UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

Instituto de Física

Implementação e análise de medidas de reações por meio de coincidências γ-partícula.

Vinicius Antonio Bocaline Zagatto

Dissertação apresentada ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo para obtenção do título de mestre em Ciências.

Orientador:

Prof. Dr. José Roberto Brandão de Oliveira (IFUSP)

Comissão Examinadora:

Prof. Dr. José Roberto Brandão de Oliveira (IFUSP)

Prof. Dr. Nemitala Added (IFUSP)

Prof. Dr. Brett Vern Carlson (ITA)

São Paulo

2011

Agradecimentos

Agradeço do fundo do coração todos aqueles que tornaram possível a execução desta dissertação.

Primeiramente ao Zeca e Dona Dalva (vulgos meu pai e minha mãe) por terem me concebido e me criado, sempre apoiando minhas decisões me permitindo fazer aquilo que gosto.

Ao professor José Roberto (0) por ter tido a paciência de me orientar e me ajudar nos momentos de dificuldade ao longo desses dois anos.

Aos colegas e professores do Grupo γ pela ajuda nos períodos de máquina e nas eventuais dificuldades ocorridas, em especial ao professor Medina por ter me aberto as portas na física nuclear.

Ao pessoal do $IPEN$ (Fred, Ernesto e Guilherme) por ajudarem nos períodos sempre que necessário.

À equipe técnica e funcionários do Laboratório *Pelletron* que tanto ajudaram.

Aos amigos do *Pelletron* pela amizade e risadas:

- Suruka e Tonhão pelos churrascos e festas;
- Fiuk pelas músicas inspiradoras;
- Pietrone pelas ótimas piadas;

- Panda, aquele que nunca deve ser contrariado;
- Dri por ajudar sempre que necessário;
- Rob Linha por sempre nos brindar com suas groselhas;
- Juan por ter ido pra Alemanha (hehehehehe...brincadeira Dri);
- Vivi por sempre ter lutado por nós;
- RPM pela ajuda em ROOT, LATEX e baladas;
- KC e MCM pelas conversas, risadas e por gastarem todo o dinheiro do contribuinte em amônia;
- Rubén pelas dicas turísticas sobre o Peru;
- Baea, pelas conversas sobre os mais variados assuntos, dentre eles futebol, cartola, Raul Seixas, futebol, filmes, comida, futebol e, muito de vez em quando, física.

Também queria agradecer aos amigos que não são do *Pelletron*, que em nada contribuíram para a dissertação mas sem vocês eu não existiria.

Ao Corinthians por sempre meter pau nos bâmbis e porcos.

E por fim àquela que apoia e me dá carinho sempre que estou triste, àquela que compartilha minhas risadas e sonhos, àquela que me ajuda sempre que preciso, enfim, àquela que tanto amo, minha Biscoitinha.

Resumo

A reação ^{18}O+^{110}Pd foi estudada utilizando o espectrômetro γ Saci-Perere do laboratório do acelerador *Pelletron* (LAFN-IFUSP-DFN) numa faixa de energia de $2,5$ a $3,3$ MeV por núcleon. O objetivo foi o estudo do mecanismo de reações nucleares por meio de coincidências γ-partícula, implantando essa técnica e verificando como os efeitos de integração da energia perdida no alvo, integração no ângulo sólido do detector de partículas, tamanho finito do detector HPGe e o efeito de decaimento em vácuo afetavam as medidas. Observa-se que as correções dos dados devidas a esses efeitos são pequenas e bem controladas, com exceção do efeito de decaimento em vácuo que necessita de um estudo mais aprofundado. Concluiu-se que a distribuição angular do espalhamento elástico para o primeiro estado excitado do ^{110}Pd pode ser razoavelmente bem representada utilizando-se o *Potencial de São Paulo* (PSP) na forma $U(R) = (0,6 + 0,6i)V_{EL}^{SP}(R)$.No entanto a descrição da transferência para o primeiro estado excitado do ^{112}Pd não foi tão bem sucedida.

Abstract

The ^{18}O+^{110}Pd reaction has been studied in the range from $2,5$ to $3,3$ MeV per nucleon using the Saci-Perere $\gamma-$ray spectrometer at the Pelletron accelerator Laboratory (LAFN-IFUSP-DFN). The objective was the study of nuclear reaction mechanisms by the use of $\gamma-$particle coincidence, establishing this technique, and verifying how the effects of energy loss in the target, the finite solid angle of the particle detector, the finite size of HPGe detector, and the vacuum de-alignment affect the measurements. It was observed that the corrections to the data due to these effects are small and well controlled, with exception of the vacuum de-alignment, which has to be studied more deeply. It was concluded that the inelastic scattering to the first excited state of ^{110}Pd can be reasonably well described using the *São Paulo Potencial* (PSP) in the form $U(R) = (0,6 + 0,6i)V_{LE}^{SP}$. However the description of the transfer to the first excited state of ^{112}Pd was not so well succeeded.

Sumário

Resumo 3

Abstract 4

1 Introdução **16**

2 Fundamentos Teóricos **19**

2.1 Reações Nucleares-Partículas 20

2.1.1 Seção de Choque Diferencial 20

2.1.2 Potencial Óptico 21

2.1.3 Espalhamento por um Potencial Nuclear + Coulombiano 22

2.1.4 Aproximação de *Born* para Ondas Distorcidas - DWBA 25

2.1.5 Canais Acoplados para Espalhamento Inelástico 28

2.1.6 Canais Acoplados em Reações 29

2.2 Decaimento γ 31

2.2.1 Probabilidade de Transição em Teoria de Perturbações Dependentes do Tempo 31

2.2.2 Decaimento Eletromagnético 31

2.2.3 Distribuição Angular da Radiação Nuclear 35

2.2.4 Efeito da De-Orientação Nuclear 37

2.2.5 Efeito do Tamanho Finito do Detector γ 39

3 Aparato e Métodos Experimentais 42

3.1 Laboratório *Pelletron* 43

3.1.1 Fonte de Íons 43

3.1.2 Acelerador *Pelletron* 45

3.2 Sistema de Medidas 49

3.2.1 Detectores de Radiação 49

3.2.1.1 Detectores Semicondutores 50

3.2.1.2 Supressores *Compton* 52

3.2.1.3 Detector Telescópio tipo *Phoswich* 53

3.2.1.4 Sistema Ancilar de Cintiladores-SACI 56

3.2.2 Eletrônica Modular de Aquisição 62

3.2.2.1 Circuito 1: Circuito de Energia dos Detectores de Raios γ 63

3.2.2.2 Circuito 2: Circuito de Tempo dos Detectores de Raios γ 64

3.2.2.3 Circuito 3: Circuito de Supressão *Compton* . 65

3.2.2.4 Circuito 4: Circuito de Energia ($E-\Delta E$) dos Detectores de Partículas do SACI 66

3.2.2.5 Circuito 5: Circuito de Tempo dos Detectores de Partículas do SACI 69

3.2.2.6 Circuito 6: Sistema de Coincidência $\gamma - p$ . . 71

3.2.2.7 Circuito 7: Sistema de Veto e Limpeza de Módulos 73

3.2.3 Controle e Aquisição de Dados 75

3.2.4 Procedimentos Experimentais 77

4 Redução e Análise de Dados 79

4.1 Redução de Dados 80

4.1.1 Redução de Dados - Primeiro Estado Excitado do ^{110}Pd 81

4.1.2 Redução de Dados - Primeiro Estado Excitado do ^{112}Pd 94

4.2 Análise e Discussão dos Dados 98

4.2.1 Cálculo do Parâmetro $W(\theta_\gamma, \theta_p)$ 99

4.2.2 Estudo da Incorporação dos Diversos Efeitos ao Cálculo da Seção de Choque 102

4.2.3 Distribuições Angulares Obtidas Para o Primeiro Estado Excitado do ^{110}Pd 113

4.2.4 Distribuições Angulares Obtidas Para o Primeiro Estado Excitado do ^{112}Pd 124

5 Conclusões 129

5.1 Conclusões 129

5.2 Atividades Futuras 132

Referências Bibliográficas 134

A APÊNDICE I-Cartão de Entrada do Programa FRESCO 137

A.1 Cartão de Entrada 138

A.2 Bloco 1 143

A.3 Bloco 2 144

A.4 Bloco 3 145

A.5 Bloco 4 147

A.6 Bloco 5 148

A.7 Bloco 6 150

Lista de Figuras

2.1 *Energia de separação para um nêutron e uma partícula α para núcleos estáveis como uma função do número de nucleons A.[11]* . 33

2.2 *Geometria de um detector coaxial de radiação γ[17].* 40

3.1 *Geometria e funcionamento da fonte de íons $MC - SNICS$[19]* . . 44

3.2 *Vista geral do edifício $Oscar\ Sala$, enfatizando o acelerador* Pelletron*[19]* 47

3.3 *Vista geral do acelerador $Pelletron$[19].* 49

3.4 *Junção P-N, enfatizando a quantidade de portadores de carga positivos e negativos existente em cada um dos lados[23].* 52

3.5 *À esquerda um esquema de detector de raios gama envolvido por um supressor $Compton$, feito de NaI(Tl) e BGO. À direita, espectros de raios γ de uma fonte ^{60}Co, adquiridos sem supressão $Compton$ (a) e com supressão $Compton$ (b) [1].* 53

3.6 *Um pulso completo obtido com um detector telescópio cintilador tipo phoswich[1].* 55

3.7 *Pulso emitido pelo detector em relação aos intervalos de tempo de coleção de carga para cada componente[1].* 56

3.8 *Vista de um dos hemisférios da câmara central do SACI. A câmara completa é formada então por um poliedro semirregular de doze faces pentagonais e vinte triangulares que servem de suporte dos detectores cintiladores[1].* 57

3.9 *Vista frontal do sistema SACI aberto no qual é possível observar a disposição dos onze detectores $\Delta E - E$, o suporte para o alvo e os detectores de HPGe com seus respectivos supressores Compton[1].* 59

3.10 *esquema da montagem do sistema de detecção de raios γ. Na parte superior os ângulos dos detectores em relação à linha do feixe incidente. Na parte inferior a inclinação de um dos detectores em relação ao plano horizontal[1].* 60

3.11 *Circuito 1-Energia dos detectores de raios γ.* 63

3.12 *Circuito 2-Tempo dos detectores de raios γ.* 64

3.13 *Circuito 3-Supressão Compton.* 66

3.14 *Circuito 4 - Energia ($E - \Delta E$) dos detectores de partículas do SACI.* 67

3.15 *Circuito 5-Tempo dos detectores de partículas do SACI.* 69

3.16 *Circuito 6-Sistema de coincidência $\gamma - p$.* 72

3.17 *Circuito 7-Sistema de veto e limpeza de módulos.* 74

3.18 *Circuito completo da eletrônica utilizada.* 78

4.1 *Espectro de raios γ obtido com o detector de HPGe $C1$ e uma energia de reação de $E = 53,6\,MeV$. O ganho foi ajustado para manter a relação de $1\,keV$ por canal.* 83

4.2 *Espectro de partículas referente ao detector $E - \Delta E$ situado a $53,5°$ em relação à direção do feixe e energia $E = 53,6\,MeV$.* . . . 84

4.3 *Seleção das partículas participantes da reação* $^{110}Pd+^{18}O$ *que emitem uma radiação* γ *em coincidência.* 85

4.4 *Região do pico de* $374\,keV$ *do espectro de radiação* γ *detector de HPGe* $C1$ *e uma energia de reação de* $E = 53,6MeV$. 86

4.5 *Janela ao redor do pico de* $374\,keV$ *do espectro de radiação* γ *detector de HPGe* $C1$ *e uma energia de reação de* $E = 53,6MeV$ *em coincidência com os cortes nos eventos de* ^{18}O *espalhado no espectro bi-paramétrico da figura 4.3. Nota-se que o espectro apresenta uma razão pico-fundo superior do que aquela presente na figura 4.4.* 86

4.6 *Espectro de tempo do HPGe* $C1$ *e uma energia de reação de* $E = 53,6MeV$. 88

4.7 *Projeção no eixo* y *do espectro de partículas em coincidência com os raios* γ *do pico de energia* $E_\gamma = 373,8\,keV$. *Está mostrado também como se dá a extração da área do pico da transição desejada.* . . . 89

4.8 *Distribuição angular para o primeiro estado excitado do* ^{110}Pd *para energia de reação de* $E = 53,6\,MeV$, *cuja energia de normalização foi* $E_{ref} = 50,1\,MeV$. 92

4.9 *Espectro do detector de partículas* $E-\Delta E$ *de número* 7, *localizado a aproximadamente* $107°$ *em relação ao feixe.* 93

4.10 *Transições eletromagnéticas do* ^{110}Pd *e* ^{197}Au. 93

4.11 *Espectro de raios* γ *do* ^{152}Eu *para o detector* $C1$. *O ganho do detector foi ajustado de modo a se ter uma calibração de aproximadamente* $1\,keV/canal$ 95

4.12 *Curvas de calibração obtidas para cada um do quatro detectores de HPGe à partir dos espectros de raios* γ *do* ^{152}Eu. 96

4.13 *Janela do espectro de raios γ próximo ao canal 349, ligado ao primeiro estado excitado do ^{112}Pd.* 97

4.14 *Distribuição angular para o primeiro estado excitado do ^{112}Pd para energia de reação de $E = 53,6\,MeV$, cuja energia de normalização foi $E_{ref} = 50,1\,MeV$.* 98

4.15 *Comparação entre valores teóricos das probabilidades de emissão em uma dada direção (para uma radiação γ) sem qualquer efeito ou considerando apenas o decaimento em vácuo para uma energia de reação de $E = 53,6MeV$.* 104

4.16 *Comparação percentual entre valores teóricos das probabilidades de emissão em uma dada direção sem qualquer efeito ou considerando separadamente os efeitos de integração em energia e ângulo, além da correção do tamanho finito para o detector $C1$ e energia de $E = 53,6\,MeV$.* 105

4.17 *Distribuição angular para uma energia de reação de $E = 53,6\,MeV$ desconsiderando todos os efeitos que estavam sendo estudados.* . . 106

4.18 *Distribuição angular para uma energia de reação de $E = 53,6\,MeV$ considerando apenas o efeito de integração em energia.* 107

4.19 *Distribuição angular para uma energia de reação de $E = 53,6\,MeV$ considerando os efeitos de integrações em ângulo e energia.* 108

4.20 *Distribuição angular para uma energia de reação de $E = 53,6\,MeV$ considerando os efeitos de integrações em ângulo e energia, além da correção pelo tamanho finito do detector.* 109

4.21 *Distribuição angular para uma energia de reação de $E = 53,6\,MeV$ considerando todos os efeitos que estavam sendo estudados.* 110

4.22 *Probabilidade de emissão de uma radiação γ em função do ângulo para uma energia de reação de $E = 53,6\,MeV$. Anisotropia obtida para o detector de HPGe Rao em conjunto com o detector de partícula localizado a aproximadamente $136°$ em relação ao feixe.* . 111

4.23 *Probabilidade teórica de emissão em um dado ângulo da radiação γ em função da energia para o detector $C1$, com ângulo de espalhamento da partícula de $30,1°$.* 112

4.24 *Razão entre intensidades existente entre os detectores de HPGe $C1$ e $C2$. Comparação teórica com a as mesmas razões para uma energia de $E_3 = 53,6\,MeV$.* 113

4.25 *Razão entre intensidades existente entre os detectores de HPGe Ewa e Rao. Comparação teórica com a as mesmas razões para uma energia de $E_3 = 53,6\,MeV$.* 114

4.26 *Razão entre intensidades dos dados cujas energias de reação eram $E = 45,4\,MeV$ e $E = 53,6\,MeV$ para cada um dos quatro detectores de HPGe.* 115

4.27 *Pico relacionado ao decaimento do primeiro estado excita do ^{110}Pd para uma energia de $E = 53,6MeV$. Esta transição foi obtida à partir da coincidência entre uma radiação γ medida com o detector $C2$ e uma partícula obtida pelo detector localizado a $30,1°$ em relação ao feixe.* 116

4.28 *Razão entre intensidades dos dados cujas energias de reação eram $E = 50,1\,MeV$ e $E = 53,6\,MeV$ para cada um dos quatro detectores de HPGe.* 117

4.29 *Distribuição angular referente à energia de reação de* $E = 53,6\,MeV$ *cujos dados de normalização provêm da energia de* $E_{ref} = 50,1\,MeV$. 117

4.30 *Distribuição angular referente à energia de reação de* $E = 53,6\,MeV$ *cujos dados de normalização provêm da energia de* $E_{ref} = 45,4\,MeV$, *para o qual há contaminação do pico do decaimento* γ. 118

4.31 *Distribuição angular referente ao primeiro estado excitado do* ^{110}Pd, *com energia de reação de* $E = 49,3\,MeV$. 119

4.32 *Distribuição angular referente ao primeiro estado excitado do* ^{110}Pd, *com energia de reação de* $E = 50,1\,MeV$. 119

4.33 *Distribuição angular referente ao primeiro estado excitado do* ^{110}Pd, *com energia de reação de* $E = 51,3\,MeV$. 120

4.34 *Distribuição angular referente ao primeiro estado excitado do* ^{110}Pd, *com energia de reação de* $E = 55,8\,MeV$. 120

4.35 *Distribuição angular referente ao primeiro estado excitado do* ^{110}Pd, *com energia de reação de* $E = 58,0\,MeV$. 121

4.36 *Distribuição angular referente ao primeiro estado excitado do* ^{110}Pd, *com energia de reação de* $E = 58,8\,MeV$. 121

4.37 *Visualização do efeito responsável por superestimar os dados próximos a* $90°$. 123

4.38 *Espectro obtido para o ângulo de* $80,4°$ *em coincidência com o detector* $C1$. *Vê-se claramente que uma grande porcentagem do pico encontra-se cortada.* 123

4.39 *Distribuição angular referente ao primeiro estado excitado do* ^{112}Pd, *com energia de reação de* $E = 50,1\,MeV$. 125

4.40 *Distribuição angular referente ao primeiro estado excitado do* ^{112}Pd, *com energia de reação de* $E = 51,3\,MeV$. 125

4.41 *Distribuição angular referente ao primeiro estado excitado do* ^{112}Pd, *com energia de reação de* $E = 53,6\,MeV$. *As incertezas são muito pequenas e por isso não são facilmente visualizadas na presente figura.* 126

4.42 *Distribuição angular referente ao primeiro estado excitado do* ^{112}Pd, *com energia de reação de* $E = 55,8\,MeV$. 126

4.43 *Distribuição angular referente ao primeiro estado excitado do* ^{112}Pd, *com energia de reação de* $E = 58,0\,MeV$. 127

4.44 *Distribuição angular referente ao primeiro estado excitado do* ^{112}Pd, *com energia de reação de* $E = 58,8\,MeV$. 127

4.45 *Distribuição angular referente aos primeiros estados excitados do* ^{110}Pd *e* ^{112}Pd, *obtidos pela referência [25, 26]. Nesta figura é apresentada a barra de erro referente à variável angular, uma vez que esta não foi considerada nos cálculos teóricos. Os pontos no interior da elipse referem-se a uma medição de função de excitação realizada com um único detector de partículas anular.* 128

Lista de Tabelas

3.1 Detector ao qual o orifício do colimador está relacionado, o respectivo ângulo de laboratório do orifício em relação ao feixe e a abertura angular do orifício. Está presente também o ângulo ϕ de cada um dos furos. 61

4.1 Parâmetros obtidos para a curva de calibração de cada um dos quatro detectores de HPGe. 95

A.1 A função de cada potencial e os núcleos participantes em cada interação estão explicitados. 148

A.2 Camada na qual cada núcleon da partícula α se encontra quando esta encontra-se ligada aos diferentes núcleos participantes da reação. 150

Capítulo 1

Introdução

O espectrômetro γ Saci-Perere[1] do laboratório do acelerador *Pelletron* (LAFN-IFUSP-DFN) foi desenvolvido originalmente para medidas visando o estudo da estrutura nuclear. Com algumas modificações e adaptações foi possível utilizar o espectrômetro para a investigação experimental do mecanismo de reações nucleares por meio de coincidências γ-partícula. O objetivo principal do presente trabalho será a avaliação da qualidade e do potencial desta técnica de medidas. Foram feitos testes por meio da reação ^{18}O+^{110}Pd, na faixa de energia de $2,5$ a $3,3$ MeV por núcleon. O desenvolvimento recente de modelos teóricos para o cálculo de seções de choque, com utilização do potencial de São Paulo, constitui a motivação principal para a realização deste tipo de investigação.

A análise e interpretação de dados de reações nucleares é, tradicionalmente, feita com auxílio de modelos teóricos com diversos parâmetros ajustáveis. Como consequência, a capacidade de realização de previsões quantitativas de tais modelos é muito limitada, frequentemente sendo necessário fazer o experimento antes dos cálculos. Com o surgimento do Potencial de São Paulo

(PSP) [2, 3, 4], este panorama tem-se modicado radicalmente. O PSP tem um reduzido número de parâmetros que, além disso, são universais. O PSP é o potencial real efetivo entre dois núcleos, na ausência de acoplamentos (*bare potential*), e forma, portanto, uma base confiável para a formulação de modelos de sofisticação crescente. Reações com núcleos participantes não muito pesados e com energias próximas à barreira de fusão, por exemplo, são muito bem descritas pela inclusão de acoplamentos de canais relevantes, sem necessidade de introdução de potenciais imaginários na superfície [5, 6, 7]. O procedimento é virtualmente livre de parâmetros, uma vez que as constantes de acoplamento, ligadas por exemplo a fatores espectroscópicos, podem em princípio ser determinadas independentemente.

As medidas experimentais foram realizadas com o espectrômetro Saci-Perere do LAFN (Laboratório Aberto de Física Nuclear, IFUSP-DFN) [8], com quatro detectores de radiação γ de alta resolução com supressão *Compton*, e sistema ancilar de detecção de partículas carregadas com ângulo sólido próximo de 4π . Os feixes de íons provieram do acelerador *Pelletron* (tandem de $8\,MV$) do LAFN. Um sistema de colimação, cuja finalidade é a delimitação do ângulo de espalhamento e controle da taxa de contagens também foi incluído no sistema. Com este sistema puderam ser realizadas medidas simultâneas de onze diferentes ângulos de espalhamento sendo que os resultados demonstram a adequação de seu funcionamento. Os detectores de partículas utilizados são cintiladores plásticos tipo *phoswich* (telescópios $\Delta E - E$), permitindo a diferenciação entre a partícula espalhada e partículas leves evaporadas (prótons e demais partículas). A eletrônica disponível no laboratório foi utilizada, com algumas adequações, para a realização das me-

didas embora seja desejável seu aperfeiçoamento, em particular quanto à redução do tempo morto de aquisição de dados.

A determinação da seção de choque diferencial de estados nucleares específicos é feita através da análise de espectros de radiação γ em coincidência com a partícula espalhada (igual ou semelhante ao feixe) nos diferentes ângulos de espalhamento delimitados pelos colimadores. Os alvos utilizados possuem uma camada de um elemento de alto Z (Pb ou Au, sobreposta à camada do isótopo enriquecido) cuja finalidade é a medida de excitação *Coulombiana* de seus respectivos estados para normalização da seção de choque em cada ângulo. Através da medida das áreas dos picos, corrigidas pela eficiência de detecção γ e pela alimentação γ de estados superiores, determinam-se as seções de choque diferenciais de cada estado.

Com isso, os objetivos do presente trabalho foram testar experimentalmente a viabilidade e a potencialidade do estudo do mecanismo de reações pela técnica de coincidências γ-partícula e testar as previsões de modelos teóricos recentes para descrição do mecanismo de reações nucleares, analisando a incorporação de diferentes correções aos mesmos. Como resultado final obteve-se que a técnica de medida e análise proposta mostra-se bastante eficiente para o estudo de reações cuja emissão de radiação γ e de uma partícula carregada sejam detectadas em coincidência, no entanto, cuidados experimentais, principalmente relacionados com a espessura do alvo, devem ser tomados.

Capítulo 2

Fundamentos Teóricos

Este capítulo tem como objetivo apresentar as bases teóricas utilizadas no presente trabalho, enumerando as diferentes equações e métodos utilizados na análise dos dados obtidos em laboratório. As bases teóricas tratam de assuntos bastante distintos, hora relacionado ao espalhamento de partículas e hora relacionado ao decaimento γ, por conta disso optou-se por tratar tais assuntos em seções diferentes. Primeiramente, tratar-se-á da teoria referente ao espalhamento de partículas carregadas, abordando tópicos tais como a obtenção da seção de choque diferencial, o método de DWBA e o formalismo de Canais Acoplados. Num segundo momento, o capítulo irá concentrar-se na teoria referente ao decaimento γ, buscando discorrer sobre transições eletromagnéticas, distribuição angular da radiação provinda do núcleo, o efeito resultante do decaimento de um núcleo em vácuo e o efeito do tamanho finito do detector γ.

2.1 Reações Nucleares-Partículas

2.1.1 Seção de Choque Diferencial

No espalhamento entre duas partículas tem-se um Hamiltoniano do tipo

$$H_{tot} = \frac{\vec{P}^2}{2M} + H_{rel} \tag{2.1}$$

Nesta equação o primeiro termo da direita depende do momento total $\vec{P}$ (soma vetorial dos momentos de cada partícula), enquanto que a parte referente ao movimento relativo entre as partículas que participam da interação está inteiramente contida no segundo termo da direita da equação 2.1, ou seja, em H_{rel}; este termo, por sua vez, depende do momento relativo $\vec{p} = \frac{m_2\vec{p_1} - m_1\vec{p_2}}{m_1+m_2}$ (os m_i e $\vec{p_i}$ são as respectivas massas e momentos das partículas $i = 1, 2$) e do potencial central $V(r)$. Tal potencial apresenta a característica de tornar-se muito pequeno (praticamente nulo) a partir de uma dada distância a, como é típico para o potencial puramente nuclear. A distância a é considerada a máxima distância de atuação do potencial e é chamada de raio de *matching* . Usualmente considera-se que $V(r) = 0$ caso $r \geq a$, sendo esta condição suficiente para garantir que a função de onda ψ (provinda de H_{rel}) se comporte como uma onda plana para longas distâncias. A autofunção do Hamiltoniano dado pela equação 2.1 é do tipo

$$\psi(\vec{r_1}, \vec{r_2}) = e^{i\vec{K}\cdot\vec{R}}\psi(\vec{r}) \tag{2.2}$$

Na qual $\vec{K} = \vec{P}/\hbar$, e $\vec{R}$ representa o vetor posição do centro de massa do sistema. Já a parte dependente de $\psi(\vec{r})$ relaciona-se com o movimento relativo das partículas. Utilizando as condições de fronteira adequadas pode-se encontrar a função de onda $\psi(\vec{r})$ a partir da equação de *Schroedinger* de um

corpo ($H\psi(\vec{r}) = E\psi(\vec{r})$) como sendo

$$\psi(\vec{r}) \to e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} + f(\Omega)\frac{e^{ikr}}{r} \qquad para\, r \to \infty \tag{2.3}$$

Define-se $\vec{k} = \vec{p}/\hbar$ e tem-se que Ω é a parte angular do vetor $\vec{r}$. O primeiro termo à direita na equação 2.3 representa uma onda plana incidente, enquanto que o segundo termo à direita da mesma representa uma onda esférica espalhada. Utilizando a definição usual da corrente densidade de probabilidade ($\vec{j} = \frac{\hbar}{2\mu i}(\psi^*\nabla\psi - \psi\nabla\psi^*)$) e que

$$d\sigma(\Omega) = \frac{corrente\, de\, probabilidade\, em\, d\Omega\, no\, sentido\, de\, \Omega}{densidade\, de\, corrente\, de\, probabilidade\, da\, onda\, incidente} \tag{2.4}$$

encontra-se que

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\Omega)|^2 \tag{2.5}$$

Portanto, para encontrar a seção de choque diferencial elástica da reação em questão faz-se necessário encontrar $f(\Omega)$.

