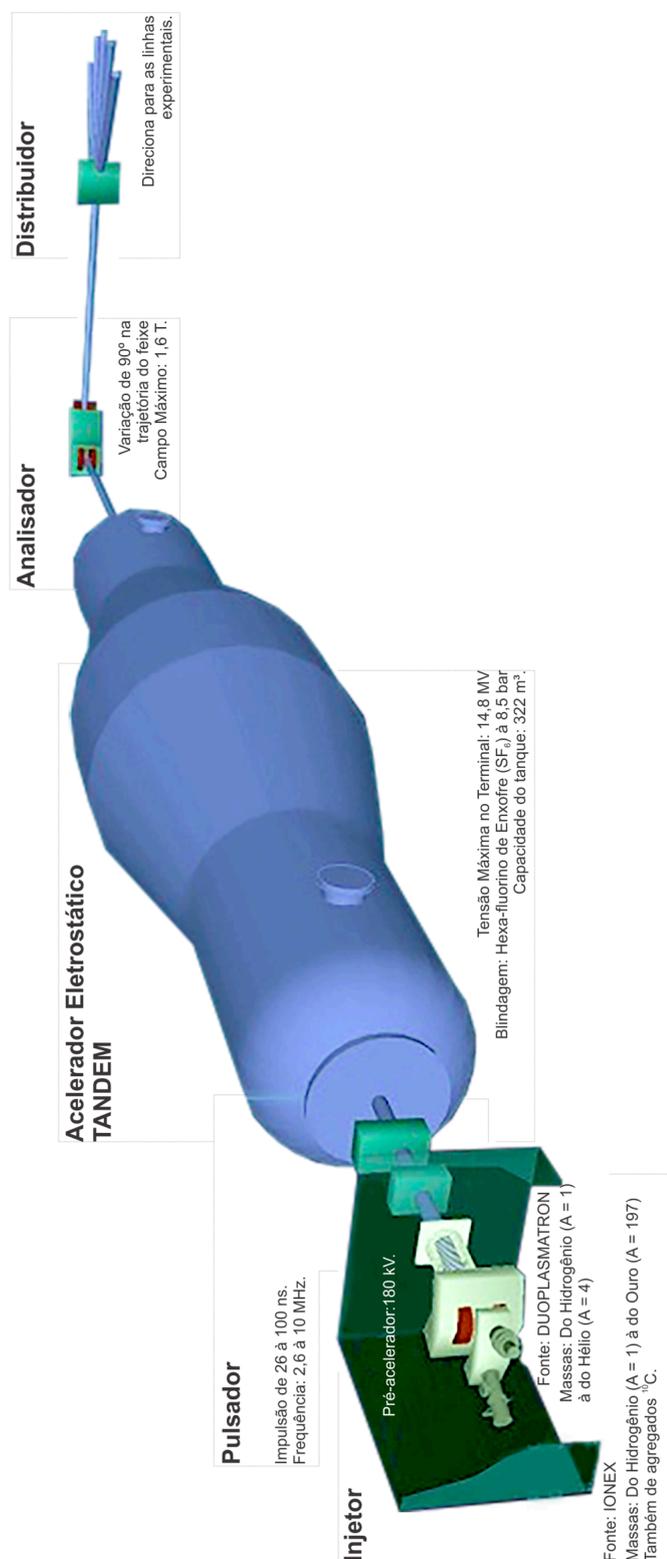


Figura 5.1: Linha de produção do feixe no laboratório ALTO-Orsay. A figura foi adaptada e traduzida da referência [Prs13].

Figura 5.2: Representação esquemática da planta do Laboratório ALTO-Orsay. O espectrômetro Enge Split-pole está localizado na sala 210. Adaptado de [Fra15].



O espectrômetro é constituído de duas regiões de campo magnético envoltos por uma única bobina afim de focalizar as partículas em determinada região do detector. As partículas ao viajarem por este campo são defletidas pelo campo magnético, de acordo com sua rigidez magnética, que por sua vez depende de sua massa, estado de carga e momento angular. Considerando que as partículas de interesse são de mesma massa e estado de carga, podemos relacionar uma posição das partículas no detector com o momento e este com a energia, o que caracteriza este espectrômetro como dispersivo em energia.

A energia das partículas emitidas pela reação terá uma dependência com o ângulo, de tal forma que partículas de mesma energia terão trajetórias diferentes por uma pequena variação angular. Assim, a trajetória das partículas no interior do espectrográfo irá processar-se com um raio central e um raio divergente, como ilustramos na Figura 5.3. Assim, haverá um pequeno desvio δ na posição de encontro entre as partículas, que inicialmente possuem a mesma energia, e a posição do plano de detecção. Para estudar este desvio, algumas características do sistema devem ser levadas em consideração. Por exemplo, o valor da dispersão D que pode ser calculada pela razão [Mor05]:

$$D = \frac{\Delta y}{\Delta \rho}. \quad (5.1)$$

A grandeza $\Delta \rho$ é a variação do raio da trajetória da partícula e Δy é a variação da posição da partícula no plano focal. Para um espectrográfo do tipo *Split-Pole*, o valor da

dispersão é em geral $D = 1.8$ [SE67]. Outra característica importante é a magnificação M_H , que delimita a abertura angular do feixe na entrada e saída do feixe, obtida pela expressão:

$$M_H = \frac{\Delta\theta}{\Delta\theta_e}. \quad (5.2)$$

Nessa expressão $\Delta\theta$ é o ângulo entre o raio central e o divergente na entrada e $\Delta\theta_e$ é o ângulo na saída, conforme mostrado na Figura 5.3. Para o espectrógrafo *Split-pole* de Orsay temos $M_H = 0.34$.

A melhor resolução em energia é dado pelo ponto de encontro dos raios. No entanto, muitas vezes o plano focal não corresponde a esse ponto e temos um desvio δ que pode ser aproximado por:

$$\delta \approx \frac{\Delta y}{\Delta\theta_e}. \quad (5.3)$$

Associando as equações (5.1), (5.2) e (5.3), considerando variações infinitesimais de ângulo podemos obter a expressão:

$$\delta = DM_H \frac{\Delta\rho}{\Delta\theta} = DM_H \frac{\rho}{\theta} = \frac{DM_H B\rho}{B\theta}, \quad (5.4)$$

onde B é campo magnético, considerado constante no interior do espectrômetro. Este valor de desvio deve ser aplicado para que possamos corrigir a posição do plano focal. Com isso, as partículas de interesse serão focalizadas incidindo no detector com um ângulo reto, obtendo uma melhor resolução. A Figura 5.3 mostra um esquema de como este efeito interfere na detecção das partículas na posição de plano focal.

No espectrógrafo de Orsay, a posição do plano focal é de 295 mm após o conjunto de ímãs, de forma que sua posição final ($f_{\text{posição}}$) deve ser corrigida pela relação [Mor05]:

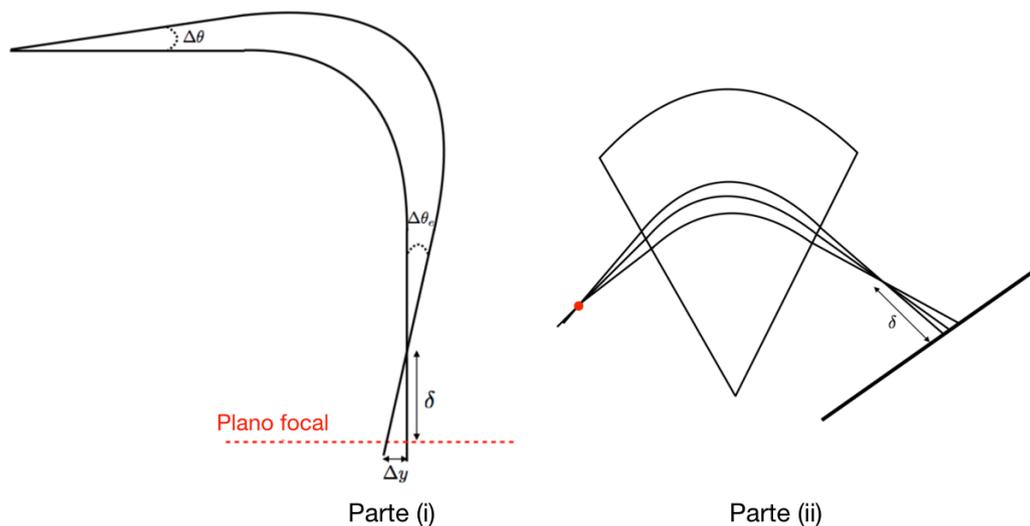
$$f_{\text{posição}} = 295 + 1000\delta \text{ (mm)} \quad (5.5)$$

A equação (5.4) revela a dependência da posição do plano focal em função do ângulo do laboratório de incidência das partículas. Assim, para cada ângulo que medimos tivemos que corrigir a posição do detector (plano focal).

Outro fator importante é a faixa de valores de ρ que são aceitos pelo sistema de detecção, que depende do tamanho do detector e de sua janela de abertura. O valor mínimo é de $\rho_{\text{mín}} = 63$ cm, enquanto o valor máximo depende da seção ativa do detector e o ângulo entre este sistema e o plano focal. Em Orsay, a abertura de detecção é de 30 cm e o ângulo é de 45° , de tal forma que o valor de $\rho_{\text{máx}} = 84.1$ cm,¹ O valor de campo magnético então deve ser ajustado de forma a posicionar as partículas

¹Este valor é calculado pela expressão: $\rho_{\text{máx}} = \rho_{\text{mín}} + L\cos\Theta$, em que L é a seção ativa do detector e Θ é o ângulo entre o sistema de detecção e plano focal.

Figura 5.3: Desenho esquemático do efeito de dispersão das partículas ao passar pelo espectrômetro deve ser corrigido, a fim de aumentar a eficiência do sistema. Na parte (i) da figura há a indicação das variáveis para a ampliação e na parte (ii) a correção que deve ser aplicada no plano focal. Figura retirada de [Mor05].

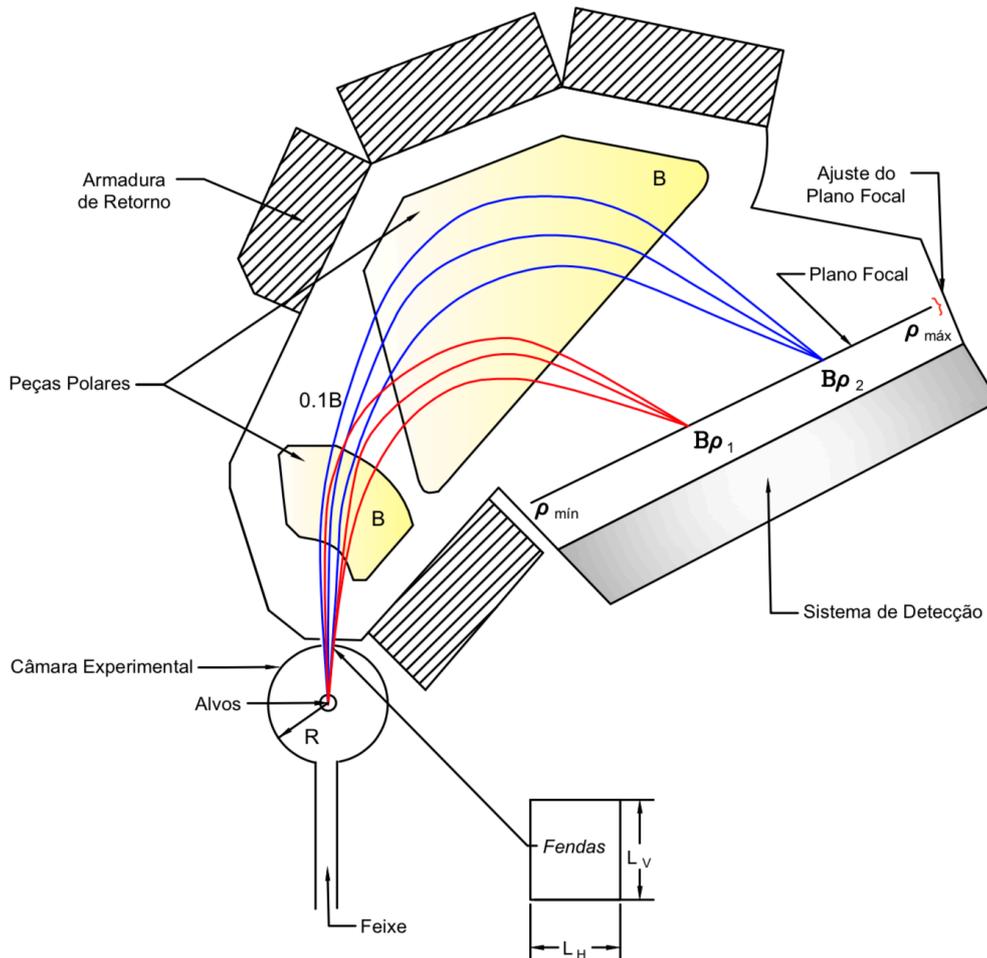


de energia de interesse entre 63 cm e 84.1 cm [Mor05]. A Figura 5.4 mostra um esquema do espectrógrafo *Enge Split-pole*, indicando as partes principais e a trajetória das partículas.

Na parte anterior ao espectrômetro está posicionada a câmara experimental de raio $R = 262.2 \text{ mm}$, onde está localizada a torre de alvos. Na abertura do espectrógrafo temos um sistema de fendas horizontais e verticais. Essas fendas delimitam uma região espacial em que as partículas produzidas na reação do feixe com o alvo serão aceitas na entrada do espectrômetro. Essas fendas definem então um ângulo sólido ($\Delta\Omega$) de aceitação para o espectrógrafo. Para o espectrógrafo *Split-pole* este valor é aproximadamente 1.7 msr, mas é alterado conforme ajustamos as fendas (*splits*).

A Figura 5.4 mostra esquematicamente a posição das fendas na saída da câmara experimental para o espectrômetro. Este valor é importante no cálculo das seções de choque para a distribuição angular. A sequência de fotos na Figura 5.5 mostra algumas imagens do sistema de Orsay, como a parte lateral do *Split-pole* 5.5(a), a montagem da torre de alvos 5.5(b), da distribuição espacial do sistema 5.5(c) e do acelerador tandem 5.5(d) e 5.5(e).

Figura 5.4: Representação esquemática simplificada do espectrógrafo *Enge Split-Pole*, com as trajetórias das partículas indicadas pelos caminhos azuis e vermelhos. Adaptado de [SE67].

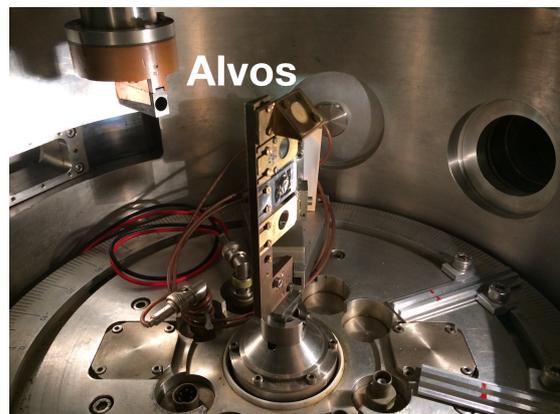


5.3 Sistema de detecção

O sistema de detecção é posicionado no plano focal do espectrógrafo e corresponde a três detectores: um detector proporcional sensível a posição, um contador proporcional (ΔE) e um plástico cintilador. Esses detectores fornecem então os sinais de posição (ρ), perda de energia (ΔE) e energia residual (E), respectivamente. O detector sensível a posição é um conjunto de filamentos metálicos, de 50 cm, mas com zona ativa de 30 cm. Este detector é composto por cinco fios espaçados por 5 cm, que trabalham como ânodo do sistema, formando um plano denominado de anódico. Abaixo desta seção é criado o plano catódico, com tiras espaçadas de 2.5 mm, formando um ângulo de 45°



(a) Foto com visão lateral do sistema *Split-pole* e o caminho de entrada do feixe



(b) Foto da estura da torre de alvos no centro da câmara experimental. *Cortesia Anne Meyer*



(c) Foto com a visão geral do *Split-pole*, com a orientação espacial.



(d) Imagem do acelerador Tandem-Orsay. *Cortesia Anne Meyer*



(e) Imagem do acelerador Tandem-Orsay. *Cortesia Anne Meyer*

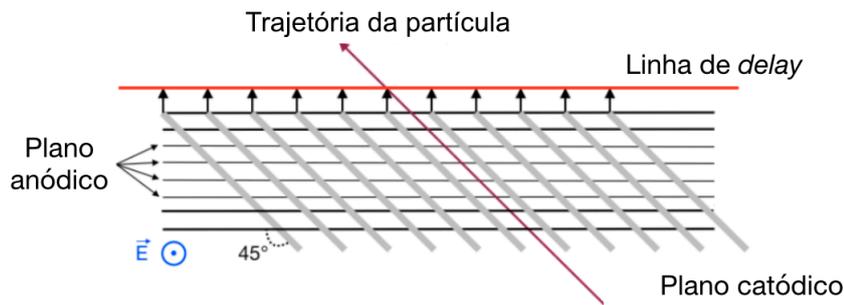
Figura 5.5: Sequências de fotos do arranjo experimental mostrando o acelerador, detector, espectrógrafo, câmara com a montagem dos alvos.

com o plano anódico. A distância entre os planos é de 5 mm e um campo elétrico é aplicado perpendicularmente ao plano anódico.

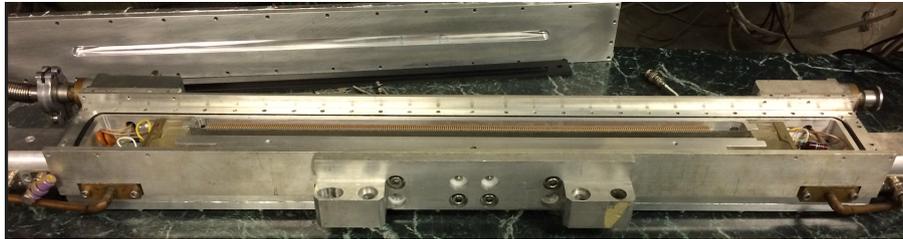
Quando uma partícula atravessa o detector, a carga é induzida no plano catódico pela ação do anódico. A carga então é coletada nestes filamentos e convertida em um sinal de posição, ligando cada cátodo a uma linha de atraso. A posição da partícula é então dada pela diferença em tempo que o sinal leva para chegar em cada extremidade do filamento: um valor de ρ_{alto} correspondendo ao maior tempo de viagem T_{alto} e ρ_{baixo} correspondendo ao menor tempo de viagem T_{baixo} . Para manter a ordem entre o *start* e o *stop*, o valor de T_{baixo} é atrasado por um valor de $\Delta t = 1 \mu s$, pois o intervalo do módulo eletrônico responsável pela contagem de tempo, *TAC*, é de $\Delta t = 2 \mu s$. Com isso, há garantia de que o T_{baixo} chegará depois T_{alto} . A posição será dada pela expressão:

$$\text{Posição} = T_{\text{baixo}} + \Delta t - T_{\text{alto}} \propto B\rho \quad (5.6)$$

A posição das partículas no plano focal é proporcional a rigidez magnética ($B\rho$), onde B é o campo magnético. Geralmente este sistema de detecção possui uma resolução temporal de 2 ns que corresponde a uma resolução espacial de 0.21 mm. O segundo detector ΔE é basicamente um contador proporcional á gás, ou seja, mede a perda de energia das partículas no gás. Utilizamos neste detector o gás isobutano a uma pressão média de 300 mbar. Com a associação do sinal do detector sensível a posição com o sinal ΔE do detector proporcional, podemos gerar um espectro de $B\rho$ versus ΔE , que é fundamental para a identificação das partículas. Mostraremos esses espectros na seção 6.3. O terceiro detector é um plástico cintilador, com função de determinar a energia residual E das partículas. A combinação das informações ΔE e E também poderia ser utilizada para a identificação das diferentes partículas geradas pela reação de interesse. A Figura 5.6(a) mostra um esquema geral do funcionamento do detector sensível a posição e a Figura 5.6(b) mostra uma fotografia do detector utilizado neste trabalho.



(a) Esquema da estrutura do detector sensível a posição. Adaptado de [Mor05].



(b) Foto do detector sensível à posição presente em Orsay. *Cortesia Anne Meyer*

Figura 5.6: Detector sensível a posição

5.4 Sistema de eletrônica

Os sinais fornecidos pelos detectores: posição (ρ), perda de energia (ΔE) e energia residual (E) devem ainda serem tratados por um conjunto de módulos eletrônicos, até serem digitalizados e armazenados no computador de aquisição. Esse conjunto de módulos eletrônicos controlam os sinais provenientes dos 3 detectores simultaneamente. De forma geral, cada detector fornece dois sinais eletrônicos (um sinal rápido e um sinal lento), que são coordenados com o uso de um *CAMAC* (acrônimo para *Computer-Aided Measurement And Control*). O *CAMAC* ainda permite a comunicação do sistema experimental com o computador, de forma que é possível a obtenção dos espectros e o registro dos arquivos de dados.

Os sinais rápidos de tempo são utilizados para gerar o sinal master que inicia a aquisição dos detectores. Os sinais lentos de ΔE e E são pré-amplificados e amplificados. Estes sinais passam por um módulo que gera sinais proporcionais a energia, que são convertidos em dígitos na forma de canais. Um esquema da eletrônica utilizada pode

ser vista na Figura 5.7, com a indicação dos respectivos módulos eletrônicos. Enquanto a Figura 5.7 é uma foto dos *racks* de eletrônica montados em Orsay. O CAMAC controla a entrada e saída de dados do sistema experimental, enquanto o programa *Narval* (*Nouvelle Acquisition temps-Reel Version 1.2 Avec Linux*) é responsável pela escrita dos arquivos. Posteriormente estes arquivos serão convertidos para a análise com a plataforma *Root* [CER18], desenvolvido pelo *European Organization for Nuclear Research* (*CERN*).

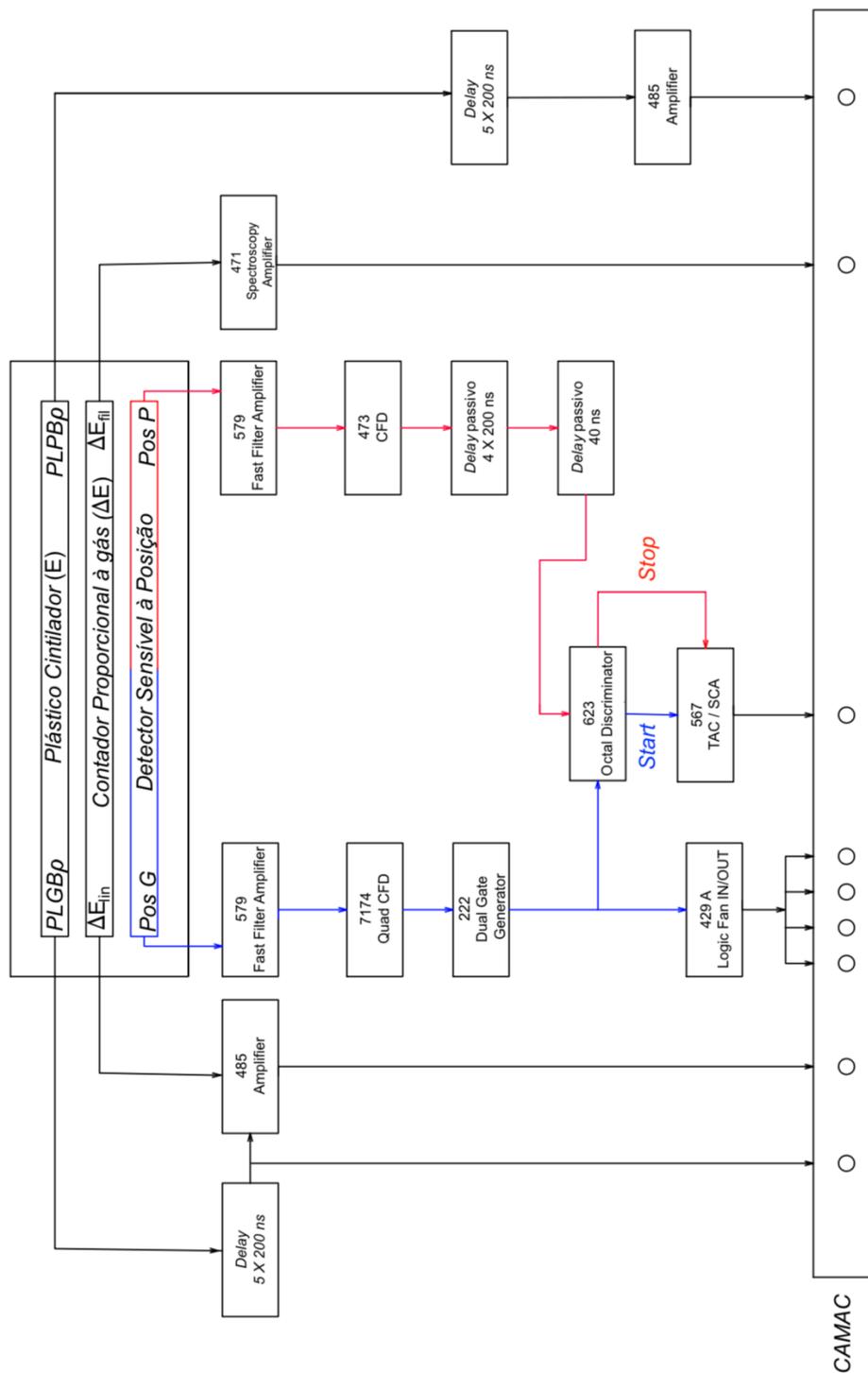


Figura 5.7: Esquema geral da eletrônica utilizada em Orsay. A posição das partículas é determinada pela porção azul (*Start*) e vermelha (*Stop*) da figura.

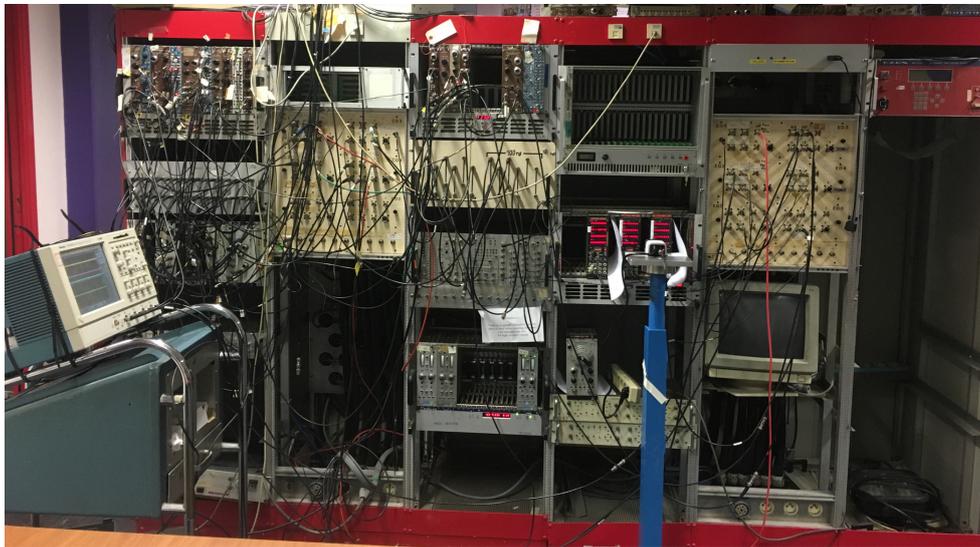


Figura 5.8: Foto do sistema de eletrônica presente em Orsay, utilizada para aquisição dos dados do *Split-pole*.

Análise dos dados

*The only way of discovering the limits of the possible
is to venture a little way past them into the impossi-
ble.*

CLARKE, SIR A. C.(1917★ - 2008†).

Sumário

6.1	NSI93 - Reação $^{24}\text{Mg}(^3\text{He},^4\text{He})^{23}\text{Mg}$	51
6.2	Caracterização dos alvos	51
6.3	Identificação da partículas	55
6.4	Correção do campo magnético e ângulo	59
6.5	Calibração de rigidez magnética obtidos com alvo de ^{12}C	60
6.6	Conversão de rigidez magnética para energia de excitação	64
6.7	Calibração dos espectros em rigidez magnética obtidos com alvo de ^{24}Mg	65

Neste capítulo apresentamos as etapas de análise de dados do experimento NSI93, onde o objetivo foi observar e estudar os estados de ressonância do núcleo ^{23}Mg . A análise de dados corresponde a caracterização dos alvos, identificação das partículas, correções de campo magnético e de ângulo, processo de calibração dos espectros de rigidez magnética, determinação dos espectros de energia, identificação dos estados de energia e a obtenção da seção de choque em função do ângulo de detecção para alguns desses estados ressonantes.

6.1 NSI93 - Reação $^{24}\text{Mg}(^3\text{He},^4\text{He})^{23}\text{Mg}$

O experimento NSI93 foi realizado em maio de 2016, com objetivo de estudar os níveis de energia das ressonâncias do núcleo ^{23}Mg , na faixa de 7.5 a 8.5 MeV. Para estudarmos a espectroscopia desses estados precisamos determinar os valores de energia, spin e paridade dos estados excitados e ressonâncias. Para popularmos os estados excitados do ^{23}Mg utilizamos a reação de transferência $^{24}\text{Mg}(^3\text{He},^4\text{He})^{23}\text{Mg}$ para popular a faixa de energia que está acima do decaimento para próton ($S_p=7.58\text{ MeV}$).

Durante o experimento, o feixe de ^3He produzido pelo Tandem - Orsay teve uma intensidade de 200 nA a 300 nA em média, com uma energia de 25 MeV. Os alvos utilizados foram de carbono (^{12}C) de espessura de $20\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$ e dois alvos de magnésio; um com material de ^{24}Mg isotopicamente enriquecido a 99%, com espessura aproximada de $38\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$, depositado em uma folha suporte (*backing*) de carbono, com espessura de $10\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$ aproximadamente e um outro alvo de continha magnésio no estado natural (^{Nat}Mg) com espessura de aproximadamente $78\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$.

6.2 Caracterização dos alvos

Os alvos utilizados neste trabalho continham outros elementos além do ^{24}Mg . Assim, uma das etapas bastante importante desse trabalho foi a caracterização destes alvos, não apenas em termos de quantidade de cada elemento, mas também com relação a disposição destes no alvo. O alvo de ^{Nat}Mg contém isótopos de Mg na proporção natural (^{24}Mg - 79%, ^{25}Mg - 10% e ^{26}Mg - 11%), enquanto que o alvo de ^{24}Mg foi enriquecido isotopicamente a 99%. O alvo de ^{24}Mg foi confeccionado num substrato (*backing*) de carbono. Assim, foi importante realizarmos medidas com alvo de carbono puro, para podermos estimar a contribuição do ^{11}C produzido pela reação $^{12}\text{C}(^3\text{He},^4\text{He})^{11}\text{C}$ nos espectros obtidos com o alvo de ^{24}Mg . Tivemos também uma contribuição de oxigênio em nossos alvos devido a oxidação.

Os dois alvos de magnésio utilizados em nossas medidas passaram por uma análise de espessura e composição elementar pela técnica de espalhamento Rutherford, comumente conhecida como RBS (acrônimo para *Rutherford BackScatering, em inglês*). Esta análise foi realizada no Laboratório de Análise de Materiais por Feixe de Íons (LAMFI) no Instituto de Física da Universidade de São Paulo. A técnica consiste em lançar partículas carregadas com energia E_0 , que interagem com partículas do alvo, sendo espalhadas em ângulos traseiros. Nesta análise, foram utilizadas partículas de ^4He , com energia de 3.046 MeV. Essas partículas, após serem retroespalhadas, são detectadas em

ângulos traseiros com uma energia E_1 , dada por:

$$E_1 = \frac{M_1^2}{(M_1 + M_2)^2} \left[\cos \theta + \left(\left(\frac{M_1}{M_2} \right)^2 - \sin^2 \theta \right)^{\frac{1}{2}} \right]^2 E_0, \quad (6.1)$$

onde M_1 refere-se a massa dos íons de ^4He , e M_2 é o valor da massa das partículas do alvo. Então, em certo ângulo θ , a energia retroespalhada é bem determinada, permitindo a determinação da composição do alvo. Assim, o espectro obtido possui picos em determinadas energias, que são indicativos da presença de certos elementos. A quantificação destes é realizada por meio da reprodução dos espectros com códigos de simulação.

O alvo de ^{24}Mg com pureza nominal de 99% foi produzido pelo laboratório de Munich (Alemanha). O espectro de energia das partículas retroespalhadas, apresentada na Figura 6.1, revela três regiões: a porção de magnésio, carbono e oxigênio. A presença do carbono, deve-se ao substrato de carbono utilizado como suporte para a deposição das partículas de magnésio.

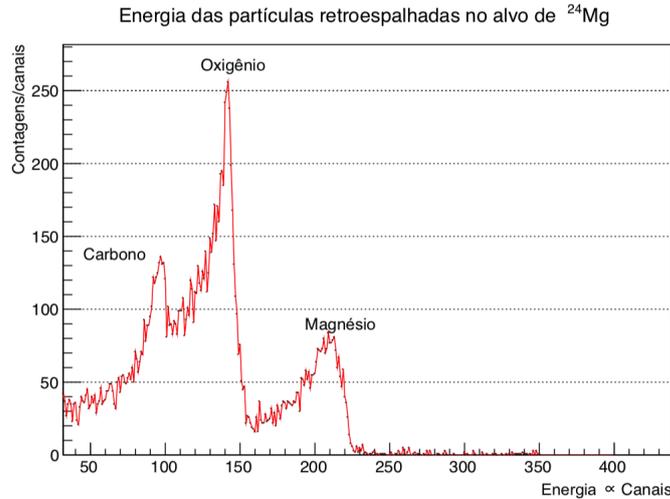


Figura 6.1: Espectro de energia das partículas retroespalhadas no alvo de ^{24}Mg . Os picos referentes aos elementos carbono, oxigênio e magnésio são indicados.

O perfil do alvo de ^{24}Mg apresentado na Figura 6.2, permite construir um modelo de estrutura do alvo, com as respectivas espessuras. Isso é importante, pois a perda de energia das partículas de ^3He incidentes no alvo durante a reação que estudamos neste trabalho, deve ser considerada no processo de calibração, depende da ordem e espessuras de cada elemento presente no alvo. A Figura 6.2 apresenta o perfil do alvo de ^{24}Mg com as proporções de carbono, oxigênio e magnésio nas diferentes camadas. A

Número Layer	Elemento	Espessura ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)
1	^{16}O	90.0 (5.5)
2	^{24}Mg	38.2 (2.7)
3	^{12}C	22 (10)

Tabela 6.1: Concentração elementar presente no alvo de ^{24}Mg

primeira observação importante é faixa de carbono bem localizada na primeira camada, que corresponde ao substrato do alvo. A parte central do gráfico de perfil é a composi-

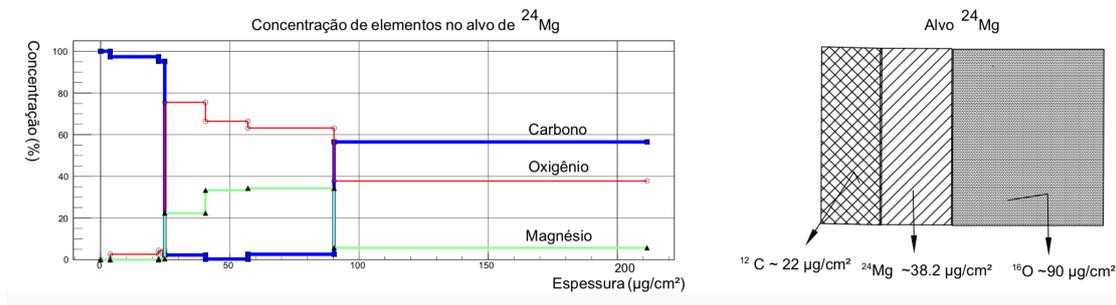


Figura 6.2: Perfil do alvo de ^{24}Mg , com a distribuição de carbono, oxigênio e magnésio. A direita há uma representação esquemática das camadas do alvo

ção do ^{24}Mg que corresponde a uma espessura de $38.2 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. A partir dessa análise podemos observar uma considerável faixa de oxigênio, que surgiu devido ao processo de oxidação. As espessuras determinadas para este alvo são apresentadas na Tabela 6.1, com a respectiva ordem em relação a incidência do feixe. Uma representação esquemática do alvo é apresentada junto da Figura 6.2. É importante ressaltar que essa é uma representação esquemática e aproximada utilizada para nossas análises. Os elementos de carbono, magnésio e oxigênio podem não estar em camadas tão estritamente estabelecidas. Com o alvo de ^{24}Mg fizemos medidas de espectro de rigidez magnética para a reação $^{24}\text{Mg}(^3\text{He}, ^4\text{He})^{23}\text{Mg}$, posicionando o espectrógrafo nos ângulos de 6° , 8° , 10° , 12° , 15° e 20° .

O segundo alvo de magnésio utilizado em nossas medidas foi produzido no laboratório de alvos de Orsay, através da evaporação de um composto OMg. Assim, o alvo possui em sua composição os núcleos ^{24}Mg , ^{25}Mg e ^{26}Mg na proporção isotópica : 78.99%, 10.00% e 11.01%, respectivamente. A Figura 6.3 apresenta o espectro das partículas retroespalhadas, indicando a presença dos elementos: carbono, oxigênio além do magnésio, no alvo. Esse alvo de ^{Nat}Mg tem um perfil diferente do alvo de ^{24}Mg isotopicamente enriquecido e possui uma quantidade de magnésio maior. Uma outra

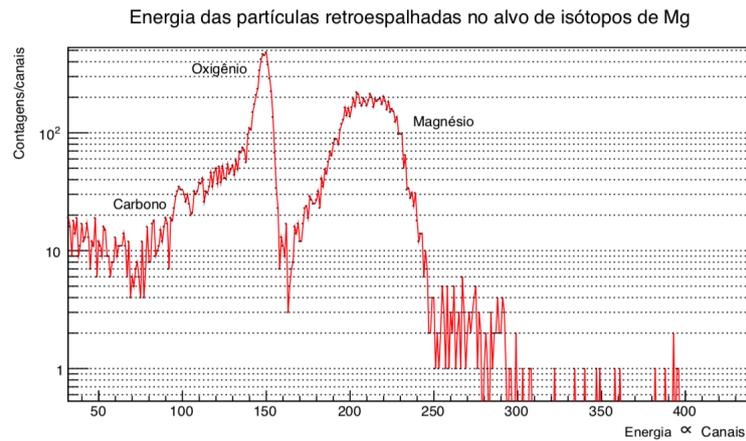


Figura 6.3: Espectro de energia das partículas retroespalhadas no alvo de ^{Nat}Mg , com a indicação dos picos referentes aos elementos carbono, oxigênio e magnésio.

diferença marcante entre esses dois alvos é a quantidade de oxigênio, concentrada na parte interna do alvo de ^{Nat}Mg , entre o carbono e o magnésio. Isso ocorre porque esse alvo foi obtido pela evaporação de óxido de magnésio (OMg), onde o magnésio foi o magnésio natural. A Figura 6.4 corrobora essa conclusão ilustrando o perfil do alvo, com as respectivas faixas de carbono, oxigênio e magnésio. O elemento dominante no alvo é o magnésio, como representado o lado direito da Figura 6.4. As espessuras das camadas deste alvo são apresentadas na Tabela 6.2. O alvo de ^{Nat}Mg foi utilizado para obter espectros com os ângulos de 6° , 8° , 10° , 12° , 15° , 20° , 25° , 30° , 40° e 50° .

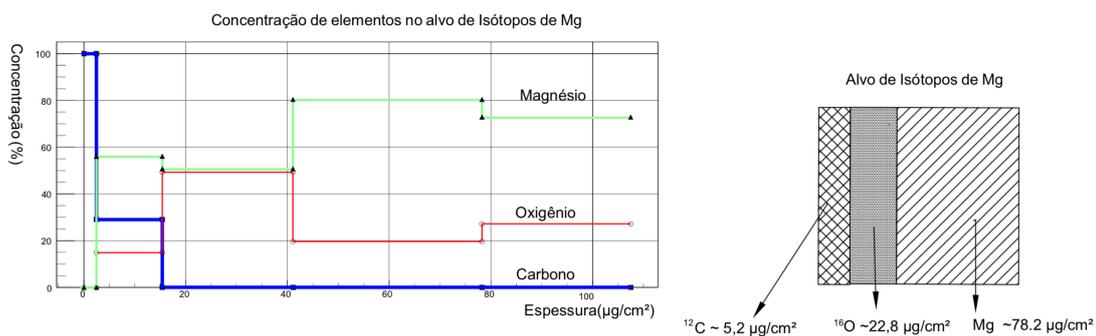


Figura 6.4: Perfil do alvo de ^{Nat}Mg , com a distribuição de carbono, oxigênio e magnésio. À direita há uma representação esquemática das camadas do alvo

<i>Número Layer</i>	Elemento	Espessura ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)
1	Isótopos Mg	78.2 (8.5)
2	^{16}O	22.8 (5.7)
3	^{12}C	5.2(1.2)

Tabela 6.2: Concentração elementar presente no alvo de ^{Nat}Mg

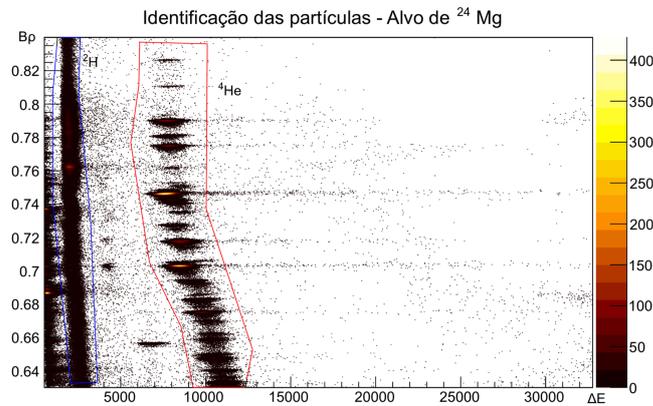
6.3 Identificação da partículas

Na interação do feixe ^3He com o alvo ^{24}Mg podemos produzir várias partículas, tais como ^2H , ^3He , ^6Li , além da partícula de interesse ^4He . Assim, é importante a construção do espectro bidimensional $B\rho$ versus ΔE para que possamos fazer a identificação e separação das partículas.

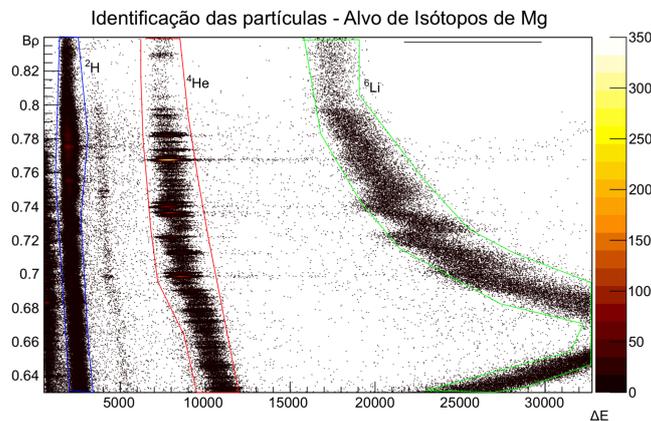
A identificação das partículas foi obtida a partir do gráfico bidimensional de ΔE versus $B\rho$, com as informações coletadas do detector sensível a posição e da perda de energia das partículas incidentes. Cada elemento ocupa uma determinada região neste diagrama, em função do seu estados de carga e do valor da massa atômica. A equação de Bethe-Block fornece como valor aproximado da perda de energia (ΔE), de uma partícula que possui energia inicial E , com a expressão:

$$\Delta E \approx AZ^2 \frac{\ln(E)}{E}. \quad (6.2)$$

Assim elementos de diferentes números atômicos Z terão perda de energia diferentes. Podemos então usar o espectro $B\rho$ versus ΔE para identificar as partículas. Os espectros bidimensionais de $B\rho$ versus ΔE obtidos com os alvos de ^{24}Mg e ^{Nat}Mg são mostrados nas Figuras 6.5(a) e 6.5(b), respectivamente. Em ambos os espectros há uma região inicial, que deve corresponder a prótons e uma região que corresponde as partículas de ^2H . Na Figura 6.5(b) ainda podemos observar uma região correspondente as partículas de ^6Li . A região das partículas de ^4He pode ser selecionada sem dificuldades, como ilustrado em cada figura.