2.1.2 Potencial Óptico

Muitas vezes deseja-se incluir na teoria de espalhamento nuclear a possibilidade de haver o processo de absorção, para esta finalidade deve-se adicionar ao potencial real uma parte imaginária que dará conta deste tipo de processo. O potencial com parte real e imaginária chama-se potencial óptico, fazendo uma analogia à parte imaginária absortiva do índice de refração em óptica. O potencial em questão apresenta a forma

$$V_{opt}(r) = V(r) + iW(r) \tag{2.6}$$

Utilizando este potencial na equação de *Schroedinger*, esta toma a forma

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2\mu}\nabla^2 + V_{opt}(r)\right)\psi(\vec{r}) = E\psi(\vec{r}) \tag{2.7}$$

Por fim, para observar como tal potencial dá conta do efeito de absorção, basta utilizar a equação da corrente densidade de probabilidade definida anteriormente. Ao escrever o divergente da corrente densidade de probabilidade obtém-se uma equação da forma

$$\nabla \cdot \vec{j}(\vec{r}) = \frac{2}{\hbar}\rho(\vec{r})W(r) \tag{2.8}$$

conhecida como equação da continuidade. Nela o termo $\rho(\vec{r})$ nada mais é do que $|\psi|^2$. A interpretação dessa equação revela que quando há um processo de absorção isso é interpretado matematicamente como uma perda de fluxo da corrente densidade de probabilidade, em outras palavras $\nabla \cdot \vec{j}(\vec{r}) < 0$, com isso conclui-se que o potencial óptico necessita ter uma parte imaginária negativa, ou seja, $W(r) < 0$.

2.1.3 Espalhamento por um Potencial Nuclear + Coulombiano

O espalhamento de um núcleo depende fundamentalmente de dois potenciais, o potencial nuclear de curto alcance e o potencial do tipo Coulombiano de longo alcance. Usualmente este potencial Coulombiano é gerado pela carga do núcleo que se distribui ao longo do volume do mesmo. Geralmente considera-se que o núcleo apresenta uma distribuição de carga uniforme, com isto, a interação Coulombiana para dois núcleos esféricos é da forma

$$V_C(r) = \begin{cases} Z_1 Z_2 e^2/2R_C[3-(r/R_C)^2], & \text{para } r \leq R_C \\ Z_1 Z_2 e^2/r, & \text{para } r > R_C \end{cases} \tag{2.9}$$

com Z_1 e Z_2 sendo os números atômicos dos núcleos envolvidos na reação; e, a unidade de carga fundamental; e R_C, o raio Coulombiano (soma dos raios

de carga do projétil e do alvo). A este potencial Coulombiano soma-se um potencial nuclear $V_N(r)$, que fará com que a equação de *Schroedinger* total possa ser expressa por

$$\left(-\nabla^2 + \frac{2\mu}{\hbar^2}[V_C(r) + V_N(r)] - k^2\right)\psi(\vec{r}) = 0 \tag{2.10}$$

A função de onda resultante da equação 2.10 pode ser separada em uma parte nuclear e uma parte Coulombiana ($\psi(\vec{r}) = \psi_C(\vec{r}) + \psi_N(\vec{r})$). A parte Coulombiana da função de onda contém a onda incidente, enquanto que a parte nuclear da mesma é composta unicamente pelo termo da onda emergente. Visto que é possível separar a função de onda total em duas partes, o ideal é tratá-las separadamente. No caso da parte Coulombiana da função de onda, pode-se encontrar uma forma fechada para a mesma no caso $r > R_C$ da equação 2.9. Após extensivos cálculos, que podem ser encontrados detalhadamente em [9] e [10], obtém-se que

$$\psi_C(r,z) \to e^{i\{kz+\eta\ln[k(r-z)]\}} + f_c(\theta)\frac{e^{i[kr-\eta\ln(2kr)]}}{r} \qquad para\, r \to \infty \tag{2.11}$$

com η sendo o parâmetro de $Sommerfeld$ ($\eta = Z_1 Z_2 e^2/\hbar v$, no qual $v = \hbar k/\mu$ e μ é a massa reduzida entre os núcleos do espalhamento), e $f_c(\theta)$, a amplitude do espalhamento Coulombiano dada por

$$f_C(\theta) = -\frac{\eta}{2k\sin^2(\theta/2)}e^{-i\eta\ln(\sin^2(\theta/2))+2i\sigma_0} \qquad com\, \sigma_0 = \arg(\Gamma(1+i\eta)) \tag{2.12}$$

Onde Γ nada mais é do que a conhecida função *Gamma*. A expressão 2.11 pode ser expandida em função das chamadas ondas parciais, fazendo com que a função de onda Coulombiana fique da forma

$$\psi_C(r,\theta) = \frac{1}{kr}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)i^l e^{i\sigma_l}F_l(\eta,kr)P_l(\cos(\theta)) \tag{2.13}$$

de onde tem-se que σ_l é a diferença de fase Coulombiana, dada por $\sigma_l = \arg(\Gamma(l+1+i\eta)$, e $F_l(\eta, kr)$, a função regular de Coulomb, cujo comportamento assintótico ($r \to \infty$) é $F_l(\eta, kr) \to \sin[kr - \eta\ln(2kr) - \frac{\pi}{2}l + \sigma_l]$. Quanto à parte nuclear da função de onda, visto que ela é composta apenas por uma onda espalhada, pode-se aproximá-la por

$$\psi_N(r) \to f_n(\theta)\frac{e^{i[kr-\eta\ln(2kr)]}}{r} \qquad para\, r \to \infty \tag{2.14}$$

com $f_n(\theta)$ sendo, por sua vez, a amplitude do espalhamento nuclear. Este fator é encontrado ao expandir-se a função de onda total (parte nuclear e Coulombiana) em ondas parciais; basta observar que para $r > a$ (lembrando que a é o raio de *matching*) a função de onda total $\psi(\vec{r})$ estará sujeita apenas ao potencial Coulombiano $2\eta k/r$. No entanto, a forma mais geral da função de onda também leva em conta o potencial Coulombiano para o caso $r \leq R_C$, como consequência disso tal função de onda não depende apenas de sua função regular de Coulomb $F_l(\eta, kr)$, mas também de sua função irregular de Coulomb $G_l(\eta, kr)$, que emerge ao considerar o potencial Coulombiano total. O comportamento da parte irregular da função quando $r \to \infty$ é do tipo $G_l(\eta, kr) \to \cos[kr - \eta\ln(2kr) - \frac{\pi}{2}l + \sigma_l]$. Com isto obtém-se que

$$\psi(\vec{r}) = \psi(r,\theta) + \frac{1}{kr}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)i^l e^{i\sigma_l}[(g_l^N - 1 - if_l^N)F_l(\eta, kr) + f_l^N H_l^{(+)}(\eta, kr)]P_l(\cos(\theta)), \tag{2.15}$$

na qual $H_l^{(+)}(\eta, kr) = G_l(\eta, kr) + iF_l(\eta, kr)$. Os fatores f_l^N e g_l^N estão relacionados por $g_l^N = 1 + if_l^N$, sendo que $f_l^N = \frac{1}{2i}(e^{2i\sigma_l^N} - 1)$ e σ_l^N nada mais é do que a diferença de fase nuclear. Observando 2.15 e comparando-a com 2.14 (lembrando que $\psi(\vec{r}) = \psi_C(\vec{r}) + \psi_N(\vec{r})$) obtém-se finalmente que a expressão

de $f_N(\theta)$ pode ser escrita como

$$f_N(\theta) = \frac{1}{2ik}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)e^{2i\sigma_l}(e^{2i\sigma_l^N}-1)P_l(\cos(\theta)) \tag{2.16}$$

Para encontrar o termo σ_l^N, e consequentemente o valor de $f_N(\theta)$, basta integrar (numericamente se necessário) a equação de *Schroedinger* radial da origem até o raio de *matching* a. Para isto é necessário utilizar as seguintes condições de contorno: a solução da equação de *Schroedinger* radial é nula na origem e sua derivada primeira é diferente de zero também neste ponto. Em seguida é necessário obter a derivada logarítmica $\rho_l = \frac{\dot{y}_l(r)}{y_l(r)}$ em $r = a$ ($y_l(r)$ é a solução da equação e $\dot{y}_l(r)$ a derivada espacial da mesma). Por fim basta utilizarmos a expressão

$$\sigma_l^N = -\arctan\left(\frac{\dot{F}_l(\eta, ka) - \rho_l F_l(\eta, ka)}{\dot{G}_l(\eta, ka) - \rho_l G_l(\eta, ka)}\right) \tag{2.17}$$

e assim obtém-se σ_l^N. Portanto é possível agora calcular a seção de choque diferencial elástica dada pela expressão 2.5 utilizando que $f(\theta) = f_C(\theta) + f_N(\theta)$, com $f_C(\theta)$ e $f_N(\theta)$ dados pelas equações 2.12 e 2.16, respectivamente.

2.1.4 Aproximação de *Born* para Ondas Distorcidas - DWBA

A fim de tratar os canais de reação (canais que não sejam o espalhamento elástico) é necessária uma teoria diferente daquela apresentada até o presente momento. A teoria apresentada nesta seção considera apenas arranjos nos quais o canal em questão apresenta dois corpos, ou seja, os canais que apresentem arranjos com mais de dois corpos, tais como o $break - up$ nuclear e reações de fragmentação, serão desconsiderados. No presente trabalho, as

reações envolvidas são basicamente excitações inelásticas e reações de transferência de núcleons. As reações consideradas serão do tipo $x + A \rightarrow y + B$, onde x e A são os núcleos do canal de entrada (denotado de canal α) enquanto que y e B são os núcleos do canal de saída (chamado de canal β). As funções de onda de ambos os canais contêm diversas informações distintas acerca dos estados dos núcleos envolvidos na reação, por exemplo o canal α possui sua função de onda, que será denotada por $|a\rangle$ (o canal β possui a função de onda $|b\rangle$), pode-se escrever que $|a\rangle = |a_x, a_A, \vec{k}_\alpha\rangle$, onde o *ket* $|\vec{k}_\alpha\rangle$ é a função de onda do momento relativo do canal, enquanto que $|a_x\rangle$ e $|a_A\rangle$ são ligados aos estados internos das partículas x e A, respectivamente. Existem diversos números quânticos (ligados a diferentes funções de onda) que caracterizam os estados internos dos núcleos, podendo estes serem o spin do núcleo e a projeção do mesmo no eixo z, o seu isospin e sua projeção em z, a paridade nuclear, etc. Escrevendo o Hamiltoniano do canal de entrada tem-se

$$H = T_\alpha + h_x + h_A + V_\alpha \tag{2.18}$$

sendo que T_α é a energia cinética do movimento relativo do canal, já h_x e h_A são os Hamiltonianos internos das partículas x e A, respectivamente. É válida a expressão $h_i|a_i\rangle = \varepsilon_i|a_i\rangle$, com $i = x, A$ e ε a energia interna do núcleo em questão. A soma desses Hamiltonianos internos será também chamada de h_α para este canal. O termo V_α é a interação internuclear do tipo

$$V_\alpha = \sum_{i \in x, j \in A} V_{ij}. \tag{2.19}$$

Na expressão acima V_{ij} é a interação de dois corpos entre o núcleon i do núcleo x e o núcleon j do núcleo A. Voltando à equação 2.18, a soma dos três primeiros termos da direita será chamada de H_α. A importância desses

três termos é que eles representam a equação de *Schroedinger* livre, equação na qual a interação V_α é considerada como sendo nulo. A equação livre fornece

$$(H_\alpha - E_a)|a\rangle = 0 \tag{2.20}$$

com E_a sendo a soma das energias intrínsecas ε_i de cada núcleo, além da energia cinética do canal, obtida à partir do momento relativo existente entre os núcleos. Na teoria de espalhamento, o modo como as soluções $|a^\pm\rangle$ da equação de *Schroedinger* completa (dadas pelo Hamiltoniano da equação 2.18) se relacionam com as soluções $|a\rangle$ da equação de *Schroedinger* livre (equação 2.20) é conhecido como a equação de $Lippmann - Schwinger$

$$|a^\pm\rangle = |a\rangle + \frac{1}{E_a - H_\alpha \pm i\epsilon} V_\alpha |a^\pm\rangle \tag{2.21}$$

Vale ressaltar que para o canal β, a seria substituído por b, V_α por V_β e E_a por E_b. Caso se faça o produto $\langle b^+|a^+\rangle$ e utilize-se a expressão 2.21 para $\langle b^+|$, encontra-se que $\langle b|a^+\rangle = \frac{1}{E_a - E_b + i\epsilon} T^+_{ba}$, enquanto que fazendo procedimento similar, mas desta vez para $\langle b^-|a^-\rangle$ encontra-se $\langle b^-|a\rangle = \frac{1}{E_b - E_a + i\epsilon} T^-_{ba}$. O termo $T^+_{ba} = \langle b|V_\beta|a^+\rangle$ é o chamado termo *post* da matriz-T, enquanto que $T^-_{ba} = \langle b^-|V_\alpha|a\rangle$ é chamado de termo *prior* da matriz-T. A matriz-T é formada pelas amplitudes de transição de um estado qualquer e uma onda plana devido à ação de um dado potencial, já os nomes *post* e *prior*, citados anteriormente, apenas indicam que, no primeiro caso, tal matriz é escrita em função do potencial V_β, relacionado ao canal final da reação, enquanto que no segundo caso a matriz-T é escrita explicitamente em função do termo V_α, relacionado agora ao canal inicial. Como não é possível calcular a solução exata da equação de *Schroedinger* de muitos núcleons (equação 2.20), é necessário utilizar aproximações para obter a função de onda da mesma. A aproximação de *Born* em

ondas distorcidas ($Distorterd\,Wave\,Born\,Approximation - DWBA$) leva em conta o espalhamento inelástico e as reações de transferência, sendo que em tal aproximação assume-se que independentemente do processo que ocorra, o mesmo acontece em um único passo, indo diretamente do estado inicial para o estado final. O método de $DWBA$ adiciona ao canal de saída um potencial distorcido de partícula única $U_\beta(\vec{r}_\beta)$, com isso o Hamiltoniano incluindo o potencial distorcido pode ser escrito como

$$H = T_\beta + h_\beta + U_\beta + W_\beta = H_\beta^U + W_\beta \tag{2.22}$$

onde $W_\beta = V_\beta - U_\beta$ é a chamada interação residual. O hamiltoniano distorcido possui autoestados denotados por $|b^{U+}\rangle$ e $|b^{U-}\rangle$, que são soluções das equações de *Schroedinger* $H_\beta^U|b^{U+}\rangle = E_b|b^{U+}\rangle$ e $\tilde{H}_\beta^U|b^{U-}\rangle = E_b|b^{U-}\rangle$ (sendo $\tilde{H}_\beta^U$ o hermitiano conjugado de H_β^U). Pode-se escrever o termo $|b^-\rangle$ em função de $|b^{U-}\rangle$ como

$$|b^-\rangle = |b^{U-}\rangle + \frac{1}{E_b - H - i\epsilon} W_\beta^+ |b^{U-}\rangle \tag{2.23}$$

e assim, encontrar a aproximação de DWBA para o termo *post* da matriz-T

$$T_{ba}^{DWBA} = \langle b^{U-}|U_\beta|a\rangle\delta_{\beta\alpha} + \langle b^{U-}|W_\beta|a^{U+}\rangle \tag{2.24}$$

2.1.5 Canais Acoplados para Espalhamento Inelástico

No espalhamento inelástico, os canais inicial e final são os mesmos do ponto de vista dos núcleos participantes do processo, no entanto, os estados internos dos núcleos são diferentes entre esses canais. Considerando que existem N canais inelásticos de saída, todos com estados internos diferentes entre si denotados simplesmente por $|b\rangle$, pode-se definir neste espaço restrito um estado de reação que será aqui chamado de $|a^+(inel)\rangle$. Tal estado deve

conter a função de onda incidente e deve satisfazer equação de *Schroedinger* apenas quando projetado nos N canais $|b\rangle$, matematicamente isto significa que

$$\langle b|(H-E)|a^{+}(inel)\rangle = 0 \qquad para\,|b\rangle \in N \tag{2.25}$$

Escrevendo a equação acima segundo as formas explícitas das funções de onda e utilizando relações de ortogonalidade entre as mesmas pode-se encontrar um sistema de equações acopladas do tipo

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2\mu}\nabla^2 + V_{bb}(\vec{r}) - \varepsilon_b\right)\psi^{+}_{ab}(\vec{r}) = -\sum_{c(c\neq b)} V_{bc}(\vec{r})\psi^{+}_{ac}(\vec{r}) \tag{2.26}$$

onde $V_{bc}(\vec{r})$ é a matriz de acoplamento entre os canais e pode ser expressa na forma

$$V_{bc}(\vec{r}) = \int d\xi \phi^{*}_{b}(\xi) V(\vec{r},\xi)\phi_c(\xi) \tag{2.27}$$

Sendo que os ϕ representam funções de onda, e a variável ξ, a dependência do termo em relação aos estados internos do núcleo. Após resolver o sistema de equações acopladas dado na equação 2.26 (utilizando a condição de fronteira que as funções de onda são relacionadas apenas a ondas espalhadas), pode-se encontrar a função de onda inelástica dada por $\psi^{inel}_{a}(\vec{r},\xi) = \sum_{b=1}^{N}\psi^{+}_{ab}(\vec{r})\phi_b(\xi)$ e então a matriz-T.

2.1.6 Canais Acoplados em Reações

A diferença deste tópico em relação ao anterior é a teoria levar em conta a possibilidade de ocorrer o rearranjo dos núcleons entre os núcleos dos canais α e β, ou seja, os núcleos do canal de entrada podem ser diferentes dos núcleos dos canais de saída. O caso mais simples é aquele em que há apenas 2 canais possíveis de saída. Tratando novamente o canal de entrada como

sendo composto pelos núcleos x e A, define-se que um dos canais de saída é composto pelos mesmos núcleos do canal de entrada (este primeiro canal de saída será chamado de γ) enquanto o outro é composto pelos núcleos y e B, diferentes dos núcleos do canal de entrada (este segundo canal de saída será chamado de δ). O estado final $|a^+\rangle$ é composto, portanto, por uma componente do canal γ e por uma componente referente ao canal δ, ou seja, $|a^+\rangle = \psi_\gamma|\gamma\rangle + \psi_\delta|\delta\rangle$, onde ψ_γ e ψ_δ descrevem o movimento relativo dos núcleos nos respectivos canais em uma representação qualquer. Ao projetar a equação de *Schroedinger* de $|a^+\rangle$ em $|\gamma\rangle$ e $|\delta\rangle$ tem-se que

$$\begin{cases} \langle\gamma|(H-E)|a^+\rangle = 0 \\ \langle\delta|(H-E)|a^+\rangle = 0 \end{cases} \tag{2.28}$$

Pode-se substituir na equação acima o termo $|a^+\rangle$ pela forma expandida proposta anteriormente, além de escrever o Hamiltoniano na forma dada pela equação 2.18. Por fim, realizando estes cálculos e introduzindo os potenciais distorcidos $U_\gamma(\vec{r}_\gamma)$ e $U_\delta(\vec{r}_\delta)$ encontra-se as equações acopladas

$$\begin{cases} (T_\gamma + U_\gamma - \varepsilon_\gamma)\psi_\gamma = -\langle\gamma|(V_\delta - U_\delta)|\delta\rangle\psi_\delta - \langle\gamma|\delta\rangle(T_\delta + U_\delta - \varepsilon_\delta)\psi_\delta \\ (T_\delta + U_\delta - \varepsilon_\delta)\psi_\delta = -\langle\delta|(V_\gamma - U_\gamma)|\gamma\rangle\psi_\gamma - \langle\delta|\gamma\rangle(T_\gamma + U_\gamma - \varepsilon_\gamma)\psi_\gamma \end{cases} \tag{2.29}$$

Ao resolver o conjunto de equações acima encontra-se ψ_γ e ψ_δ para, a partir deles, encontrar as amplitudes de espalhamento e de reação e, por fim, as seções de choque.

2.2 Decaimento γ

2.2.1 Probabilidade de Transição em Teoria de Perturbações Dependentes do Tempo

Dado um Hamiltoniano dependente do tempo, este pode ser escrito na forma

$$H(t) = H_0 + \acute{H}(t) \tag{2.30}$$

no qual o termo H_0 é independente do tempo, logo toda a dependência temporal de $H(t)$ está contida em $\acute{H}(t)$. Pode-se considerar que a intensidade de $\acute{H}(t)$ é muito fraca se comparada à de H_0, portanto o termo temporal pode ser tomado com sendo uma perturbação do termo atemporal. A partir deste Hamiltoniano calcula-se a probabilidade de haver uma transição de um estado inicial $|\phi_0(\vec{r})\rangle$ para um estado final $|\phi_f(\vec{r})\rangle$, sendo que ambos são autoestados de H_0. De fato, a grandeza que usualmente deseja-se obter não é a probabilidade de transição mas sim a probabilidade de transição por unidade de tempo W, que é dada pela conhecida $Regra\,de\,Ouro\,de\,Fermi$

$$W = \frac{2\pi}{\hbar}|\langle\phi_k(\vec{r})|\acute{H}(t)|\phi_0(\vec{r})\rangle|^2\rho(E_k) \tag{2.31}$$

onde $\rho(E_k)$ é a densidade de estados finais. A equação 2.31 diz que a transição pode ocorrer entre o estado inicial e qualquer estado final k.

2.2.2 Decaimento Eletromagnético

O decaimento do núcleo por meio da emissão de um raio γ é o tema desta seção. Tal decaimento ou transição se dá devido à interação do núcleo com um campo eletromagnético externo e pode ser separado em transições

elétricas e transições magnéticas. As transições elétricas dão-se devido ao acoplamento entre a distribuição de carga do núcleo com o campo externo, enquanto que as transições magnéticas ocorrem devido à interação do magnetismo intrínseco de cada núcleon e do magnetismo gerado pelas correntes originárias do movimento orbital dos prótons do núcleo com esse mesmo campo externo. As transições eletromagnéticas são o modo de decaimento dominante para estados pouco excitados do núcleo tornando-se possível apenas quando a energia de excitação do núcleo torna-se menor que a energia de separação existente entre os núcleons. Pode-se ver pela figura 2.1[11] que esta energia de separação está na faixa de $10MeV$ para nêutrons e torna-se um pouco menor para partículas α devido à repulsão Coulombiana (esta contribui para a ejeção de partículas carregadas positivamente). No continuar da presente seção primeiramente far-se-á a separação do Hamiltoniano $\acute{H}(t)$ em um produto de dois operadores quânticos, um que atua na parte nuclear da função de onda e outro que atua no campo magnético externo. No entanto, este campo deverá ser quantizado e expandido em multipolos, visto que os estados dos núcleos envolvidos no decaimento apresentam momento angular definido.

Na ausência de um campo externo a equação 2.30 é composta apenas pelo termo da energia cinética de uma partícula, ou seja, $H_0 = \frac{\vec{p}^2}{2m}$. No entanto, a presença do campo eletromagnético altera o momento $\vec{p}$ segundo a transformação $\vec{p} \rightarrow \vec{p} + \frac{q}{c}\vec{A}$, sendo c a velocidade da luz, q, a carga da partícula em questão, e $\vec{A}$, o potencial vetor do campo eletromagnético. Com isso, o Hamiltoniano total pode ser escrito como

$$H = \frac{1}{2m}(\vec{p} - \frac{q}{c}\vec{A})^2 \tag{2.32}$$

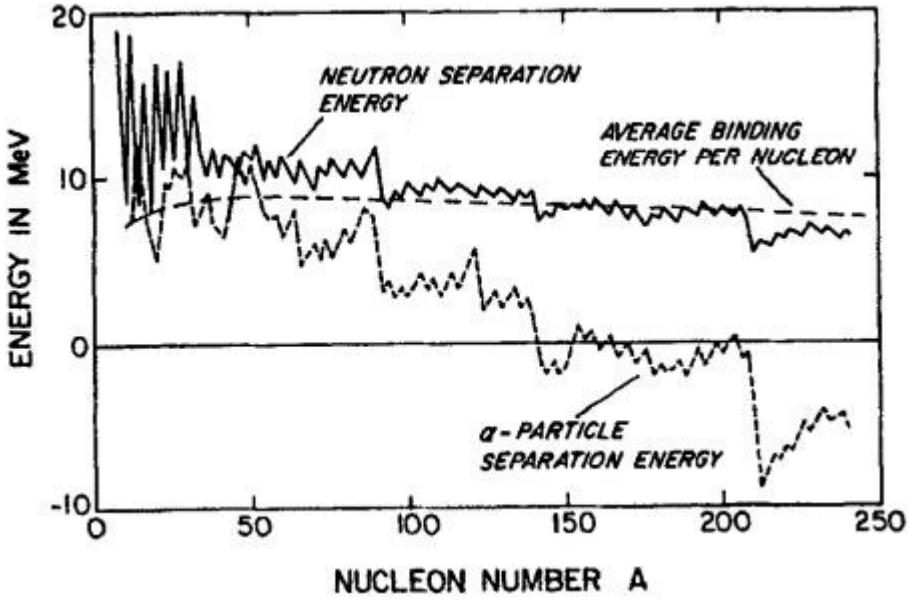

Figura 2.1: *Energia de separação para um nêutron e uma partícula α para núcleos estáveis como uma função do número de nucleons A.[11]*

Expandindo a expressão 2.32 e lembrando da forma de H_0, ao comparar a expressão expandida com a equação 2.30 chega-se à conclusão que $\acute{H}(t)$ pode ser aproximado por

$$\acute{H}(t) \rightarrow -\frac{q}{mc}\vec{A}\cdot\vec{p} \tag{2.33}$$

esta aproximação vale caso desconsidere-se o termo de segunda ordem da expansão $(\vec{A}\cdot\vec{A})$, pois este envolveria a transformação de 2 fótons. Pode-se reescrever a equação 2.33 em função da corrente densidade de probabilidade, lembrando que esta relaciona-se com o momento por $\vec{j} = \frac{q}{m}\vec{p}$. Logo é possível obter

$$\acute{H}(t) = -\frac{1}{c}\vec{A}\cdot\vec{j} \tag{2.34}$$

A etapa seguinte é quantizar o campo eletromagnético, entretanto, como este

processo é bastante longo e pode ser encontrado detalhadamente em diversas referências como [12], com isso tratar-se-á este tema apenas de uma maneira superficial. A partir das equações de $Maxwell$ pode-se obter que o potencial vetor $\vec{A}(\vec{r},t)$ é solução da conhecida equação diferencial de ondas e, portanto, sua solução na parte temporal é da forma e^{-iwt}, enquanto que sua solução da parte radial é uma sobreposição de $e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}}$ e $e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}$. Ainda adiciona-se a essa solução o vetor de polarização $\vec{\varepsilon}$, podendo este indicar uma polarização positiva ou negativa. A solução clássica do potencial vetor em coordenadas cartesianas é

$$\vec{A}(\vec{r},t) = \frac{1}{N}\sum_{k\eta}(\vec{b}_{k\eta}\vec{\varepsilon}_\eta e^{i(\vec{k}\cdot\vec{r}-wt)} + \vec{b}_{k\eta}\vec{\varepsilon}_\eta e^{-i(\vec{k}\cdot\vec{r}+wt)}) \tag{2.35}$$

no qual o termo N nada mais é do que a constante de normalização, e $\vec{b}_{k\eta}$, uma constante determinada pelas condições de fronteira. Para completar esta expansão deve-se escrevê-la em termos das auto-funções de momento angular ($\vec{J}^2$ e $\vec{J}_z^2$), logo, deve-se expandi-la em termos de harmônicos esféricos. Na expansão em função dos harmônicos esféricos emergirão dois tipos de multipolos diferentes que satisfazem a equação de onda espacial de $\vec{A}(\vec{r},t)$. O primeiro tipo é responsável por induzir transições elétricas ($E\lambda$), enquanto que o segundo tipo induz transições magnéticas ($M\lambda$). As equações destes multipolos escritas de forma explícita são

$$\begin{cases} O_{\lambda\mu}(E\lambda) = -\frac{i}{k}\nabla\times(\vec{r}\times\nabla)(j_\lambda(kr)Y_{\lambda\mu}(\phi\theta)) \\ O_{\lambda\mu}(M\lambda) = (\vec{r}\times\nabla)(j_\lambda(kr)Y_{\lambda\mu}(\phi\theta)) \end{cases} \tag{2.36}$$

com $j_\lambda(kr)$ sendo a função de $Bessel$ esférica [13] de ordem λ. Com isto é possível utilizar as expressões 2.36 para obter o Hamiltoniano $\acute{H}(t)$, que nada mais é do que uma das equações acima multiplicada por $\vec{j}(\vec{r})$. No entanto,

pelo fato de $\acute{H}(t)$ ser um operador escalar, apenas termos de mesma ordem de $\vec{j}(\vec{r})$ e $\vec{A}(\vec{r},t)$ não irão se cancelar. Por fim, a probabilidade de transição por unidade de tempo (dada na fórmula 2.31) pode ser obtida. Com isso o W de um dado multipolo λ (com um estado nuclear inicial $|J_i M_i \zeta\rangle$ e estado nuclear final $|J_f M_f \xi\rangle$) é

$$W(\lambda; J_i\zeta \to J_f\xi) = \frac{8\pi(\lambda+1)}{\lambda[(2\lambda+1)!!]^2}\frac{k^{2\lambda+1}}{\hbar}B(\lambda, J_i\zeta \to J_f\xi) \tag{2.37}$$

no qual $B(\lambda, J_i\zeta \to J_f\xi) = \frac{1}{2J_i+1}|\langle J_f\xi \parallel O_\lambda \parallel J_i\zeta\rangle|^2$ onde as variáveis ζ e ξ representam as demais variáveis internas dos estados inicial e final, respectivamente. O parâmetro $B(\lambda, J_i\zeta \to J_f\xi)$ é a chamada probabilidade de transição reduzida.

2.2.3 Distribuição Angular da Radiação Nuclear

A teoria por trás do processo de anisotropia do decaimento γ é de dedução extremamente longa e tediosa (como demonstrado em [14]), além de possuir um ferramental matemático demasiadamente avançado, que foge do escopo desta dissertação, com isso, será mostrado apenas o método utilizado para se obter tal anisotropia sem uma maior preocupação na explicação da origem das equações utilizadas. Considerando-se um estado inicial do tipo $|\psi_i\rangle = \sum_i a_i|IM_i\rangle$ (I é um momento angular e M_i sua projeção no eixo z) e utilizando-o na equação 2.31 encontra-se

$$W(\Omega_\gamma) = \sum_{M_i,\acute{M}_i,M_f,L,\acute{L}} (a_{M_i}a^*_{\acute{M}_i}A^L_{M_iM_f}A^{*\acute{L}}_{\acute{M}_iM_f}) \tag{2.38}$$

os termos $A^L_{M\acute{M}}$ são as amplitudes de transição escritas em notação tensorial. A equação acima é representada por um produto de amplitudes $a_{M_i}a^*_{\acute{M}_i}$, no

entanto, como M_i e $\acute{M}_i$ variam entre $+I$ e $-I$. Essas multiplicações podem ser escritas na forma de uma matriz χ de dimensão $(2I+1)^2$, chamada de matriz densidade. Pode-se provar [15] que o produto misto das amplitudes é proporcional a

$$A^{L}_{M_i M_f} A^{*\acute{L}}_{\acute{M}_i M_f} \propto \sum_{L\acute{L}} R^{L}_{M\tau} R^{*\acute{L}}_{\acute{M}\acute{\tau}} \begin{pmatrix} I_f & L & I_i \\ M_f & M & -M_i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_f & \acute{L} & I_i \\ M_f & \acute{M} & -\acute{M}_i \end{pmatrix} \tag{2.39}$$

$R^{L}_{M\tau}$ são matrizes de rotação enquanto os parêntesis são os chamados símbolos $3j\, de\, Wigner$, que relacionam-se com os coeficientes de $Clebsh-Gordon$ por meio de $\begin{pmatrix} J_1 & J_2 & J_3 \\ M_1 & M_2 & M_3 \end{pmatrix} = (-1)^{J_1-J_2-M_3}(2J_3+1)^{-\frac{1}{2}}\langle J_1 M_1 J_2 M_2 | J_3 - M_3\rangle$. A multiplicação de duas matrizes de rotação pode ser escrita como

$$R^{L}_{M\tau} R^{*\acute{L}}_{\acute{M}\acute{\tau}} = \sum_{\lambda\mu q} \begin{pmatrix} L & \acute{L} & \lambda \\ M & -\acute{M} & q \end{pmatrix} \begin{pmatrix} L & \acute{L} & \lambda \\ \tau & -\acute{\tau} & \mu \end{pmatrix} R^{\lambda}_{q\mu}(\phi_\gamma, \theta_\gamma, \psi) \tag{2.40}$$

onde os dois primeiros ângulos de $Euler$ da matriz de rotação, à direita na equação 2.40 são os ângulos da localização de um detector, enquanto que ψ é o ângulo da polarização do mesmo (usualmente os detectores não são sensíveis à polarização, portanto este ângulo é tratado como sendo igual a zero). Utilizando as equações anteriores na equação 2.38 esta torna-se

$$W(\phi_\gamma, \theta_\gamma) = \sum_{\lambda q} \sqrt{\frac{2I+1}{2\lambda+1}} \rho_{\lambda q} A_\lambda(\delta) Y^{*}_{\lambda\mu}(\phi_\gamma, \theta_\gamma) \tag{2.41}$$

com $0 \leq \lambda \leq 2I$ e $0 \leq q \leq L + \acute{L}$. O termo $\rho_{\lambda q}$ é o chamado tensor estatístico dado por

$$\rho_{\lambda q} = \sum_{M_i \acute{M}_i} (-1)^{I+M_i} \langle I_i - M_i I_i - \acute{M}_i | \lambda q\rangle \chi_{M_i \acute{M}_i} \tag{2.42}$$

com $\chi_{M_i \acute{M}_i}$ sendo os termos referentes à matriz densidade. Quando há a contribuição de dois multipolos tem-se que

$$A_\lambda(\delta) = \frac{F_\lambda(L, L I_f I_i) + 2\delta F_\lambda(L, L+1 I_f I_i) + \delta^2 F_\lambda(L+1, L+1 I_f I_i)}{1+\delta^2} \tag{2.43}$$

sendo que os coeficientes F_λ relacionam-se com os coeficientes de $Clebsh - Gordon$ e são tabulados [14], enquanto que δ é a razão da mistura de duas transições (razão de $E2$ sobre $M1$ ou de $M2$ sobre $E1$).

2.2.4 Efeito da De-Orientação Nuclear

A origem deste efeito está ligado ao fato de que em diversas experiências tanto o projétil quanto o núcleo alvo podem recuar em vácuo (por conta do alvo ser fino), apresentando estados iônicos altamente excitados, e, posteriormente, decaírem para o seu respectivo estado fundamental. Esses estados excitados provocam uma flutuação do campo atômico que, por sua vez, gera uma precessão do spin nuclear, ou seja, uma atenuação na distribuição angular dos raios γ. O efeito descrito anteriormente é representado matematicamente como um fator multiplicativo G_λ do tensor estatístico $\rho_{\lambda q}$, ligado à ordem do multipolo envolvido, sendo que usualmente apenas os termos de quadrupolo e hexadecapolo contribuem significamente para o efeito de de-orientação. Primeiramente calcula-se o campo magnético médio gerado pela flutuação do campo atômico. Esse campo depende de parâmetros ajustáveis K e x, além do número atômico Z do núcleo que sofre o recuo e de sua velocidade de recuo v. Os parâmetros livres foram ajustados para terem valores $K = 6 \cdot 10^{-6}$ e $x = 6 \cdot 10^{-1}$ (segundo a referência [18]). A equação que relaciona esses parâmetros com o campo magnético médio é

$$\bar{H} = KZ\left(\frac{v}{c}\right)^x \tag{2.44}$$

Quando o núcleo em questão está recuando, esse campo magnético gerado e o spin deste núcleo tentam se alinhar, como resultado desse processo o núcleo começa a precessar dando origem ao conhecido efeito chamado de precessão

de *Larmor* [16]. A frequência quadrática média de precessão $\langle w^2 \rangle$ é dada por:

$$\langle w^2 \rangle = \frac{1}{3} k(k+1) \sum_{J_i} \frac{a^2(J_i)}{\hbar^2} J_i(J_i+1) \tag{2.45}$$

onde o termo k é a ordem do multipolo em questão, o termo $a(J_i)$ é da forma $a(J_i) = \mu_n g \frac{\bar{H}}{J_i}$($\mu_n$ é o magneton nuclear e g o fator giromagnético), enquanto que J_i seria uma média dos spins dos estados atômicos. No entanto, como não é possível medir essa grandeza, já que a função de distribuição de spins não é conhecida, trata-se este como mais um parâmetro livre, cujo valor ajustado foi $J_i = 3$. A expressão final para o parâmetro G_k é

$$G_k = \frac{1}{r} \left[1 + \wedge^* \tau_c \left(\frac{1 + \langle \alpha_k \rangle \Gamma \tau_I}{1 + \Gamma \tau_I} \right) \right] \left[1 + \frac{\lambda_k \tau_I (r - 2p^2 \tau_I \tau_c)}{(r + p\tau_I)(r + 2p\tau_I)} \right] \tag{2.46}$$

I é o spin nuclear e τ_I é o tempo de vida média do estado. Os demais termos da equação 2.46 ou são parâmetros ajustáveis ou então termos calculados à partir de diversas expressões. Dentre os parâmetros ajustáveis tem-se $\Gamma = 2 \cdot 10^{-11}\,(ps^{-1})$, $\tau_c = 3,5 \cdot 10^{-12}\,(ps)$ e $\wedge^* = 3,45 \cdot 10^{-11}\,(ps^{-1})$. Os termos r e p são calculados por $r = (\wedge^* + \lambda_k)\tau_I + 1$ e $p = \frac{(9\lambda_k^2 + 8\lambda_k \tau_c (\langle w^2 \rangle - \lambda_k^2))^{\frac{1}{2}}}{4\lambda_k \tau_c}$. Nas expressões anteriores o termo α_k vale $\frac{1-\langle \alpha_k \rangle}{\tau_c} \left(1 - exp \left(\frac{-\langle w^2 \rangle^2 \tau_c^2}{1-\langle \alpha_k \rangle} \right) \right)$, com $\langle \alpha_k \rangle$ dado por

$$\langle \alpha_k \rangle = \sum_F \frac{(2F+1)^2}{2J_i + 1} \begin{Bmatrix} F & F & k \\ I & I & J_i \end{Bmatrix}^2 \tag{2.47}$$

No qual F são os possíveis valores para a soma vetorial do spin nuclear I com o spin eletrônico J_i, enquanto que o termo entre colchetes é o chamado símbolo $6 - j\,de\,Racah$ que estão relacionados aos coeficientes de $Clebsh - Gordon$. A expressão formal para o símbolo $6 - j\,de\,Racah$ pode ser encontrada em [11].

2.2.5 Efeito do Tamanho Finito do Detector γ

Devido ao fato de um detector de radiação γ apresentar um tamanho finito, compreendendo assim apenas um ângulo sólido finito de detecção, faz-se necessário corrigir medidas de distribuição angular para assim ser possível interpretá-las de forma correta. Para a interpretação correta dessas medidas é necessário compreender a diferença existente entre uma distribuição angular real e uma ideal, realizada com detectores "puntuais".

Usualmente essa correção é tratada como um fator multiplicativo Q_k na distribuição angular da radiação γ, sendo k a ordem do multipolo. Esse fator depende fundamentalmente dos coeficientes de absorção da radiação γ pelo detector, no entanto, como esses coeficientes apresentam uma forte dependência com a energia da radiação incidente, considera-se a dependência de Q_k com a energia da radiação γ. Há também a dependência do fator de atenuação com o tamanho e forma do detector, além da distância entre o mesmo e a fonte de radiação. Segundo [17] o fator Q_k pode ser calculado por

$$Q_k(E_\gamma) = \frac{J_k(E_\gamma)}{J_0(E_\gamma)} \tag{2.48}$$

onde o fator $J_k(E_\gamma)$ é dado por

$$J_k(E_\gamma) = \int P_k(\cos(\beta))(1 - e^{-\tau(E_\gamma)x(\beta)}) \sin(\beta) d\beta \tag{2.49}$$

Sendo $P_k(\cos(\beta))$ um polinômio de *Legendre*, β é o ângulo entre a direção de propagação da radiação γ e o eixo de simetria do detector; $\tau(E_\gamma)$, o coeficiente de absorção de radiação; e $x(\beta)$, a distância percorrida pela radiação através do volume ativo do detector. No caso de detectores coaxiais deve-se considerar três regiões distintas de integração, relacionadas aos possíveis caminhos percorridos pela radiação dentro do detector. Em cada uma dessas

regiões o fator $x(\beta)$ apresenta uma forma distinta, relacionada à forma e ao tamanho do detector. Observa-se na figura 2.2[17] que as grandezas relevantes no cálculo da distância percorrida pela radiação são a distância D entre a fonte e o detector, o tamanho L e o raio R do detector, além do raio r relacionado ao tamanho da zona morta de detecção.

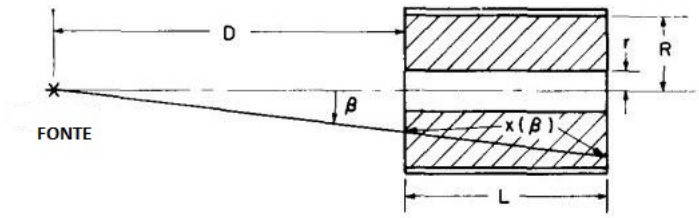

Figura 2.2: *Geometria de um detector coaxial de radiação γ[17].*

As regiões de integração e a forma do parâmetro $x(\beta)$ são expressos na equação a seguir

$$x(\beta) = \begin{cases} \frac{D+L}{\cos(\beta)} - \frac{r}{\sin(\beta)} & \arcsin\left(\frac{r}{D+L}\right) \leq \beta \leq \arcsin\left(\frac{r}{D}\right) \\ \frac{L}{\cos(\beta)} & \arcsin\left(\frac{r}{D}\right) \leq \beta \leq \arcsin\left(\frac{R}{D+L}\right) \\ \frac{R}{\sin(\beta)} - \frac{D}{\cos(\beta)} & \arcsin\left(\frac{R}{D+L}\right) \leq \beta \leq \arcsin\left(\frac{R}{D}\right) \end{cases} \tag{2.50}$$

Na primeira região de integração da equação 2.50 deve-se ainda considerar um fator multiplicativo $K(\beta) = e^{-\tau(E_\gamma)y(\beta)}$ no integrando, onde $y(\beta) = \frac{r}{\sin(\beta)} - \frac{D}{\cos(\beta)}$, que leva em conta a atenuação da radiação γ quando esta se encontra na zona morta do detector (região não ativa do núcleo de detecção).

O fator mais difícil de ser obtido para o cálculo exato da equação 2.49 é $\tau(E_\gamma)$. Tal fator é obtido de forma rigorosa realizando simulações de

Monte Carlo levando em conta os efeitos de múltiplos espalhamentos *Compton*. No entanto, como o valor de Q_k não depende fortemente do valor de $\tau(E_\gamma)$, usualmente considera-se apenas um espalhamento *Compton*. Com essa aproximação é possível escrever a seguinte expressão para $\tau(E_\gamma)$ (desconsiderando a possibilidade de haver o efeito de produção de pares)

$$\tau(E_\gamma) = \tau_{PE}(E_\gamma) + P_{PE}(E_C)\tau_C(E_\gamma) \tag{2.51}$$

O primeiro termo da direita da equação 2.51 é o coeficiente de atenuação para o efeito fotoelétrico, enquanto que $\tau_C(E_\gamma)$ é o coeficiente de atenuação para o espalhamento *Compton*. O fator $P_{PE}(E_C)$ é a probabilidade de que um fóton espalhado com energia E_C seja absorvido por efeito fotoelétrico posteriormente.

Observa-se que o cálculo de Q_k é extremamente complicado, pois para cada energia torna-se necessário conhecer diversos parâmetros que nem sempre são encontrados facilmente, logo um procedimento usualmente utilizado (inclusive pelo programa GOSIA[18]) é de simular alguns valores de Q_k e em seguida ajustar a esses pontos simulados uma função dependente da energia da radiação γ, obtendo assim uma expressão geral para Q_k, dependente apenas da energia. A expressão usualmente aceita para Q_k é

$$Q_k = \frac{A_2 Q_k(E_0) + A_1(E_\gamma - E_0)^2}{A_2 + (E_\gamma - E_0)^2} \tag{2.52}$$

Onde $E_0 = 50keV$ para um absorvedor de Al, E_γ é a energia que se deseja calcular, e os parâmetros A_1 e A_2 são ajustados para descrever a curva de Q_k da melhor forma.

Capítulo 3

Aparato e Métodos Experimentais

Este capítulo visa a tratar dos diversos aspectos relacionados à experiência realizada no laboratório *Pelletron* que estudou a reação ^{18}O+^{110}Pd. A primeira abordagem será acerca do funcionamento do laboratório *Pelletron*, que se encontra no departamento de Física Nuclear do Instituto de Física da USP. Tratar-se-á de como um feixe iônico é tipicamente gerado e, posteriormente, como este pode ser acelerado e conduzido até as diversas canalizações e câmaras experimentais a fim de que várias experiências, entre quais esta, possam ser realizadas. Num segundo momento será descrito o sistema de medidas utilizado na obtenção dos dados da reação proposta, dando ênfase, de início, à parte do sistema responsável pelas medições de partículas carregadas (o $Sistema\,Ancilar\,de\,Cintiladores - SACI$) e posteriormente aos demais elementos envolvidos nas medições, tais como os quatro detectores de HPGe ($Hyper\,Pure\,Germanium$) e seus respectivos supressores *Compton*, além de como tais elementos podem operar conjuntamente para obter as

diversas grandezas medidas. A eletrônica de aquisição de dados é parte fundamental da experiência, pois graças a ela foi possível realizar a coincidência entre partículas e raios γ, possibilitando o estudo de estados excitados resultantes do espalhamento inelástico da reação proposta, portanto se discorrerá também sobre tal assunto. Por fim, os diversos procedimentos e cuidados experimentais adotados serão descritos.

3.1 Laboratório *Pelletron*

3.1.1 Fonte de Íons

O funcionamento da fonte de íons (negativos num primeiro momento) do laboratório *Pelletron* está intimamente ligado ao processo de *sputtering* realizado pelo elemento Cs evaporado na fonte. Tamanha é a importância desse processo que ele está presente no nome da fonte iônica: modelo MC-SNICS ($Multi\,Cathode - Source\,of\,Negative\,Ions\,by\,Cesium\,Sputtering$ da NEC ($National\,Electrostatics\,Corp.$). A fonte iônica se encontra em ultra-alto vácuo ($\backsim 10^{-7}\,Torr$) e é composta basicamente por um reservatório de Cs, um disco multicatodo com trinta e dois catodos refrigerados, um ionizador aquecido e elementos de focalização (lentes de Cs) e extração do feixe gerado (extrator). A geometria que permite o funcionamento da fonte iônica está representada na figura 3.1.

Conforme dito anteriormente, o elemento Cs e seu processo de *sputtering* são os responsáveis por extrair os diversos tipos possíveis de feixe da fonte. Após a escolha do tipo de feixe necessário para a experiência, deve-se certificar de que ao menos um dos trinta e dois cátodos presentes no disco multi

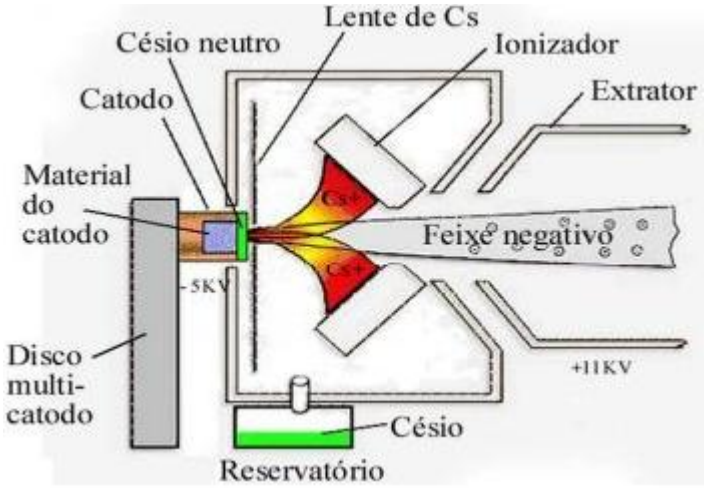

Figura 3.1: *Geometria e funcionamento da fonte de íons $MC - SNICS$[19]*

cátodo seja preenchido com um material que possa dar origem ao feixe desejado. Os cátodos são montados em um disco para facilitar a troca dos mesmos e, consequentemente, do material que dá origem ao feixe.

O feixe começa a ser gerado a partir do reservatório de Cs, este é aquecido até uma temperatura de aproximadamente $120\,°C$ a fim de evaporar o material (que mesmo evaporado permanece neutro), que passa a se difundir pela fonte, ainda mantendo uma baixa pressão na mesma. Como o catodo encontra-se refrigerado, uma camada de Cs se deposita sobre o mesmo. Já o Cs que entra em contato com o ionizador sofre uma ionização (pelo fato do mesmo se encontrar aquecido por volta de $1000 - 1200\,°C$) tornando-se um íon positivo de Cs^+. Para se obter uma alta taxa de ionização dos átomos de Cs deseja-se que a função trabalho do material da superfície do ionizador tenha um valor maior que o potencial de ionização dos átomos, por conta disso o material escolhido para o ionizador é o Ta, que apresenta uma função trabalho da ordem de $4,2\,eV$, enquanto o potencial de ionização do Cs é da

ordem de $3,9\,eV$.

Visto que a partir do ionizador é gerado um íon positivo de Cs^+, este é acelerado em direção ao catodo, onde colide com o material depositado no mesmo e promove o *sputtering*, ou seja, a ejeção de partículas do material que preenche o catodo. A eficiência do processo de *sputtering* se dá devido ao fato do Cs apresentar uma massa atômica elevada ($132,9\,u$), enquanto os materiais escolhidos para gerar feixes são normalmente muito mais leves. Como o catodo apresenta uma camada de Cs neutro em sua superfície, uma partícula ejetada pode entrar em contato com esse Cs (que é eletropositivo) e torna-se negativa, esta é a razão pelo qual o feixe que sai da fonte de íons é negativo. Em seguida este feixe negativo é acelerado para fora da fonte, em direção ao imã seletor de massa $ME-20$, e posteriormente irá ser acelerado até a área experimental. O feixe utilizado na presente experiência foi o ^{18}O, gerado a partir de uma pastilha de hidróxido de lítio, cuja intensidade final no alvo chegava até $50\,nA$.

3.1.2 Acelerador *Pelletron*

O acelerador $Pelletron\,8-UD$ é um acelerador eletrostático do tipo $Tandem$, cuja máxima tensão terminal é de cerca de $8\,MeV$. Fisicamente o acelerador é composto por um tubo em vácuo (por onde passa o feixe) e por quatro colunas, responsáveis por manter a diferença de potencial entre os diversos segmentos do acelerador a mais uniforme possível.

O tubo é composto por discos de titânio (intercalados com isolantes de cerâmica) que possuem, em sua parte exterior, agulhas metálicas responsáveis pelas descargas de corona; tais agulhas conduzem a carga que inicialmente se

encontra concentrada no terminal (conforme será explicado posteriormente).

Já a coluna do acelerador é composta por anéis de alumínio empilhados sobre postes isolantes, esses anéis também possuem agulhas responsáveis pela transmissão da carga. A cada metro os anéis da coluna são ligados aos discos do tubo, isso define uma unidade de aceleração de $1\,U$, o acelerador *Pelletron* apresenta oito dessas unidades, tanto acima quanto abaixo do terminal. Uma atmosfera de SF_6 ajuda a isolar o terminal do tanque. Atualmente esse tipo de acelerador utiliza resistores em vez de agulhas para a distribuição da carga. O acelerador *Pelletron* trocou suas agulhas por resistores no ano de 2010.

O acelerador *Pelletron* possui duas correntes formadas por cilindros metálicos, chamados de *pellets*, intercalados entre si por ligações de material isolante, no caso *nylon*. Essas correntes são as responsáveis por transportar a carga até o terminal da máquina. Uma fonte de alta tensão polariza um indutor (próximo a uma polia aterrada) "empurrando"os elétrons dos *pellets* para fora dos mesmos enquanto estes estejam em contato com a polia. Enquanto os *pellets* estão em contato com a polia eles permanecem sob a ação do campo do indutor, armazenando uma quantidade de carga positiva. Um motor gira a corrente e com isso há o transporte de cargas até o terminal, carregando-o positivamente. Em seguida, o mesmo processo é feito na volta, mas com polaridades invertidas, a fim de dobrar a eficiência da máquina.

Agora que se tem uma visão geral sobre a estrutura física do acelerador deve-se descrever o caminho que o feixe percorre até atingir o alvo. Após ser ejetado da fonte de íons, o feixe, até então composto por diversas espécies diferentes de íons, sofre uma seleção segundo sua massa, isso é feito pelo imã seletor $ME-20$, que deflete o feixe em $90°$, direcionando-o diretamente para

o terminal do acelerador. A sigla $ME-20$ significa que o máximo valor que pode ser defletido para a multiplicação da massa M pela energia E (divididos pela carga Z elevada ao quadrado) é vinte ($uma \cdot MeV$).

Como dito anteriormente, a carga coletada no terminal é distribuída na coluna e no tubo da máquina através das agulhas existentes em ambos. As medidas de tensão do terminal são feitas pelo voltímetro gerador, composto por duas placas em formato de hélice, uma permanece parada enquanto a outra, que se encontra entre a primeira placa e o terminal, é ligada a um rotor que faz com que a mesma gire. Com isso, a primeira placa sofre uma variação de carga que vai de zero (quando totalmente tapada pela placa que gira) até um valor máximo (quando esta se encontra totalmente exposta). O feixe que é inicialmente negativo é atraído até o terminal positivo possuindo uma energia igual a $e(V_t + V_i)$, onde e é a carga fundamental, V_t é a tensão do terminal, e V_i, a tensão do catodo somada à tensão da fonte de íons.

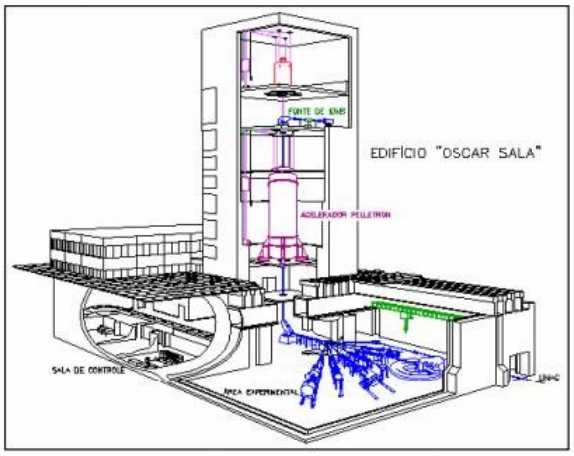

Figura 3.2: *Vista geral do edifício Oscar Sala, enfatizando o acelerador* Pelletron*[19]*

Ao chegar ao terminal, o feixe atravessa finas folhas de carbono ($\backsim 5\,\mu g/cm^2$) e perde elétrons, trocando de carga, portanto tornando-se positivo. Com isso o mesmo sofre uma repulsão para fora do terminal, sendo assim duplamente acelerado. Depois de passar por essas finas folhas de carbono, o feixe emerge com vários estados de carga Z possíveis, cada um desses estados é acelerado para fora do terminal com uma energia de ZeV_t. Como se quer ter uma energia bem definida do projétil que chega até o alvo deve-se fazer uma nova seleção dos íons do feixe, mas dessa vez baseado não somente em sua massa, mas também em seu estado de carga. Isso é feito pelo eletroímã $ME-200$. A energia final do feixe (que depende do estado de carga) é selecionada no $ME-200$ a partir de uma medida do campo magnético por Ressonância Magnética Nuclear (RMN) de um corpo de prova de água. Este corpo está sujeito a um sinal de radiofrequência que é absorvido apenas quando a ressonância é obtida. A relação entre a energia E do feixe e a frequência f de RMN é

$$E = Mu\left[\left(1+\frac{2Z^2f^2k}{(MU)^2}\right)^{1/2}-1\right] \tag{3.1}$$

sendo $u = 931,48\,MeV$ e k uma constante de calibração para o eletroímã. O $ME-200$ possui um conjunto de fendas em seu ponto imagem que estão ligadas diretamente ao controle da tensão do terminal do acelerador. Qualquer variação na tensão do terminal muda a trajetória dos íons que passam a atingir uma das fendas do eletroímã. Como estas são ligadas ao terminal elas geram um sinal capaz de corrigir a tensão na máquina e, consequentemente, a trajetória dos íons até que os mesmos parem de acertar as fendas. Por fim, o feixe tem de ser defletido para as diferentes canalizações, isto é feito pelo eletroímã *switching magnet*.