(a) Espectro bidimensional $B\rho$ versus ΔE obtidos com o alvo de ^{24}Mg .



(b) Espectro bidimensional $B\rho$ versus ΔE obtidos com o alvo de ^{Nat}Mg .

Figura 6.5: Espectro bidimensional $B\rho$ versus ΔE obtidos com os alvos de ^{24}Mg e ^{Nat}Mg . As regiões demarcadas correspondem as partículas detectadas

Podemos agora fazer uma projeção da região contendo as partículas de ^4He no eixo de $B\rho$ e obter o espectro de rigidez magnética destas partículas, provenientes da reação $^{24}\text{Mg}(^3\text{He}, ^4\text{He})^{23}\text{Mg}$. Como mencionamos anteriormente, os picos nesse espectro correspondem aos estados excitados e ressonâncias do ^{23}Mg . O fato do alvo ^{24}Mg apresentar uma camada de oxidação extensa, fez com os espectros obtidos com este alvo apresentassem uma perda de resolução considerável, algo que pode ser concluído ao sobrepor os espectros obtidos com os dois alvos para o mesmo ângulo, como ilustrado na Figura 6.6. O espectro correspondente ao alvo de ^{Nat}Mg apresenta uma resolução melhor, permitindo a separação e identificação de mais picos. Com base na análise de

perfil dos alvos e resolução dos espectros, escolhemos utilizar os dados obtidos com o alvo de ^{Nat}Mg para a determinação da calibração e identificação dos picos correspondentes aos estados excitados e ressonâncias do ^{23}Mg .

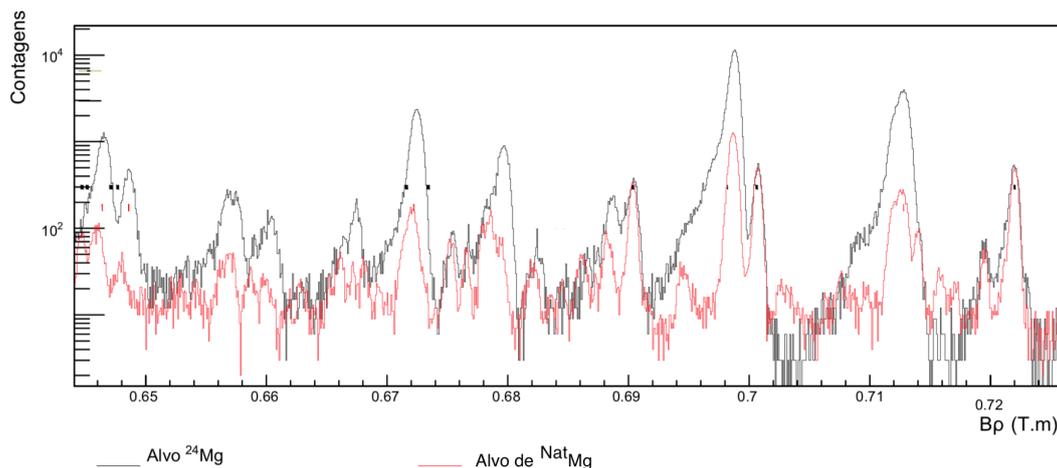


Figura 6.6: Espectros de $B\rho$ obtidos para o alvo de ^{24}Mg e ^{Nat}Mg , para o ângulo de 10° . Há regiões do espectros que apresentam maior resolução de níveis com o alvo de isótopos de Mg

Para termos uma ideia da contribuição dos contaminantes nos espectros de rigidez magnética fizemos cálculos de onde estariam as linhas correspondentes a cada um dos contaminantes. Para tanto consideramos os valores das energias de excitação das tabelas do NNDC [NND18]. Na Figura 6.7 apresentamos esses cálculos para um campo $B=1.0$ T e ângulo de detecção de 6 graus para cada um dos possíveis contaminantes.

Podemos ver na Figura 6.7 que teremos contribuições das linhas de ^{15}O e ^{11}C . No entanto, as linhas dos isótopos de ^{24}Mg e ^{25}Mg provenientes das reações $^{25}\text{Mg}(^3\text{He}, ^4\text{He})^{24}\text{Mg}$ e $^{26}\text{Mg}(^3\text{He}, ^4\text{He})^{25}\text{Mg}$ terão uma contribuição pequena, principalmente na região de maior interesse entre as energias 7.5 e 8.5 MeV na excitação do ^{23}Mg . Isso porque os estados desses núcleos estarão numa energia de excitação alta (acima de 11 MeV) onde a densidade de níveis é alta e a probabilidade de população desses níveis é baixa. Combinando com o fato desses isótopos de ^{25}Mg e ^{26}Mg terem cada um a proporção de apenas 10% no alvo de ^{Nat}Mg , essas linhas vão então produzir um fundo mas vão interferir pouco na determinação dos níveis do ^{23}Mg . Principalmente na região de energia de excitação de interesse do ^{23}Mg entre 7.5 e 9.5 MeV

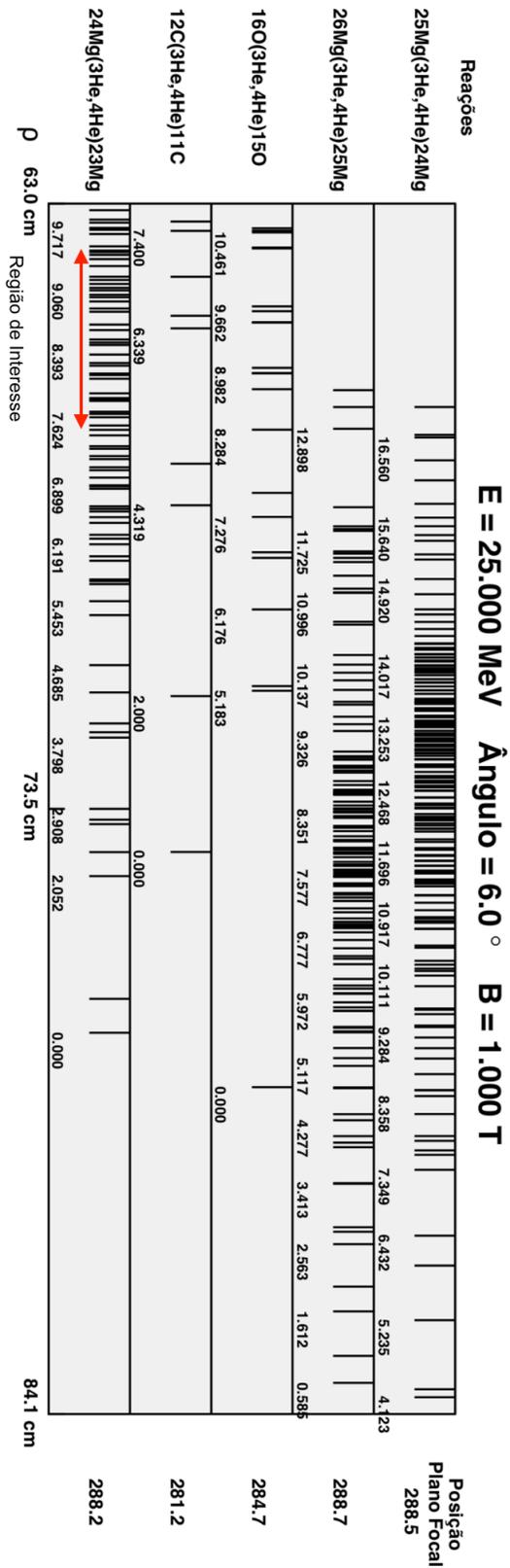


Figura 6.7: Espectro de posição das linhas referentes aos estados excitados dos núcleos ^{23}Mg , ^{24}Mg , ^{25}Mg , ^{11}C e ^{15}O , com base nos valores da tabela NNDC. A região de interesse para este trabalho está demarcada pela linha em vermelho.

6.4 Correção do campo magnético e ângulo

O valor do campo magnético foi fixado neste experimento em de $B=1\text{ T}$, de forma que as partículas de interesse adentrassem a região do detector com a energia de interesse. Esse valor do campo magnético foi escolhido realizando-se cálculos de simulação com os valores das energias dos estados excitados do ^{23}Mg , como apresentado na Figura 6.7. A escolha se deu de forma que as partículas de ^4He , com energia correspondentes aos estados excitados do ^{23}Mg entre 0 e 10 MeV fossem detectadas no plano focal. Porém, durante a etapa de aquisição, o valor do campo magnético sofre pequenas flutuações, que provocam uma perda de resolução no espectro de posição e rigidez magnética. Durante o experimento os valores dessas flutuações são armazenados em arquivos e utilizados para que possamos fazer as devidas correções nos espectros em uma análise *off-line*. No entanto, para a calibração dos espectros de $B\rho$ precisamos utilizar um valor médio efetivo do campo, que pode ser ligeiramente diferente do valor nominal de $B=1\text{ T}$.

Escolhemos para realizar a calibração os espectros que apresentavam poucas flutuações ou flutuações em intervalos pequenos, de forma que a influência deste fator na determinação da posição das partículas fosse mínima. O processo de obtenção do valor médio consistiu em retirar pontos que apresentavam grande discrepância e depois o ajuste de uma função constante. Um exemplo pode ser observado na Figura 6.8, com a indicação da curva ajustada na porção direita da figura. Apesar da variação média de $\Delta B=10^{-3}\text{ T}$, este fator torna-se importante na conversão do espectro posição para rigidez magnética, por exemplo.

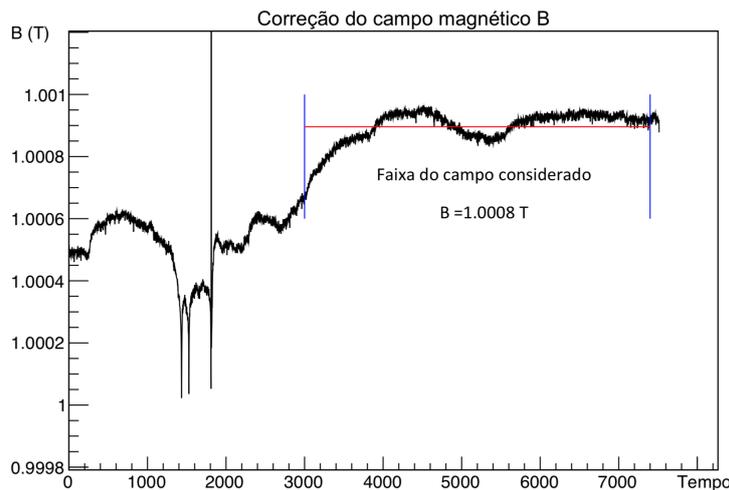


Figura 6.8: Correção do campo magnético B. A parte com comportamento mais instável foi removida e a média foi obtida pela faixa determinada pelas barras verticais

Outra correção importante corresponde ao ângulo de detecção em relação ao laboratório. O ângulo θ de detecção é determinado pelo posicionamento do *Split-pole*, de acordo com a indicação da Figura 5.5(c). No entanto, na entrada do espectrômetro, dentro da câmara onde ocorre as reações, foi instalado um sistema de fendas horizontais e verticais. Essas fendas limitam a quantidade de partículas que serão aceitas a entrarem no espectrógrafo, fornecendo um ângulo sólido de aceitação. Elas podem ainda se mover para ajustar o alinhamento do feixe. No entanto, ao movermos as fendas para fora dos limites padrão estaremos modificando o ângulo central de detecção. O ângulo corrigido $\theta_{\text{corrigido}}$ pela variação da posição das fendas é dado por:

$$\theta_{\text{corrigido}} = \theta + \frac{180}{\pi} \arctan\left(\frac{G - D}{2R}\right), \quad (6.3)$$

onde G (*Gauche*, esquerda em francês) e D (*Droite*, direita em francês) correspondem as posições das fendas horizontais. Esta expressão é obtida pelo desvio em relação a trajetória central do feixe, considerando um triângulo retângulo formado pelo raio da câmara experimental R e ponto médio da posição das fendas G e D. Neste experimento, a posição dos fendas foram: $G=3\text{ mm}$, $G=11\text{ mm}$ e $R=262.2\text{ mm}$, de forma que a correção é um fator constante de valor $\Delta\theta = -0.87^\circ$.

Na Tabela 6.3 apresentamos os parâmetros mais relevantes para a realização desse experimento, com as informações dos ângulos medidos e corrigidos pelo uso das fendas, a posição de plano focal do detector e quais alvos foram utilizados para os ângulos indicados. Em asterisco estão marcados os ângulos e alvos utilizados na calibração.

6.5 Calibração de rigidez magnética obtidos com alvo de ^{12}C

Na primeira etapa, calibramos os espectros de rigidez magnética obtidos com o alvo puro de ^{12}C . Essa calibração pode ser a princípio utilizada para calibrar também os espectros obtidos com alvo de ^{nat}Mg . No espectro com alvo de carbono, conseguimos identificar facilmente 7 picos que correspondem aos estados do ^{11}C , numerados de 0 a 7 na Figura 6.10. Esses picos são associados as linhas conhecidas do ^{11}C indicadas na Figura 6.7 para a reação $^{12}\text{C}(^3\text{He}, ^4\text{He})^{11}\text{C}$. Com os picos identificados, ajustamos a eles funções gaussianas de forma a obter o valor de canal central (ch) e incerteza da posição (σ_{ch}). As informações da rigidez magnética $B\rho$ correspondentes foram obtidos a partir dos valores de energia de excitação da base de dados NNDC. Com as informações de $B\rho$ e os canais centrais de cada pico, podemos ajustar um função de polinômio de grau

B (T)	Energia Feixe	Intensidade Feixe
~ 1	25 MeV (^3He)	entre 200 nA a 300 nA

θ (°)	$\theta_{\text{corrigido}}$ (°)	$f_{\text{posição}}$ (mm)	Alvos		
			^{12}C	^{24}Mg	^{Nat}Mg
6	5.13	288.2	X	X	X
8	7.13	286.0	X	X	X
10	9.13	283.7	X	X	X
12	11.13	281.5	X	X	X
15	14.13	278.2		X	X
20	19.13	272.8		X	X
25	24.13	267.4			X
30	29.13	262.3			X
40	39.13	252.8			X
50	49.13	244.8			X

Tabela 6.3: Condições gerais do experimento NSI93

dois, cujos coeficientes serão a_0 , a_1 e a_2 , conforme expressão:

$$B\rho = [a_0 + a_1(ch) + a_2(ch)^2] \bar{B} \quad (6.4)$$

O valor de \bar{B} utilizado para obtermos $B\rho$ é o valor médio do campo magnético, como descrito na seção 6.4. Os coeficientes de calibração são então ajustados pelo métodos do mínimos quadrados e a consistência da calibração é obtida análise de resíduos da curva ajustada, considerando a diferença quadrática entre os valor ajustado e valor obtido no espectro. O critério adotado neste trabalho é que os resíduos da curva de calibração, em $B\rho$, deveria possuir valor inferior a 10^{-4} T.m, o que corresponde a uma incerteza de energia na ordem de 7 keV. Isso significa que a identificação dos picos corresponde a uma diferença entre o valor adotado e aquele obtido pela calibração num intervalo de 7 keV.

Toda a análise referente a calibração foi realizada utilizando *scripts* (roteiro), que são conjunto de comandos na linguagem *C++*, apropriados para a plataforma *Root*. A plataforma *Root* foi desenvolvida pelo CERN [CER18] e permite que possamos desenvolver *scripts* que manipulam uma grande quantidade de dados. Em Orsay foram então desenvolvidos vários *scripts* para a análise de dados obtidos com o espectrógrafo. Assim, temos um *script* que realiza a calibração dos espectros em rigidez magnética a partir dos valores das posições em canais dos espectros não calibrados, valores de energia da tabela da base de dados do NNDC, parâmetros do arranjo experimental e cálculos de

Energia de Ressonância (MeV)	Representação	Canal Central (ch)	Incerteza (σ_{ch})
Estado fundamental	$^{11}\text{C}_0$	16365.8	0.2
2.000	$^{11}\text{C}_1$	12664.9	0.4
6.339	$^{11}\text{C}_4$	3859.9	0.8
6.477	$^{11}\text{C}_5$	3556.8	1.2
6.904	$^{11}\text{C}_6$	2624.8	0.8

Tabela 6.4: Valores do canal central obtidos para os picos de ressonância do ^{11}C , para um campo magnético de 1.00067 T e ângulo de detecção de 6° .

cinemática e perda de energia. Uma vez obtido os parâmetros da função $B\rho(ch)$ podemos aplicar essa calibração para todos os espectros. Ao mesmo tempo, os espectros de rigidez magnética são corrigidos pela flutuação de campo magnético utilizando o arquivo de dados contendo os valores de flutuação do campo B , em função do tempo.

Na calibração dos espectros de rigidez magnética com o alvo de carbono foram adotados 5 níveis do ^{11}C , apesar de termos identificados 7. Isso porque os picos [2] e [3] geravam resíduos fora do intervalo que definimos. Possivelmente a energia dada pela base de dados para esses níveis não está correta, ou o ajuste linear não é o mais adequado. A Tabela 6.4 apresenta os valores da posição, em canais, de cada pico e os correspondentes estados excitados do ^{11}C . Estes valores foram a base para o ajuste da curva de calibração explícita na Figura 6.9, ângulo de 6° e o valor do campo médio de 1.00067 T. Os valores dos parâmetros ajustados, foram:

$$\begin{aligned}
 a_0 &= 0.623532 \pm 0.000007 \\
 a_1 &= (7.20 \pm 0.005) \times 10^{-6} \\
 a_2 &= (4.68 \pm 0.25) \times 10^{-12}
 \end{aligned}
 \tag{6.5}$$

A Figura 6.9 mostramos a curva de calibração $B\rho$ versus canal e os respectivos valores dos resíduos, com a indicação da faixa de tolerância de 10^{-4} T.m. Na Figura 6.10 mostramos o espectro calibrado com estes parâmetros. Ao observarmos o espectro apresentado na Figura 6.10 podemos ver que há uma boa concordância entre os valores calculados com as informações adotadas para as energias dos estados do ^{11}C da base de dados NNDC e os picos identificados nos espectros. Isso indica que o espectro está bem calibrado. A seguir adotamos esse procedimento para os demais espectros obtidos com o alvo de ^{12}C nos ângulos 6, 8, 10, e 12 graus. Os coeficientes de calibração obtidos são apresentados na Tabela 6.5. Estes parâmetros serviram de base para a calibração dos espectros de magnésio, como será apresentado nas próximas seções.

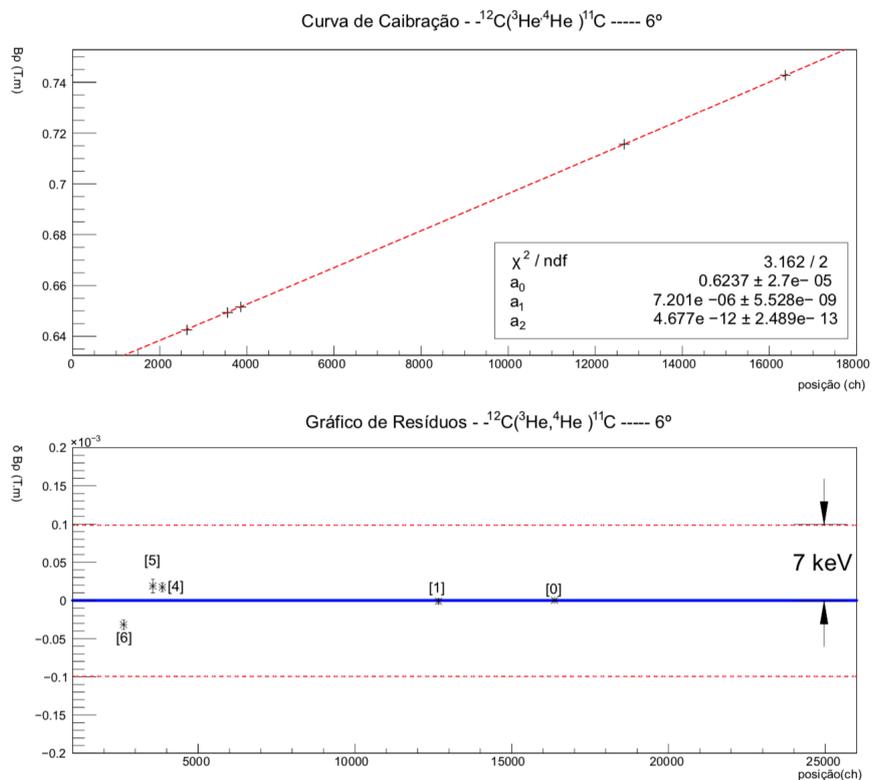


Figura 6.9: Curva de calibração ajustado para os picos de ressonância ^{11}C e o gráfico de resíduos.

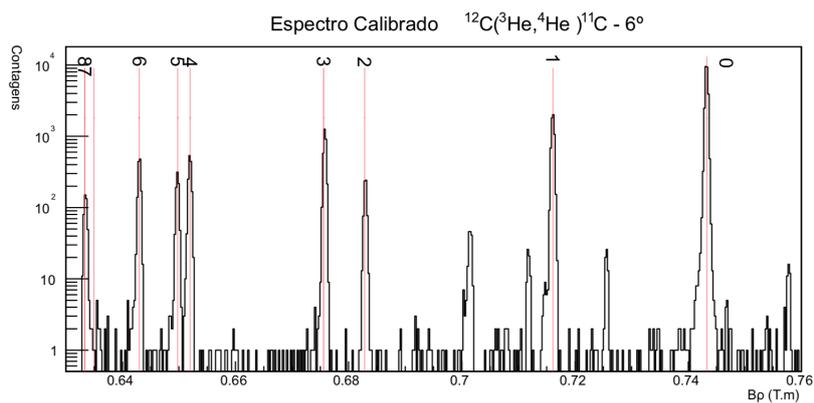


Figura 6.10: Espectro de rigidez magnética para as partículas ^4He da reação $^{12}\text{C}(^3\text{He},^4\text{He})^{11}\text{C}$ medido a 6° com o alvo de ^{12}C . Os valores numéricos indicam aos estados conhecidos do ^{11}C , de acordo com a tabela NNDC.

Ângulo(°)	Parâmetros		
	a ₀ (10 ⁻¹)	a ₁ (10 ⁻⁶)	a ₂ (10 ⁻¹²)
6	6.23	7.20	4.68
8	6.24	7.23	3.84
10	6.24	7.14	7.34
12	6.24	7.22	4.28

Tabela 6.5: Parâmetros de calibração para os espectros obtidos com o alvo de carbono

6.6 Conversão de rigidez magnética para energia de excitação

Os espectros de rigidez magnética calibrados podem ser convertidos em espectros de energia de excitação. Essa conversão foi útil para o estudo de influência de contaminantes nos espectros .

Vamos novamente considerar uma reação de transferência genérica $a + A \rightarrow B + b$, onde a é a partícula do feixe, A é a do alvo, b é a partícula que tem seu momento p_b analisado pelo espectrógrafo e B é núcleo residual. A relação entre o momento e energia destas partículas é dado pelo quadrivetor momento-energia na forma:

$$cP_a = \begin{pmatrix} T_a + m_a c^2 \\ \vec{p}_a \end{pmatrix}, cP_A = \begin{pmatrix} m_A c^2 \\ 0 \end{pmatrix}, cP_B = \begin{pmatrix} E_B \\ \vec{p}_B \end{pmatrix}, P_b = \begin{pmatrix} E_b \\ \vec{p}_b \end{pmatrix}. \quad (6.6)$$

Em que c é a velocidade da luz, de valor $2.99 \times 10^8 m/s$, e o produto mc^2 corresponde a energia de repouso da partícula. O valor T_a é a energia da partícula a , enquanto \vec{p}_a , \vec{p}_b e \vec{p}_B são os momentos associados as partículas a , b e B , respectivamente. Também são equações básicas da relatividade :

$$\begin{aligned} E^2 &= (pc)^2 + (mc^2)^2, \\ E &= T + mc^2. \end{aligned} \quad (6.7)$$

Assim, o valores de momento linear podem ser calculados por:

$$\begin{cases} p_a = \sqrt{T_a^2 + 2T_a m_a c^2} \\ p_A = 0 \\ p_b = \sqrt{T_b^2 + 2T_b m_b c^2}. \end{cases} \quad (6.8)$$

O momento linear do núcleo b será calculado pela conservação do momento linear:

$$(\vec{p}_a + \vec{p}_A)^2 = (\vec{p}_b + \vec{p}_B)^2. \quad (6.9)$$

Adotando que $p_A = 0$, o momento linear do núcleo b é então calculado por:

$$\vec{p}_A + \vec{p}_a = \vec{p}_B + \vec{p}_b \rightarrow \vec{p}_b = \vec{p}_a - \vec{p}_B \rightarrow p_B = \sqrt{p_a^2 + p_B^2 - 2p_a p_b \cos\theta_B}. \quad (6.10)$$

Em que θ_b é o ângulo de observação da partícula \mathbf{b} . Com os valores de energia, pode-se aplicar a o princípio de conservação de energia. Experimentalmente obtém-se o valor da energia cinética da partícula \mathbf{b} , que é calculado pela expressão $T_b = E_b + m_b c^2$. Para obter o valor de E_B :

$$E_B = T_a + m_a c^2 + m_A c^2 - (T_b + m_b c^2). \quad (6.11)$$

Então, a energia de excitação da partícula B (E_{Bex}) é dada por:

$$E_{Bex} = m_B c^2 - m_{B0} c^2, \quad (6.12)$$

em que m_{B0} é a massa da partícula B no estado fundamental e m_B é a massa obtida na reação:

$$m_B = \frac{1}{c} \sqrt{E_B^2 - (p_B^2)}. \quad (6.13)$$

Assim, ao conhecer a energia cinética do feixe (T_a), medindo a energia da partícula (T_b) e o ângulo θ_b , pode-se calcular a energia de excitação E_{Bex} . O valor da rigidez $B\rho_b$ da partícula b , está relacionado com a energia cinética (T_b) pela expressão:

$$B\rho_b = \frac{cp_b}{cZ_b e} = \frac{\sqrt{T_b^2 + 2m_B T_b}}{cZ_B e} (10^6 e). \quad (6.14)$$

O termo $10^6 e$ permite que a energia cinética e a massa em MeV.

O espectro de rigidez magnética apresentado na Figura 6.10 pode ser então convertido para energia de excitação. Convertemos os espectros de rigidez magnética obtidos nos ângulos 6° , 8° , 10° e 12° com o alvo de ^{12}C em espectros de energia de excitação, veja Figura 6.11. Se os picos observados nos espectros são mesmo dos estados excitados no ^{11}C , a energia de excitação de cada um não deve mudar com o ângulo. Essa é uma técnica para determinamos se o estado identificado realmente pertence ao núcleo considerado. Se o pico identificado pertencer a algum contaminante, ele terá valores de energias diferentes para diferentes ângulos.

6.7 Calibração dos espectros em rigidez magnética obtidos com alvo de ^{24}Mg

Inicialmente utilizamos a curva de calibração obtida com os estados do ^{11}C e aplicamos aos espectros de $B\rho$ com os estados do ^{23}Mg . Superpondo as linhas conhecidas a esses

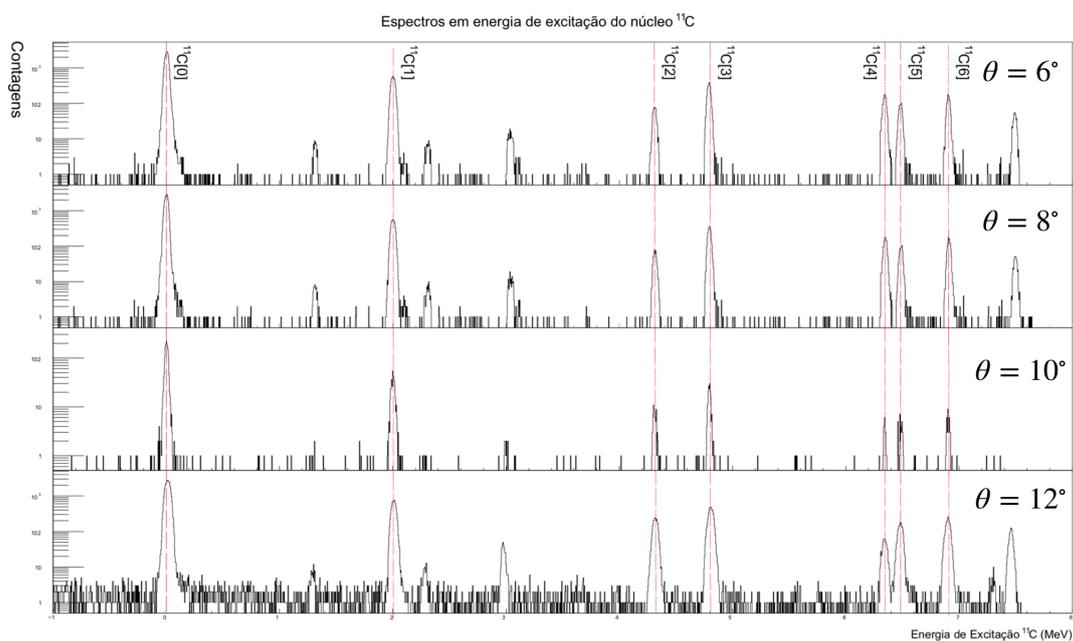


Figura 6.11: Espectros de energia de excitação do núcleo ^{11}C obtidos com o alvo de ^{12}C em diferentes ângulos de detecção. As linhas em vermelho indicam os estados identificados para o ^{11}C .

espectros, podemos identificar alguns estados do ^{23}Mg . Utilizamos os cálculos de simulação, com as energias conhecidas desses núcleos, conforme mostrado na Figura 6.12, para auxiliar na identificação dos picos. Esses estados foram então utilizados para a obtenção de uma nova curva de calibração. A princípio a curva de calibração com os estados do ^{23}Mg conhecidos deve ser mais adequada para calibrar espectros de rigidez magnética com estados do ^{23}Mg não conhecidos. Utilizamos novamente uma curva de polinômio de segundo grau.

Para obtermos a posição, largura e contagens de cada pico consideramos uma função gaussiana. No processo de identificação dos picos que poderiam pertencer a estados do ^{23}Mg , muitos picos tornaram-se bons candidatos para serem utilizados na determinação da curva calibração em rigidez magnética. Um dos critérios adotados para a escolha desses picos é que não fossem dubletos e que não houvesse picos de contaminantes próximos. A largura da gaussiana ajustada foi um critério para definir se esse pico era um dubleto ou não. O segundo critério é que sua forma não deveria mudar nos espectros obtidos em diferentes ângulos. O outro critério foi o resíduo ser inferior ao limite de 10^{-4} T.m. Dessa forma, alguns picos foram descartados no processo de calibração de rigidez magnética, por não cumprirem estes requisitos.

O valor de $B\rho$ considera os cálculos discutidos na seção 6.6, em que as informações do projétil, como energia e a massa, associada com a informações do alvo são relevantes. A referência para o valor de energia dos estados ^{23}Mg , durante o processo de calibração, é a tabela do NNDC apresentada com maiores detalhes no Apêndice A. O fator de tolerância de $\pm 10^{-4}$ T.m adotado para o resíduo da curva ajustada representa uma incerteza de ± 7 keV, na energia do estado.

Na calibração levamos em conta também a perda de energia nos vários contaminantes do alvo. O valor dessa perda de energia para as partículas de ^3He correspondentes ao estado fundamental do ^{23}Mg foi de 13 keV. Esse valor é maior para os demais estados, uma vez que correspondem a partículas de ^4He com energia cinética menor.

A identificação dos picos referentes aos estados do ^{23}Mg , os valores de canal central adotados e os respectivos valores de $B\rho$ adotados na calibração em rigidez magnética, são apresentados na Tabela 6.6. O valor de campo magnético médio foi $B = 1.0076$ T. Apresentamos na Figura 6.13 o resultado da curva de calibração de $B\rho$ ajustada com o uso de um *script* compilado pela plataforma *Root*. A figura também apresenta os respectivos parâmetros de calibração: a_0 , a_1 e a_2 , adotando um polinômio de segunda ordem. Apresentamos no Anexo B um estudo comparativo entre a calibração utilizando-se um polinômio de primeira e segunda-ordem.

O espectro de $B\rho$ obtido a 10° e devidamente calibrado é apresentado na Figura 6.14. Para verificar a qualidade da calibração adotada apresentamos na figura as linhas referentes aos estados do ^{23}Mg , utilizados na obtenção da curva. Nesta figura também

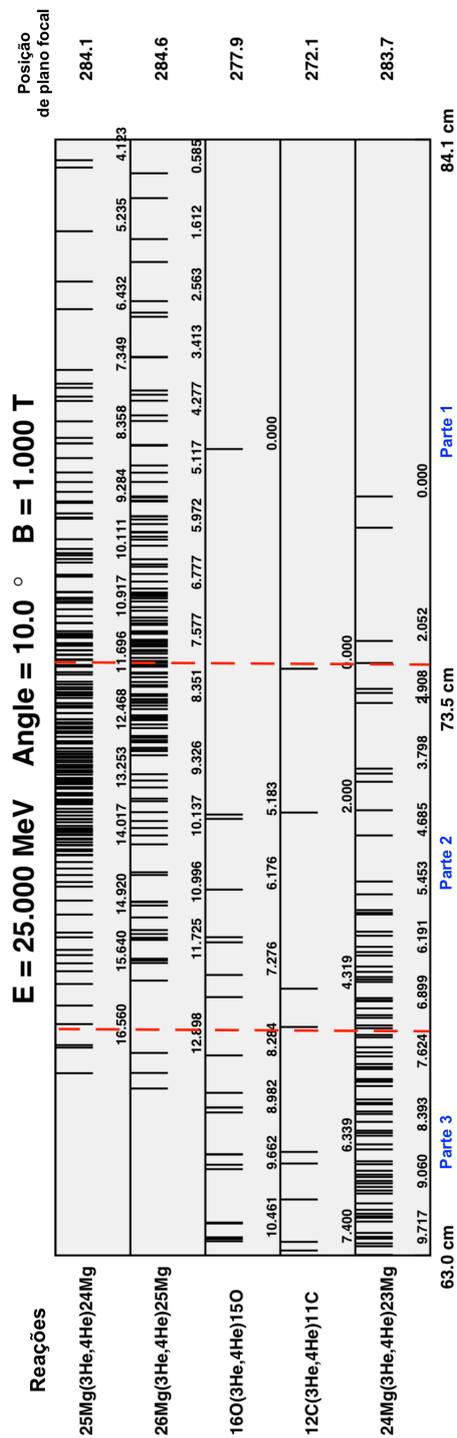


Figura 6.12: Valores de rigidez magnética referentes aos estados excitados dos núcleos ^{23}Mg , ^{24}Mg , ^{25}Mg , ^{11}C e ^{15}O , com base nos valores da tabela NNDC [NND18] a 10°

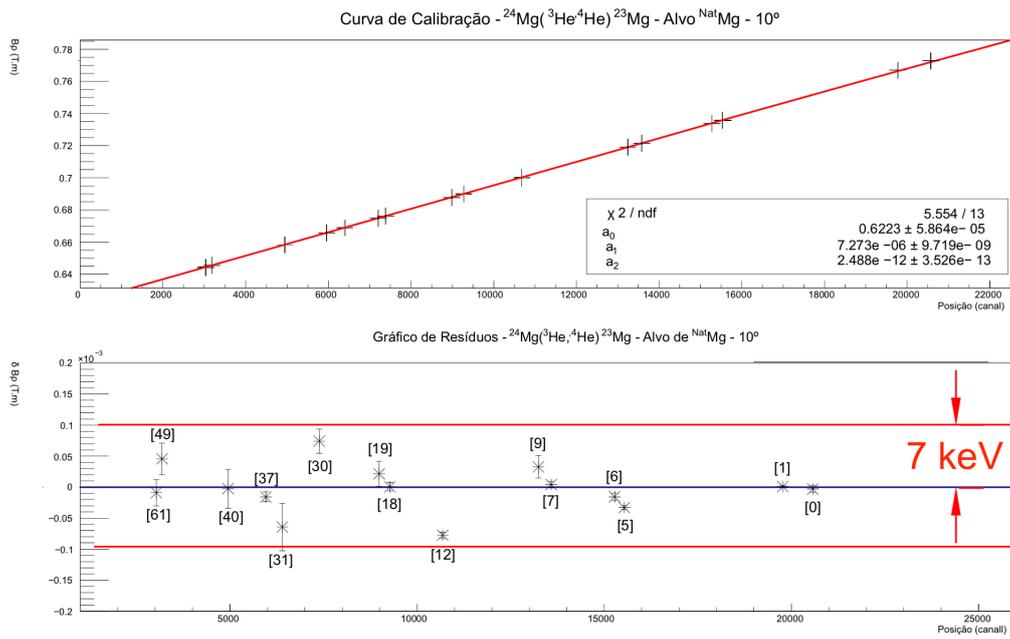
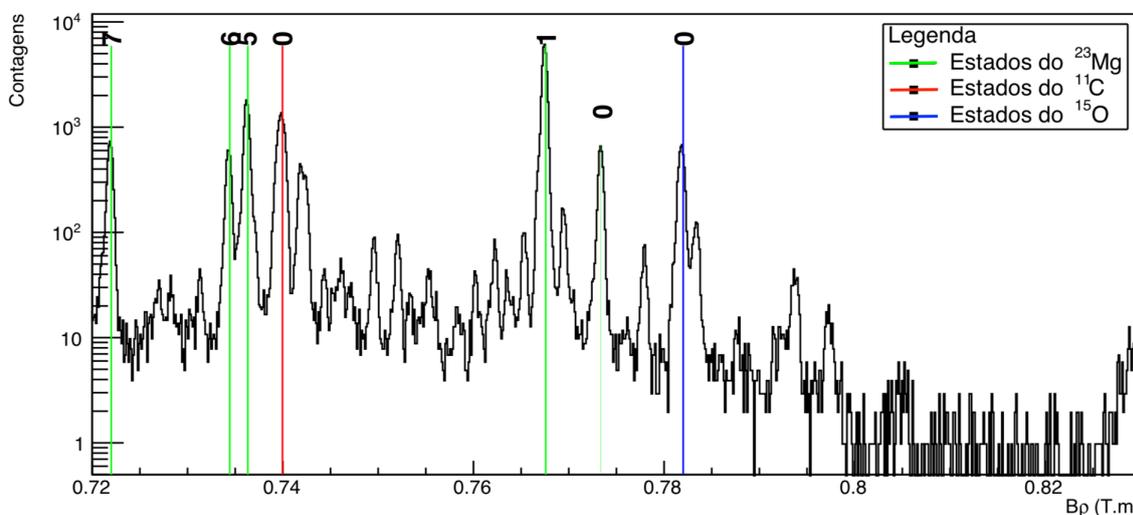


Figura 6.13: Curva de calibração de $B\rho$ obtida com o ajuste de um polinômio de segunda ordem para os picos dos estados do núcleo ^{23}Mg . Na parte inferior da figura há o gráfico de resíduos, com marcação da linha de tolerância para o valor do resíduo de 10^{-4} T.m para a curva de rigidez magnética, que corresponde a 7 keV de flutuação no valor da energia de excitação.

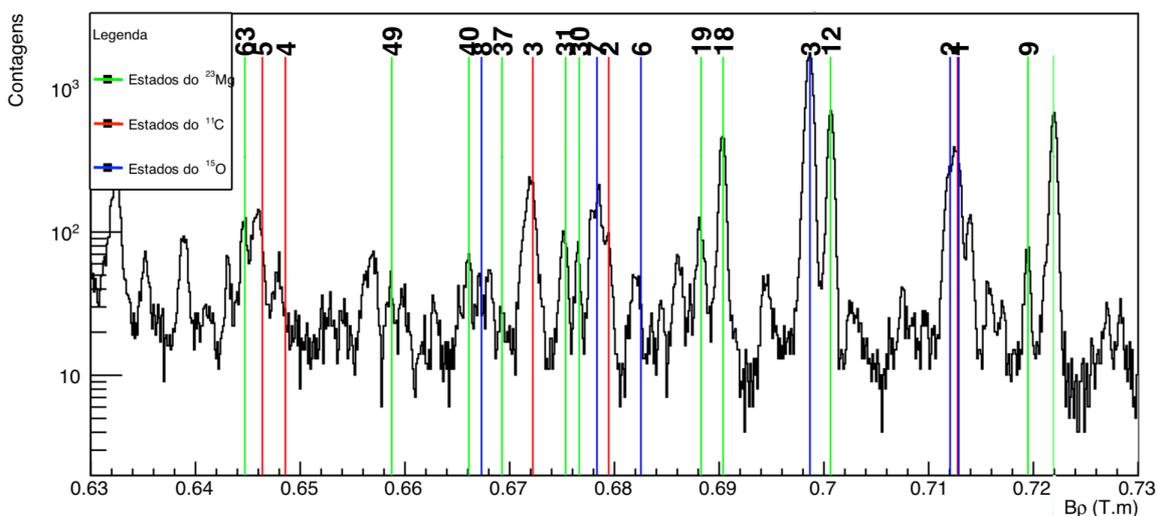
Número do Estado	Energia (MeV)	Representação	$B\rho$ (T.m)	Canal Central (Ch) $\pm \sigma_{Ch}$
0	0	[0]	0.773496	20573.42 \pm 0.73
1	0.4507	[1]	0.767587	19772.12 \pm 0.23
5	2.771	[5]	0.736324	15534.62 \pm 0.46
6	2.908	[6]	0.73443	15274.8 \pm 0.8
7	3.798	[7]	0.721997	13581.52 \pm 0.74
9	3.973	[9]	0.719523	13241.4 \pm 2.4
18	5.984	[18]	0.690371	9273.23 \pm 0.68
19	6125	[19]	0.688274	8984.2 \pm 5.2
30	6.899	[30]	0.67663	7387.5 \pm 2.39
31	6.984	[31]	0.675338	7207.5 \pm 4.3
37	7.381	[37]	0.669262	6399.2 \pm 5.2
40	7.586	[40]	0.666099	5960.6 \pm 5.8
49	8.059	[49]	0.658736	4951.4 \pm 3.5
63	8.943	[63]	0.644713	3032.5 \pm 4.3

Tabela 6.6: Informações sobre os estados do ^{23}Mg utilizados na calibração do espectro de rigidez magnética obtidos com o ângulo a 10° . A identificação numéricas dos estados e o valor da energia seguem o padrão da tabela NNDC, apresentada no Apêndice A, enquanto os valores de $B\rho$ são calculados considerando as características da reação e a perda de energia nas camadas do alvo.

há indicação dos picos referentes aos contaminantes ^{11}C e ^{15}O . A interferência dos contaminantes será abordada com maior detalhe na seção 7.1.



(a) Espectro de $B\rho$ para a região de 0.72 a 0.82 T.m. Os picos indicados por linhas verdes foram estados do ^{23}Mg utilizados na calibração.



(b) Espectro de $B\rho$ para a região de 0.63 a 0.73 T.m. Os picos indicados por linhas verdes foram estados do ^{23}Mg utilizados na calibração.

Figura 6.14: Espectro de $B\rho$ das partículas de ^4He provenientes da reação ($^3\text{He}, ^4\text{He}$) com o alvo de ^{Nat}Mg . As linhas indicadas na figura correspondem as energias dos estados excitados dos núcleos ^{23}Mg , ^{11}C e ^{15}O , de acordo com a tabela NNDC.