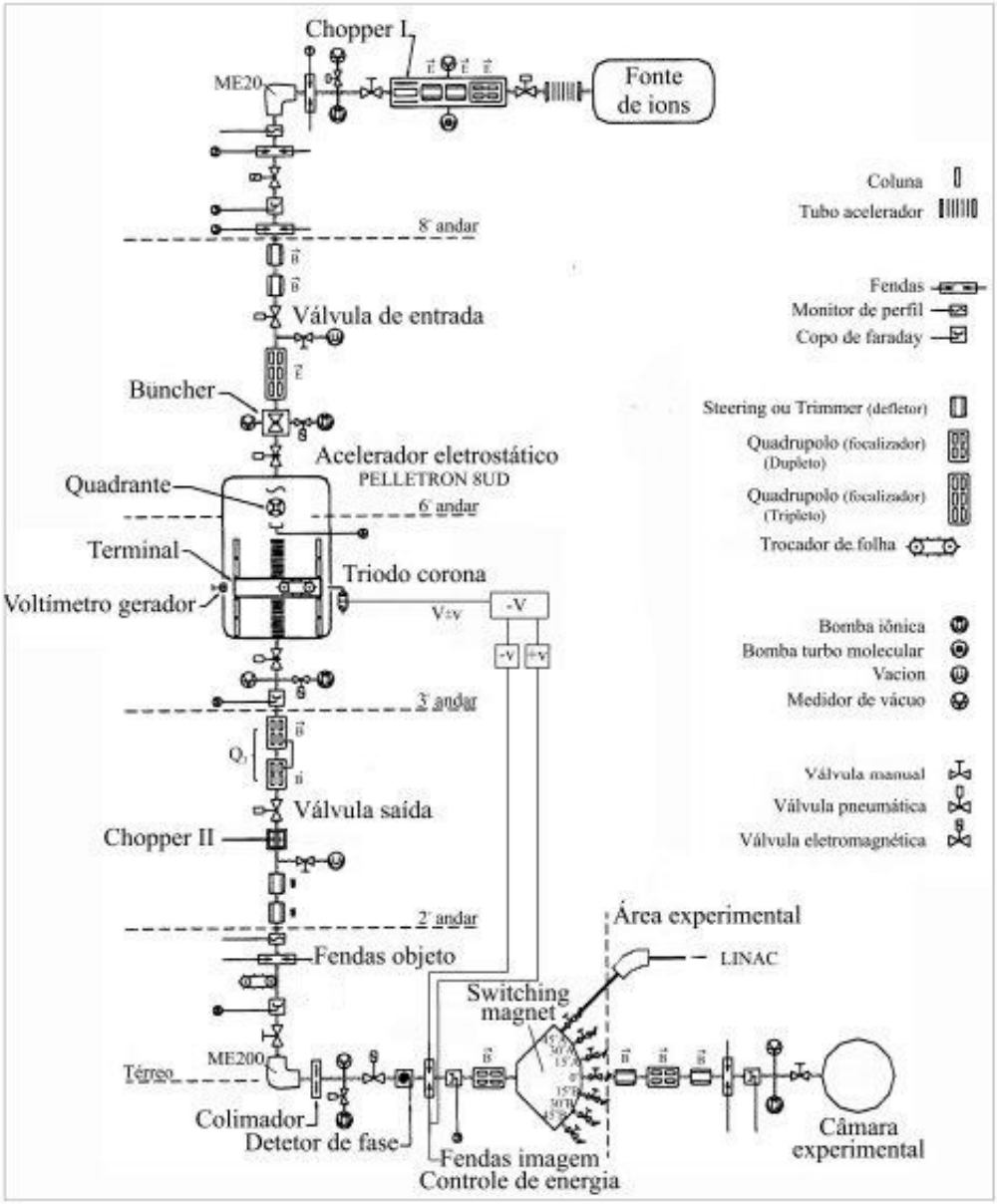

Figura 3.3: *Vista geral do acelerador Pelletron[19].*

3.2 Sistema de Medidas

3.2.1 Detectores de Radiação

Os detectores utilizados na experiência realizada dividem-se em dois tipos básicos, os detectores de partículas carregadas e detectores de radiação γ.

No primeiro tipo, os processos de interação do detector com a radiação são, primeiramente, o freamento eletrônico (colisão entre um íon e um átomo do meio) e, posteriormente, o freamento nuclear (o íon inicial captura elétrons do meio, e as colisões átomo-átomo começam a ocorrer). Já nos detectores de radiação γ, os principais processos de interação da radiação com a matéria são o efeito fotoelétrico, o espalhamento *Compton* e a produção de pares. Primeiramente será explicado o funcionamento dos detectores relacionados às medidas de radiação γ, sendo estes detectores do tipo semicondutor e os supressores *Compton*, e posteriormente o funcionamento dos detectores cintiladores tipo *Phoswich*, responsáveis pela detecção de partículas carregadas.

3.2.1.1 Detectores Semicondutores

São também chamados de detectores de estado sólido e apresentam uma grande resolução em energia se comparados aos detectores a gás e cintiladores. Este detector é um sólido cristalino onde as ligações periódicas dos elementos da rede(Si ou Ge) estabelecem diferentes regiões (ou bandas) de energia para os elétrons ligados à mesma. Nos semicondutores existem duas diferentes bandas, uma é chamada banda de valência e a outra banda de condução. Estas duas bandas são separadas por um *gap* de energia de aproximadamente $1\,eV$, sendo que nesta região de separação não podem haver estados permitidos.

A banda de valência é formada por portadores de carga positiva enquanto que a banda de condução por portadores de carga negativa. Os portadores de carga negativa obviamente são os elétrons, sendo que estes são inseridos no cristal colocando no mesmo um contaminante (ou dopante), que nada mais é

do que um átomo diferente daquele que compõe a rede cristalina. No caso de Si ou Ge, os dopantes que serão responsáveis por fazer com que o cristal tenha excesso de portadores negativos devem ter cinco elétrons na sua camada de valência, como por exemplo o P. Já os portadores de carga positiva são a ausência de elétrons, ou seja, lacunas existentes na rede cristalina. Essas lacunas são geradas por dopantes que apresentem três elétrons de valência (por exemplo o B). Caso o semicondutor tenha excesso de portadores negativos ele será chamado de tipo n, enquanto que se apresentar excesso de portadores positivos receberá a alcunha de tipo p.

Os detectores são confeccionados juntando os dois tipos de semicondutores existentes, isso faz com que apareça entre eles uma junção chamada de junção pn (3.4). Nesta região aparece, devido à difusão de cargas, um excesso de cargas negativas no lado p e um excesso de portadores de carga positiva do lado n, resultando em uma barreira de potencial entre os lados. Esta região de desequilíbrio de cargas pode ser chamada de zona de depleção. Caso se aplique uma tensão neste cristal de modo a ter o lado n com tensão negativa e o lado p com tensão positiva, a barreira potencial é compensada e pode ocorrer a condução de cargas. No entanto, o funcionamento do detector de radiação γ se dá ao colocar uma polarização contrária da descrita acima, com isso há o aumento da zona de depleção e da barreira potencial, portanto não há condução elétrica.

Caso uma radiação γ incida sobre essa zona de depleção, ela irá alçar elétrons da zona de condução para a zona de valência, e isso será detectado como um pulso pela eletrônica do sistema, que irá extrair informações tais como tempo de chegada da radiação e energia da mesma.

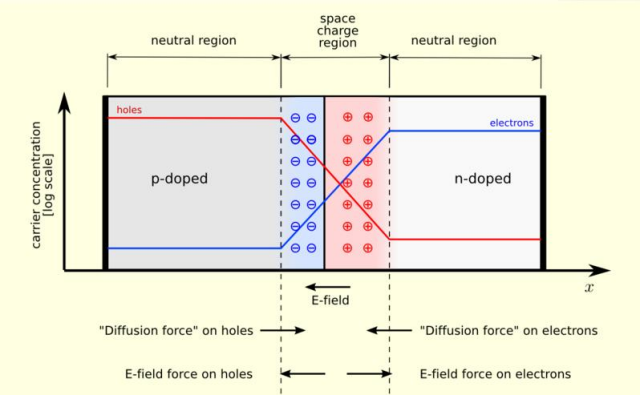

Figura 3.4: *Junção P-N, enfatizando a quantidade de portadores de carga positivos e negativos existente em cada um dos lados[23].*

3.2.1.2 Supressores *Compton*

Tais supressores são constituídos principalmente de cintiladores de BGO (germanato de Bismuto, $Bi_4Ge_3O_{12}$), que apresenta um elevado número atômico e grande densidade. Isto torna o supressor altamente eficiente na detecção de radiação γ. Além do BGO o supressor também é composto por NaI(Tl). O supressor é pensado como uma blindagem anti-*Compton* para os detectores de HPGe utilizados na experiência, tentando cobrir o máximo ângulo sólido possível dos mesmos (Figura 3.5-esquerda). Caso uma radiação γ sofra espalhamento no detector isto gerará uma medida incorreta da energia referente a essa partícula e, portanto, acabará sendo apenas um incremento para o fundo *Compton* do espectro. O supressor serve para diminuir esse fundo provindo do espalhamento *Compton* ocorrido no detector de HPGe que se encontra em seu interior. Isto é possível devido ao fato de que um fóton que seja espalhado no detector tem grande chance de ser coletado pelo supressor e, após algumas etapas, gerar um pulso elétrico que pode ser processado por uma eletrônica

adequada de coincidência. Tal eletrônica realiza uma coincidência (ou anticoincidência) entre este pulso provindo do supressor com o pulso gerado pelo detector. Caso ocorra a coincidência entre ambos, o pulso do detector é vetado, pois este é referente a um fóton que sofreu espalhamento.

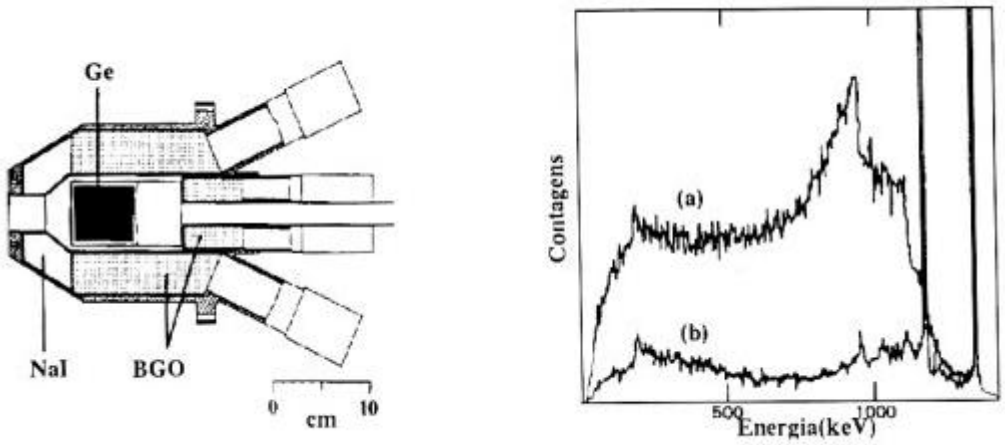

Figura 3.5: *À esquerda um esquema de detector de raios gama envolvido por um supressor Compton, feito de NaI(Tl) e BGO. À direita, espectros de raios γ de uma fonte ^{60}Co, adquiridos sem supressão Compton (a) e com supressão Compton (b) [1].*

3.2.1.3 Detector Telescópio tipo *Phoswich*

Antes de se entender sobre o detector telescópio tipo *phoswich*, é necessário discorrer-se sobre detectores cintiladores. Um detector cintilador pode detectar tanto raios γ quanto partículas carregadas e funciona a partir de excitações e ionizações geradas quando a radiação em questão interage com o material que compõe o detector. Tais excitações e ionizações geram

decaimentos que produzem radiação visível que é absorvida (por efeito fotoelétrico) por um fotocátodo e gera um pequeno pulso elétrico que será, posteriormente, multiplicado na fotomultiplicadora para ter intensidade suficiente para ser tratado em uma eletrônica.

O detector plástico telescópio tipo *phoswich* nada mais é do que a combinação de dois detectores cintiladores que apresentam propriedades distintas. O primeiro cintilador chama-se ΔE e é um cintilador rápido, cujas características intrínsecas são rápido tempo de decaimento (τ_f) e eficiência de integração luminosa (ξ_f), enquanto que o segundo cintilador chama-se E e é lento, cujas características internas (tempo de decaimento τ_s e eficiência de integração luminosa ξ_s) são maiores se comparadas com o cintilador ΔE. Os cintiladores são unidos oticamente a uma fotomultiplicadora, responsável por amplificar o pulso gerado de ambos a fim de que este possa ser tratado pela eletrônica posterior. A principal vantagem do uso de cintiladores plásticos como detectores é que a forma e tamanho podem ser escolhidos segundo a utilização e tipo de experiência. Uma partícula carregada que atravesse ambos os detectores (depositando uma energia E_f em ΔE e E_s em E) irá fazer com que o sistema de cintiladores emita um pulso formado de duas componentes, uma gerada pelo primeiro cintilador (com amplitude inicial $E_f\xi_f/\tau_f$) e outra pelo segundo detector (cuja amplitude inicial é $E_s\xi_s/\tau_s$). O sinal completo de saída da fotomultiplicadora do sistema pode ser visto na figura 3.6.

Com a eletrônica adequada pode-se discriminar o pulso rápido do lento e assim obter-se as informações referentes às energias E_f e E_s, que expressam o ΔE e o E, depositadas nos respectivos detectores. Com as informações referentes a ΔE e E de uma determinada partícula é possível identificá-la. Após

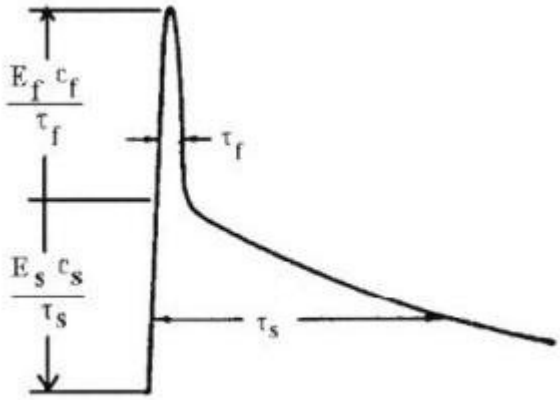

Figura 3.6: *Um pulso completo obtido com um detector telescópio cintilador tipo phoswich[1].*

passar pela fotomultiplicadora, a luz emitida por cada cintilador é extraída utilizando dois tipos de integradores de carga, que integram separadamente os dois intervalos de tempo do pulso referentes aos cintiladores ΔE e E, distinguindo-os entre si. Nos detectores utilizados, a parte da carga integrada no detector ΔE (essa componente do pulso chama-se ΔL) durante um tempo de cerca de $15\,ns$ representa mais de 95% da carga total, com isso uma janela de menos de $30ns$ é suficiente para colecionar essa carga. O tempo de integração da carga do pulso referente ao detector E (essa componente se chama L) é maior que o anterior e deve começar algumas dezenas de ns após o tempo de subida do pulso de ΔE, com isso, o *gate* deve ser da ordem de $200\,ns$. Deve-se lembrar que a maior parte do sinal de ΔL está relacionada ao detector ΔE e uma pequena fração está relacionada a E, enquanto ocorre o contrário no sinal de L. Os *gates* podem ser vistos na figura 3.7.

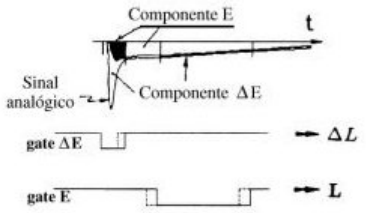

Figura 3.7: *Pulso emitido pelo detector em relação aos intervalos de tempo de coleção de carga para cada componente[1].*

3.2.1.4 Sistema Ancilar de Cintiladores-SACI

O $Sistema\,Ancilar\,de\,Cintiladores - SACI$ é composto basicamente por uma câmara contendo o alvo e onze detectores cintiladores tipo *Phoswich*. Operando juntamente com o SACI há um sistema de medição de raios γ formado por quatro detectores semicondutores de HPGe com supressão *Compton*. Primeiramente será explicado como é constituída a câmara que contém os onze cintiladores e por fim como está disposta a parte do sistema referente aos detectores de HPGe.

A câmara de suporte dos detectores cintiladores é composta de alumínio e é dividida em dois hemisférios (há um anel de vedação entre os mesmos) para facilitar o acesso ao alvo. Sua geometria externa é de um poliedro semirregular, formado por doze faces em forma de pentágono e vinte faces triangulares enquanto que a sua cavidade interna apresenta uma forma esférica. Os detectores cintiladores tipo *Phoswich* encontram-se apoiados nas faces pentagonais (mediante a colocação de uma flange nos cintiladores). Deve-se notar que existe uma face pentagonal a mais em relação aos detectores, isto está relacionado ao fato de que em uma das faces está colocada uma flange que conecta a câmara à canalização do acelerador *Pelletron*, que também

é responsável por sustentar o suporte do alvo. Nas demais faces estão localizados os detectores cintiladores que cobrem um ângulo sólido de 76% de 4π. O suporte para o alvo (citado anteriormente) faz com que o mesmo fique localizado no centro da câmara alinhado com a direção do feixe. O centro do alvo e a face ΔE dos detectores cintiladores estão a uma distância de $17\,mm$ um do outro. Antes de atingir o alvo o feixe ainda passa por dois colimadores de Ta, um de $3\,mm$ de diâmetro e outro de $3,5\,mm$ de diâmetro, a separação entre ambos é de cerca de $3\,mm$. A figura 3.8 trás uma vista de um dos hemisférios que forma o sistema.

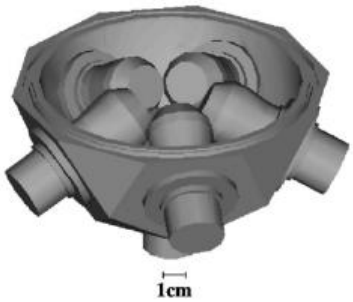

Figura 3.8: *Vista de um dos hemisférios da câmara central do SACI. A câmara completa é formada então por um poliedro semirregular de doze faces pentagonais e vinte triangulares que servem de suporte dos detectores cintiladores[1].*

Os onze detectores cintiladores estão dispostos em diferentes ângulos com relação ao feixe, um se encontra a 0°, cinco se encontram a 63° e os outros cinco a 117°. Para o estudo de reações nucleares o ângulo sólido de cada um dos onze detectores deve ser limitado a fim de evitar altas taxas de contagem nos cintiladores e os limites de integração de ângulo sólido, além de gerar diferentes ângulos de espalhamento. Para esta finalidade usam-se colima-

dores localizados na frente de cada cintilador. O sistema de colimadores é composto por placas de Al de $0,3\,mm$ de espessura, montadas no formato de um dodecaedro, cujos orifícios de colimação apresentam diâmetros que variam de $0,5 - 3\,mm$ (crescem segundo o ângulo de espalhamento). Para alguns ângulos de espalhamento o colimador pode apresentar mais de um furo, sendo que isto ocorre para ângulos mais traseiros. A tabela 3.1 mostra o ângulo em relação ao feixe (no sistema de laboratório) de cada um dos dezenove orifícios existentes no colimador assim como o ângulo ϕ do furo, o número do detector ao qual estes furos se relacionam, além do valor da abertura angular desse furo levando em conta a largura do feixe (a largura do feixe é calculada à partir da mancha que o mesmo forma no alvo).

Por fim, o sistema completo ainda possui detectores semicondutores de HPGe que se encontram voltados de frente às faces triangulares (reduzindo assim a atenuação devida ao Al), existindo entre os mesmos e o centro da câmara descrita anteriormente uma distância de cerca de $9\,cm$. Embora haja espaço suficiente para utilizar até nove detectores de HPGe, foram utilizados apenas quatro na experiência realizada, sendo dois da marca Canberra com uma eficiência de detecção de cerca de 60% (em relação ao NaI(Tl)) e dois da marca Ortec com uma eficiência de cerca de 20% (em relação ao NaI(Tl)), todos com os seus respectivos supressores *Compton* de BGO. Os detectores da Canberra estavam ambos localizados no plano horizontal da experiência, só que um estava disposto a 37° (chamado de $C1$) em relação ao ângulo do feixe enquanto que o outro estava a 101° (nomeado de $C2$). Já os detectores Ortec apresentavam-se fora do plano horizontal de experiência. O detector Ortec que encontrava-se a $35,3°$ do plano horizontal e cujo ângulo

em relação ao feixe era de 101° foi nomeado de *Ewa*, enquanto que o outro detector (nomeado de *Rao*) localizava-se a $20,9°$ do plano horizontal e a 37° do feixe. Esses ângulos em relação ao feixe e à horizontal serão utilizados posteriormente na redução de dados no cálculo do efeito de anisotropia do decaimento γ. O sistema completo pode ser visto na figura 3.10.

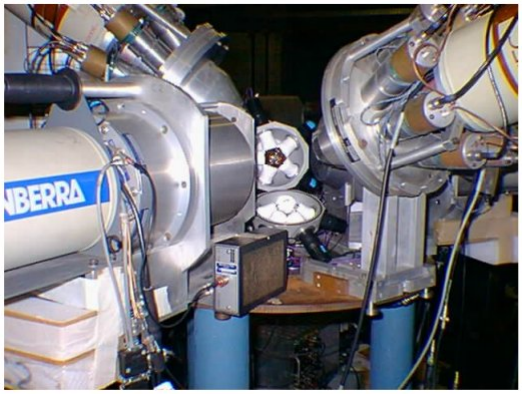

Figura 3.9: *Vista frontal do sistema SACI aberto no qual é possível observar a disposição dos onze detectores $\Delta E - E$, o suporte para o alvo e os detectores de HPGe com seus respectivos supressores Compton[1].*

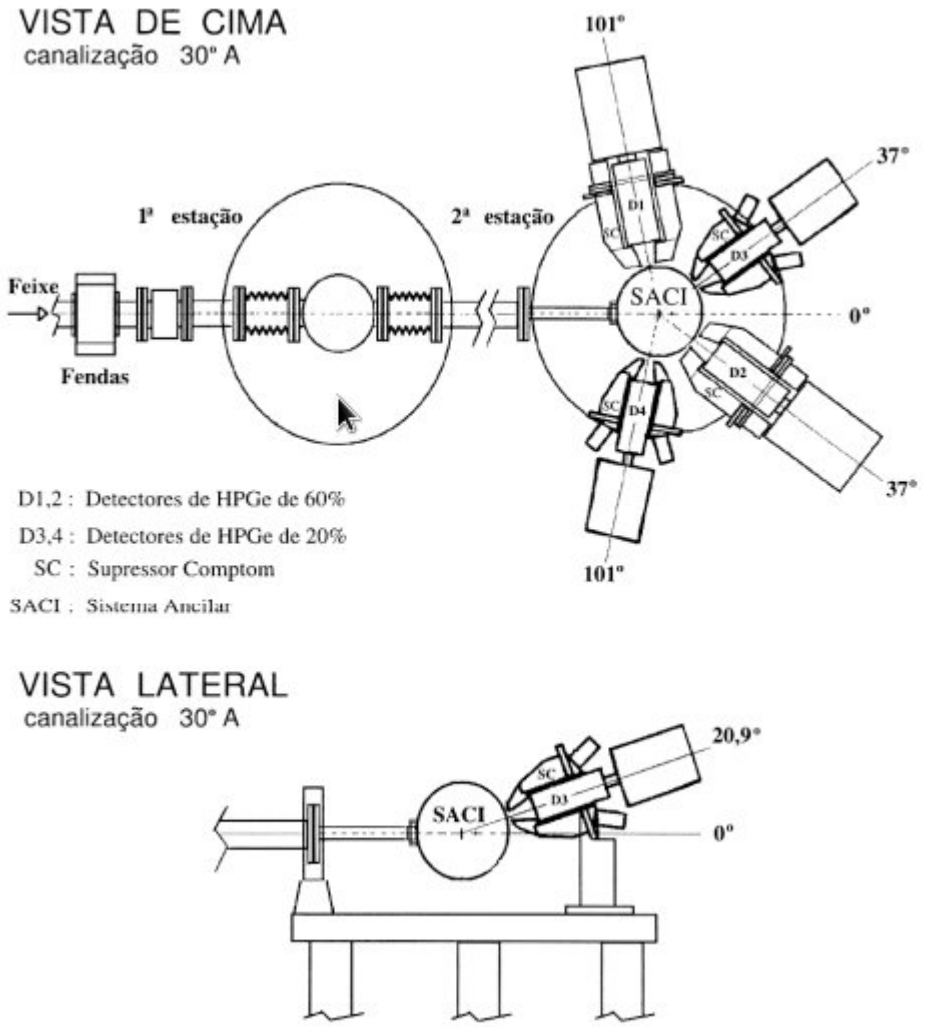

Figura 3.10: *esquema da montagem do sistema de detecção de raios γ. Na parte superior os ângulos dos detectores em relação à linha do feixe incidente. Na parte inferior a inclinação de um dos detectores em relação ao plano horizontal[1].*

Tabela 3.1: Detector ao qual o orifício do colimador está relacionado, o respectivo ângulo de laboratório do orifício em relação ao feixe e a abertura angular do orifício. Está presente também o ângulo ϕ de cada um dos furos.

Detector	Ângulo	Abertura Angular	ϕ
1	$30,1°$	$1,5°$	$0,0°$
2	$43,6°$	$5,1°$	$108,0°$
3	$53,5°$	$5,1°$	$36,0°$
4	$65,1°$	$3,1°$	$324,0°$
5	$71,8°$	$4,1°$	$252,0°$
6	$80,5°$	$2,6°$	$180,0°$
7	$99,4°$	$3,7°$	$8,4°$
7	$99,1°$	$3,4°$	$353,1°$
8	$107,6°$	$4,8°$	$296,6°$
8	$108,1°$	$4,2°$	$282,1°$
9	$118,3°$	$4,9°$	$233,6°$
9	$116,4°$	$6,3°$	$216,8°$
9	$116,9°$	$5,7°$	$199,0°$
10	$127,0°$	$4,9°$	$164,0°$
10	$126,5°$	$5,8°$	$146,3°$
10	$128,9°$	$6,9°$	$129,9°$
11	$135,3°$	$7,3°$	$93,9°$
11	$136,4°$	$5,3°$	$73,5°$
11	$138,1°$	$7,3°$	$54,9°$

3.2.2 Eletrônica Modular de Aquisição

A eletrônica modular de aquisição de dados utilizada na experiência baseava-se na coincidência entre partículas carregadas e raios γ. Para um evento ocorrido poder ser considerado válido pela eletrônica (e consequentemente ser medido) deve haver a presença tanto de um pulso medido na eletrônica de aquisição de partículas quanto na eletrônica de aquisição de raios γ. Caso haja somente uma dessas medidas, o processo de aquisição é interrompido, e a operação de conversão de pulsos analógicos em digitais é abortada, abrindo espaço para que um evento posterior passe a ser processado na eletrônica e garantindo que todas as medidas efetuadas provém de uma coincidência $\gamma - p$. As grandezas que se desejava medir eram a energia de uma radiação γ obtida em um dos quatro detectores de HPGe, o intervalo de tempo entre essa radiação γ e uma partícula, além da energia depositada nos detectores cintiladores E e ΔE.

O circuito completo que permite as operações descritas previamente é relativamente grande e complexo, devido ao fato de haver quatro detectores de HPGe e onze detectores de partículas que devem ser colocados em coincidência entre si. Em vista disso, com o intuito de facilitar a leitura e entendimento da eletrônica, o circuito completo foi dividido em diversos circuitos menores que serão explicados individualmente nos tópicos que se seguem. Os módulos utilizados em cada circuito e as operações feitas pelos mesmos também serão esmiuçados.

3.2.2.1 Circuito 1: Circuito de Energia dos Detectores de Raios γ

Este é o circuito responsável por adquirir a energia dos raios γ medidos em cada um dos quatro detectores semicondutores de HPGe, convertendo os pulsos de saída de cada um desses detectores em uma informação digital. A figura a seguir ilustra os módulos dessa etapa inicial de aquisição.

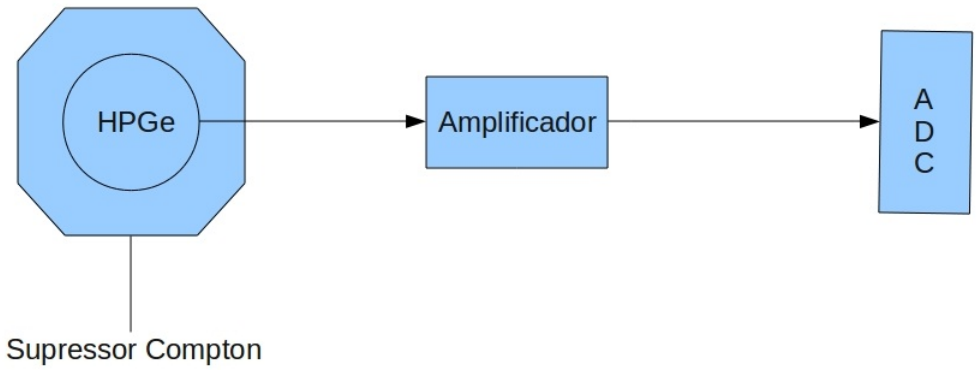

Figura 3.11: *Circuito* 1*-Energia dos detectores de raios* γ.

É importante ressaltar que esse circuito inicial é igual para cada um dos quatro detectores semicondutores, embora cada HPGe tenha seu próprio circuito, esta representação mostra apenas um circuito referente a qualquer um dos detectores.

O sinal proveniente do detector carrega consigo informações referentes à energia da radiação γ. Vale ressaltar que os detectores semicondutores utilizados apresentam pré-amplificadores montados internamente nos mesmos. O papel desses pré-amplificadores é integrar e amplificar o pulso inicial. Neste caso específico, por se tratar de um pré-amplificador interno, o pulso de saída

torna-se mais imune a ruídos externos. Após passar pelo pré-amplificador do detector, o pulso é filtrado e tem suas características elétricas melhoradas no amplificador, de forma que o pulso de saída do amplificador apresenta forma gaussiana e sua altura está relacionada com a energia do raio γ medido. Por fim, o pulso é convertido em um número digital de doze bits no ADC (*Analogic to Digital Converter*), sendo que este número é proporcional à altura do pulso. O ADC recebe um pulso de *gate* que indica a ocorrência de um evento, dando início à digitalização.

3.2.2.2 Circuito 2: Circuito de Tempo dos Detectores de Raios γ

O circuito 2 gera um pulso lógico indicando que uma radiação γ foi detectada, sendo que tal pulso é usado posteriormente em outros circuitos da eletrônica como uma marca de tempo deste raio γ. Novamente deve-se ressaltar que cada um dos detectores semicondutores apresenta um circuito de tempo de radiação γ próprio. O circuito pode se visto na figura 3.12.

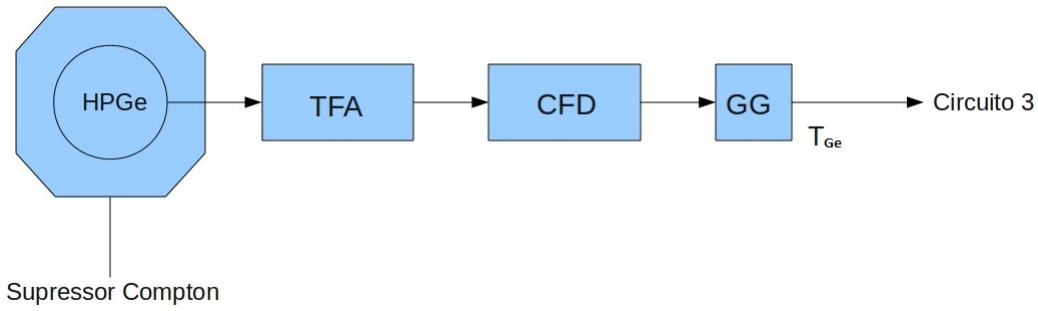

Figura 3.12: *Circuito 2-Tempo dos detectores de raios γ.*

O pulso proveniente do detector é filtrado e amplificado de forma rápida pelo módulo TFA (*Timing and Filter Amplifier*), dessa forma a informação

sobre o tempo de chegada do raio γ não é perdida. O módulo seguinte a receber o pulso é o CFD[1] (*Constant Fraction Discriminator*), que gera um pulso lógico à partir do pulso analógico de entrada. A amplitude deste pulso lógico independe da amplitude do pulso analógico de chegada. A borda inicial do pulso lógico está ligada ao momento de chegada do pulso analógico, sendo esta uma característica essencial para que essa marca de tempo seja igual tanto para os raios γ muito energéticos (grande amplitude) quanto para os pouco energéticos (baixa amplitude). A última etapa deste circuito é a passagem pelo módulo GG (*Gate Generator*), módulo este que gera um sinal lógico, com atraso e largura ajustáveis, a partir de um sinal lógico de entrada. O intuito deste último módulo será melhor entendido na próxima seção.

3.2.2.3 Circuito 3: Circuito de Supressão *Compton*

Este circuito tem a função de verificar se um determinado raio γ medido em um detector de HPGe está em coincidência temporal com um fóton detectado no seu respectivo supressor *Compton* e, em caso afirmativo, evitar que esse pulso lógico continue para as demais etapas da eletrônica. Novamente vale ressaltar que cada detector apresenta seu próprio circuito de supressão *Compton*. O circuito responsável pela coincidência entre o detector e seu respectivo supressor pode ser observado na figura 3.13.

Pode-se observar na figura que o processamento do pulso provindo do supressor *Compton* é igual àquele sofrido pelo pulso de tempo provindo do detector de HPGe no circuito 2, passando por um TFA, um CFD e um GG, sucessivamente. A razão pelo qual o pulso deste circuito e do anterior devem

[1]Uma característica deste módulo é que há um controle de *treshold* no mesmo para evitar que eventuais ruídos da eletrônica sejam confundidos com eventos verdadeiros.

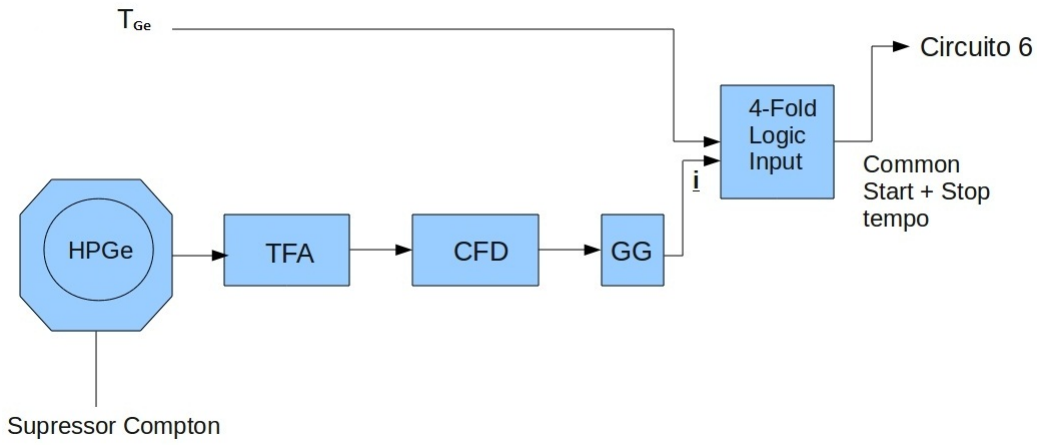

Figura 3.13: *Circuito 3-Supressão Compton.*

passar por um GG é para que tenham sua largura (por volta de $100\,ns$) e atraso ajustados a fim de se tornarem síncronos. Os 2 pulsos, um provindo do circuito do detector semicondutor e o outro do seu supressor *Compton*, seguem para uma unidade $4-Fold\,Logic\,Unit$. Esta unidade realiza a função AND nos pulsos, ou seja, verifica se ambos os pulsos entram no módulo, no entanto, o sinal lógico provindo do supressor *Compton* funciona como um veto; caso esse sinal chegue em coincidência com o pulso lógico provindo do detector de HPGe, o segundo não segue para o restante da eletrônica. Quando não há um sinal de veto isso significa que o evento γ é válido.

3.2.2.4 Circuito 4: Circuito de Energia ($E - \Delta E$) dos Detectores de Partículas do SACI

O circuito 4 é o análogo do circuito 1 para partículas carregadas, ou seja, converte os sinais de energia (E e ΔE) provindos dos detectores cintiladores

do SACI em uma informação digital. Um esquema do circuito é mostrado a seguir.

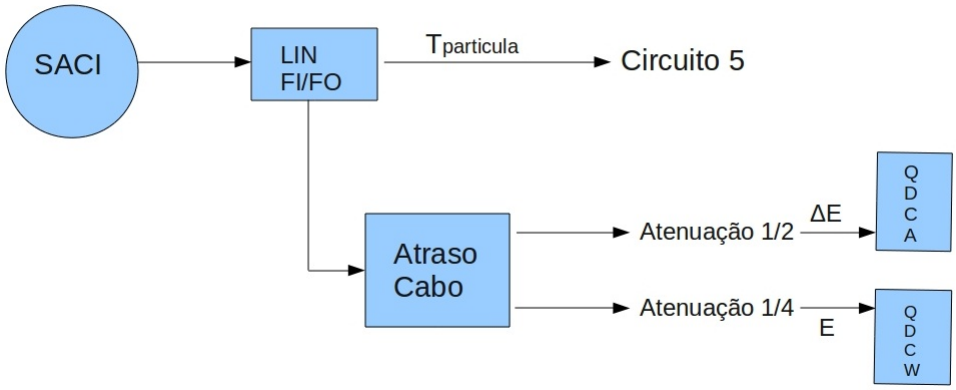

Figura 3.14: *Circuito* 4 - *Energia* $(E - \Delta E)$ *dos detectores de partículas do SACI.*

As informações sobre o E e o ΔE de um detector do SACI são transmitidas em um único pulso e separadas temporalmente, pois o tempo de resposta do cintilador ΔE é da ordem de $2,4\,ns$ enquanto que para o E esse tempo de resposta é de aproximadamente $264\,ns$. Cada um dos onze detectores cintiladores possui sua própria saída de sinal. Essas onze saídas conectam-se a um módulo LIN FI/FO ($Linear\,Fan - In/Fan - Out$). Esse módulo simplesmente reproduz em suas saídas o sinal analógico de entrada (sem deformá-lo) e envia uma dessas saídas para o circuito 5, enquanto o outro pulso reproduzido continua no circuito 4. A etapa seguinte para os onze pulsos que continuam no circuito de detecção de energia dos cintiladores é sofrerem um atraso em um conjunto de cabos coaxiais de impedância de $50\,\Omega$ (sem sofrerem uma deformação significativa). Esse atraso é necessário para permitir que os sinais de tempo dos detectores do SACI sejam processados no circuito

5, visto que são esses sinais de tempo que irão determinar qual parte (E ou ΔE) do pulso de energia será processado.

Após ser atrasado o sinal segue para os módulos CAMAC QDCA (*Charge Analogic to Digital Converter*) e QDCW (*Charge ADC with Wide Gates*). O papel desses módulos é similar ao do ADC, no entanto, em vez de converter a altura dos pulsos em uma informação digital (tal qual no ADC), eles convertem a carga dos mesmos, integrando-a no intervalo de tempo definido por uma janela. Ambos os módulos apresentam a entrada padrão para o pulso, uma entrada da janela (delimita o intervalo de tempo em que o sinal será integrado) e uma entrada de *clear* (interrompe a conversão e limpa o módulo para que este possa receber um novo sinal). Outro fato relevante sobre esses módulos é que ambos não possuem um controle de ganho, por isso optou-se por utilizar atenuadores (1/2 e 1/4) no circuito, a fim de evitar um estouro de escala dos módulos. A principal diferença entre ambos é que o QDCW permite janelas muito mais largas que o QDCA. O primeiro permite janelas de até $10\,\mu s$ enquanto que o segundo de até $200\,ns$, por conta disso o QDCA é usado para converter o sinal de ΔE enquanto que o QDCW converte o sinal de E. Nota-se que os sinais analógicos que chegam a ambos os módulos são os mesmos, o que se faz é separar as janelas dos módulos e assim integrar as diferentes partes do pulso em cada um dos módulos. Os sinais de janelas são gerados no circuito 5.

3.2.2.5 Circuito 5: Circuito de Tempo dos Detectores de Partículas do SACI

O circuito em questão tem duas funções primordiais. Primeiramente ele gera um pulso lógico que indica que há a detecção de uma partícula carregada em algum dos detectores do SACI, esta informação é usada para que seja possível fazer a coincidência $\gamma - p$ (realizada no circuito 6). Uma segunda função do circuito em questão é comandar as janelas dos QDCs do circuito 4. O esquema deste circuito pode ser observado na figura 3.15.

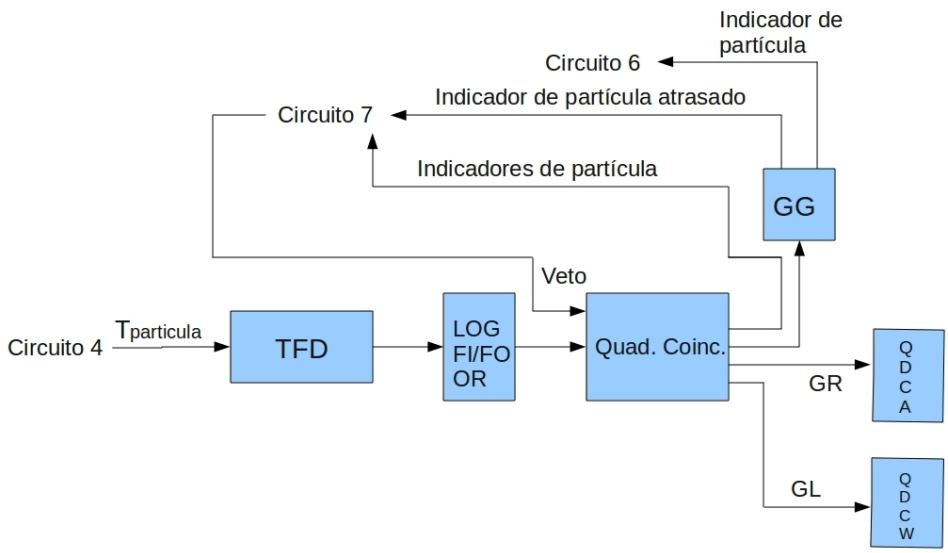

Figura 3.15: *Circuito 5-Tempo dos detectores de partículas do SACI.*

No circuito 4, o módulo Lin FI/FO é responsável por reproduzir o sinal provindo do SACI; como dito anteriormente, um dos pulsos é usado para a medida de energia neste dado circuito. Agora será explicado o que ocorre com o outro pulso provindo do módulo LIN FI/FO. Primeiramente o pulso

passa por um TFD[2] ($Timing\,Discriminator$), onde um pulso analógico é convertido em um pulso lógico, contendo a informação do instante de tempo de chegada de uma partícula do SACI. Com isso, observa-se que este módulo é semelhante ao CFD. O módulo seguinte é um LOG FI/FO ($Logic\,Fan-In/Fan-Out$), que agrupa os onze sinais lógicos vindos do CFD em um só. Este módulo realiza uma operação lógica OR entre os vários pulsos lógicos de entrada e fornece este resultado para todas suas saídas. Conclui-se então que a saída deste módulo é referente ao instante de tempo da primeira partícula detectada por qualquer um dos onze detectores, logo, a partir deste ponto todos os detectores do SACI são tratados como um só.

Em seguida o pulso passa por um módulo de $Quad\,Coincidence$, este módulo realiza a coincidência entre este pulso de entrada e um pulso originado no circuito 7 com a função de veto. O circuito 7 será explicado posteriormente em detalhes, por enquanto basta saber que ele gera um sinal de *busy* da eletrônica de aquisição de partículas, ou seja, enquanto os QDCs estiverem ocupados convertendo um evento válido, a eletrônica do circuito 7 irá vetar a entrada de qualquer outro evento no módulo $Quad\,Coincidence$ do circuito 5. Esse módulo apresenta cinco pulsos de saída, no entanto apenas dois são relevantes neste momento. Quanto aos pulsos não relevantes neste momento um deles será encaminhado para o circuito 6 (responsável pela coincidência $\gamma-p$), enquanto que os outros dois serão usados no circuito 7. Os dois pulsos relevantes (momentaneamente), *gate rápido* e *gate lento*, irão funcionar como comandos das janelas dos QDCs.

Um dos pulsos (*gate rápido*, com cerca de $30\,ns$ de largura) é usado di-

[2]Assim como o CFD esse módulo também apresenta um controle de *treshold* para evitar que ruídos da eletrônica sejam tomados como medidas reais.

retamente como uma *janela rápida* no módulo QDCA (mesmo módulo do circuito 4), controlando o intervalo do pulso de energia dos detectores de partículas que será integrado para formar a informação do ΔE. O segundo pulso (*gate lento*) funciona como o *janela lenta* do módulo QDCW (novamente o mesmo módulo do circuito 4), no entanto, para desempenhar tal função ele primeiramente passa por um GG, onde é alargado para $380\,ns$ e atrasado em $80\,ns$ em relação ao primeiro. Após sofrer o atraso e alargamento, este pulso lógico está apto para controlar o intervalo do pulso de energia dos detectores de partículas que será integrado para formar a informação de E.

3.2.2.6 Circuito 6: Sistema de Coincidência $\gamma - p$

A principal função deste circuito é realizar a coincidência entre partículas carregadas e raios γ. Talvez este seja o circuito mais complexo de toda a eletrônica e, sem dúvida, um dos mais importantes, pois a base da experiência é justamente medir a coincidência realizada em tal circuito. O esquema do circuito de coincidência $\gamma - p$ pode ser visto na figura 3.16.

O circuito 3 de cada um dos detectores semicondutores de HPGe envia dois pulsos ao circuito 6. Um dos pulsos será usado para averiguar se há a coincidência $\gamma - p$ e, posteriormente, ser o sinal de *common start* do módulo TDC (*Time to Digital Converter*), enquanto que o outro pulso (atrasado num GG por tempo suficiente até que a coincidência $\gamma - p$ seja feita nos demais módulos) será o sinal de *stop* neste mesmo TDC.

O TDC, citado anteriormente, é um módulo *CAMAC* que converte a diferença de tempo entre a entrada lógica de *start* e a de *stop* (podendo esta

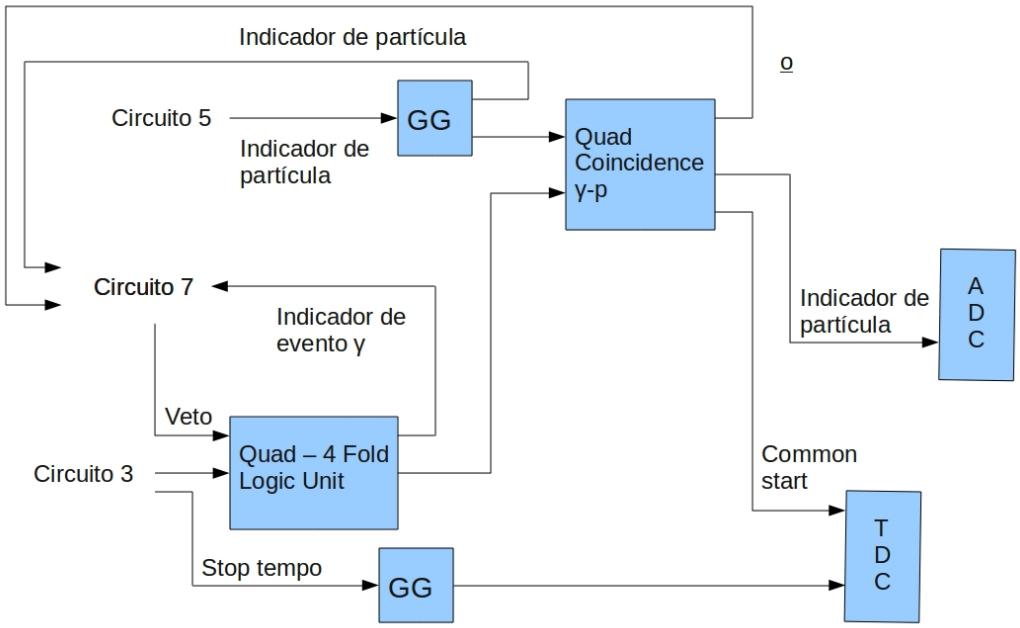

Figura 3.16: *Circuito 6-Sistema de coincidência* $\gamma - p$.

diferença ser no máximo de 500 ns) em um número digital de onze bits. Este módulo possui uma entrada de *start* e até oito entradas de *stop* além de uma entrada *clear* que interrompe a conversão atual do módulo e o prepara para uma nova conversão.

O sinal provindo do circuito 3 usado para averiguar se há a coincidência $\gamma - p$ primeiramente irá passar por um $Quad\,4-Fold\,Logic\,Unit$, onde funcionará como um indicador de evento γ. Dois pulsos lógicos são gerados nesse módulo, um que irá seguir para o circuito 7, indicando que a eletrônica de aquisição está ocupada convertendo os sinais, e o outro seguirá para o módulo de $Quad\,Coincidence\,\gamma - p$.

No módulo de $Quad\,Coincidence\,\gamma - p$ será verificado se há a coincidência (utilizando uma lógica AND entre os sinais de entrada) entre o evento de γ provindo do módulo $Quad\,4 - Fold\,Logic\,Unit$ anterior e o sinal (previamente atrasado num GG) de que há um evento de partícula vindo do circuito 5. Caso haja a coincidência, quatro pulsos lógicos são gerados, um deles é enviado à entrada de *common start* do módulo TDC, um será enviado ao circuito 7 (o que ocorrerá com esse pulso será explicado em breve) e os outro dois serão enviados para o mesmo ADC presente no circuito 1, funcionando como indicadores de partícula que mostram ao ADC que este deve terminar de realizar a conversão dos eventos γ.

3.2.2.7 Circuito 7: Sistema de Veto e Limpeza de Módulos

O circuito 7 é o responsável por não permitir a entrada de um novo pulso nos módulos de conversão (ADC e QDCs) enquanto estes não terminarem de converter os eventos anteriores. Sem esse sistema um evento considerado válido seria limpo dos módulos por um evento posterior antes que sua total conversão fosse terminada. Este sistema é fundamental visto que a taxa de eventos (válidos ou não) é muito superior à velocidade de conversão dos módulos, portanto sem esta parte da eletrônica nada poderia ser medido, pois sempre que um evento estivesse sendo convertido seria limpo dos módulos pela entrada de um novo evento. A figura a seguir mostra a eletrônica do circuito 7.

O pulso vindo da $Quad\,4 - Fold\,Logic\,Unit$ do circuito 6 segue para um circuito de *Busy* cujo pulso gerado indica que a eletrônica está ocupada convertendo um evento, vetando assim a entrada de novos sinais nesta eletrônica.

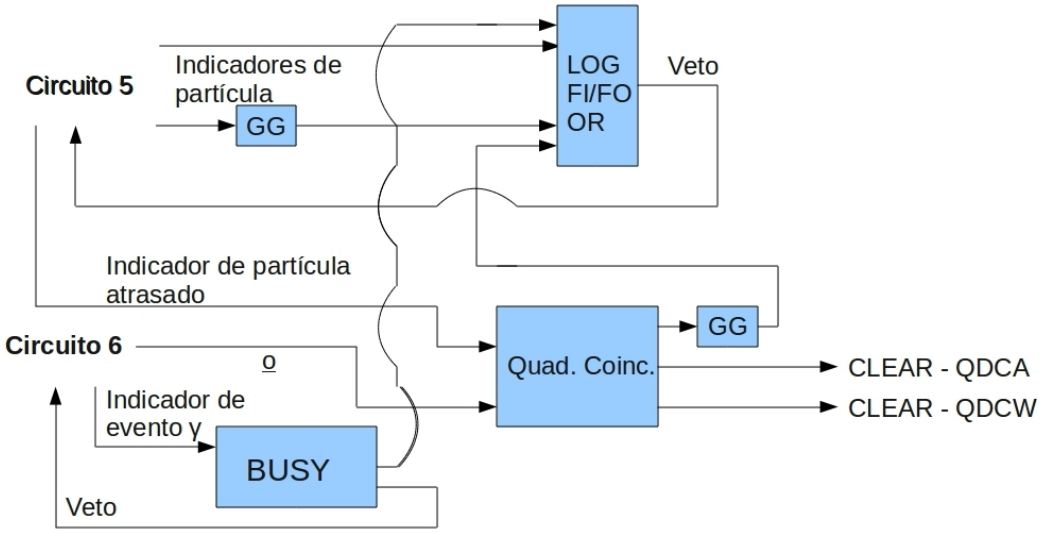

Figura 3.17: *Circuito 7-Sistema de veto e limpeza de módulos.*

Este *Busy* apresenta dois sinais de saída, um que retorna ao mesmo módulo da eletrônica 6, vetando a entrada de novos eventos de γ na mesma, e outro que segue para um módulo $Log\,FI/FO$ localizado nesse circuito, cuja função será explicada posteriormente.

O módulo de $Quad\,Coincidence$ do circuito 5 gera dois pulsos, que são utilizados no circuito 7, sendo que ambos os pulsos seguem para o mesmo módulo $Log\,FI/FO$ citado anteriormente.

A outra parte do circuito é formada por dois pulsos que têm como função limpar os módulos QDC e prepará-los para uma nova aquisição. Essa função cabe aos pulsos vindos do circuito 6, sendo que ambos são encaminhados para um módulo de $Quad\,Coincidence$ posteriormente. Um dos pulsos que provém do módulo de $Quad\,Coincidence\,\gamma - p$ de 6 indica que, caso tenha havido uma coincidência $\gamma - p$, os módulos QDCA e QDCW não devem ser

limpos, ou seja, funciona como uma anti-coincidência. Caso este pulso chegue ao módulo de *Quad Coincidence* do circuito 7, ele faz com que o módulo não encaminhe nenhum sinal de *clear* aos QDCs. O outro pulso provindo do módulo de *Quad Coincidence* $\gamma - p$ (circuito 6) tem a função contrária ao pulso descrito anteriormente, ou seja, tem uma função de limpar os módulos QDCs.

Este módulo de *Quad Coincidence* também encaminha um pulso lógico ao módulo *Log FI/FO* descrito anteriormente, mas, primeiramente, este pulso é alargado em um GG. Tal pulso tem a função de evitar que um novo evento seja adquirido enquanto o anterior não esteja completamente apagado dos módulos QDCs.

O módulo *Log FI/FO* realiza uma operação lógica *OR* com todos esses sinais descritos até então. A chegada de qualquer um dos sinais anteriores indica que um evento está sendo convertido nos módulos, por conta disso, um pulso lógico invertido é gerado no *Log FI/FO* e dirige-se ao módulo de *Quad Coincidence* do circuito 5, sendo interpretado como um veto à entrada de novos eventos de partícula na eletrônica.

A eletrônica de aquisição completa pode ser visualizada na figura 3.18.

3.2.3 Controle e Aquisição de Dados

O sistema SPM-Linux do Laboratório *Pelletron* é o responsável por controlar a aquisição de dados do CAMAC, além de armazenar os eventos considerados válidos no disco rígido do computador de aquisição. As informações de controle do CAMAC utilizadas pelo sistema estão escritas em um arquivo que contém informações tais como as posições dos módulos que fornecerão

as informações de interesse (ADC, QDCA, QDCW e TDC), a ordem de aquisição destas informações e quais as condições para sua aquisição. Os dados são armazenados no formato fila e podem ser analisados posteriormente, no entanto, o sistema de aquisição de dados permite também o acompanhamento do experimento por meio dos espectros de energia e tempo dos detectores, que podem ser visualizados na forma de histogramas durante a própria aquisição de dados.

No sistema SPM-Linux o processamento é distribuído em quatro processos, comandados por um "pequeno"programa que recebe os comandos do usuário e controla a distribuição de comandos para os outros três módulos. O módulo de aquisição SPM-Linux é responsável pelo controle do CAMAC, gravação de dados na fita (ou disco, dependendo da escolha do modo fila) e colocar os $buffers$ de dados para outro processo, o SCANAQ-Linux, que faz a análise em linha. Em princípio nem todos os $buffers$ adquiridos são processados pelo SCANAQ-Linux, caso este tenha uma carga muito grande uma fração dos $buffers$ não será processada.

O SCANAQ-Linux constrói os histogramas num espaço de memória RAM que pode ser compartilhado com outros processos na mesma CPU (*shared memory*). O terceiro processo utilizado no sistema é o DAMM. Este processo é entretanto independente dos outros, podendo ser cancelado ou iniciado a qualquer momento. Vários processos DAMM podem estar ativos simultaneamente, permitindo que os dados de aquisição sejam visualizados em vários terminais.

A análise em linha é feita com utilização de um processador de linguagem CHIL que constrói os histogramas diretamente na memória (memória com-

partilhada). O histogramador de aquisição SCANAQ é capaz de construir até $8\,MB$ canais de histogramas, em até $16\,MB$ de memória RAM.

3.2.4 Procedimentos Experimentais

Para finalizar esta seção basta falar sobre os métodos experimentais utilizados durante a realização das experiências propostas. Com o arranjo experimental descrito anteriormente realizou-se a reação ^{18}O+^{110}Pd para diversas energias de feixe (variando entre $46\,MeV$ e $60\,MeV$) em duas experiências diferentes. Na primeira experiência apenas dois detectores de HPGe encontravam-se em operação ($C1$ e $C2$), assim como apenas sete dos onze detectores cintiladores telescópio *phoswich*. Já na segunda experiência todo o circuito pôde ser utilizado, entretanto, um dos detectores cintiladores apresentou um ganho baixo, devido a problemas com a sua fotomultiplicadora, e seus dados tiveram de ser excluídos da análise.