A conversão dos espectros em informação de rigidez magnética possibilitou a iden-

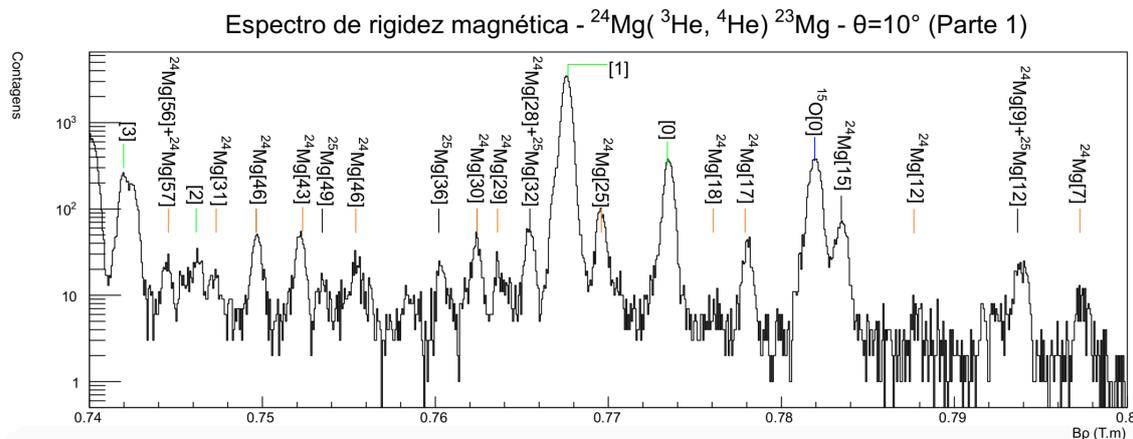


Figura 6.15: Espectro de $B\rho$ para a reação $(^3\text{He}, ^4\text{He})$ com o alvo de ^{Nat}Mg , na faixa de 0.74 a 0.80 T.m. Nesta região há o domínio de estados dos isótopos de magnésio, com a apenas 2 picos referentes a estados [0] e [1] do ^{23}Mg .

tificação da maioria dos picos. Além das referências aos estados do núcleo ^{23}Mg , foi possível encontrar picos relacionados aos estados dos núcleos ^{24}Mg , ^{25}Mg , ^{11}C e ^{15}O . Na região do espectro entre $B\rho$ 0.74 e 0.80 T.m, apresentado na Figura 6.15, podemos verificar a presença de muitos picos referentes a estados dos isótopos ^{24}Mg e ^{25}Mg e um pico referente ao estado fundamental do ^{15}O . Apesar disso, é possível a identificação de dois picos referentes a estados do ^{23}Mg , que foram utilizados na calibração: estados [0] e [1]. A segunda porção do espectro, entre $B\rho$ 0.67 a 0.74 T.m, estão concentrados diversos picos referentes ao estado do ^{23}Mg , além de alguns picos correspondentes ao ^{11}C e ^{15}O , como ilustra a Figura 6.16. Alguns dos picos que não puderam ser identificados podem ser provenientes dos estados dos isótopos do magnésio, da mesma forma como ocorre na primeira parte do espectro. Porém, devido a alta energia de excitação, esses estados são fracamente populados. Para a região de $B\rho$ mais baixo, os estados de excitação dos contaminantes estão em energias mais altas onde a densidade de níveis aumenta consideravelmente. Assim, a combinação de alta densidade de níveis com a baixa seção de choque faz com que esses estados formem um fundo no espectro.

A terceira parte do espectro, correspondente ao intervalo de $B\rho$ 0.63 a 0.67 T.m, estão dispostos os estados excitados do ^{23}Mg que são de interesse para este trabalho. Nesta região existe uma pequena contribuição dos estados excitados do ^{24}Mg e ^{25}Mg que contribuem para o fundo dos espectros. De forma geral, esta região caracteriza-se por baixas contagens, já que são populados estados excitados mais altos de ^{23}Mg . Além disso, há presença de picos referentes a estados do ^{11}C e ^{15}O . Na Figura 6.17 apresentamos esta região do espectro e os picos referentes aos estados do ^{23}Mg , ^{15}O e

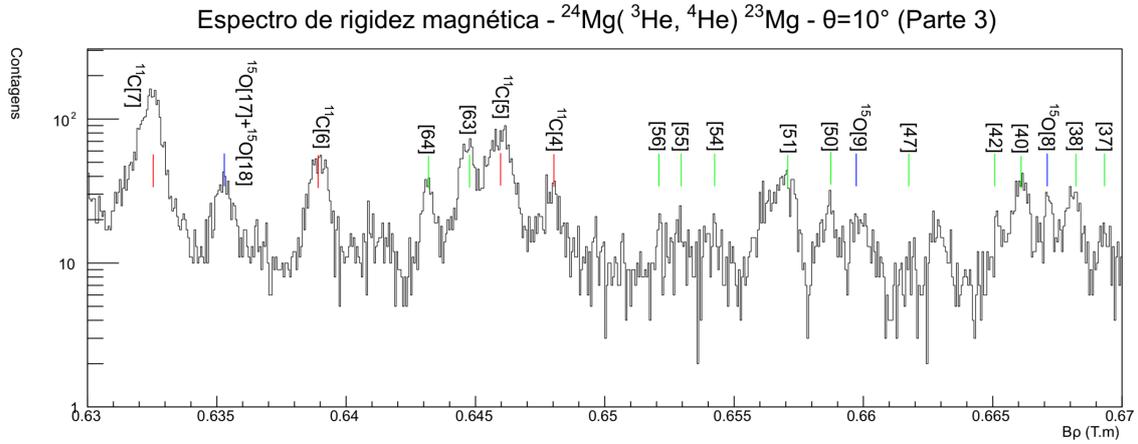


Figura 6.17: Espectro de $B\rho$ para a reação $(^3\text{He}, ^4\text{He})$ com o alvo de ^{Nat}Mg , na faixa de 0.63 a 0.67 T.m. Nesta região temos os picos referentes ao ^{23}Mg de interesse para este trabalho.

Ângulo($^\circ$)	Picos	Parâmetros		
		$a_0 \pm \sigma_{a_0}$	$a_1(10^{-6}) \pm \sigma_{a_1}(10^{-6})$	$a_2(10^{-12}) \pm \sigma_{a_2}(10^{-12})$
6	0, 1, 5, 6, 7, 9, 19, 27, 30, 31, 35, 40, 49, 65.	0.623532 ± 0.000065	7.28 ± 0.01	3.91 ± 0.36
8	0, 1, 5, 6, 7, 9, 18, 19, 40, 63.	0.624550 ± 0.0009	7.21 ± 0.01	4.24 ± 0.46
10	0, 1, 5, 6, 7, 9, 12, 18, 19, 30, 31, 37, 40, 50, 61.	0.622347 ± 0.000058	7.28 ± 0.10	2.49 ± 0.35
12	0, 1, 5, 6, 7, 9, 12, 18, 19, 30, 31, 38, 40, 50, 51.	0.622954 ± 0.000056	7.11 ± 0.09	5.59 ± 0.44
15	0, 1, 2, 3, 6, 7, 12, 18, 19, 22, 40, 50, 58, 69.	0.624155 ± 0.000067	7.20 ± 0.10	4.92 ± 0.40
20	0, 1, 3, 6, 7, 9, 10, 12, 17, 19, 35, 42, 55, 58, 66	0.624561 ± 0.000054	7.18 ± 0.15	5.05 ± 0.52
25	0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 9, 10, 18, 19, 40, 77.	0.62428 ± 0.00004	7.28 ± 0.03	2.08 ± 0.23
30	1, 2, 3, 4, 5, 6, 9, 10, 11, 12, 18, 22, 34, 47, 55, 62	0.62465 ± 0.00001	7.27 ± 0.11	2.33 ± 0.38
40	1, 2, 3, 5, 6, 7, 9, 12, 22, 31, 40, 47, 65, 69	0.62444 ± 0.00001	7.08 ± 0.19	4.95 ± 0.71

Tabela 6.7: Informações sobre os picos do ^{23}Mg utilizados em cada calibração e os valores obtidos para os parâmetros da curva de calibração. A numeração dos picos segue padrão apresentado no Apêndice A.

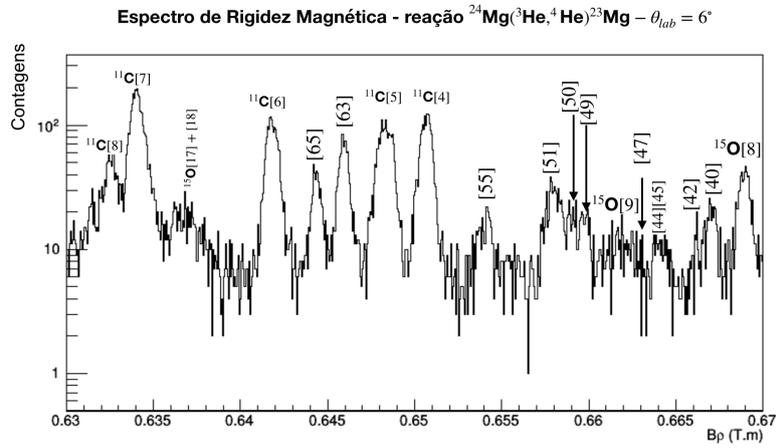


Figura 6.18: Região de interesse do espectro de $B\rho$ para a reação $(^3\text{He}, ^4\text{He})$ com o alvo de ^{24}Mg obtido a 6° .

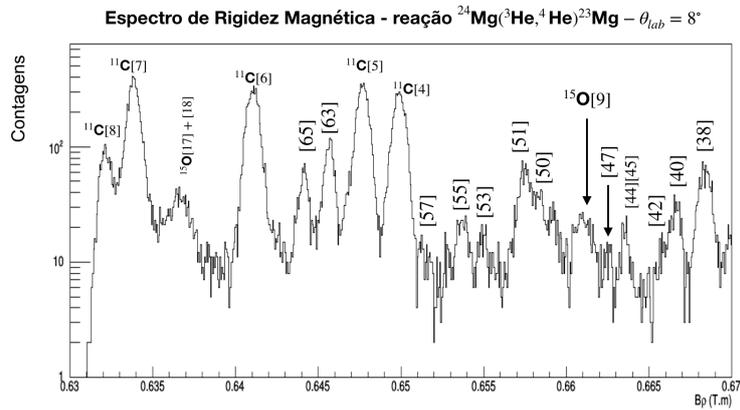


Figura 6.19: Região de interesse do espectro de $B\rho$ para a reação $(^3\text{He}, ^4\text{He})$ com o alvo de ^{24}Mg obtido a 8° .

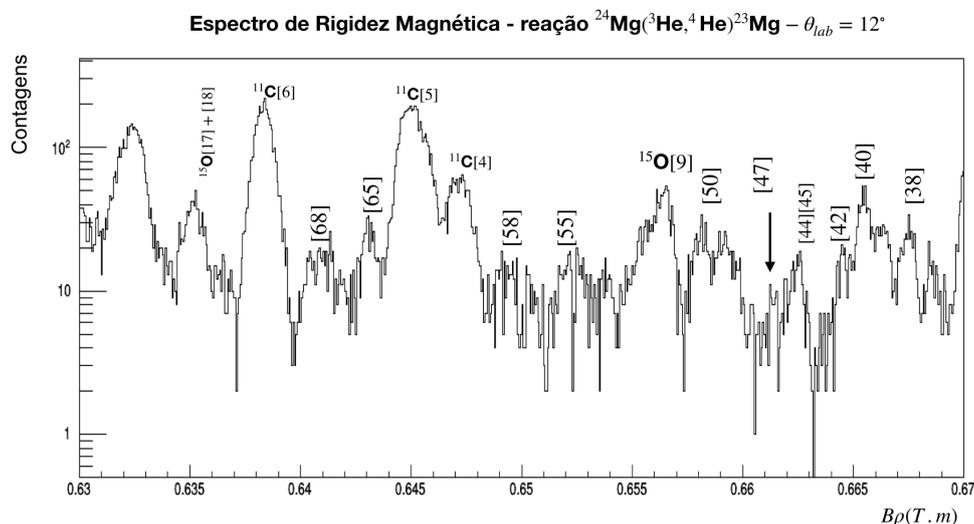


Figura 6.20: Região de interesse do espectro de $B\rho$ para a reação $(^3\text{He}, ^4\text{He})$ com o alvo de ^{nat}Mg obtido a 12° .

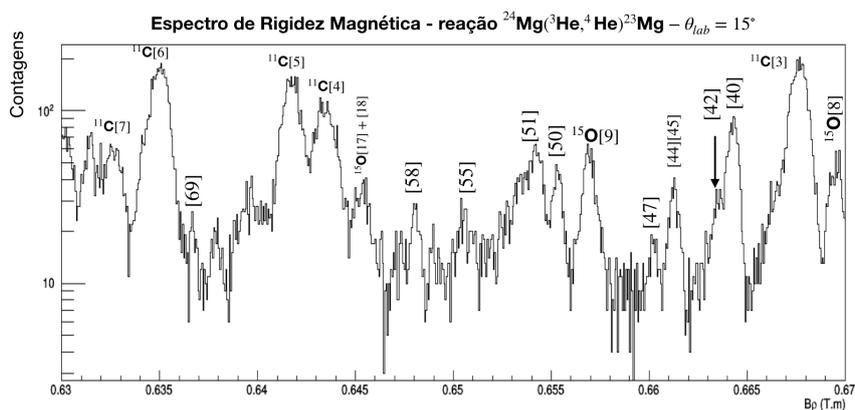


Figura 6.21: Região de interesse do espectro de $B\rho$ para a reação $(^3\text{He}, ^4\text{He})$ com o alvo de ^{nat}Mg obtido a 15° .

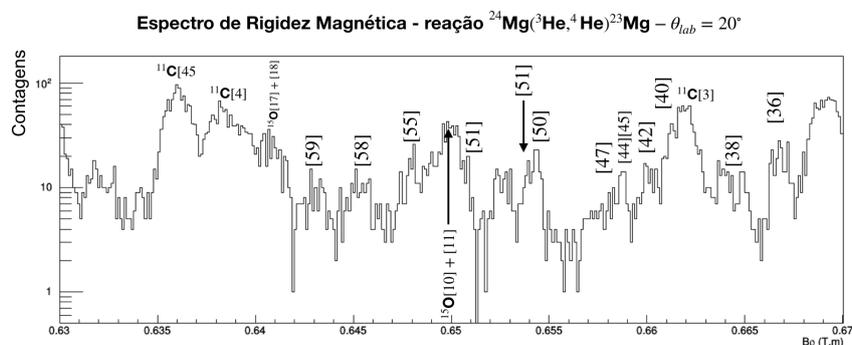


Figura 6.22: Região de interesse do espectro de $B\rho$ para a reação $(^3\text{He}, ^4\text{He})$ com o alvo de ^{Nat}Mg obtido a 20° .

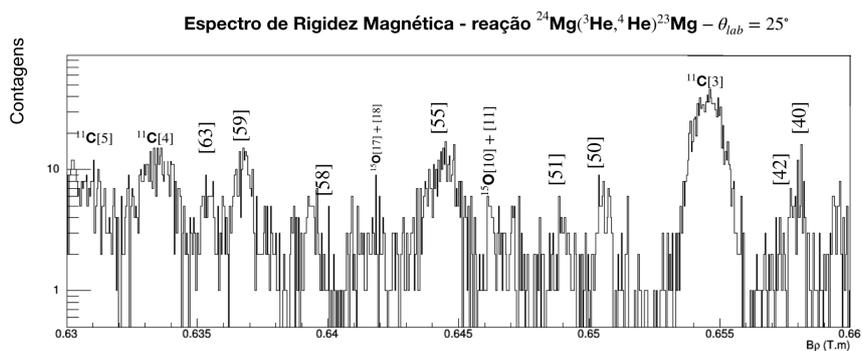


Figura 6.23: Região de interesse do espectro de $B\rho$ para a reação $(^3\text{He}, ^4\text{He})$ com o alvo de ^{Nat}Mg obtido a 25° .

Discussão dos resultados

*We are not to tell nature what she's gotta be. She's
always got better imagination than we have..*

FEYNMAN, R. P. (1918★ - 1988†).

Sumário

7.1	Estudo dos contaminantes	78
7.2	Distribuição Angular	83

7.1 Estudo dos contaminantes

A calibração obtida para rigidez magnética, discutida na seção 6.7 foi base para conversão dos espectros para energia de excitação do núcleo ^{23}Mg . A comparação de todos os espectros de energia de excitação nos diferentes ângulos permite que possamos identificar quais picos correspondem aos estados do ^{23}Mg e quais pertencem a contaminantes. Isso porque na conversão dos espectros de rigidez magnética para energia de excitação devemos assumir uma reação. Picos provenientes de reações com contaminantes não devem então seguir a conversão corretamente. Por uma questão de apresentação, a comparação dos espectros em energia de excitação foi separada em quatro partes, que exigiram diferentes formas de tratamento.

A primeira parte do espectro compreende a faixa de energia de excitação de 0.0 a 1.0 MeV do ^{23}Mg , como apresentamos na Figura 7.1. A faixa de energia negativa nesta figura, claramente representa picos de contaminantes. Destacamos os picos referentes aos estados ^{24}Mg , proveniente da reação $^{25}\text{Mg}(^3\text{He}, ^4\text{He})^{24}\text{Mg}$ e o estado fundamental

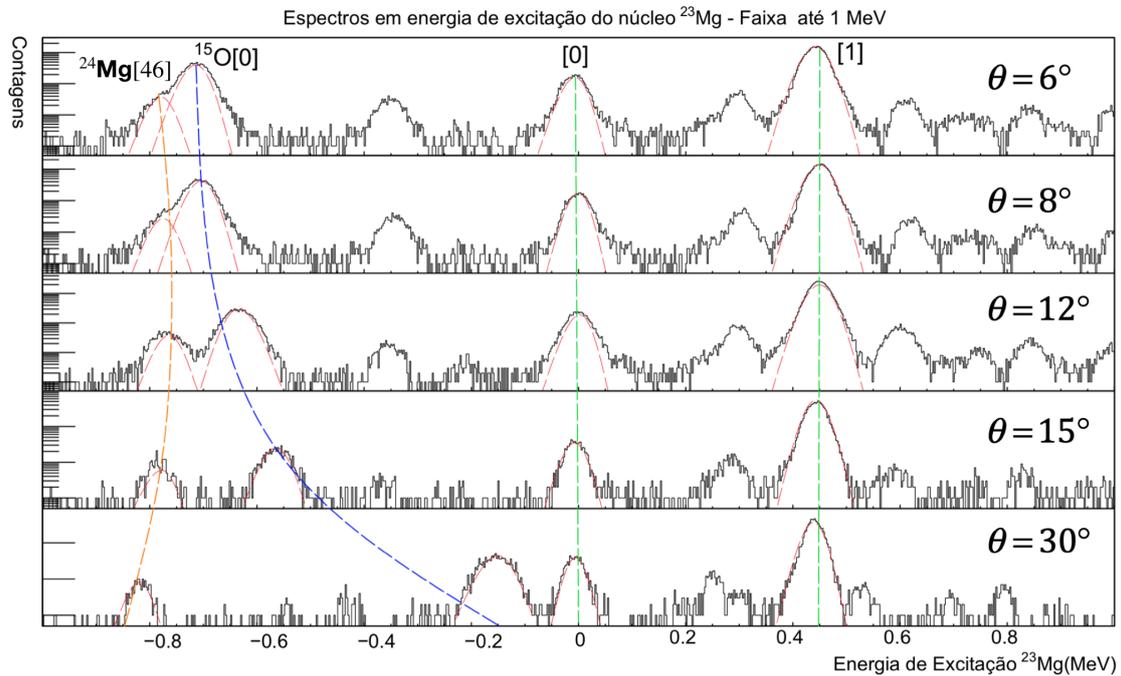


Figura 7.1: Espectros de energia de excitação do ^{23}Mg obtidos a 6° , 8° , 12° , 15° e 30° . Os picos destacados e ligados por linhas verdes são referentes ao estado fundamental e primeiro estado excitado do ^{23}Mg e os contaminantes ^{24}Mg e ^{15}O .

do núcleo ^{15}O , proveniente da reação $^{16}\text{O}(^3\text{He}, ^4\text{He})^{15}\text{O}$. Por meio desta comparação, os picos de ^{24}Mg devem apresentar um desvio para menores energia, enquanto os estados do ^{15}O são desviados para maiores energia. Nesta faixa é possível identificar de forma clara o estado fundamental e o primeiro estado excitado do ^{23}Mg , que foi utilizado em todas as calibrações obtidas neste trabalho. O alinhamento dos picos seguindo a linha vertical desenhada, corrobora esta identificação.

A segunda faixa de energia compreende a faixa de 1.5 a 6.0 MeV, essa faixa de energia é adequada para se estudar o comportamento dos picos referentes aos estados do ^{24}Mg e ^{15}O . Além disso, a influência dos picos de ^{11}C pode ser visualizados pelo estado fundamental e o primeiro estado excitado. Na Figura 7.2 apresentamos a comparação dos espectros em energia excitação para esta faixa. Podemos observar na figura que os picos correspondentes ao ^{11}C são desviados para regiões de maior energia. A figura ainda destaca alguns picos originados dos estados excitados do ^{23}Mg .

A terceira faixa compreende a faixa a região de energia de excitação do ^{23}Mg de 5.5 a 8.0 MeV. Esta região é importante para análise, por determinar picos na região de

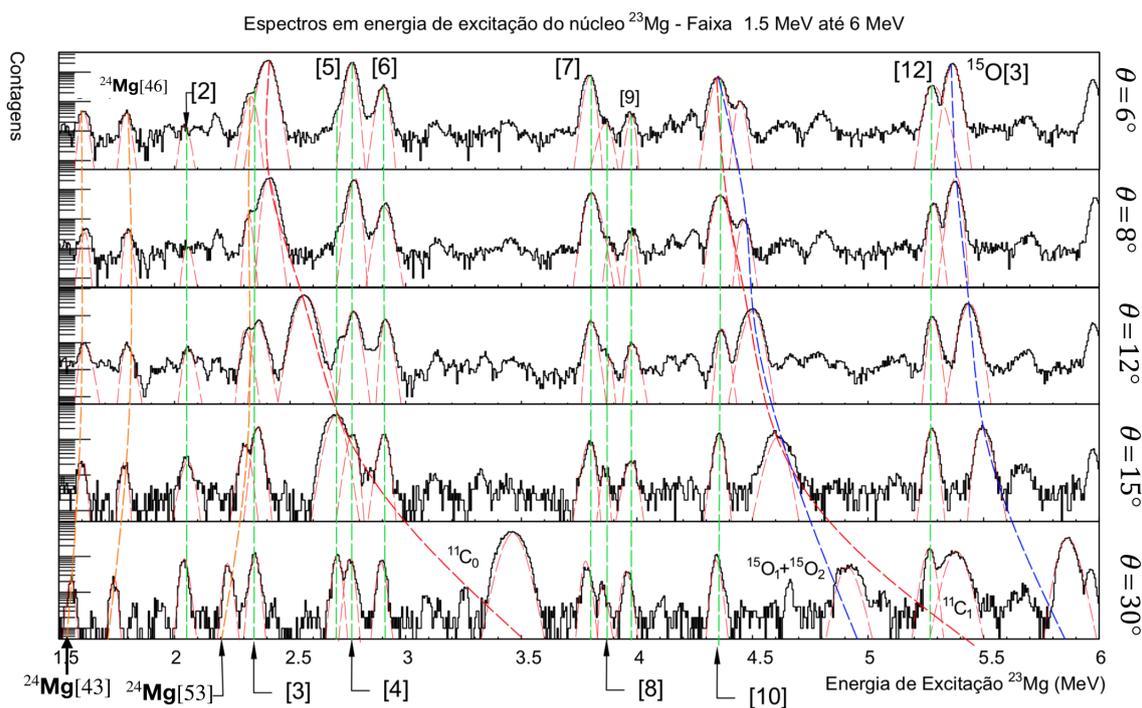


Figura 7.2: Espectros de energia de excitação do ^{23}Mg obtidos a 6° , 8° , 12° , 15° e 30° , na faixa de 1.5 a 5 MeV. Os picos destacados e ligados por linhas laranja, vermelha e azul são referentes aos estados do ^{24}Mg , ^{15}O e ^{11}C , respectivamente, que apresentam comportamento de contaminantes, e os estados do ^{23}Mg , em verde, utilizados na etapa de calibração.

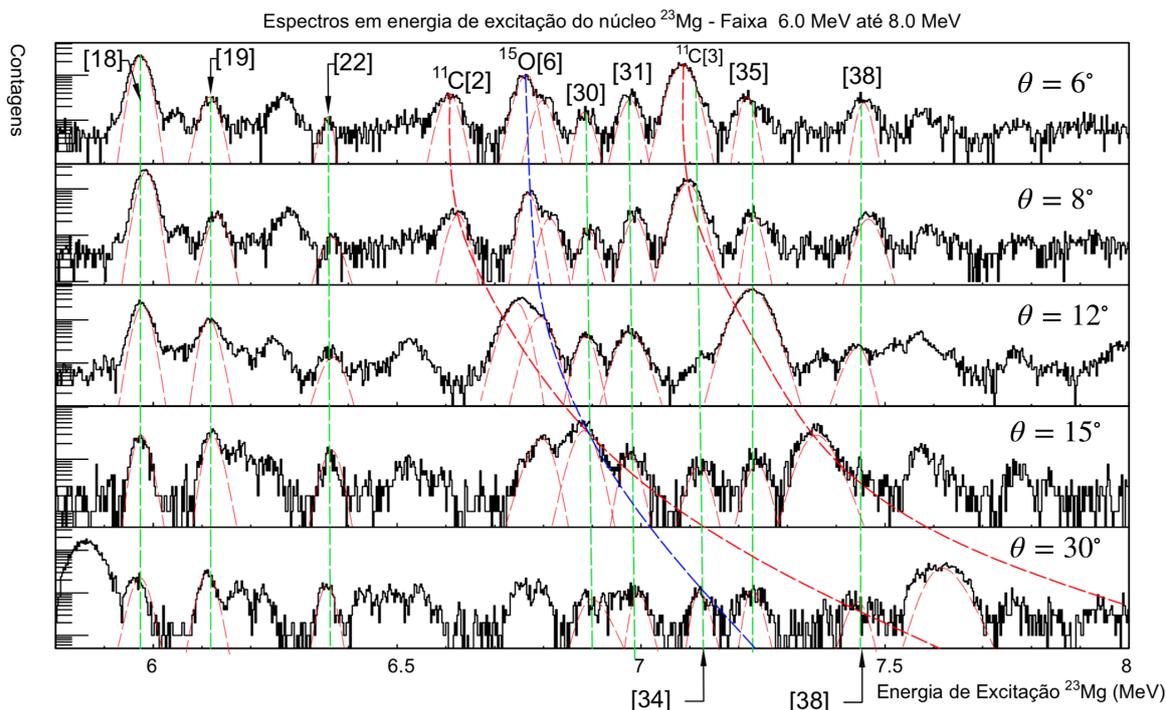


Figura 7.3: Espectros de energia de excitação do ^{23}Mg obtidos a 6° , 8° , 12° , 15° e 30° , na faixa de 5.5 a 8.0 MeV. Os picos destacados são referentes aos estados do ^{15}O e ^{11}C e aos estados do ^{23}Mg .

interesse deste trabalho, acima de 7.5 MeV. Na Figura 7.3 apresentamos a comparação do espectros em energia de excitação para esta faixa, com as indicações dos picos dos estados excitados dos núcleos ^{23}Mg , ^{11}C e ^{15}O . Além disso, os efeitos do picos do núcleo ^{24}Mg e ^{25}Mg passam a ser bem menores nesta região. Assim, a contribuição destes estados é a apenas na contagem de fundo no espectro.

Por fim, a quarta faixa do espectro destaca a região de interesse, deste trabalho, com picos identificados com energia de excitação de 7.4 a 9.0 MeV. As baixas contagens desta região e a densidade de níveis dificulta a identificação de muitos estados do ^{23}Mg . Apesar disso, os estados excitados do ^{11}C e ^{15}O foram identificados na Figura 7.4. Os picos do ^{23}Mg que puderam ser identificados nesta faixa, foram [40], [42], [44], [45], [47], [50], [51], [55], [63] e [64]. Os estados [44] e [45] formam um dubleto. Na verdade ainda não está bem estabelecido se esses estados formam mesmo um dubleto ou se correspondem ao mesmo estado. Em nossa experiência não temos resolução em energia para separa-los e vamos considerar preliminarmente como sendo apenas um estado. Como mencionamos anteriormente, uma experiência foi realizada no GANIL

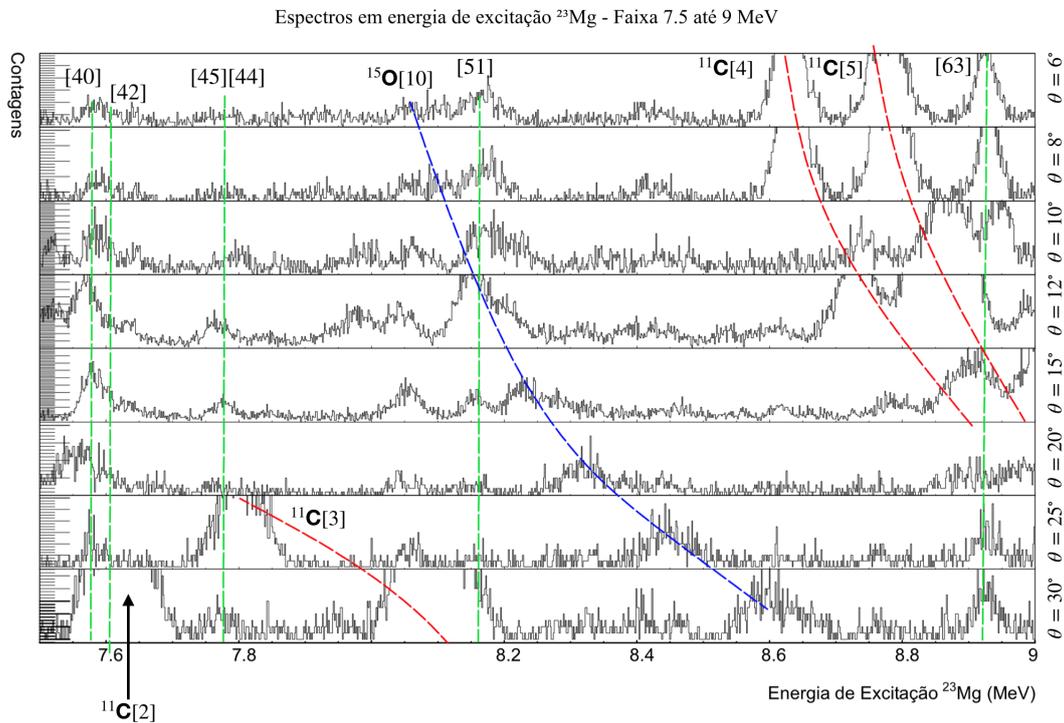


Figura 7.4: Espectros de energia de excitação do ^{23}Mg , na faixa de 7.5 a 9 MeV. Os picos destacados são referentes aos estados do ^{15}O e ^{11}C e os estados do ^{23}Mg , de interesse para este trabalho.

em 2016 para confirmar se esses dois estados formam mesmo um duplete mas os dados ainda estão sendo analisados. Nessa figura os picos identificados para o ^{23}Mg foram ajustados por gaussianas para obtermos a energia, largura e contagens. Os efeitos dos picos de contaminantes podem ser identificados em alguns ângulos, como caso do espectro obtido para 30° , em que o estado excitado do ^{11}C está sobreposto com os picos dos estados [50] e [51] do núcleo ^{23}Mg .

O alinhamento dos picos ao redor de uma linha reta em cada figura, mostra que estes picos devem referir-se a estados do núcleo ^{23}Mg . Nesta seção mostramos que pudemos identificar alguns estados do ^{23}Mg na região de energia entre 7.5 e 9.0, que é a região de interesse para astrofísica. Completamos a primeira parte do estudo espectroscópico que é identificar os estados e determinar suas energias e larguras. A próxima etapa corresponde a obter distribuições angulares para esses estados e através da análise dessas distribuições angulares obter o valor do momento angular transferido e inferir sobre os spins e paridades desses estados.

7.2 Distribuição Angular

Experimentalmente, a distribuição angular pode ser calculada pela expressão:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{CM} = J(\theta_{CM}) \frac{N_{pico}}{N_{feixe} N_{alvo} \Delta\Omega}, \quad (7.1)$$

onde N_{feixe} é o número de partículas do feixe, N_{alvo} refere-se ao número de partículas do alvo, $J(\theta_{CM})$ é o jacobiano da transformações de coordenadas do laboratório para as coordenadas do centro de massa, $\Delta\Omega$ é o valor do ângulo sólido e N_{pico} refere-se as contagens do pico de interesse no espectro.

O valor de $J(\theta_{CM})$ foi obtido por meio do programa *KiNeq*, pertencente pacote de programas *Upak* desenvolvido pelo *Oak Ridge National Laboratory* [Ene18]. Estes valores levam em conta a transformação do ângulo do laboratório, corrigidos pela presença das fendas horizontais, para as coordenadas do centro de massa. A grandeza N_{feixe} , pode ser determinado pela expressão:

$$N_{feixe} = \frac{N_{scaler} \epsilon}{Q} e, \quad (7.2)$$

em que quantidade N_{scaler} é a carga integrada do feixe pelo copo de Faraday durante o experimento. O valor de Q é o estado de carga do feixe, e é o valor da carga fundamental do elétron e ϵ é a escala do contador.

Adotamos, o valor Q correspondente a $+2$ e o fator de escala ϵ como 10^{-10} . O valor do N_{feixe} depende da quantidade de contagens do *scaler*, apresentada na Tabela 7.1. Nesta tabela apresentamos a informações sobre o ângulo no laboratório (θ), o ângulo corrigido pelos *slits* horizontais ($\theta_{corrigido}$), o ângulo calculado para centro de massa (θ_{CM}), o valor do jacobiano para transformação das coordenadas ($J(\theta_{CM})$), as contagens do *scaler* (N_{scaler}) e os respectivos valores de partículas do feixe (N_{feixe}).

A quantidade N_{alvo} , depende da constituição do alvo e das quantidade de cada componente. No caso do alvo de ^{Nat}Mg , o valor do número de partículas do alvo N_{alvo} depende da proporção isotópica do ^{24}Mg em relação aos isótopos ^{25}Mg e ^{26}Mg . Adotando N_A como número de Avogadro, o número de partícula do alvo é calculado por:

$$N_{alvo} = \left(\frac{\%_{0^{24}Mg}}{\%_{0^{24}Mg} \times M_{24Mg} + \%_{0^{25}Mg} \times M_{25Mg} + \%_{0^{26}Mg} \times M_{26Mg}} \right) N_A \times t_{NatMg}, \quad (7.3)$$

onde $\%$ é a porcentagem isotópica e M é a massa molar do respectivo núcleo. O valor de t_{NatMg} corresponde a espessura do alvo, determinada na seção 6.2. A espessura da camada de magnésio do alvo ^{Nat}Mg é de $t_{NatMg}=78$ g/cm² enquanto a proporção

$\theta(^{\circ})$	$\theta_{\text{corrigido}}(^{\circ})$	$\theta_{CM}(^{\circ})$	$J(\theta_{CM})$	N_{scaler}	N_{feixe}
6	5.16	5.827	0.774	$1.45 \cdot 10^7$	$4.54 \cdot 10^{15}$
8	7.126	8.100	0.775	$1.77 \cdot 10^7$	$5.55 \cdot 10^{15}$
10	9.126	10.371	0.776	$1.92 \cdot 10^7$	$6.00 \cdot 10^{15}$
12	11.126	12.641	0.777	$3.74 \cdot 10^7$	$1.17 \cdot 10^{16}$
15	14.126	16.042	0.779	$3.73 \cdot 10^7$	1.17^{16}
20	19.126	21.699	0.784	$3.30 \cdot 10^7$	1.03^{16}
25	24.126	27.336	0.791	$6.73 \cdot 10^7$	2.10^{16}
30	29.126	32.949	0.799	$1.22 \cdot 10^8$	3.81^{16}
40	39.126	44.085	0.819	$1.08 \cdot 10^8$	3.386^{16}

Tabela 7.1: Valores de ângulo e número de partículas utilizados para o cálculo da seção de choque diferencial.

isotópica do Magnésio é de aproximadamente $\%_{024Mg}=0.79$, $\%_{025Mg}=0.10$ e $\%_{026Mg}=0.11$. Assim, o número de partícula do alvo é de $1.52 \cdot 10^{18}$ por centímetro quadrado.

O valor do ângulo sólido $\Delta\Omega$ é determinado por fatores geométrico do sistema experimental, discutidos na seção 5.2. O valor de $\Delta\Omega$ como função dos valores das fendas por meio da equação [Mor05]

$$\Delta\Omega = \frac{L_H L_V}{R^2}. \quad (7.4)$$

As posições das fendas podem ser visualizadas na Figura 5.4, com visão geral do espectrômetro *Split-pole*. Na montagem experimental deste trabalho, os valores das fendas verticais e horizontais foram respectivamente: $L_V=8$ mm e $L_H=14$ mm, enquanto o raio da câmara experimental é de $R=262.2$ mm. Assim, o valor do ângulo sólido é de aproximadamente $\Delta\Omega=1.63$ msr.

Para este estudo preliminar da distribuição angular, escolhemos os picos referentes ao estado fundamental ([0]) e os identificados como [1], [9] e [40], que possuem melhores condições de análise. Nas Tabelas 7.2 até 7.5 apresentamos os valores de contagem obtidos para cada pico nos espectros de rigidez magnética (N_{pico}), em função do ângulo do centro de massa θ_{CM} e o valor da seção choque diferencial $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{CM}$ calculada pela expressão 7.1. Nestas tabelas também apresentamos os valores de incerteza quanto a seção de choque diferencial $\sigma_{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{CM}}$, obtidos pela propagação de incerteza das seção de choque dadas por:

$$\sigma_{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)}^2 = \left(\frac{\partial\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)}{\partial N_{\text{pico}}}\right)^2 \sigma_{N_{\text{pico}}}^2 + \left(\frac{\partial\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)}{\partial N_{\text{feixe}}}\right)^2 \sigma_{N_{\text{feixe}}}^2 + \left(\frac{\partial\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)}{\partial N_{\text{alvo}}}\right)^2 \sigma_{N_{\text{alvo}}}^2 + \left(\frac{\partial\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)}{\partial \Delta\Omega}\right)^2 \sigma_{\Delta\Omega}^2. \quad (7.5)$$

Em que as grandezas σ representam as incertezas de cada parâmetro. Os valores incerteza para o número de partículas do alvo $\sigma_{N_{\text{alvo}}}$ e incerteza quanto ao ângulo sólido $\sigma_{\Delta\Omega}$ foram desprezadas, por não contribuírem de forma relevante nesta operação. Já as incerteza quanto as partículas de feixe $\sigma_{N_{\text{feixe}}}$ e as contagens do pico $\sigma_{N_{\text{pico}}}$ foram modelados pela distribuição de Poisson, de forma que as incertezas são dadas pela raiz quadrada do valor de N . Assim:

$$\sigma_{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)}^2 = \left(\frac{\partial\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)}{\partial N_{\text{pico}}}\right)^2 \sigma_{N_{\text{pico}}}^2 + \left(\frac{\partial\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)}{\partial N_{\text{feixe}}}\right)^2 \sigma_{N_{\text{feixe}}}^2. \quad (7.6)$$

E as incertezas:

$$\sigma_{N_{\text{pico}}} = \sqrt{N_{\text{pico}}} \quad (7.7)$$

$$\sigma_{N_{\text{feixe}}} = \frac{\epsilon}{Q \cdot e} \sqrt{N_{\text{feixe}}} \quad (7.8)$$

Em alguns casos, a contagem associada ao pico não pode ser utilizada por estar sobreposta com as contagens de algum contaminante. Como discutimos na seção anterior, este comportamento ocorre em alguns picos referentes a estado na região de interesse deste trabalho, como o pico [40]. Uma dificuldade encontrada é a delimitação da área do pico, em especial na faixa de energia de 7.5 a 9.0 MeV. Nesta região ocorre o aumento significativo do número de níveis, de forma que o ajuste da função gaussiana é delicada. Para delimitarmos a área do pico de interesse, utilizamos um *script* na plataforma Root, de identificação de múltiplos picos pelo ajuste de um função de muitos termos. Assim, são determinados as posições centrais de candidatos a pico e a função gaussiana ajustada ao pico, como ilustra Figura 7.5. As curvas pontilhadas em verde indicam os picos ajustado com o uso do *script* e a curva em verde indica o polinômio resultante destes ajuste. Pela figura podemos perceber que a regiões com possibilidade de picos duplos ou ainda com baixa contagens, que dificultam a obtenção da área do pico. O pico referente ao estado [40] do ^{23}Mg possui um boa separação, de forma que obtenção de sua área é facilitada.

Os dados das Tabelas 7.2 até 7.5 foram então utilizados para elaboração da distribuição angular dos respectivos picos, como apresentamos na composição da Figura 7.6. As figuras são apresentadas na escala log, em função do ângulo do centro de massa θ_{CM} , com unidade de referência $\mu\text{barn}/\text{cm}^2$. A incerteza quanto ao valor do ângulo em relação ao centro de massa não foi considerada.

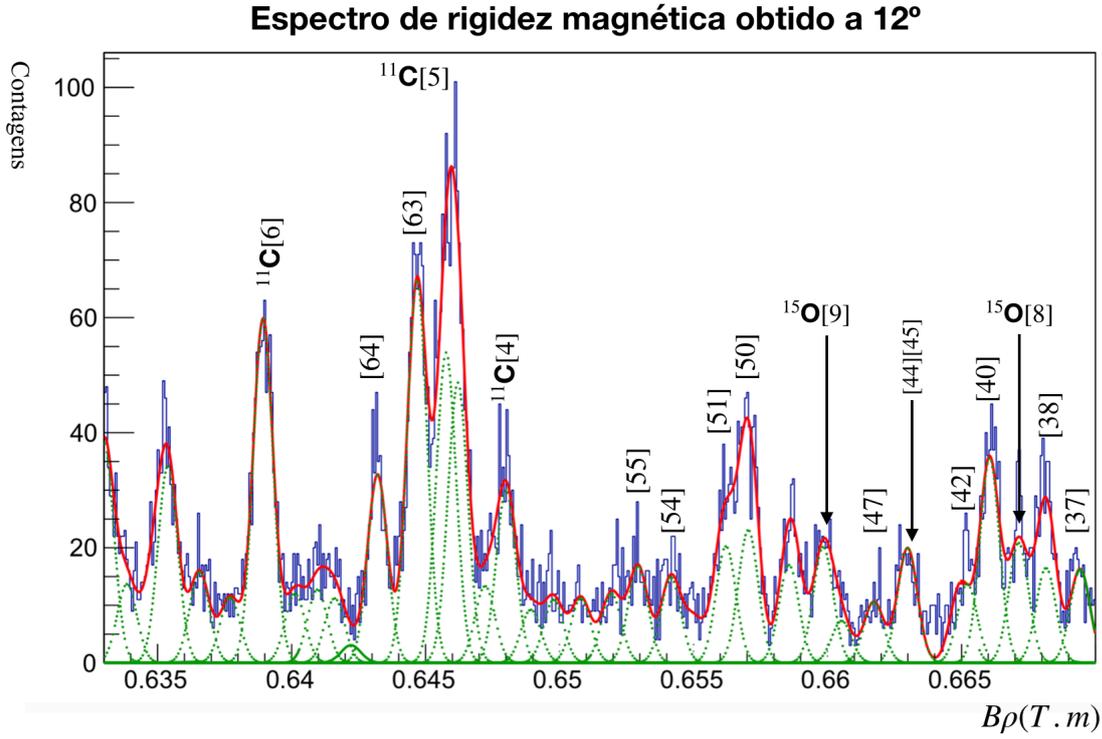


Figura 7.5: Espectros de rigidez magnética na faixa de interesse para este trabalho, com a indicação dos picos ajustados nesta região.

θ_{CM}	N_{pico}	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)$ ($\mu\text{barn}/\text{cm}^2$)	$\sigma\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)$ ($\mu\text{barn}/\text{cm}^2$)
5.8	3760	257.9	4.2
8.1	6520	366.2	4.5
10.4	3552	185.0	3.1
12.6	7836	209.7	2.3
16.0	1737	46.7	1.1
21.7	445	13.59	0.64
27.3	830	12.55	0.43
32.9	678	5.71	0.21
44.1	1106	10.76	0.32

Tabela 7.2: Resultados para o estado [0]

θ_{CM}	N_{pico}	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)$ ($\mu\text{barn}/\text{cm}^2$)	$\sigma\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)$ ($\mu\text{barn}/\text{cm}^2$)
5.8	30520	2094	12
8.1	60000	3370	13
10.3	320500	16693	30
12.6	78690	2105.5	7.5
16.0	22030	591.2	4.0
21.7	5631	172.0	2.3
27.3	7436	112.5	1.3
32.9	6500	54.79	0.68
44.0	3951	35.56	0.56

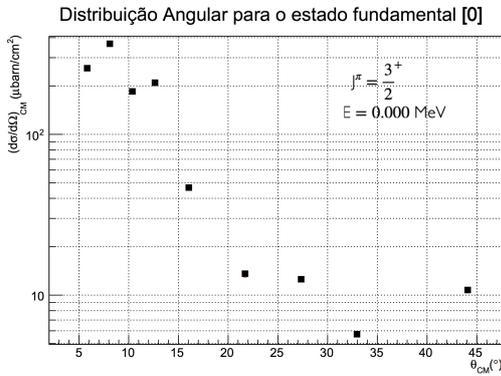
Tabela 7.3: Resultados para o estado [1].