O alvo utilizado nas experiências foi o mesmo e consistia de uma folha de Pd de espessura de cerca de $0,84\,mg/cm^2$, com uma camada evaporada de Au de espessura aproximada de $1,49\,mg/cm^2$. Na primeira experiência o feixe adentrava o alvo via a camada de Pd. Já na segunda desejava-se estudar os efeitos da de-orientação do vácuo em função da velocidade de recuo do núcleo espalhado; por conta disso decidiu-se inverter o alvo, deixando o feixe atingir primeiramente a camada de Au.

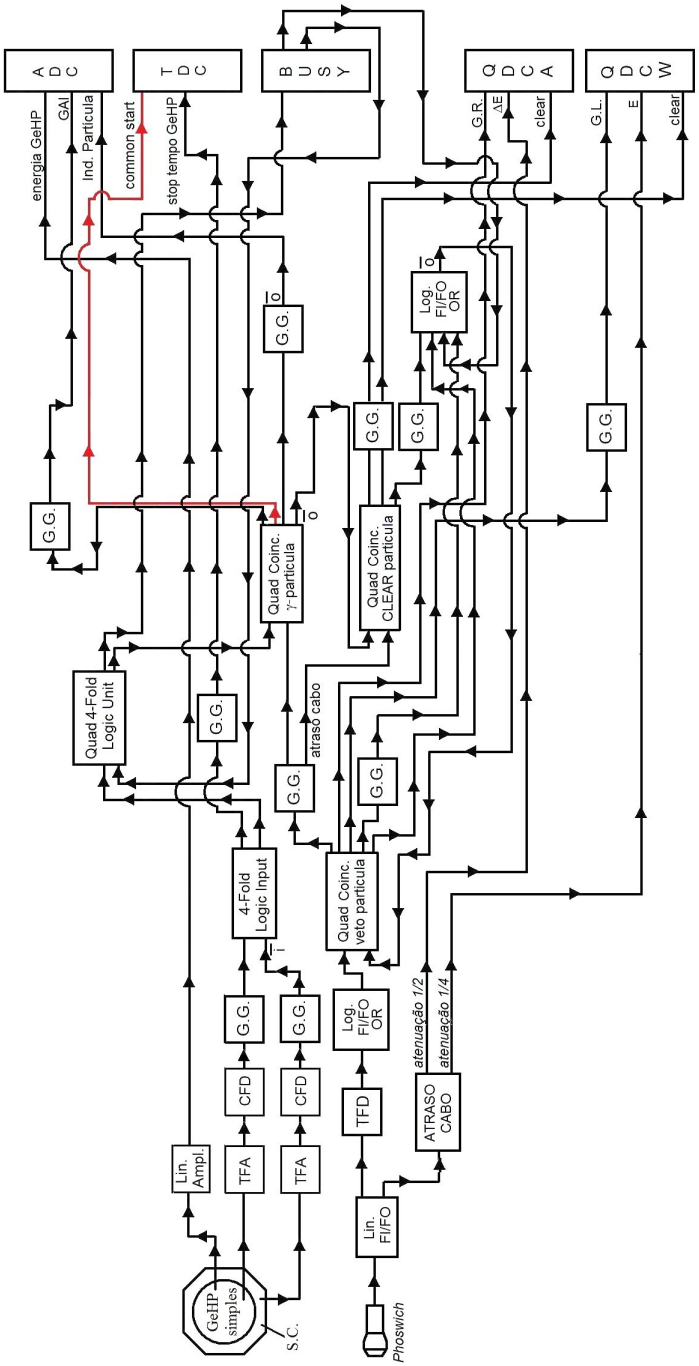

Figura 3.18: *Circuito completo da eletrônica utilizada.*

Capítulo 4

Redução e Análise de Dados

O presente capítulo traz os procedimentos adotados para a redução dos dados brutos, referentes à experiência da reação ^{18}O+^{110}Pd, assim como a posterior análise desses dados. A primeira parte do capítulo discorre como foi feita a redução dos dados, ou seja, o procedimento adotado a fim de transformar as contagens obtidas nos diversos detectores (tanto de radiação γ quanto de partículas) utilizados na experiência em uma grandeza física. Neste caso desejava-se medir as diversas seções de choque diferenciais que possibilitaram, posteriormente, obter distribuições angulares das mesmas para diversas energias e, por fim, compará-las com aquelas calculadas teoricamente pelo programa FRESCO. Deve-se ressaltar que as seções de choque diferenciais obtidas foram referentes ao primeiro estado excitado do ^{110}Pd, produto este do espalhamento inelástico da reação ^{18}O+^{110}Pd, assim como a reação de transferência de $2n$, obtendo assim medidas do primeiro estado excitado do ^{112}Pd.

A redução de dados tratará de diversos aspectos fundamentais à posterior análise de dados, dentre eles como foi obtida a calibração dos detectores de

radiação γ, o procedimento adotado para a realização da coincidência entre os eventos ocorridos nos espectros de radiação γ com os medidos nos detectores de partículas, a obtenção da seção de choque diferencial e a realização de suas posteriores correções, tais como efeitos de anisotropia da radiação eletromagnética devido às integrações em energia e ângulo (dos detectores de partículas), o efeito de de-orientação nuclear e a correção devido ao tamanho finito dos detectores de HPGe.

Por fim a análise de dados verificará qual a relevância de cada uma dessas correções propostas, estudando como a incorporação de um dado efeito altera significativamente, ou não, a distribuição angular referente à uma dada energia. Outro aspecto relevante que será tratado nesta seção será quantificar o impacto resultante nos dados devido à alteração do potencial imaginário utilizado em sua redução.

4.1 Redução de Dados

Deve-se lembrar que, como dito no capítulo anterior, os dados experimentais obtidos foram armazenados em modo fila sem qualquer análise prévia, ou seja, ao final da experiência obteve-se diversos arquivos nos quais estavam contidos os eventos medidos. O primeiro passo foi identificar cada arquivo levando em conta aspectos importantes referentes à experiência, tais como a energia da reação, tempo de duração da medida, entre outros. Esta etapa foi necessária pois durante o experimento optou-se por diversas vezes realizar uma mesma medida mais de uma vez, seja por uma baixa estatística obtida anteriormente, seja por algum problema detectado na eletrônica de aquisição ou até mesmo para realizar *runs* mais curtos a fim de garantir que

não haveria uma mudança significativa no ganho dos detectores. Realizada esta primeira etapa pode-se efetivamente iniciar a redução de dados.

A partir deste ponto a redução de dados utilizada será explanada em duas seções diferentes. Optou-se desmembrá-la pois aquela utilizada para extrair a seção de choque diferencial do primeiro estado excitado do ^{110}Pd é diferente da realizada para se obter dados referentes ao primeiro estado excitado do ^{112}Pd.

O método utilizado para extração das seções de choque diferenciais será demonstrado utilizando-se apenas um espectro de uma dada energia. No entanto, é importante ressaltar que o procedimento adotado foi o mesmo para todos os espectros analisados. As distribuições angulares referentes às demais energias serão apresentados na sessão de análise e discussão de dados. Vale ressaltar que as energias consideradas para as interações nucleares são as médias entre as energias de entrada e saída do feixe no alvo (calculadas com o programa $STOPX$), considerando a absorção no alvo existente em cada uma das experiências.

4.1.1 Redução de Dados - Primeiro Estado Excitado do ^{110}Pd

A primeira etapa da redução de dados do primeiro estado excitado do ^{110}Pd consistiu em "montar"os histogramas dos espectros obtidos em laboratório. Conforme dito anteriormente estes dados não sofreram qualquer tipo de análise prévia e portanto não estavam calibrados, logo, tais dados simplesmente refletem os ganhos ajustados nos amplificadores durante a experiência. Tais ganhos foram ajustados de forma priorizar as medidas dos raios γ na

região de 0 a $2500\,keV$, região na qual estavam concentrados os raios γ de interesse para o estudo.

A etapa seguinte consistiu em calibrar os espectros de radiação γ numa forma linear entre energia e canal cujo coeficiente angular fosse próximo a um, dessa forma cada canal do espectro torna-se equivalente a $1\,keV$, facilitando assim a visualização e interpretação dos dados. O método utilizado para a calibração dos espectros consistiu em identificar dois picos intensos e distantes entre si nos espectros não calibrados e, à partir deles, obter a reta de calibração. Os picos escolhidos deveriam ser provindos de reações cujos produtos apresentassem tanto um raio γ quanto uma partícula carregada, por conta disso optou-se por utilizar na calibração os fótons provindos do primeiro estado excitado do ^{110}Pd, cujo raio γ apresenta uma energia $E_\gamma = 373,8\,keV$, fruto da transição $2^+ \rightarrow 0^+$. O segundo raio γ escolhido para a calibração provém do decaimento $2^+ \rightarrow 0^+$ ($E_\gamma = 1779\,keV$) do ^{28}Si, gerado à partir da fusão do ^{16}O (provindo das oxidações do copo de $Faraday$ e do alvo) com o ^{18}O (resultando no ^{34}S) com a posterior evaporação de dois nêutrons e uma partícula α.

Nota-se que as transições γ escolhidas tiveram de atender uma série de requisitos desejáveis para que pudessem ser utilizadas na calibração. Primeiramente ambas possuem tanto a transição γ quanto o espalhamento ou emissão de uma partícula (^{18}O no primeiro caso e partículas α ou nêutrons no segundo). Um segundo aspecto interessante é que as duas energias de decaimento encontram-se bastante afastadas uma da outra, garantindo assim um melhor ajuste da reta de calibração. Um típico espectro de raios γ calibrado pode ser visto na figura 4.1, medido com o detector $C1$ e uma

energia de reação de $E = 53,6\,MeV$. Vale ressaltar que todos os espectros de radiação γ mostrados nesta redução de dados são referentes a esse mesmo detector e essa mesma energia.

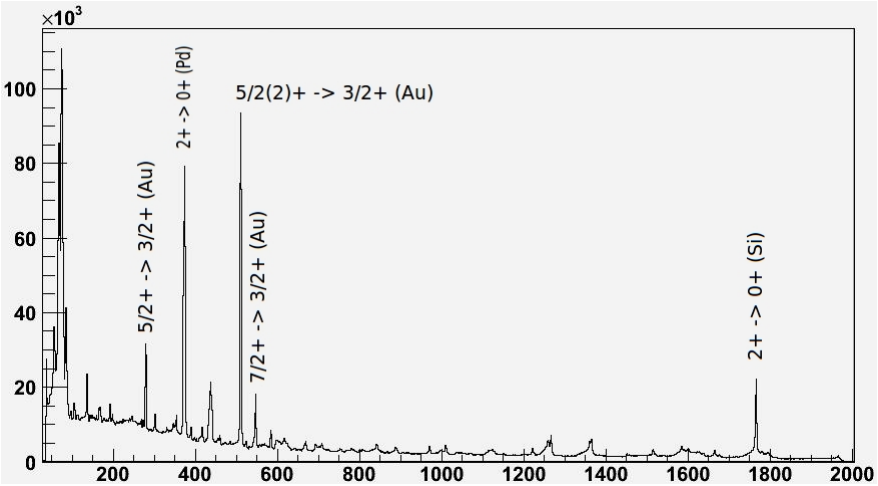

Figura 4.1: *Espectro de raios γ obtido com o detector de HPGe $C1$ e uma energia de reação de $E = 53,6\,MeV$. O ganho foi ajustado para manter a relação de $1\,keV$ por canal.*

O passo seguinte da análise baseia-se em correlacionar os eventos medidos nos detectores de partícula $E - \Delta E$ (cujo espectro pode ser visto na figura 4.2) com aqueles medidos nos detectores de radiação γ, buscando reconstruir as coincidências $\gamma - p$ ocorridas durante o processo de medição das radiações. A ideia básica por trás disso reside no fato de que, num espectro de raios γ, um pico que representa uma dada transição não traz a informação à respeito de qual detector $E - \Delta E$ mediu a partícula que estava em coincidência com esse fóton, ou seja, esse pico é na verdade uma soma de todos os eventos ocorridos nos onze detectores de partícula. Com isso, a informação acerca da distribuição angular dessa partícula é perdida. Felizmente essa informação

pode ser recuperada pois o arquivo fila contém a informação de qual detector $E - \Delta E$ foi o responsável por adquirir aquele dado.

Todos os espectros de partículas demonstrados nesta seção são referentes ao detector $E - \Delta E$ situado a $53,5°$ em relação à direção do feixe, cuja energia era de $E = 53,6\,MeV$.

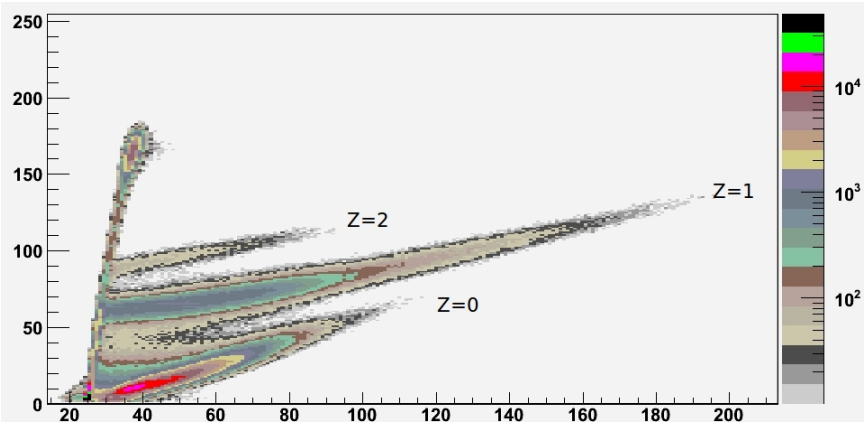

Figura 4.2: *Espectro de partículas referente ao detector $E - \Delta E$ situado a $53,5°$ em relação à direção do feixe e energia $E = 53,6\,MeV$.*

Para correlacionar os eventos do espectro γ com os eventos do espectro de partículas fez-se cortes em ambos os espectros selecionando as regiões de interesse para cada caso. No caso dos espectros de $E - \Delta E$ selecionava-se a região do espectro no qual os núcleos de ^{18}O se encontravam. Por ser um núcleo mais pesado que aqueles que usualmente são medidos (nêutrons, prótons e partículas α) nos detectores de partículas, conclui-se que o ^{18}O não atravessa a parte de ΔE desses detectores, encontrando-se concentrado na região de interesse demarcada do espectro de partículas, como observado na figura 4.3. Esse processo de realizar cortes no espectro foi utilizado para cada um dos onze detectores de partícula.

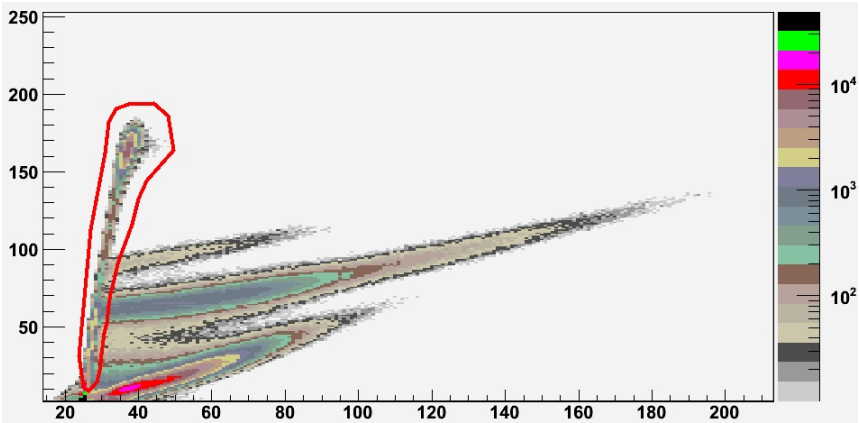

Figura 4.3: *Seleção das partículas participantes da reação* $^{110}Pd+^{18}O$ *que emitem uma radiação* γ *em coincidência.*

Um típico espectro medido de radiação γ pode ser visto na figura 4.4. Tal espectro contém todos os eventos medidos por esse dado detector, no entanto, muitos desses eventos não interessam à análise seguinte e, portanto, podem ser excluídos do mesmo. O processo utilizado para excluir os eventos desnecessários consiste em fazer o espectro de raios γ apenas com os eventos que estejam em coincidência com os eventos de partículas contidos no corte do espectro de partículas feito previamente e demonstrado na figura 4.3. Como produto deste processe obtém-se um espectro de raios γ com uma melhor razão entre contagens de do pico e contagens de fundo, isso pode ser visto na figura 4.5.

Nesses espectros de radiação γ obtidos em coincidência com os cortes nos eventos de ^{18}O espalhado selecionou-se a região do espectro que continha o decaimento $2^+ \rightarrow 0^+$ do ^{110}Pd, cuja localização no espectro é próximo ao canal de número 374. Nesse tipo de espectro selecionava-se três regiões distintas, também chamadas de janelas, que tinham diferentes funções. A

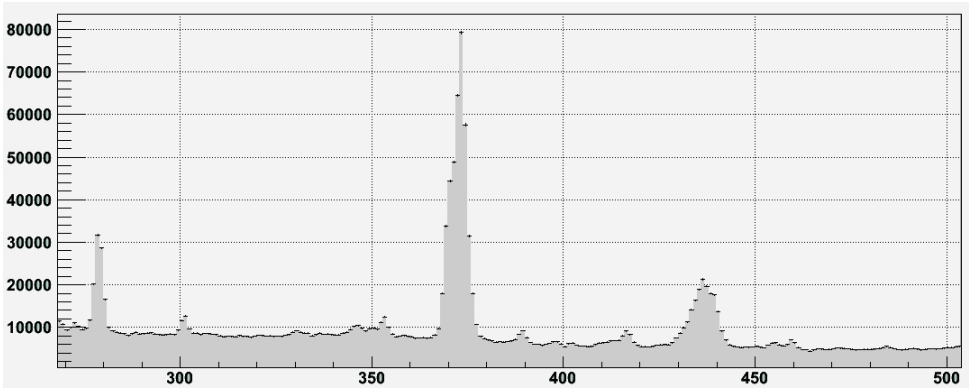

Figura 4.4: *Região do pico de* $374\,keV$ *do espectro de radiação* γ *detector de HPGe* $C1$ *e uma energia de reação de* $E = 53,6MeV$.

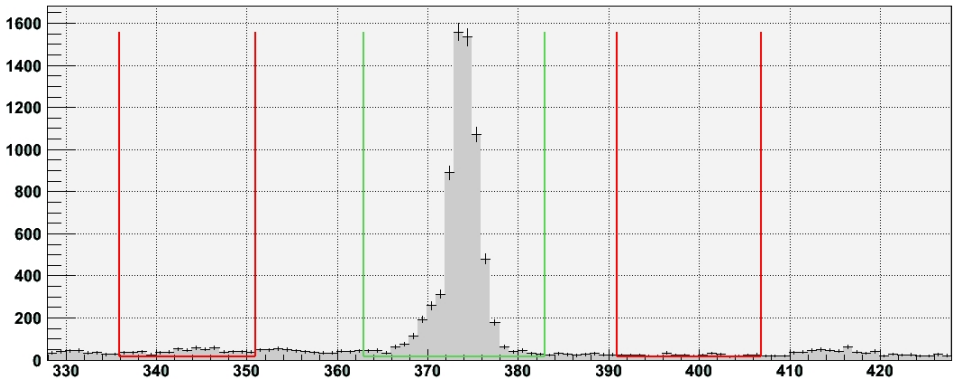

Figura 4.5: *Janela ao redor do pico de* $374\,keV$ *do espectro de radiação* γ *detector de HPGe* $C1$ *e uma energia de reação de* $E = 53,6MeV$ *em coincidência com os cortes nos eventos de* ^{18}O *espalhado no espectro bi-paramétrico da figura 4.3. Nota-se que o espectro apresenta uma razão pico-fundo superior do que aquela presente na figura 4.4.*

primeira região selecionada era uma janela contendo o fundo (*Compton* e casuais) para energias menores que o pico desejado, enquanto que a segunda

janela é o pico relacionado à transição que se deseja analisar. Já a última janela é o fundo (*Compton* e casuais novamente) para energias maiores que o pico de transição. Cada detector de HPGe tinha o seu próprio conjunto de três janelas selecionadas individualmente. A figura 4.5 ilustra tais janelas.

Após esse procedimento podia-se selecionar apenas os eventos que fossem comuns às combinações de cortes, resultando então em um espectro de partículas contendo apenas esses eventos. Quando se diz combinações de cortes refere-se às três combinações possíveis existentes entre o corte referente ao espectro de partículas com aqueles que se encontram no espectro de radiação γ, ou seja, faz-se a combinação entre os eventos selecionados do espectro de partículas com os dois cortes de fundo *Compton* e com o pico selecionado do espectro de radiação γ. Além do processo descrito anteriormente verifica-se (simultaneamente) se cada um desses eventos também encontra-se em coincidência com as janelas marcadas no espectro de tempo (figura 4.6) medido no módulo de TDC. O passo seguinte consistiu em projetar o espectro de partículas resultante em seu eixo ΔE, obtendo dessa forma um espectro de contagens por energia, que traz apenas os eventos de partícula em coincidência com o pico do espectro γ de energia $E_\gamma = 373,8\,keV$. Um exemplo desse espectro obtido pode ser visto na figura 4.7, onde nota-se claramente que o procedimento é bastante efetivo e reduz drasticamente o fundo dos espectros. Todo esse procedimento descrito anteriormente foi realizado utilizando-se um programa de computador que realizava cada etapa levando em conta os cortes fornecidos pelo usuário ao mesmo. Essa coincidência era realizada entre cada um dos onze detectores de partículas com cada um dos quatro detectores de radiação γ.

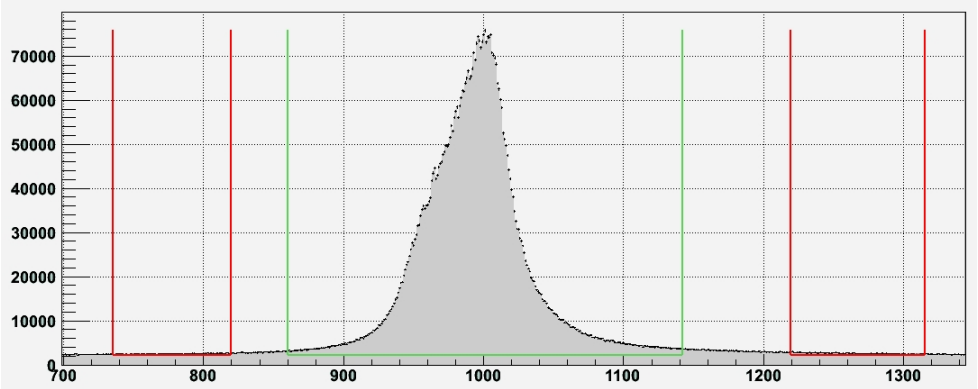

Figura 4.6: *Espectro de tempo do HPGe $C1$ e uma energia de reação de $E = 53,6MeV$.*

O passo seguinte da redução de dados consistiu em extrair as áreas referentes aos espectros obtidos anteriormente descontando-se as contagens de fundo, mesmo que essas fossem muito próximas de zero. O processo de extração de áreas consistia em escolher novamente três janelas, similares àquelas descritas anteriormente utilizadas nos espectros de raios γ. As janelas que selecionavam o fundo do espectro eram utilizados para obter uma reta cuja finalidade era dar uma indicação do valor a ser considerado para tal fundo. Uma média das contagens contidas nessas janelas de fundo aleatório era obtida para cada uma dessas janelas, tais médias eram usadas para traçar a reta de fundo que, por sua vez, era utilizada para descontar as contagens da janela do pico de transição. O procedimento anterior é melhor visualizado na figura 4.7.

A próxima etapa consistiu em transformar cada uma dessas áreas obtidas em seções de choque diferenciais. Para energias próximas à barreira a distribuição angular de raios γ pode ser aproximada pela excitação pura-

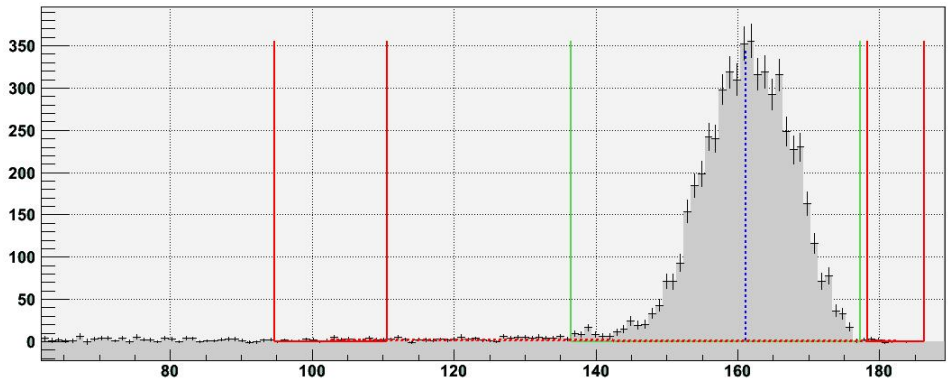

Figura 4.7: *Projeção no eixo y do espectro de partículas em coincidência com os raios γ do pico de energia $E_\gamma = 373,8\,keV$. Está mostrado também como se dá a extração da área do pico da transição desejada.*

mente Coulombiana. Assumindo tais pontos, e definindo que a intensidade real é o número de contagens em uma dada energia do espectro dividido pela eficiência de detecção nesta mesma energia, pode-se relacionar as intensidades obtidas experimentalmente com a seção de choque diferencial utilizando uma medida realizada em uma energia de referência (E_{ref}) baixa (abaixo ou muito próxima da barreira *Coulombiana* que era de $E_{barr} = 46,6\,MeV$) para normalizar os dados para cada energia, além disso um ângulo baixo de espalhamento de referência (θ_{ref}) também deve ser utilizado, para o qual há a garantia de que a seção de choque diferencial Coulombiana teórica para normalização é confiável para todos ângulos.

Para a intensidade γ ($Y(E, \theta_\gamma, \theta_p)$) pode ser realizada a aproximação para ângulos sólidos pequenos:

$$Y(E, \theta_\gamma, \theta_p) \approx I(E) N \frac{d^2\sigma}{d\Omega_p d\Omega_\gamma} \Delta\Omega_p(\theta_p) \Delta\Omega_\gamma(\theta_\gamma) \tag{4.1}$$

Onde $I(E)$ é a corrente de feixe que atinge o alvo e N o número de núcleos alvo e $\Delta\Omega_p(\theta_p)\Delta\Omega_\gamma(\theta_\gamma)$ os ângulos sólidos dos detectores. O procedimento de redução de dados adotado visa extrair a seção de choque diferencial independentemente desses parâmetros, que não são plenamente controláveis durante toda a experiência, muitas vezes apresentado oscilações durante uma mesma medição, utilizando-se de razões de intensidades.

O efeito da anisotropia da emissão de raios γ pode ser levado em conta definindo-se uma função *Probabilidade de Emissão Direcional* (PED), denotado pelo símbolo $W(\theta_\gamma, \varphi_\gamma, \theta_p, \varphi_p)$, que representa a densidade de probabilidade (por unidade de ângulo sólido $d\Omega_\gamma$) de que, uma vez ocorrido o decaimento γ em coincidência com a partícula (esta detectada na direção θ_p, φ_p), a direção de emissão γ seja $\theta_\gamma, \varphi_\gamma$. O valor desta função depende da diferença de ângulos polares $(\varphi_p - \varphi_\gamma)$, e, por simplicidade, escreve-se $W(\theta_\gamma, \theta_p)$ para os casos em que os ângulos polares sejam iguais. A integral na superfície da esfera $(\Delta\Omega_\gamma(\theta_\gamma) = 4\pi)$ da função $W(\theta_\gamma, \theta_p)$ é normalizada a 1.