θ_{CM}	N_{pico}	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)$ ($\mu\text{barn}/\text{cm}^2$)	$\sigma\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)$ ($\mu\text{barn}/\text{cm}^2$)
5.8	461	31.6	1.4
8.1	1220	68.5	1.9
10.4	517	26.9	1.2
12.6	1202	32.16	0.93
16.0	617	16.57	0.67
21.7	195	5.95	0.43
27.3	178	2.69	0.20
32.9	270	2.27	0.14
44.1	238	2.31	0.15

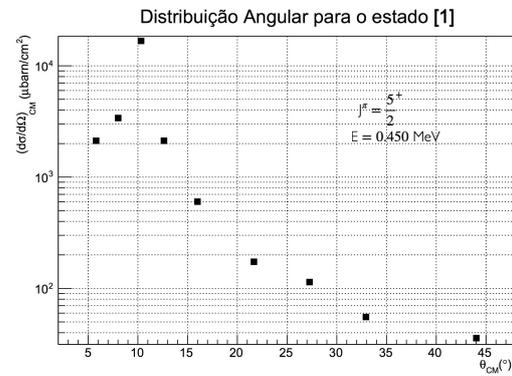
Tabela 7.4: Resultados para o estado [9]

θ_{CM}	N_{pico}	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)$ ($\mu\text{barn}/\text{cm}^2$)	$\sigma\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)$ ($\mu\text{barn}/\text{cm}^2$)
5.8	271	18.6	1.1
8.1	375	21.1	1.1
10.4	539	28.1	1.2
12.6	1282	34.30	0.96
16.0	856	22.99	0.78
21.7	145	4.43	0.37
27.3	95	1.44	0.15
32.9	* ^a	*	*
44.1	136	1.32	0.11

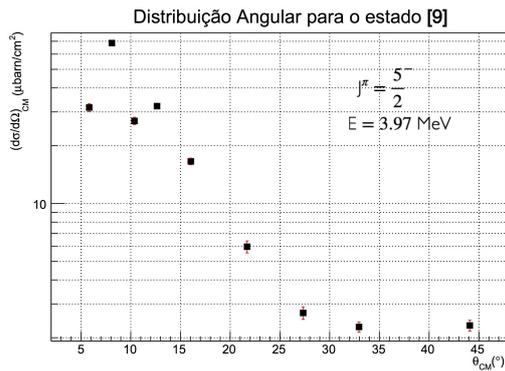
Tabela 7.5: Resultados para o estado [40].

^aPresença de contaminante

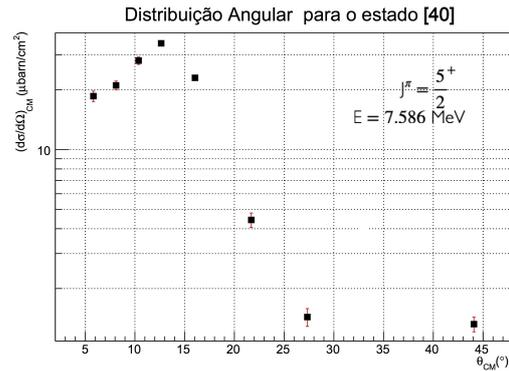
(a) Distribuição Angular obtida para o estado [0].



(b) Distribuição Angular obtida para o estado [1].



(c) Distribuição Angular obtida para o estado [9].



(d) Distribuição Angular obtida para o estado [40].

Figura 7.6: Distribuições angulares obtidas para os estados [0], [1], [9] e [40] do ^{23}Mg , por meio da reação de transferência $^{24}\text{Mg}(^3\text{He}, ^4\text{He})$, com energia do feixe de ^3He de 25 MeV

A distribuição angular torna-se muito importante pela informação que podemos obter do momento angular transferido já que esta grandeza deve ser conservada na reação. Ao compararmos as distribuições angulares obtidas experimentalmente com as calculadas por DWBA (*Distorted-wave born approximation*) poderemos obter os valores dos momentos angulares transferidos e inferir sobre os spins dos dos núcleos envolvidos na reação. Na próxima etapa desse trabalho as distribuições angulares obtidas experimentalmente para alguns estados, poderão ser comparadas com cálculos de DWBA e os momentos angulares poderão ser obtidos. Esse procedimento foi realizado para os estados fundamentais e primeiro estado excitado nos trabalhos Entezemani *et al* [EBK+81] e Katteborn *et al.*[KMM69]. Vamos estender essa análise para os estados excitados acima do limar de decaimento. Adotando a notação da reação de transferência apresentada na equação 3.1, a análise da transferência por meio do dos cálculos de DWBA (T_{DWBA}) depende da descrição dos elementos da matriz:

$$T_{DWBA} = \langle \Psi_{Aa}^E | I_{b+x=A} | \Delta V | I_{A+x=B} | \Psi_{bB}^S \rangle, \quad (7.9)$$

onde Ψ_{Aa}^E é a função de onda que descreve o canal de entrada, $I_{b+x=A}$ é a função de onda que descreve o estado ligado do canal de entrada, ΔV é o operador quântico que descreve a troca da partícula, $I_{A+x=B}$ é a função de onda que descreve a função de onda que descreve o estado ligado do canal de saída e Ψ_{bB}^S descreve a função de onda do canal saída. A obtenção destes valores depende da modelagem dos que possam gerar as funções de onda de espalhamento do canal de entrada (projétil + alvo), do canal de saída (ejétil + núcleo residual) e das transições do nêutron do alvo para o projétil (reação de transferência).

Os cálculos podem ser realizados com o uso do código FRESCO [Tho06]. Nas Figuras 7.6(a) e 7.6(d) apresentamos cálculos preliminares de DWBA utilizando o código FRESCO. Podemos observar da figura que a posição dos mínimos da distribuição angular depende do valor do L transferido na reação.

Ao compararmos com as Figuras 7.6(a) e 7.6(d), que obtivemos neste trabalho, percebemos que as posições de mínimo próximo a 25° corresponde ao momento angular transferido $L=2$. Estes dois estados tem valor de spin conhecido de $J^\pi = \frac{5}{2}^+$, e portanto, o momento angular transferido realmente deve ser $L=2$.

Esses cálculos foram preliminares e apenas para ilustrar a metodologia ser aplicada na análise das distribuições angulares. A comparação entre as figuras ainda mostra que existe uma discrepância na amplitude entre as distribuições experimentais e as calculadas pelo FRESCO. Este é um indicativo de que os potenciais devem ser melhor estudados. Outro aspecto que pode contribuir com a diferença no valor de amplitude das curvas é o número de contagens do pico, que precisa ser aprimorado para a próxima etapa.

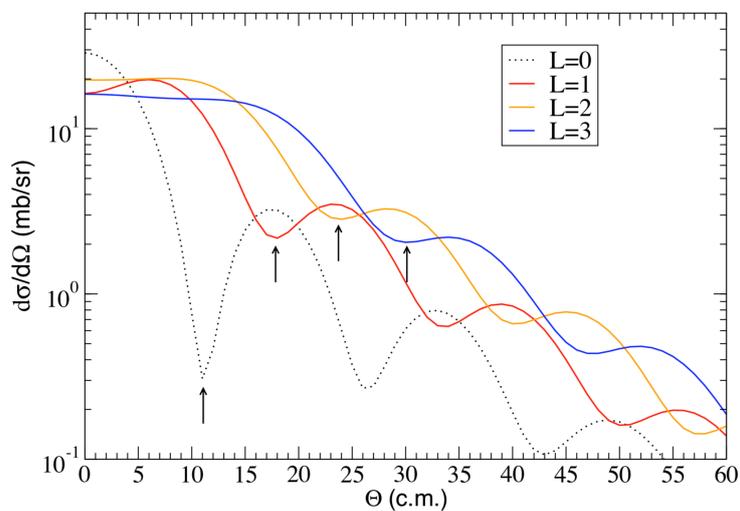


Figura 7.7: Seção de choque diferencial da reação de transferência $^{24}\text{Mg}(^3\text{He},^4\text{He})^{23}\text{Mg}$ para o estado fundamental, com as curvas de momento angular transferido calculado pelo código FRESCO.

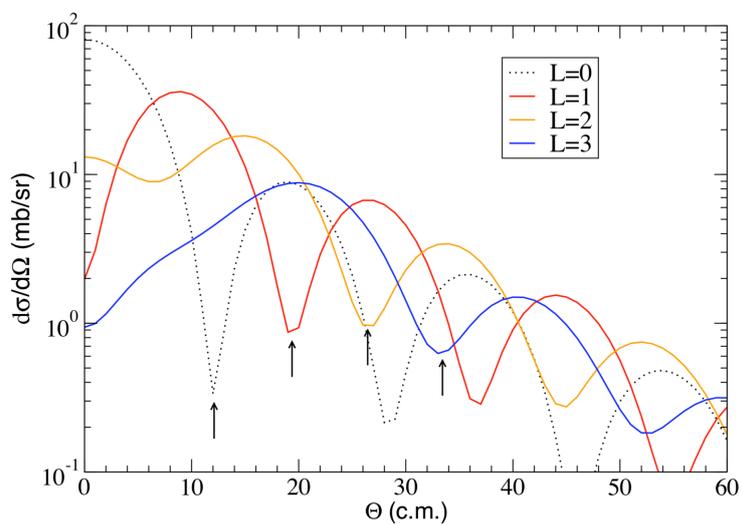


Figura 7.8: Seção de choque diferencial da reação de transferência $^{24}\text{Mg}(^3\text{He},^4\text{He})^{23}\text{Mg}$ para o estado [40], com as curvas de momento angular transferido calculado pelo código FRESCO.

Conclusão

It's the time you spent on your rose that makes your rose so important...People have forgotten this truth, but you mustn't forget it. You become responsible forever for what you've tamed. You're responsible for your rose.

SAINT-EXUPÉRY, A. DE.(1900★ - 1944†).

Neste trabalho realizamos um estudo espectroscópico inicial das ressonâncias do núcleo ^{23}Mg . O núcleo de ^{23}Mg tem uma importância na astrofísica associado ao ciclo NeNa. Ele pode ser sintetizado em eventos astrofísicos como a evolução de uma estrela de baixa e média massa, em especial durante a fase AGB, e também em eventos explosivos, como as novas e supernovas. As ressonâncias nesse núcleo são importantes para determinarmos a taxa da reação $^{22}\text{Na}(p,\gamma)^{23}\text{Mg}$. Essa reação determina a abundância do núcleo ^{22}Na , que por sua vez é um elemento traço cuja produção é uma assinatura de eventos explosivos. Nesse trabalho estudamos as ressonâncias do ^{23}Mg na faixa de 0 a 10 MeV. No entanto, um especial tratamento foi dado para as ressonâncias na faixa de energia de excitação de 7.5 a 9.5 MeV, que correspondem aquelas acima do limiar de decaimento para prótons ($S_p=7.580$ MeV). Nessa faixa de energia as ressonâncias com spin $\frac{3}{2}^+$ e $\frac{5}{2}^+$ são as mais relevantes para a taxa de reação.

Para popular e estudar as ressonâncias do ^{23}Mg utilizamos a reação de transferência de um nêutron $^{24}\text{Mg}(^3\text{He},^4\text{He})^{23}\text{Mg}$. Essa reação se mostrou adequada para popular ressonâncias acima do limiar de decaimento de prótons. Realizamos medidas para essa reação no laboratório de IPN-Orsay na França. Um feixe de ^3He de 25 MeV foi incidido num alvo de ^{24}Mg e espectros de rigidez magnética foram obtidos em diferentes ângulos para as partículas de ^4He , utilizando-se o espectrógrafo Split Pole. Devido a características de dois corpos da reação de transferência utilizada, os picos nesses espectros correspondem aos estados excitados do núcleo residual ^{23}Mg . Utilizamos como

alvo uma folha fina de ^{Nat}Mg de $78.2 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de espessura. Para avaliar a presença de contaminantes, tais como ^{12}C e ^{16}O , fizemos uma análise de perfil para o alvo.

O foco principal desse trabalho foi a identificação em energia dos picos correspondentes aos estados e ressonâncias do ^{23}Mg . Devido a presença dos contaminantes e dos outros isótopos de Mg no alvo, foi necessário uma calibração precisa e cuidadosa dos espectros de rigidez magnética. A função utilizada foi um polinômio de segundo grau que se mostrou mais adequado para calibrar a região nas extremidades do detector no plano focal do espectrógrafo. Para estudarmos as presenças dos contaminantes convertimos os espectros de rigidez magnética em espectros de energia de excitação. Na região de interesse pudemos identificar os picos correspondentes aos estados [40], [42], ([44] e [45]), [47], [50], [51], [55], [56], [63] e [64], que correspondem as energias de excitação: 7.586, 7.648, (7.782 e 7.786), 7.855, 8.076, 8.163, 8.420, 8.453, 8.943 e 8.990 MeV da tabela do banco de dados NNDC. Os estados [44] e [45] formam um possível dubleto. Esse dupleto não é totalmente estabelecido, e em nossas medidas ele é visto como um estado de singlete. Com exceção do primeiro estado acima do limiar de decaimento por prótons, [40], e do estado [51], ambos com $J^\pi = \frac{5}{2}^+$, todos os outros estados identificados ainda não possuem um spin bem estabelecido ([42], [44]/[45], [47]), e alguns o spin é totalmente desconhecido ([50], [55] e [63]). Podemos concluir que a primeira parte da análise espectroscopia, que envolve a calibração e identificação dos estados ressonantes foi realizada com relativo sucesso.

A seguir obtivemos a distribuição angular experimental para os estados [0], [1], [9] e [40]. Para obtermos a distribuição angular para os estados [40], [42], ([44 e 45]), [47], [50], [51], [55] e [63], que estão em energia de excitação mais elevada e portanto foram mais fracamente populados, vamos precisar fazer um ajuste de picos dos espectros de forma mais detalhada. Vários dos picos presentes nos espectros de rigidez magnética estão muito próximos em energia e/ou possuem contaminantes próximos dificultando consideravelmente o ajuste dos picos.

A segunda parte de uma análise espectroscópica corresponde a determinação dos spins dos estados a partir da análise da forma das distribuições angulares da reação de transferência $^{24}\text{Mg}(^3\text{He}, ^4\text{He})^{23}\text{Mg}$ obtidas para estado específicos do ^{23}Mg . As oscilações da distribuição angular para um determinado estado é sensível ao momento angular transferido e ao spins dos núcleos envolvidos. Para obtermos o momento angular transferido devemos então comparar a forma das distribuições angulares experimentais com cálculos de DWBA. A partir da análise das distribuições angulares para os estados [0], [1], [9] e [40], cujos spins são conhecidos, poderemos estabelecer os potenciais internos e de espalhamento e ter subsídios para a análise e obtenção dos spins de outros estados como: [37], [38], [40], [42], [47], [50], [51], [54], [55], [56], [63] e [64]. Essa segunda parte, relacionada a determinação dos spins, precisa de uma análise mais aprofundada

das distribuições angulares que será realizada como continuidade desse trabalho.

Parte III
Apêndices



Estados do ^{23}Mg

C = $^{24}\text{Mg}(^3\text{He}, ^4\text{He})$ D = $^{25}\text{Mg}(\text{p}, \text{t})$ F = $^{22}\text{Na}(\text{p}, \gamma)$ G = $^{24}\text{Mg}(\text{p}, \text{d})$ & H = $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \text{n})$

Level	NNDC	Spin	Ref.	Exp.	Spin	Comments
0	0	3/2+	C	0	3/2+	
1	450.71(15)	5/2+	C	450.8 (7)	5/2+	L = 2
2	2052.2 (9)	7/2+	C	2051 (2)	7/2+	L = 4 (3He, alpha)
3	2359.0 (14)	1/2+	C	2359 2	1/2+	L = 0 (p, d)
4	2714.7 (10)	9/2+ ,5/2+	C	2715 (2)	9/2+ ,5/2+	
5	2771 (3)	1/2 -	C	2771 (3)	1/2 - ,3/2 -	
6	2908.1 (20)	(3/2,5/2)+	C	2908 (3)	3/2+ ,5/2+	
7	3798 (5)	3/2 -	C	3795 (5)	3/2 -	
8	3864 (5)	(3/2,5/2)+	C	3865 (5)		
9	3973 (5)	5/2 -	C	3973 (5)	(5/2+)	
10	4353 (6)	1/2+	C	4356 (6)	1/2+	
11	4685 (6)	(1/2 to 9/2)+	C	4682 (6)		
12	5287 (6)	(3/2,5/2)+	C	5284 (6)		
13	5453.2 (16)		C	5450 (6)		
14	5656 (7)	5/2+	C	5651 (7)		
15	5691 (8)	(1/2 to 9/2)+	C	5686 (8)		
16	5711 (8)	(1/2 to 9/2)+	C	5706 (8)		
17	5932 (6)		C	5931 (7)		
18	5984 (6)	(1/2,3/2) -	C	5984 (7)		
19	6125 (6)		C	6128 (7)		
20	6191 (6)	(13/2+)	C	6194 (7)		
21	6236 (6)	(1/2 to 9/2)+	C	6238 (7)		
22	6375 (8)		C	6378 (8)		
23	6442 (6)		C	6444 (8)		
24	6507 (5)	(1/2 to 9/2)+	C	6508 (8)		
25	6538 (5)	(1/2 to 9/2)+	C	6540 (8)		

Level	NNDC	Spin	Ref.	Exp.	Spin	Comments
26	6568 (8)	5/2+	C	6571 (9)		
27	6771 (6)		C	6771 (8)		
28	6799 (6)					
29	6810 (6)		C	6811 (8)		
30	6899 (5)	5/2+	C	6900 (8)		
31	6984 (5)	5/2+	C	6988 (8)		
32	7017 (5)	(1/2 to 9/2)+	C	7016 (9)		
33	7111 (7)		C	7110 (9)		
34	7146 (6)	(5/2)+	C	7141 (9)		
35	7229 (7)		C	7224 (10)		
36	7258 (7)		C	7255 (10)		
37	7381 (8)		D	7381 (8)		
38	7444 (8)		D G	7444 (8) 7420 (30)		L=2
39	7493 (8)	(1/2 to 9/2)+	D	7493 8		L = 2
40	7586 (2)	5/2+	D G H	7582 (6) 7610 (30) 7582 (6)		L = 0
41	7624.4 (9)	(9/2)+	D G H	7621 (8) 7624 (10) 7623.4 (9)		L = 2 L = 4
42	7648 (3)	(3/2)+	G H	7643 (10) 7646.9 (26)		
43	7770.2 (14)	(9/2+)	H	7769.2 (10)		
44	7782.2 (12)	(11/2)+	H	7777.9 9		
45	7785.7 (11)	(7/2)+	D F G	7780 (6) 7785 (3) 7790 (30)		
46	7802.2 (14)	5/2+	D G	7795 (6) 7790 (3)		
47	7854.8 (12)	(7/2+)	D F H	7852 (6) 7855 (3) 7851.5 (14)		
48	8017.2 (12)		D F H	8016 (6) 8015 (2) 8015.3 (17)		
49	8059 (2)		D F G	8058 (7) 8059 (2) 8060 (4)0		
50	8076 (8)		D	8076 (8)		

Level	NNDC	Spin	Ref.	Exp.	Spin	Comments
51	8163.3 (12)	5/2+	D	8155 (6)		
			F	8164 (2)		
			G	8180 (3)		
52	8193 (8)		D	8193 (8)		
53	8287 (3)		D	8285 (8)		
			F	8288 (3)		
54	8393 (6)		D	8393 (6)		
55	8420 (6)		D	8420(6)		
			G	8420 (4)		
56	8453 (5)	3/2+ ,5/2+ ,7/2+	D	84553 (5)		L = 4
57	8557 (6)		D	8557(6)		
58	8617 (6)		D	8617 (6)		L >3
			G	8610 (40)		
59	8758 (6)		D	8758 (6)		
			G	8770 (50)		
60	8793 (8)		D	8793		
61	8870 (8)		D	8870 (8)		
62	8916 (6)		D	8916 (6)		L = 4
			G	8910 (20)		L = 1
63	8943 (7)	(15/2+)	D	8941 (7)		
			H	8945 (8)		
64	8990 (6)	(1/2 to 9/2)+	D	8990 (6)		L = 2
65	9018 (6)		D	9018 (6)		L = 2
			G	9020 (3)		L = 1
66	9060 (8)		D	9060 (8)		
67	9103 (6)		D	9103 (6)		
68	9138 (6)		D	9138 (6)		L = 4
			G	9140 (4)		
69	9253 (8)		D	9253 (8)		
70	9328 (8)		D	9328 (8)		
71	9374 (8)		D	9374 (8)		
72	9403 (8)		D	9403 (8)		
73	9420 (8)		D	9420 (8)		
74	9465 (6)	(1/2 to 9/2)+	D	9465 (6)		L = 2
			G	9490 (4)		
75	9596 (7)	(17/2+)	D	9596 (8)		
			H	9610 (8)		

Discussão sobre o uso do polinômio de segunda ordem na calibração de rigidez magnética

Determinamos a calibração dos espectros de posição para o ^{23}Mg utilizando um polinômio de segunda ordem. No entanto, na literatura, é muito comum encontrarmos descrições do processo de calibração dos espectros de rigidez magnética ou ainda em energia de excitação, com a forma de um polinômio de 1 ordem com o uso da expressão:

$$B\rho = [p_0 + p_1(Ch)]\bar{B} \quad (\text{B.1})$$

Vamos a seguir mostrar que o ajuste com polinômio de segundo grau foi a melhor escolha para nossa análise. Ao observarmos a Tabela 6.5, percebemos que o parâmetro a_2 , que corresponde ao termo quadrático da expressão de calibração em rigidez magnética, possui ordem de grandeza muito inferior aos parâmetros a_1 e a_0 . No entanto, esse parâmetro é importante para descrever a região do espectro que temos interesse, em que a energia de excitação do ^{23}Mg é superior a 7.5 MeV.