Com esta definição, pode-se escrever:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_p d\Omega_\gamma} \approx \frac{d\sigma}{d\Omega_p}(E, \theta_p) W(\theta_\gamma, \theta_p) \tag{4.2}$$

Na fórmula 4.2, assume-se implicitamente que a função $W(\theta_\gamma, \theta_p)$ independe da energia. Embora isto já seja uma boa aproximação, esta condição será relaxada mais adiante quando forem feitas as estimativas teóricas de $W(\theta_\gamma, \theta_p)$. Substituindo-se na equação 4.1:

$$Y(E, \theta_\gamma, \theta_p) = I(E) N \frac{d\sigma}{d\Omega_p}(E, \theta_p) W(\theta_\gamma, \theta_p) \Delta\Omega_p \Delta\Omega_\gamma \tag{4.3}$$

Pode-se então definir uma razão (R_Y) entre grandezas obtidas experimentalmente dada por

$$R_Y = \frac{Y(E,\theta_p)}{Y(E_{ref},\theta_p)} \div \frac{Y(E,\theta^p_{ref})}{Y(E_{ref},\theta^p_{ref})} \tag{4.4}$$

e uma razão (R_σ) entre grandezas obtidas à partir de cálculos teóricos dada por

$$R_\sigma = \frac{d\sigma}{d\Omega_p}(E,\theta^p_{ref})\frac{\frac{d\sigma}{d\Omega_p}(E_{ref},\theta_p)}{\frac{d\sigma}{d\Omega_p}(E_{ref},\theta^p_{ref})} \tag{4.5}$$

Reorganizando os termos pode-se encontrar a expressão 4.6 para se seção de choque diferencial dependente da energia E de do ângulo de espalhamento da partícula θ_p.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_p}(E,\theta_p) = R_Y R_\sigma \tag{4.6}$$

A figura 4.8 é um exemplo de distribuição angular ($E = 53,6\,MeV$) cujos dados de normalização foram obtidos com uma energia de $E_{ref} = 50,1\,MeV$, tal figura traz a seção de choque diferencial com o cálculo de correção da anisotropia angular $W(\theta_\gamma,\theta_p)$. As seções de choque diferenciais obtidas para cada ângulo são calculadas obtendo uma média (ponderada pelas respectivas incertezas) da seção de choque diferencial obtida para cada um dos detectores de radiação γ de HPGe.

A obtenção dos valores teóricos de $W(\theta_\gamma,\theta_p)$ será descrita numa seção posterior, na qual também será feita uma análise sobre a relevância de cada efeito no cálculo da seção de choque diferencial.

A figura 4.8 não apresenta os dados referentes ao detector de partículas $E - \Delta E$ de número 7, localizado a aproximadamente 107° em relação ao

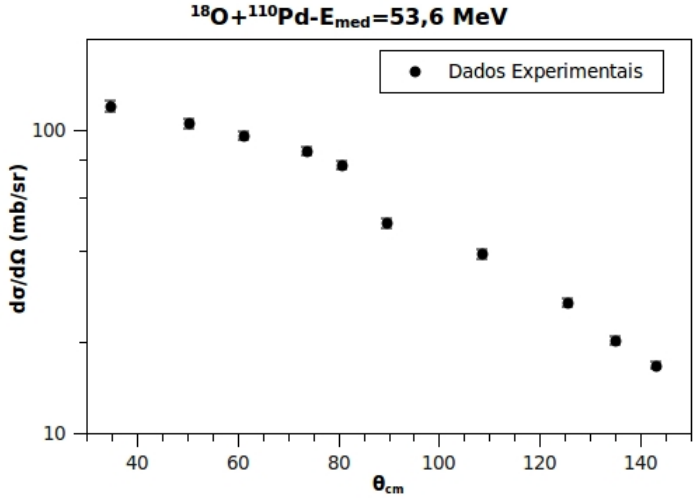

Figura 4.8: *Distribuição angular para o primeiro estado excitado do* ^{110}Pd *para energia de reação de* $E = 53,6\,MeV$*, cuja energia de normalização foi* $E_{ref} = 50,1\,MeV$*.*

feixe (no sistema de laboratório), isso deve-se ao fato da fotomultiplicadora deste detector apresentar um mau funcionamento desde o início do experimento e por consequência disso, seus espectros de partículas apresentaram uma taxa de contagens errada, sendo muito inferior se comparada aos demais detectores. O espectro típico desse detector pode ser visto na figura 4.9. Na experiência cujo feixe adentrava diretamente no ^{110}Pd os detectores localizados a aproximadamente 100° e 117° apresentaram mau funcionamento nas respectivas fotomultiplicadoras e, consequentemente, também não foram utilizados nesta dada experiência.

Tentou-se também estudar a transição $4^+ \rightarrow 2^+$ do ^{110}Pd, no entanto, notou-se que esta transição apresenta uma energia da radiação γ emitida de $E = 547,0\,keV$, valor muito próximo à energia da radiação emitida pela

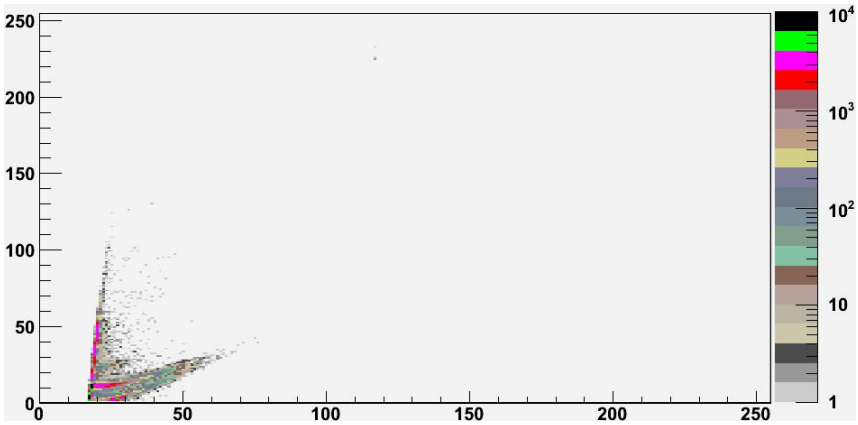

Figura 4.9: *Espectro do detector de partículas* $E - \Delta E$ *de número* 7, *localizado a aproximadamente* 107° *em relação ao feixe.*

transição $9/2^+ \rightarrow 7/2^+$ ($E = 547,5\,keV$) do ^{197}Au, que ocorre no *backing* do alvo. Estas transições podem ser vistas na figura 4.10. Como a transição referente ao ^{197}Au é mais intensa que aquela do ^{110}Pd não foi possível extrair os dados da transição desejada, visto que esses encontravam-se encobertos pela transição do Au.

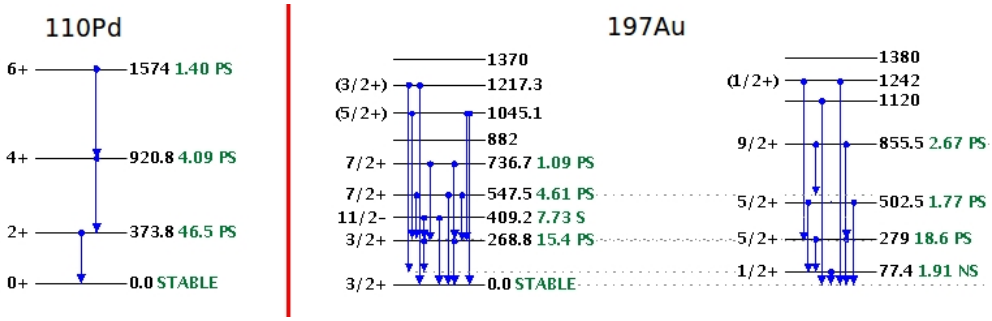

Figura 4.10: *Transições eletromagnéticas do* ^{110}*Pd e* ^{197}*Au.*

4.1.2 Redução de Dados - Primeiro Estado Excitado do ^{112}Pd

Deseja-se obter agora as distribuições angulares referentes ao primeiro estado excitado do ^{112}Pd, cujo decaimento γ apresenta uma radiação de energia $E_\gamma = 348,79\,keV$. O procedimento pensado para esta etapa visava relacionar as intensidades dos dados referentes ao ^{112}Pd com as intensidades e seções de choque diferenciais previamente calculadas para o ^{110}Pd. Pelo fato da radiação γ emitida em cada um dos processos apresentarem energias diferentes entre si deve-se realizar o cálculo da eficiência de detecção de uma radiação em função da energia da mesma a fim de garantir que todos os cálculos utilizados na obtenção da seção de choque diferencial fossem realizados de maneira correta.

Medidas foram realizadas em medidas de *singles* (sem coincidência com partículas) de radiação γ utilizando uma fonte de ^{152}Eu, para obter a curva de eficiência dependente da energia da radiação incidente. A fonte de ^{152}Eu emite raios γ provindos dos níveis excitados do ^{152}Sm, núcleo esse gerado à partir do decaimento por captura eletrônica do ^{152}Eu em $72,08\%$ dos casos, além dos raios γ cuja origem são os níveis excitados do ^{152}Gd, gerado à partir do decaimento $\beta-$ do ^{152}Eu cuja probabilidade de acontecimento é de $27,92\%$. As energias dos raios γ utilizados para obter a eficiência do detector assim como suas respectivas intensidades (I) se encontram na referência [24].

Após identificar esses picos de energia no espectro do ^{152}Eu (um exemplo pode ser visto na figura 4.11, referente ao detector $C1$) pôde-se extrair suas respectivas áreas seguindo o mesmo procedimento adotado quando se fez o mesmo nos espectros de raios γ do ^{110}Pd. O passo seguinte consistiu em obter

a calibração em eficiência de cada detector de HPGe. Para isso dividiu-se a área de cada pico referente a uma transição pela sua respectiva intensidade proporcional, obtendo-se assim medidas experimentais da eficiência, por fim obteve-se uma curva de calibração da forma $A(B + e^{\frac{-E\gamma}{C}})$ para cada um dos detectores. Os parâmetros ajustados para cada detector são vistos na tabela 4.1 e as curvas de calibração para cada detector podem ser vistos na figura 4.12

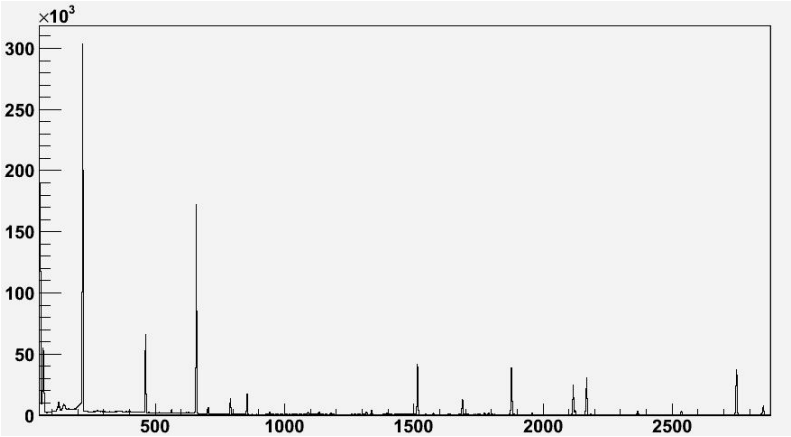

Figura 4.11: *Espectro de raios γ do ^{152}Eu para o detector $C1$. O ganho do detector foi ajustado de modo a se ter uma calibração de aproximadamente $1\,keV/canal$*

Tabela 4.1: Parâmetros obtidos para a curva de calibração de cada um dos quatro detectores de HPGe.

Detector	A	B	C
$C1$	692(32)	0,29(2)	371(27)
$C2$	884(38)	0,44(2)	357(25)
Ewa	639(31)	0,13(1)	246(18)
Rao	557(26)	0,12(1)	271(19)

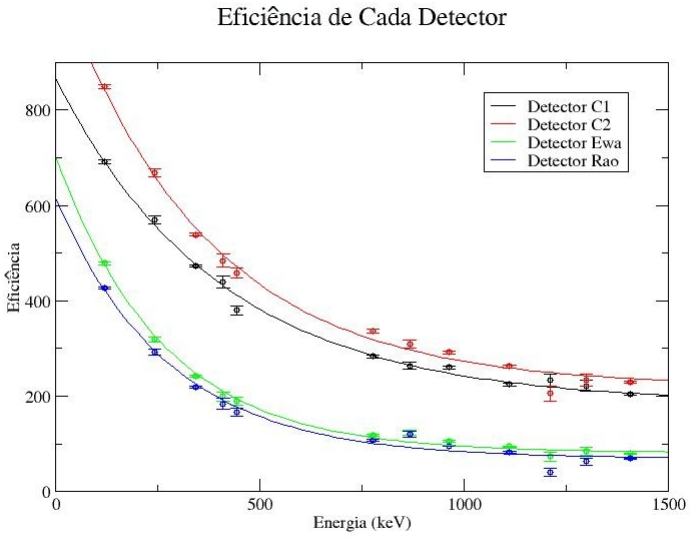

Figura 4.12: *Curvas de calibração obtidas para cada um do quatro detectores de HPGe à partir dos espectros de raios γ do ^{152}Eu.*

Os procedimentos seguintes são todos muito parecidos com aqueles adotados para a extração das seções de choque diferenciais do ^{110}Pd, logicamente a janela do espectro de raios γ teve de ser modificada, sendo agora ao redor do canal 349. Esta janela pode ser vista na figura 4.13 para o detector $C1$ e energia de feixe de $E = 53,6\,MeV$. Já os cortes nos espectros de partículas puderam ser mantidos visto que os isótopos ^{18}O e ^{16}O espalhados se encontram na mesma região do mesmo. Após efetuar os cálculos das intensidades experimentais com as calibrações mostradas na tabela 4.1, assim como dos fatores $W^{112}(E, \theta_\gamma, \theta_p)$ (referentes ao ^{112}Pd), novamente utilizando o programa FRESCO, pôde-se encontrar as seções de choque diferenciais da primeira transição do ^{112}Pd através da equação

$$\frac{d\sigma^{112}}{d\Omega_p}(E,\theta_p) = \frac{d\sigma^{110}}{d\Omega_p}\frac{Y^{112}}{Y^{110}}\frac{W^{110}(E,\theta_\gamma,\theta_p)}{W^{112}(E,\theta_\gamma,\theta_p)} \tag{4.7}$$

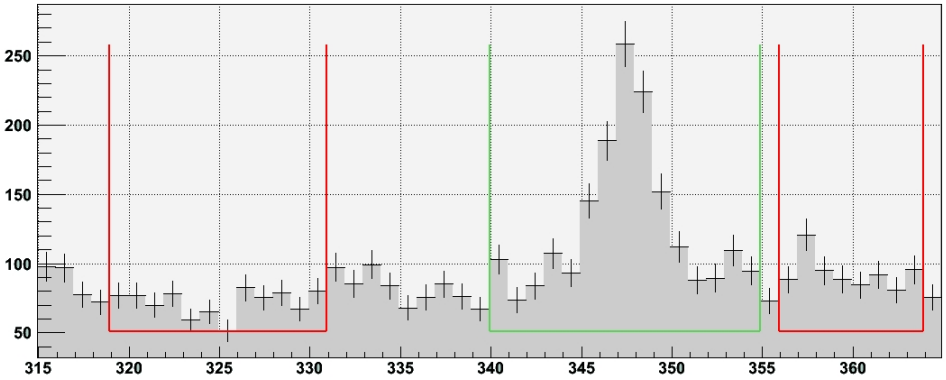

Figura 4.13: *Janela do espectro de raios γ próximo ao canal* 349*, ligado ao primeiro estado excitado do* ^{112}*Pd.*

Os demais fatores de correção também foram levados em conta e assim obteve-se a distribuição angular das seções de choque diferencias do primeiro estado excitado do ^{112}Pd, que pode ser visto na figura 4.14.

Também tentou-se obter dados referentes à reação de transferência de uma partícula α do ^{18}O para o ^{110}Pd (resultando no ^{114}Cd), no entanto verificou-se que tal reação não pôde ser medida durante os experimentos realizados pois esta apresenta uma seção de choque muito baixa se comparada com as demais (cerca de uma ordem de grandeza menor que a transferência de dois nêutrons).

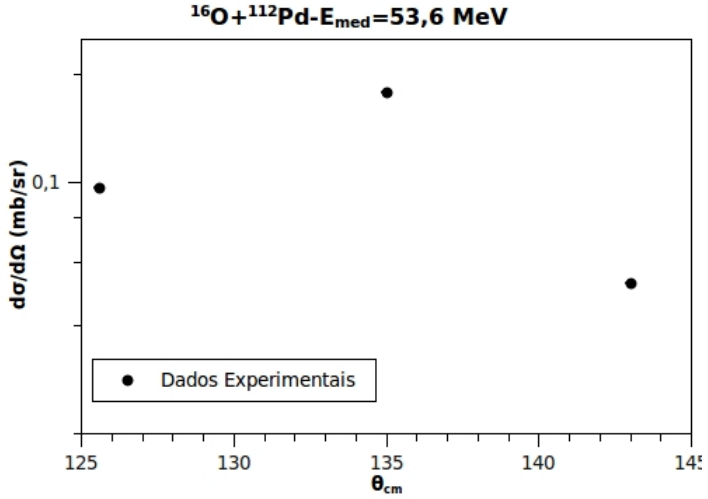

Figura 4.14: *Distribuição angular para o primeiro estado excitado do* ^{112}Pd *para energia de reação de* $E = 53,6\,MeV$*, cuja energia de normalização foi* $E_{ref} = 50,1\,MeV$.

4.2 Análise e Discussão dos Dados

Esta seção tem a finalidade de apresentar os dados obtidos, além de discuti-los. Primeiramente será feita uma explanação de como foi obtido o fator $W(\theta_\gamma, \theta_p)$, responsável por quantificar a correção devida à anisotropia do decaimento γ, considerando também outros efeitos relevantes que podem modificar tal fator. As subseções posteriores irão tratar de assuntos diversos. Primeiramente irá ser feita uma avaliação do quanto cada efeito pode modificar a distribuição angular. Esses efeitos são o possível decaimento em vácuo do núcleo de recuo, o efeito da perda de energia do projétil ao atravessar o alvo, a integração angular no detector de partículas e a correção devida ao tamanho finito do detector de raios γ.

4.2.1 Cálculo do Parâmetro $W(\theta_\gamma, \theta_p)$

A seção de choque diferencial utilizada para normalização dos dados, assim como o parâmetro $W(\theta_\gamma, \theta_p)$ (lembrando que este também depende da diferença entre os ângulos polares dos detectores de partículas e de raios γ) foram calculados à partir das saídas obtidas com o auxílio do programa FRESCO[22], utilizando o Potencial de São Paulo (SPP) nas formas $U(R) = (1 + 0,6i)V_{EL}^{SP}(R)$ e $U(R) = (0,6 + 0,6i)V_{EL}^{SP}(R)$ nos cálculos. A grande vantagem de utilizar tal programa é poder considerar tanto a interação *Coulombiana* quanto a nuclear nos cálculos desejados. O cartão de entrada do programa e sua explanação detalhada contendo os canais acoplados aos cálculos e reações de transferência possíveis encontram-se no APÊNDICE I. A seção de choque diferencial calculada pelo programa foi utilizada diretamente nos cálculos, no entanto o fator $W(\theta_\gamma, \theta_p)$ não pôde ser obtido diretamente do mesmo. A saída $fort.37$ do programa FRESCO fornece as amplitudes de espalhamento utilizadas na equação 2.38 e à partir de tais amplitudes foi possível calcular a matriz densidade e todos os demais termos a fim de se obter finalmente um valor para a distribuição angular da radiação γ.

Os cálculos descritos anteriormente foram realizados utilizando um programa de computador escrito em linguagem de programação $C++$ desenvolvido tanto pelo aluno quanto pelo professor José Roberto Brandão de Oliveira. Tal programa realizava o cálculo dos tensores estatísticos à partir da saída $fort.37$ do programa fresco, sendo também levadas em conta no cálculo as correções devido ao efeito de de-orientação nuclear e ao tamanho finito do detector de radiação γ. As posições dos detectores (tanto de radiação γ e de partículas) eram consideradas dados de entrada do programa,

assim como a energia do feixe e seus respectivos poderes de freamento da partícula que recua nas diferentes camadas do alvo. Como o ângulo de localização de cada detector e a abertura angular do mesmo eram dados de entrada do programa era possível obter a integração angular do parâmetro $W(\theta_\gamma, \theta_p)$ para cada detector. O poder de freamento também era um dado de entrada, logo, foi possível obter a integração em energia da amplitude de espalhamento, para isso era dada a energia de entrada do feixe no alvo e integrava-se entre tal energia e a energia de saída do mesmo (calculado à partir do poder de freamento e da espessura do alvo). A finalidade de realizar a integração em energia é levar em consideração a variação da energia do projétil no alvo.

O primeiro passo realizado pelo programa é a conversão dos ângulos e energias do sistema de laboratório para o sistema de centro de massa, essa etapa faz-se necessária pois as amplitudes de espalhamento fornecidas pelo programa FRESCO são calculadas no sistema de centro de massa da reação. Tais amplitudes foram calculadas num dado intervalo angular entre $15°$ e $170°$ com passo angular de $0,1°$. Usualmente, ao converter o valor de um dado ângulo do sistema de laboratório para o sistema de centro de massa, não se obtém um valor exato previamente calculado com o FRESCO. Por conta disso o que se faz é uma interpolação entre os quatro pontos vizinhos mais próximos (considerando a variação das amplitudes de espalhamento em função da energia e ângulo).

O cálculo do efeito devido ao decaimento em vácuo foi realizado utilizando a equação 2.52, no entanto os parâmetros A_1 e A_2 (fundamentais na equação referida) foram obtidas utilizando o programa GOSIA[18]. Tal programa

calcula a excitação Coulombiana de uma dada reação. A saída do programa GOSIA contendo os valores ajustados de A_1 e A_2 eram dados de entrada do programa para o cálculo da distribuição angular da radiação γ, que calcula o efeito devido ao decaimento em vácuos segundo a equação 2.52.

Outro parâmetro de entrada do programa era um arquivo contendo os estados do alvo e do projétil que foram utilizados nos cálculos de acoplamento. Tais estados devem ser os mesmos que foram previamente utilizados nos cálculos realizados com o programa FRESCO. Esse documento continha tanto os estados fundamentais quanto os excitados do alvo e do projétil. Além do arquivo contendo os estados dos núcleos participantes da reação também havia um outro arquivo que continha a relação das transições permitidas para cada núcleo envolvido, além de sua respectiva intensidade da transição. O principal uso desses arquivos é considerar o efeito de alimentação indireta de estados de menor energia por aqueles de energia superior, que altera as componentes do tensor estatístico. Para o primeiro estado excitado do ^{110}Pd considerou-se a alimentação devida aos estados $2(2)^+$, 4^+ e $0(2)^+$. Já no primeiro estado excitado do ^{112}Pd não se considerou qualquer alimentação superior.

Os dados de saída do programa são vários, entre eles há a distribuição angular $W(\theta_\gamma, \theta_p)$ e a componente escalar ($\lambda = 0$) do tensor estatístico, ρ_{00}. O valor dessa componente do tensor estatístico é diretamente proporcional ao valor da seção de choque integrada em ângulo e média em energia, logo, este passa a ser mais um valor teórico ao qual os dados experimentais podem ser comparados. O valor de $W(\theta_\gamma, \theta_p)$ é então uma média considerando as várias energias e ângulos possíveis da partícula ser detectada. Seu valor é utilizado

na correção dos dados experimentais que agora podem ser comparados com a distribuição angular teórica obtida com o programa FRESCO.

4.2.2 Estudo da Incorporação dos Diversos Efeitos ao Cálculo da Seção de Choque

O procedimento que visava verificar o quanto cada efeito influenciava nos dados foi realizado analisando-se o resultado dos cálculos com a inclusão, ou não, desse determinado efeito. Todo o procedimento foi realizado com os dados referentes à energia de $E = 53,6\,MeV$, pois eram dados que possuíam uma grande estatística, além de ser a energia mais próxima à energia média dentre todas aquelas medidas nas experiências.

Inicialmente todos os efeitos que se desejavam estudar estavam incluídos nos cálculos, no entanto podia-se optar por não considerar qualquer um deles nas contas. Quando desejava-se desconsiderar a integração em energia devia-se considerar o poder de freamento muito pequeno, da ordem de $10^{-5}\,\frac{MeV}{mg/cm^2}$, este procedimento é análogo àquele utilizado para retirar a integração angular dos cálculos, isto era feito considerando o detector como sendo aproximadamente pontual, para isso considerava-se a abertura angular dos mesmos também da ordem de $10^{-5\circ}$. Para desconsiderar o efeito do tamanho finito do detector de HPGe adotava-se os parâmetros A_1 e A_2 da equação 2.52 com valores 1 e 0, respectivamente, anulando o efeito do tamanho finito do detector, segundo indica a própria equação 2.52. Por fim, o decaimento em vácuo não era levado em conta nos cálculos caso o fator giromagnético de um determinado núcleo fosse considerado como nulo.

Realizaram-se os cálculos do fator de anisotropia $W(\theta_\gamma, \theta_p)$ considerando

algumas combinações possíveis dentre os quatro efeitos descritos anteriormente. Inicialmente desconsiderou-se todos os efeitos existentes, após isso considerou-se a incorporação da integração em energia. Após verificar qual a intensidade desse efeito o passo seguinte foi a incorporação de mais um efeito (integração em ângulo), deixando os outros dois de fora dos cálculos. O próximo efeito a ser integrado aos cálculos foi o tamanho finito do detector de radiação γ. Por fim realizou-se os cálculos com todos os efeitos incorporados aos mesmos (considerou-se o decaimento em vácuo junto aos demais).

Após a obtenção dos cálculos teóricos resolveu-se realizar uma análise dos fatores $W(\theta_\gamma, \theta_p)$ obtidos antes de incorporá-los aos dados experimentais. Num primeiro instante, decidiu-se estudar o quanto a incorporação de cada efeito nos cálculos modifica a probabilidade de emissão de uma radiação γ num dado ângulo (PED). Num segundo momento optou-se por estudar a variação dessa mesma PED em função da energia da reação, ou seja, estudou-se se a mesma era afetada de maneira significativa conforme a energia do feixe acelerado era variada.

Os cálculos teóricos das probabilidades de emissão em função do ângulo da radiação γ foram realizados apenas para a energia de reação de $E = 53,6\,MeV$. Os valores de tais probabilidades de emissão em função do ângulo do espalhamento comparando os valores das probabilidades obtidos quando desconsidera-se qualquer efeito com aqueles obtidos ao considerar apenas o efeito de decaimento em vácuo são apresentados na figuras 4.15.

Observa-se da figura 4.15 que o efeito de decaimento em vácuo modifica de maneira significativa as probabilidades de emissão em função do ângulo

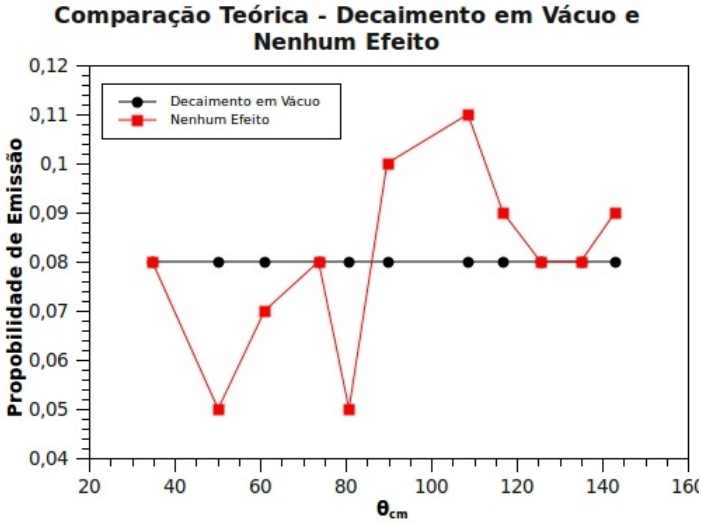

Figura 4.15: *Comparação entre valores teóricos das probabilidades de emissão em uma dada direção (para uma radiação γ) sem qualquer efeito ou considerando apenas o decaimento em vácuo para uma energia de reação de $E = 53,6MeV$.*

de espalhamento de uma radiação γ, de fato tal efeito tende a tornar a emissão mais isotrópica, o que já era previsto teoricamente, no entanto, não era esperado que tal efeito deixa-se a distribuição angular da radiação γ tão isotrópica. Após a realização de mais algumas simulações viu-se que isto ocorria para qualquer velocidade de recuo do alvo, algo que não é esperado. Após uma rigorosa apuração dos fatos, concluiu-se que a incorporação deste efeito nos cálculos não foi realizado da forma correta, logo os resultados obtidos não são confiáveis ao levar em conta tal efeito. Estudos posteriores demonstraram que o problema se encontra na equação fornecida pela referência[18]. Tal referência, embora possa calcular de forma correta a incorporação desse efeito, não fornece a equação correta para o mesmo em seu manual. Logo, momentaneamente esse efeito será desconsiderado dos cálculos.

A próxima figura (4.16) é a comparação percentual dos cálculos que desconsideram qualquer efeito com aqueles que levam em conta cada um dos outros três efeitos (apenas um de cada vez) para os detectores de HPGe $C1$.