Na Figura B.1 mostramos um espectro de rigidez magnética considerando os picos isolados e uma calibração com uma função linear. Muitos dos picos identificados localizados na faixa de canal 8000 até 21000 estão dispostos na faixa de tolerância para calibração em rigidez magnética ($\pm 10^{-4}$ T.m). Já os picos localizados entre 0 até o canal 8000 apresentam um desvio acentuado em relação a calibração de rigidez magnética com o uso de um polinômio de primeira ordem, indicando que deve existir algum comportamento não linear nesta região.

Primeiramente, consideramos duas calibrações com polinômio de primeira ordem, considerando separadamente os picos das regiões de 5000 a 9000 e 90000 a 210000. Os ajustes foram muito bons e os parâmetros das curvas estão listados na Tabela B.1.

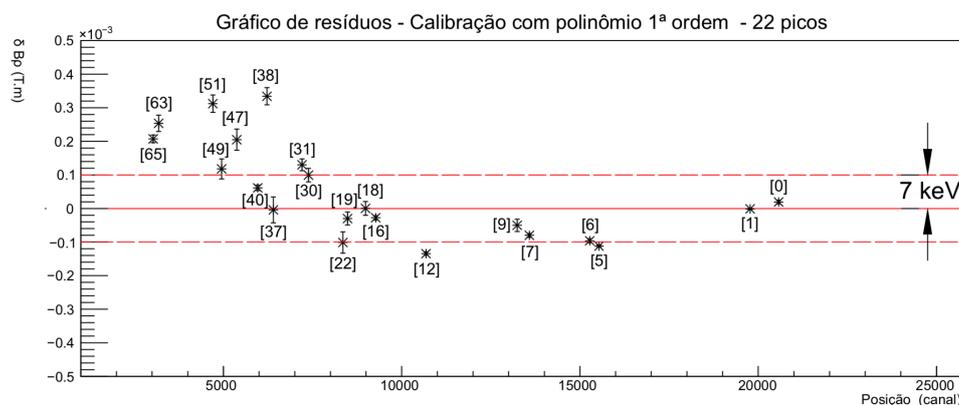


Figura B.1: Gráfico de resíduos da curva de calibração de rigidez magnética, considerando todos os estados isolados do ^{23}Mg encontrados. A função de calibração é um polinômio de ordem 1.

Situação	Estados do ^{23}Mg	$p_0(10^{-1}) \pm \sigma_{p_0}(10^{-5})$	$p_1(10^{-6}) \pm \sigma_{p_1}(10^{-6})$	$\frac{\chi^2}{n}$
Picos entre os canais 9000 até 21000	0, 1, 5, 7, 9, 12, 18, 19, 22 e 23	0.621225 ± 0.000005	7.35 ± 0.03	1.31
Picos entre os canais 5000 até 9000	19, 22, 23, 30, 31, 37, 40, 47, 49.	0.629456 ± 0.00001	7.30 ± 0.1	1.40

Tabela B.1: Parâmetros de calibração de rigidez magnética obtidos para o ajuste de polinômio de 1ª ordem, nas duas situações descritas no texto.

Os parâmetros de calibração obtidos são equivalentes, com apenas a incerteza apresentando diferença na ordem de grandeza. O comportamento destas curvas pode ser estudada quando estas são aplicadas no espectro em rigidez magnética e comparadas com a calibração em rigidez magnética utilizando o polinômio de segunda ordem, como foi proposto anteriormente. A Figura B.2 apresenta o espectro obtido a 10° calibrado em rigidez magnética com as três possibilidades de parâmetros: utilizando polinômio de primeira ordem com os picos entres os canais 9000 até 21000 (curva em vermelho), polinômio de primeira ordem com os picos entres os canais 5000 até 9000 (curva em azul) e a calibração com polinômio de segunda ordem (curva em preto).

A Figura B.2 mostra que na maior parte do espectro existe uma equivalência da curva obtida com o polinômio de segunda ordem e aquela obtida com picos localizados nos canais acima de 9000. Nesta faixa, os picos possuem uma boa resolução e possuem uma baixa incerteza na posição. Com isso, a calibração em rigidez magnética funci-

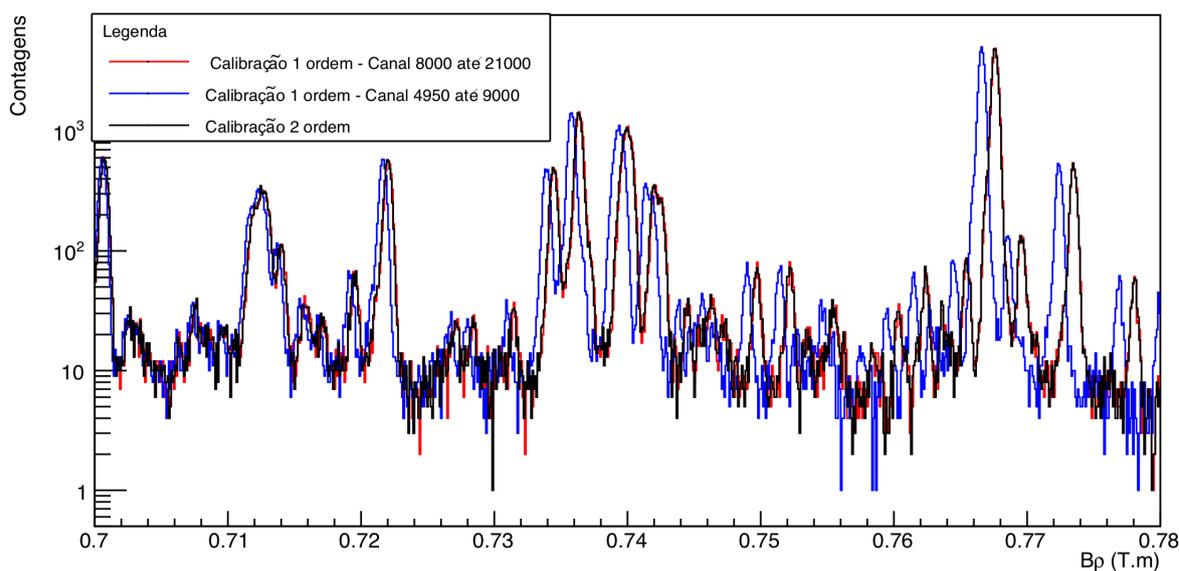


Figura B.2: Espectros de $B\rho$ obtidos a 10° , calibrado considerando os três cenários proposto.

ona bem e não há necessidade do polinômio de segunda ordem. A respeito da curva obtida com os picos localizados abaixo do canal 9000, percebe-se que há um desvio considerável, já que esta região é descrita na faixa da extrapolação da curva.

Na região de 0.72 T.m do espectro, as três curvas são quase coincidentes. Nesta situação existe uma faixa de interpolação das curvas obtidas com o polinômio de 1ª ordem, que corresponde em utilizar os estados [9] até [31]. Após a parte de 0.67 T.m (canal 8000) as curvas passam a apresentar uma divergência considerável, já que para a curva do polinômio de 1ª ordem utilizando canais acima de 9000 está em uma região de extrapolação. Apesar do pequeno desvio, já há pequenos problemas de identificação.

Em contrapartida, a curva ajustada com picos abaixo de 9000 não consegue descrever bem essa região. Um exemplo desta situação pode ser observado com os picos $^{23}\text{Mg}[40]$, e $^{23}\text{Mg}[42]$ evidenciados na Figura B.3, com a comparação entre a posição do pico em cada calibração. A linha destacada em verde são os valores da tabela NNDC, mostrando que o pico é melhor determinado pela calibração com polinômio de segunda ordem.

Assim, é necessário a utilização do polinômio de segunda ordem para estudar os picos localizados na região de interesse deste trabalho. A perda de linearidade da calibração nesta região pode ser ocasionada por efeitos eletromagnéticos de borda no detector ou ainda por questões relacionadas a eletrônica do sistema de detecção.

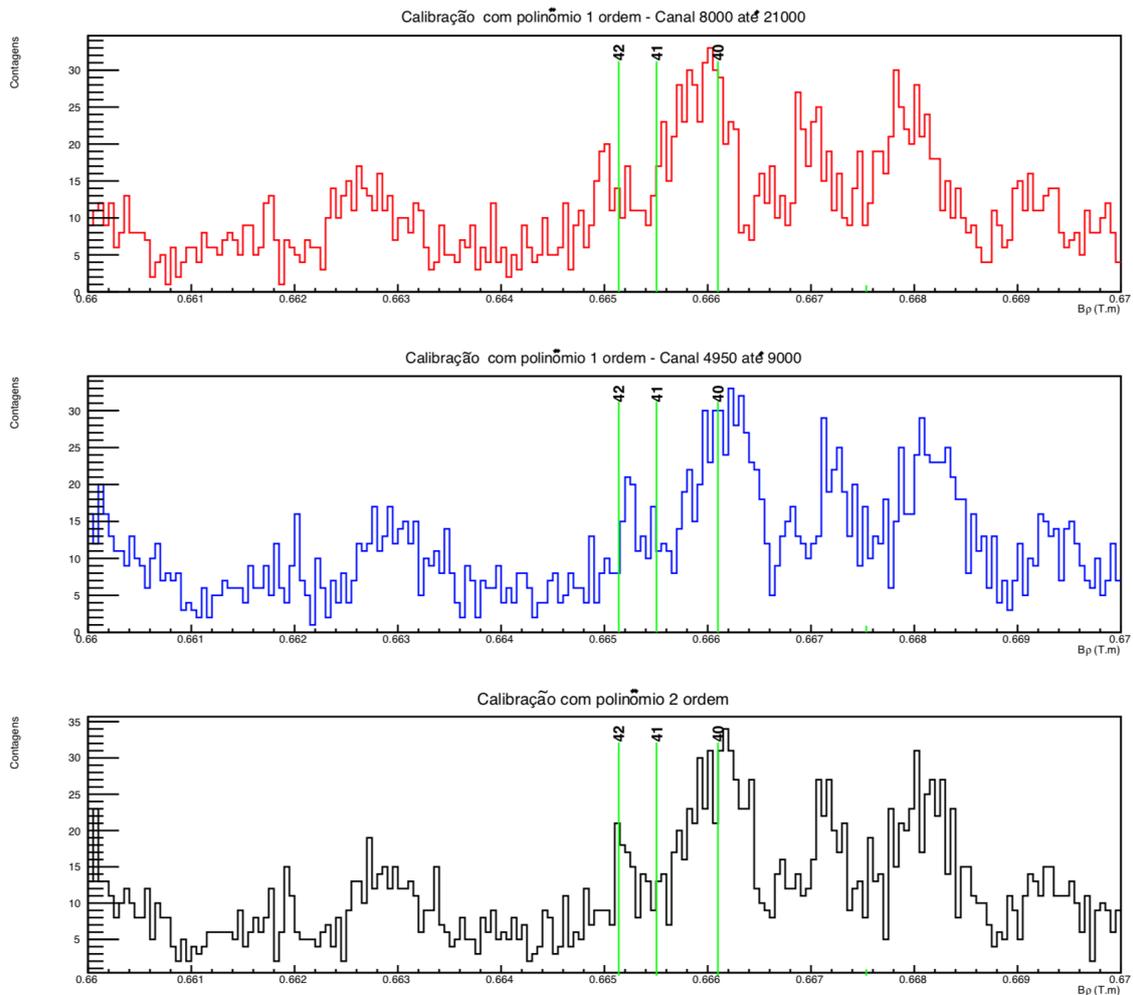


Figura B.3: Espectro de $B\rho$ com a indicação dos picos [40] e [42] em cada uma das curvas ajustadas. Nesta região do espectro as curvas apresentam um desvio, em especial a obtida com os picos acima do canal 9000. Ao adicionarmos as linhas tabelas do NNDC, percebemos que a curva do polinômio de segunda ordem descreve melhor esta região.



Bibliografia

- [AAA+17] B. P. Abbott et al., “GW170817: Observation of Gravitational Waves from a Binary Neutron Star Inspiral”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 119, p. 161 101, 16 out. de 2017. DOI: [10.1103/PhysRevLett.119.161101](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.119.161101). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.119.161101> *ver p. 1.*
- [AN78a] M. Arnould e H. Norgaard, “Thermonuclear origin of Ne-E”, *A&A*, vol. 64, pp. 195–213, mar. de 1978 *ver p. 2.*
- [AN78b] —, “Thermonuclear origin of Ne-E”, *A&A*, vol. 64, pp. 195–213, mar. de 1978 *ver p. 6.*
- [Bar16] D. W. Bardayan, “Transfer reactions in nuclear astrophysics”, *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, vol. 43, n.º 4, p. 043 001, 2016. URL: <http://stacks.iop.org/0954-3899/43/i=4/a=043001> *ver pp. 29, 30.*
- [Ber07] C. Bertulani, *Nuclear Physics in a Nutshell*. Princeton, USA: Princeton University Press, 2007 *ver p. 23.*
- [Ber09] —, “Nuclear Reactions”, ago. de 2009 *ver pp. 17, 18, 26.*
- [CER18] CERN. (2018). ROOT User’s Guide: 6 Release Cycle, URL: <https://root.cern.ch/guides/users-guide> *ver pp. 47, 61.*
- [Cla83] D. D. Clayton, *Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*. Chicago, USA: University of Chicago Press, 1983 *ver p. 1.*
- [CNR18] CNRS. (2018). Institut de Physique Nucléaire dOrsay, URL: <http://ipnwww.in2p3.fr/?lang=fr> *ver p. 37.*
- [Com17] 2. Comitee Nobel’s Prize. (2017). Lectures’s of The Nobel Prize in Physics 2017, URL: https://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2017/ *ver p. 1.*

- [eBra09] B. R. e Bradley M. Peterson, *Foundations of Astrophysics*. San Francisco, California: Editora Pearson, 2009 *ver pp. 7, 10, 12, 13, 22.*
- [eWil88] C. E. R. e William S. Rodney, *Cauldrons in the Cosmos: Nuclear Astrophysics*. Chicago, Illinois: The University of Chicago, Press, 1988 *ver pp. 6, 9, 12, 22, 25–28.*
- [Ene18] U. S. D. Energy. (2018). Oak Ridge National Laboratory, URL: <https://www.ornl.gov> *ver pp. 33, 83.*
- [EBK+81] F. Entezami, A. Basak, O. Karban, P. Lewis e S. Roman, “Interactions of polarized ^3He particles with ^{24}Mg ”, *Nuclear Physics A*, vol. 366, n.º 1, pp. 1–12, 1981, ISSN: 0375-9474. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(81\)90483-8](https://doi.org/10.1016/0375-9474(81)90483-8). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947481904838> *ver p. 88.*
- [Fra15] S. Franchoo, “The Alto Tandem and Isol Facility at IPN Orsay”, em *Proceedings of the Conference on Advances in Radioactive Isotope Science (ARIS2014)*. 2015. DOI: 10.7566/JPSCP.6.020041. eprint: <https://journals.jps.jp/doi/pdf/10.7566/JPSCP.6.020041>. URL: <https://journals.jps.jp/doi/abs/10.7566/JPSCP.6.020041> *ver pp. 38, 40.*
- [Gam28] G. Gamow, “Zur Quantentheorie des Atomkernes”, *Zeitschrift fur Physik*, vol. 51, pp. 204–212, mar. de 1928. DOI: 10.1007/BF01343196 *ver p. 21.*
- [Gui17] V. Guimarães, *Comunicação Privada*, 2017 *ver p. 34.*
- [Jea04] J. R. e. M. S. Jean-Louis Basdevant, *Fundamentals In Nuclear Physics From Nuclear Structure to Cosmology*. USA: Springer, 2004 *ver pp. 26–28.*
- [JLJ+04] D. G. Jenkins, C. J. Lister, R. V. F. Janssens, T. L. Khoo, E. F. Moore, K. E. Rehm, B. Truett, A. H. Wuosmaa, M. Freer, B. R. Fulton e J. José, “Reevaluation of the $^{22}\text{Na}(p, \gamma)$ Reaction Rate: Implications for the Detection of ^{22}Na Gamma Rays from Novae”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 92, p. 031 101, 3 jan. de 2004. DOI: 10.1103/PhysRevLett.92.031101. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.92.031101> *ver p. 33.*
- [JH07] J. José e M. Hernanz, “Nucleosynthesis in classical nova explosions”, *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, vol. 34, n.º 12, R431, 2007. URL: <http://stacks.iop.org/0954-3899/34/i=12/a=R01> *ver p. 19.*

- [Kar03] A. I. Karakas, “Asymptotic Giant Branch Stars: their influence on binary systems and the interstellar medium”, Tese de Doutorado, Monash University, 2003 *ver pp. 16, 17.*
- [KMM69] H. Kattenborn, C. Mayer-Bäuricke e B. Mertens, “J-dependence in $l = 2$ (^3He , ^1H) reactions on ^{24}Mg , ^{28}Si and ^{30}Si ”, *Nuclear Physics A*, vol. 138, n.º 3, pp. 657–670, 1969, ISSN: 0375-9474. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(69\)90247-4](https://doi.org/10.1016/0375-9474(69)90247-4). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947469902474> *ver p. 88.*
- [Kla10] Y. N. e. G. W. Klaus Blaum, “Penning traps as a versatile tool for precise experiments in fundamental physics”, *Contemporary Physics*, 2010 *ver pp. 14, 15.*
- [LC17] E. J. Lee e K. Y. Chae, “Measuring one nucleon transfer reaction $^{24}\text{Mg}(p, d)^{23}\text{Mg}$ for astrophysical reaction rates”, *Journal of the Korean Physical Society*, vol. 71, n.º 11, pp. 758–763, dez. de 2017, ISSN: 1976-8524. DOI: [10.3938/jkps.71.758](https://doi.org/10.3938/jkps.71.758). URL: <https://doi.org/10.3938/jkps.71.758> *ver p. 33.*
- [MJD+79] D. W. Miller, W. P. Jones, D. W. Devins, R. E. Marrs e J. Kehayias, “Hole states excited by the $^{24}\text{Mg}(p, d)^{23}\text{Mg}$ reaction at 95 MeV”, *Phys. Rev. C*, vol. 20, pp. 2008–2024, 6 dez. de 1979. DOI: [10.1103/PhysRevC.20.2008](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.20.2008). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.20.2008> *ver p. 33.*
- [Mor05] P. Morfouace, “Single-particle states in neutron-rich ^{69}Cu and ^{71}Cu by means of the $(d, ^3\text{He})$ transfer reaction”, Tese de Doutorado, University Paris Sud, 2005 *ver pp. 40–42, 46, 84.*
- [NSW81] H. Nann, A. Saha e B. H. Wildenthal, “Energy levels in ^{23}Mg from the $^{25}\text{Mg}(p, t)^{23}\text{Mg}$ reaction”, *Phys. Rev. C*, vol. 23, pp. 606–615, 2 fev. de 1981. DOI: [10.1103/PhysRevC.23.606](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.23.606). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.23.606> *ver p. 32.*
- [NND18] NNDC. (2018). Adopted Levels ^{23}Mg , URL: <https://www.nndc.bnl.gov/chart/getdataset.jsp?nucleus=23MG&unc=nds> *ver pp. 32, 57, 68.*
- [oTok18] U. of Tokyo. (2018). Center for Nuclear Study, URL: <http://www.cns.s.u-tokyo.ac.jp/index.php?Entrance> *ver p. 33.*
- [Prs13] I.-. Prsay. (2013). Tandem Orsay, URL: http://ipnwww.in2p3.fr/IMG/jpg/alto_tandem.jpg *ver p. 39.*

- [Sal10] A. L. Sallaska, “Absolute Determination of the $^{22}\text{Na}(p, \gamma)^{22}\text{Mg}$ Reaction Rate: Consequences for Nucleosynthesis of ^{22}Na in Novae”, Tese de Doutorado, University of Washington, 2010 *ver pp. 19, 35.*
- [Set07] K. Setoodehnia, “Studies of $20 < A < 30$ Nucleosynthesis in AGB Stars and Classical Novae”, Dissertação de Mestrado, Shiraz University, 2007 *ver p. 17.*
- [SE67] J. Spencer e H. Enge, “Split-pole magnetic spectrograph for precision nuclear spectroscopy”, *Nuclear Instruments and Methods*, vol. 49, n.º 2, pp. 181–193, 1967, ISSN: 0029-554X. DOI: [https://doi.org/10.1016/0029-554X\(67\)90684-2](https://doi.org/10.1016/0029-554X(67)90684-2). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029554X67906842> *ver pp. 38, 41, 43.*
- [TS99] B. J. Teegarden e S. J. Sturmer, “INTEGRAL Observations of Gamma-Ray Bursts”, em *AAS/High Energy Astrophysics Division #4*, sér. Bulletin of the American Astronomical Society, vol. 31, abr. de 1999, p. 717 *ver p. 1.*
- [Tho06] I. Thompson. (2006). Fresco, URL: <http://www.fresco.org.uk> *ver p. 88.*
- [TN09] I. J. Thompson e F. M. Nunes, *Nuclear Reactions for Astrophysics: Principles, Calculation and Applications of Low-Energy Reactions*. Cambridge, England: Cambridge University Press, 2009 *ver p. 24.*
- [Toy94] S. K. C. Y. N. B. R. B. F. H. I. L. J. K. K. M. N. N. O. O. O. O. R. S. T. H. T. Toyokawa, “High resolution study of $^{24}\text{Mg}(p, d)^{23}\text{Mg}$ for the Ne-E problem”, *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nucleil*, vol. 348, pp. 59–60, mar. de 1994. DOI: [10.1007/BF01291654](https://doi.org/10.1007/BF01291654) *ver pp. 2, 33, 34.*
- [Uni18] M. S. University. (2018). National Superconducting Cyclotron Laboratory, URL: <https://www.nsc1.msu.edu> *ver p. 33.*
- [Ver77] M. Vergnes, “Tandem physics in Orsay”, *Nuclear Instruments and Methods*, vol. 146, n.º 1, pp. 81–88, 1977, ISSN: 0029-554X. DOI: [https://doi.org/10.1016/0029-554X\(77\)90501-8](https://doi.org/10.1016/0029-554X(77)90501-8). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029554X77905018> *ver p. 38.*