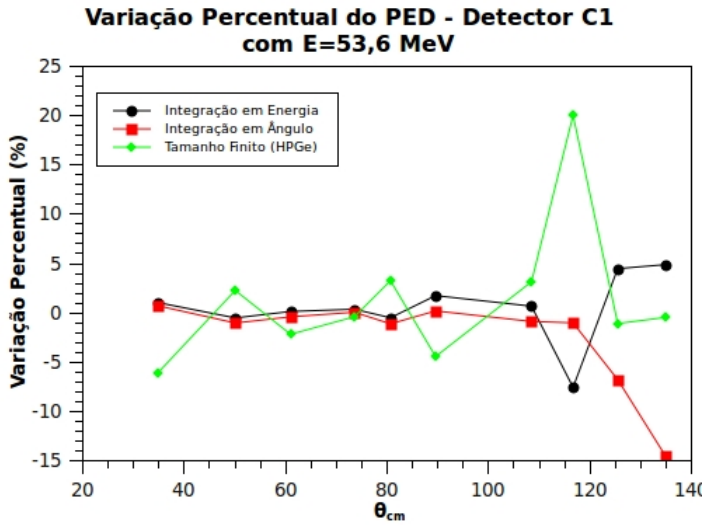

Figura 4.16: *Comparação percentual entre valores teóricos das probabilidades de emissão em uma dada direção sem qualquer efeito ou considerando separadamente os efeitos de integração em energia e ângulo, além da correção do tamanho finito para o detector $C1$ e energia de $E = 53,6\,MeV$.*

Pela figura 4.16 vê-se que a PED do decaimento γ se modifica de forma muitíssimo discreta (no máximo 5% para o primeiro caso 15% para apenas um ângulo no segundo caso) quando se considere as integrações angular e em energia nos cálculos. Já a correção do tamanho finito do detector de HPGe altera de maneira mais marcante a anisotropia do decaimento γ, cerca de 5% para alguns ângulos a maior parte dos ângulos podendo chegar a 20% em casos extremos.

Após esse estudo do funcionamento da teoria incorporou-se tais resultados

aos dados (somente para o detector de HPGe $C1$) a fim de verificar como estes iriam se comportar. Inicialmente desconsiderou-se todos os efeitos descritos anteriormente dos cálculos, com isso obteve-se a figura 4.17, que representaria a anisotropia pura, ou seja, o valor do cálculo quando nenhum dos efeitos (integração em energia, integração no ângulo sólido do detector de partículas, tamanho finito do detector de HPGe e decaimento em vácuo) está incluído no mesmo.

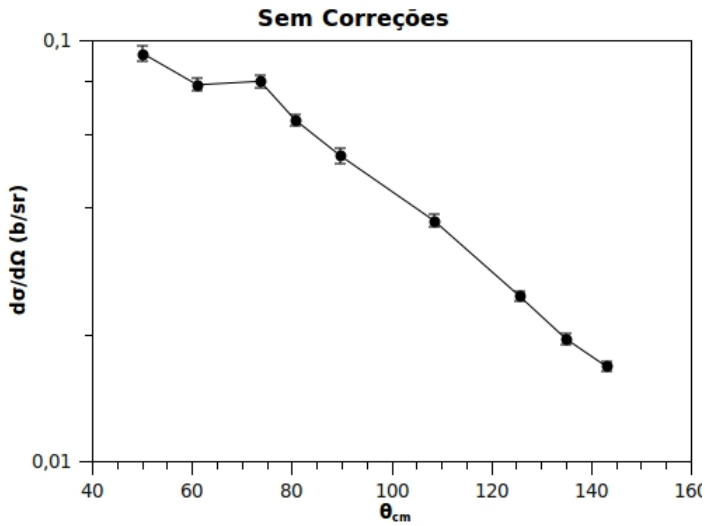

Figura 4.17: *Distribuição angular para uma energia de reação de* $E = 53,6\,MeV$ *desconsiderando todos os efeitos que estavam sendo estudados.*

O passo seguinte foi considerar um efeito de cada vez, primeiramente incorporando aos cálculos apenas o efeito provindo da integração em energia dos dados. Ao considerar apenas tal efeito obteve-se a figura 4.18, que mostra a comparação da distribuição angular quando consideramos tal efeito e quando não consideramos qualquer um dos efeitos propostos.

Nota-se que este efeito é desprezível pois a sua distribuição angular encontra-

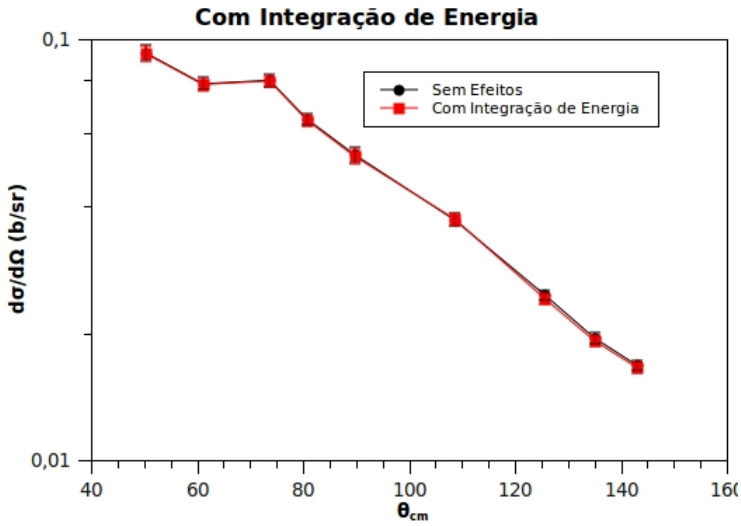

Figura 4.18: *Distribuição angular para uma energia de reação de* $E = 53,6\,MeV$ *considerando apenas o efeito de integração em energia.*

se praticamente sobreposta àquela que desconsidera qualquer efeito. Na figura 4.19 considera-se tanto a integração em energia perdida no alvo quanto a integração angular do detector de partícula e, como era de se esperar, a distribuição novamente não se altera de maneira significativa quando comparada com àquela sem qualquer efeito incorporado aos cálculos.

O passo seguinte foi a incorporação do efeito de tamanho finito do detector de HPGe, isto pode ser visto na figura 4.20

Mesmo com a incorporação deste efeito novamente nota-se que o efeito atua de maneira muito discreta na distribuição angular. No entanto, pela primeira vez há uma diferença visível entre as seções de choque diferenciais para alguns ângulos.

Embora se saiba que o efeito do decaimento em vácuo esteja sendo calculado de uma maneira errada pode-se realizar o estudo incorporando-o aos

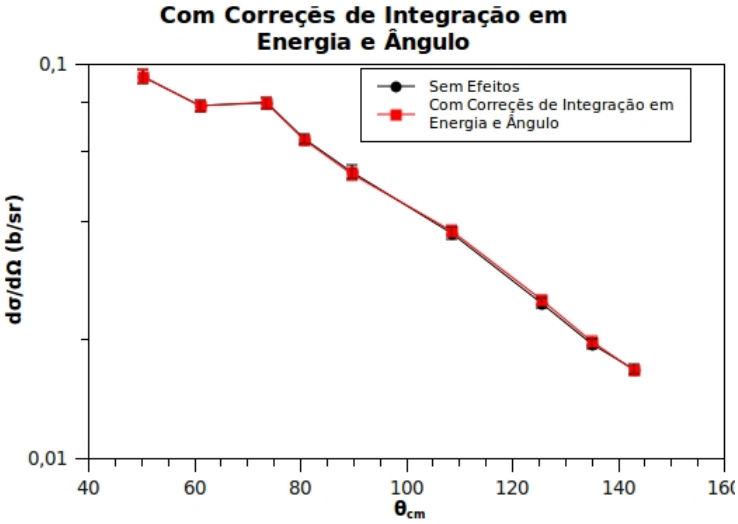

Figura 4.19: *Distribuição angular para uma energia de reação de* $E = 53,6\,MeV$ *considerando os efeitos de integrações em ângulo e energia.*

cálculos. Tal estudo iria ser um indicativo de quanto a distribuição angular pode ser modificada quando esse efeito atinge o seu valor máximo, ou seja, quando deixa a distribuição angular isotrópica. A figura 4.21 traz a distribuição angular para a energia de de $E = 53,6\,MeV$ considerando a distribuição angular isotrópica.

Da análise da figura 4.21 pode-se inferir que apenas o efeito de decaimento em vácuo modificaria de maneira significativa a distribuição angular das seções de choque diferenciais. Mesmo este efeito estando exagerado para os dados anteriores nota-se que distribuição angular é alterada de uma maneira suave, provando a eficácia do método de análise, visto que esse mostra-se sólido mesmo quando não há a total certeza sobre os cálculos dos efeitos que estão sendo considerados nos mesmos. Os resultados para $W(\theta_\gamma, \theta_p)$ podem ser vistos na figura 4.22. Tal figura traz a probabilidade de emissão

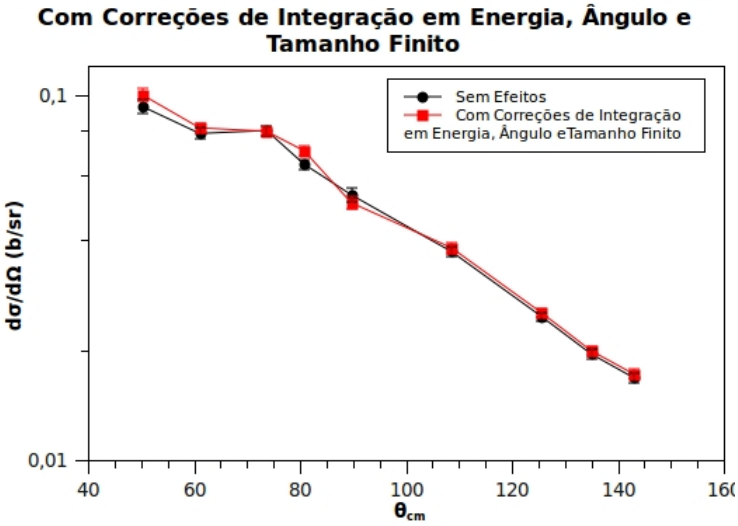

Figura 4.20: *Distribuição angular para uma energia de reação de* $E = 53,6\,MeV$ *considerando os efeitos de integrações em ângulo e energia, além da correção pelo tamanho finito do detector.*

de uma radiação γ em função do ângulo considerando cada um dos efeitos citados anteriormente. Nota-se que os resultados discutidos previamente são corroborados pela mesma. Esta figura de anisotropia foi obtida para o detector de HPGe *Rao* ($\phi = 144°$) em conjunto com o detector de partícula localizado a aproximadamente 136° em relação ao feixe.

O estudo seguinte consiste em analisar como a anisotropia do decaimento responde quando há um incremento na energia da reação proposta. Para tal fim o primeiro procedimento foi verificar como evolui a probabilidade de emissão (numa dada direção ou ângulo) de uma radiação γ em função da energia para o detector $C1$ no ângulo de espalhamento da partícula de $30,1°$. Os resultados teóricos foram calculados considerando todos os efeitos possíveis nos cálculos, estes são apresentados na figura 4.23.

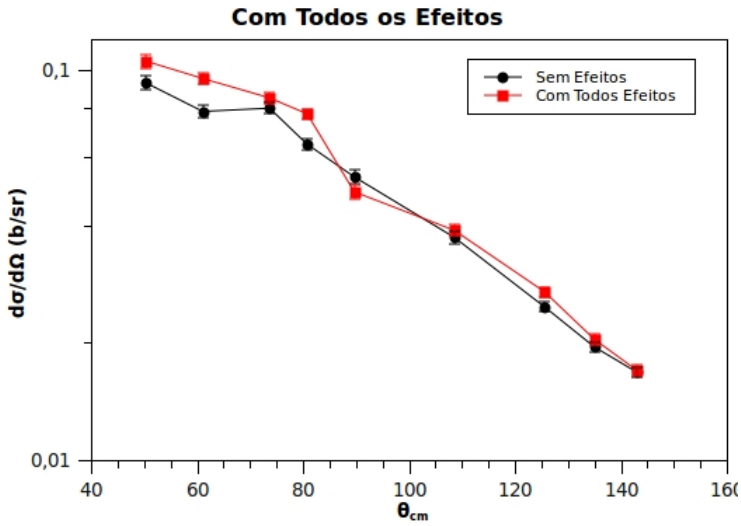

Figura 4.21: *Distribuição angular para uma energia de reação de* $E = 53,6\,MeV$ *considerando todos os efeitos que estavam sendo estudados.*

Pela figura 4.23 espera-se que a anisotropia não varie de maneira significativa conforme a energia seja incrementada. Tal figura mostra que a ordem de grandeza da mudança relativa no PED é por volta de 10^{-4}. Para verificar se isso ocorria também nos dados experimentais optou-se por estudar a relação entre intensidades existente entre os dados dos quatro detectores de HPGe do sistema. Tal relação entre intensidades pode ser utilizada para o estudo pois ela está diretamente ligada à relação $W(\theta_\gamma, \theta_p)$. A demonstração desse fato é bastante simples, basta lembrar que a intensidade (área de um pico dividido pela eficiência de detecção do mesmo) relaciona-se com a seção de choque segundo a equação 4.3, com isso, quando se faz uma razão entre elas e cancelam-se os termos similares obtém-se, a seguinte equação

$$\frac{Y(E, \theta_\gamma^{(2)}, \theta_p)}{Y(E, \theta_\gamma^{(1)}, \theta_p)} = \frac{W(\theta_\gamma^{(2)}, \theta_p)}{W(\theta_\gamma^{(1)}, \theta_p)} \tag{4.8}$$

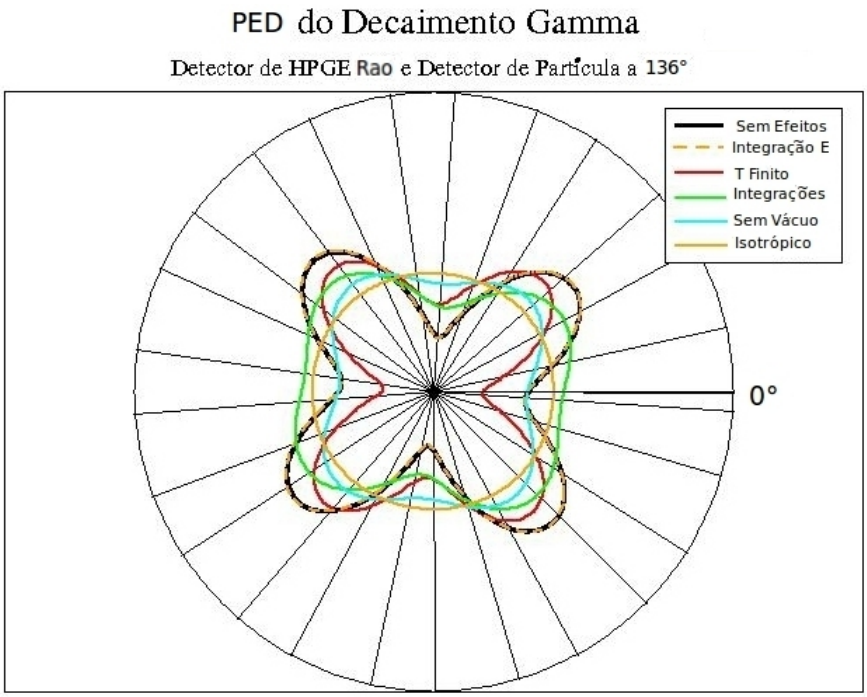

Figura 4.22: *Probabilidade de emissão de uma radiação γ em função do ângulo para uma energia de reação de $E = 53,6\,MeV$. Anisotropia obtida para o detector de HPGe Rao em conjunto com o detector de partícula localizado a aproximadamente* 136° *em relação ao feixe.*

Com isso, o procedimento adotado para estudar a evolução em energia da anisotropia de decaimento foi fazer a razão entre intensidades existente entre os detectores de HPGe $C1$ e $C2$ (figura 4.24) e essa mesma razão entre os detectores Ewa e Rao (figura 4.25). Essas razões experimentais para várias energias estão expressas a seguir, além dos respectivos resultados obtidos teoricamente (desconsiderando apenas o efeito de decaimento em vácuo) para uma energia de $E_3 = 53,6\,MeV$.

Há uma diferença entre as razões obtidas na figura 4.24 e na figura 4.25

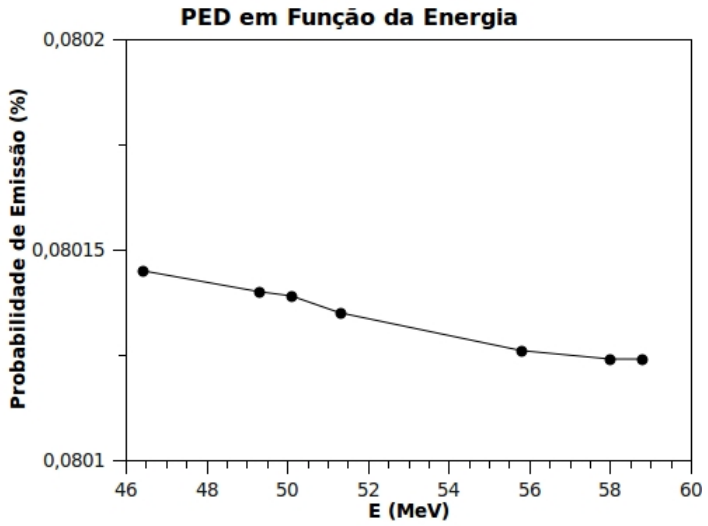

Figura 4.23: *Probabilidade teórica de emissão em um dado ângulo da radiação γ em função da energia para o detector $C1$, com ângulo de espalhamento da partícula de* $30,1°$.

pois os detectores *Ewa* e *Rao* não estão no plano horizontal, caso que ocorre com os detectores de HPGe $C1$ e $C2$. No entanto, quando consideram-se as correlações existentes apenas entre os pares de detectores propostos nota-se claramente que praticamente todas as razões, para todas as diferentes energias e ângulos, são compatíveis entre si. Nota-se claramente ainda que os pontos experimentais seguem a tendência teórica. Os resultados teóricos e experimentais poderiam ser mais compatíveis visto que a atenuação em vácuo, que não foi levada em conta nos cálculos, poderia tornar as discrepâncias menores em determinados pontos. Pode-se inferir disso que os resultados teóricos demonstrados na figura 4.23 foram comprovados experimentalmente, ou seja, a variação da probabilidade de emissão de uma radiação γ segundo a variação de energia da reação é menor do que a precisão do experimento,

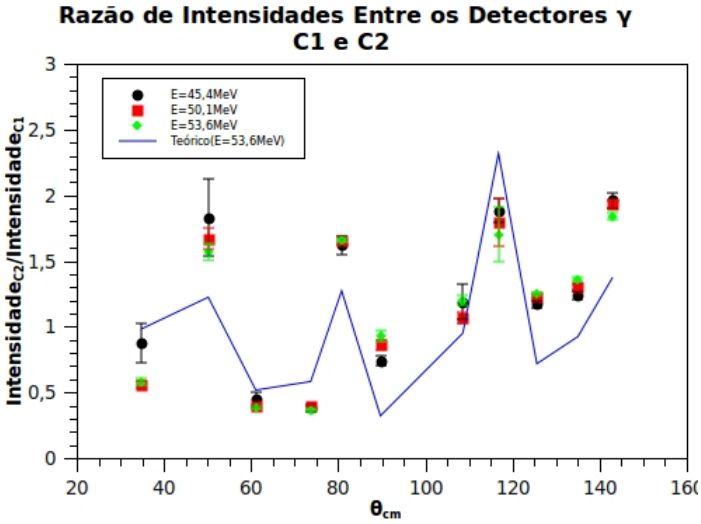

Figura 4.24: *Razão entre intensidades existente entre os detectores de HPGe* $C1$ *e* $C2$. *Comparação teórica com a as mesmas razões para uma energia de* $E_3 = 53,6\,MeV$.

logo, esta pode ser tomada como constante.

4.2.3 Distribuições Angulares Obtidas Para o Primeiro Estado Excitado do ^{110}Pd

A primeira etapa consistiu em realizar novamente a razão entre as intensidades. No entanto, não se fez mais a razão entre intensidades pertencentes a diferentes detectores, mas sim a razão entre aquelas intensidades pertencentes a um mesmo detector de HPGe mas com diferentes energias de reação. A razão (conforme mostra a equação 4.3) de áreas deve ser a mesma independente do detector, ou seja, não importa qual detector esteja sendo avaliado este deve apresentar a mesma razão entre áreas quando comparado com os

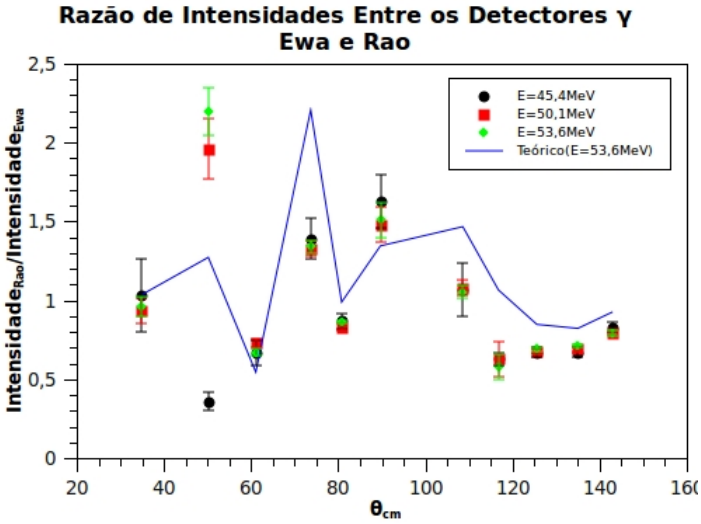

Figura 4.25: *Razão entre intensidades existente entre os detectores de HPGe Ewa e Rao. Comparação teórica com a as mesmas razões para uma energia de* $E_3 = 53,6\,MeV$.

demais, pois a razão de áreas está diretamente ligada à razão de seções de choque e esta é independente do detector de HPGe.

Realizou-se o procedimento descrito anteriormente para os dados provindos da segunda experiência (na qual o feixe passa primeiramente pelo Au). Nessa experiência foram medidas três diferentes energias ($E_1 = 45,4\,MeV$; $E_2 = 50,1\,MeV$ e $E_3 = 53,6\,MeV$). Logo, pelo procedimento de redução de dados a menor energia é utilizada como normalização das demais, restando somente duas distribuições angulares a serem calculadas.

A análise da figura 4.26 revela imediatamente que algo não está certo, visto que há uma discrepância visível entre as razões de intensidades, e consequentemente entre as razões de seções de choque, obtidas com cada detector de HPGe. Decidiu-se, analisar o espectro referente ao pico do decaimento γ

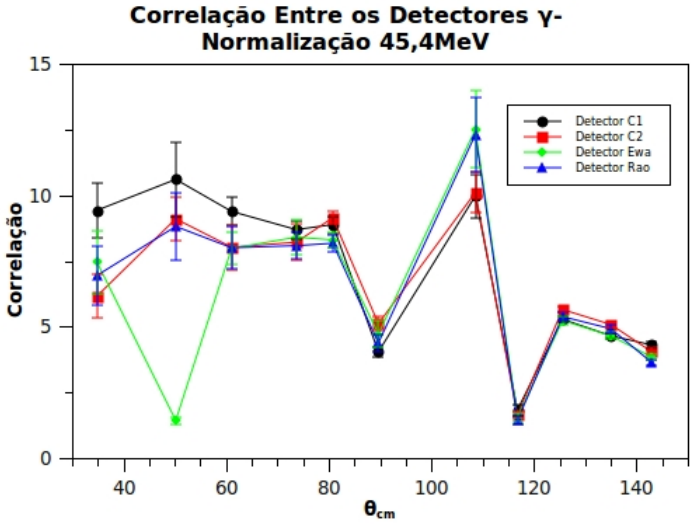

Figura 4.26: *Razão entre intensidades dos dados cujas energias de reação eram* $E = 45,4\,MeV$ *e* $E = 53,6\,MeV$ *para cada um dos quatro detectores de HPGe.*

que estava sendo estudado para verificar se não havia nada de errado com o mesmo. Tal pico de decaimento está mostrado na figura 4.27, referente ao decaimento γ obtido pelo detector de HPGe $C2$ em coincidência com o ângulo de espalhamento de $30,1°$. Nota-se claramente que este é um pico duplo, no entanto, como este detector encontrava-se num ângulo muito grande em relação ao feixe (cerca de 101°), tal duplicação não poderia ser explicada simplesmente pelo efeito *Doppler* ocorrido no pico. Muito provavelmente há a presença de um contaminante desconhecido no pico, algo que pode alterar de maneira muito significativa as distribuições angulares da experiência em questão. Este fato pode inclusive explicar o motivo de um do pontos, referente ao detector de HPGe *Ewa*, na figura 4.26 se encontrar tão distante dos demais.

Por conta dos resultados obtidos anteriormente decidiu-se mudar a energia

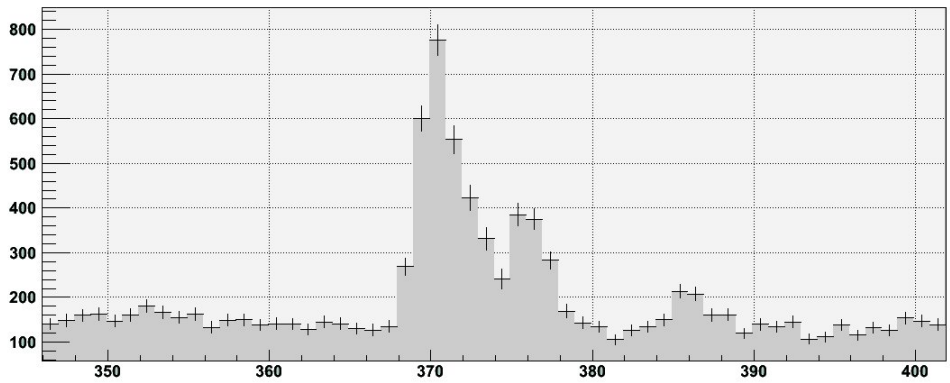

Figura 4.27: *Pico relacionado ao decaimento do primeiro estado excita do* ^{110}Pd *para uma energia de* $E = 53,6MeV$ *. Esta transição foi obtida à partir da coincidência entre uma radiação* γ *medida com o detector* $C2$ *e uma partícula obtida pelo detector localizado a* $30,1°$ *em relação ao feixe.*

de normalização dos dados, elevando-a para $E_{ref} = 50,1\,MeV$. Ao realizar novamente a razão entre intensidades obteve-se a figura 4.28.

Nota-se por ela que a relação entre seções de choque permanece a mesma independente do detector de HPGe. Portanto decidiu-se utilizar para esta segunda experiência os dados obtidos com a energia de $E_{ref} = 50,1MeV$ para normalização. Embora esta escolha melhore a qualidade dos dados obtidos isso implica que as medições feitas com energia de $E_{ref} = 45,4\,MeV$ não serão utilizados. A figura 4.29 mostra a distribuição angular da energia de $E = 53,6\,MeV$ normalizados com os dados da energia de $E_{ref} = 50,1\,MeV$.

A figura 4.30 trás os dados referentes novamente à distribuição angular da energia de $E = 53,6\,MeV$, só que agora normalizados com os dados da energia de $E_{ref} = 45,4\,MeV$.

Comparando-se as figuras 4.29 e 4.30, ambas mostradas anteriormente,

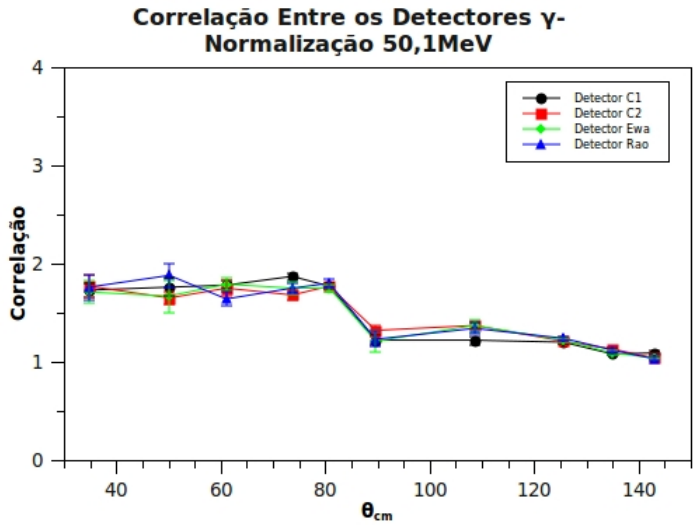

Figura 4.28: *Razão entre intensidades dos dados cujas energias de reação eram* $E = 50,1\,MeV$ *e* $E = 53,6\,MeV$ *para cada um dos quatro detectores de HPGe.*

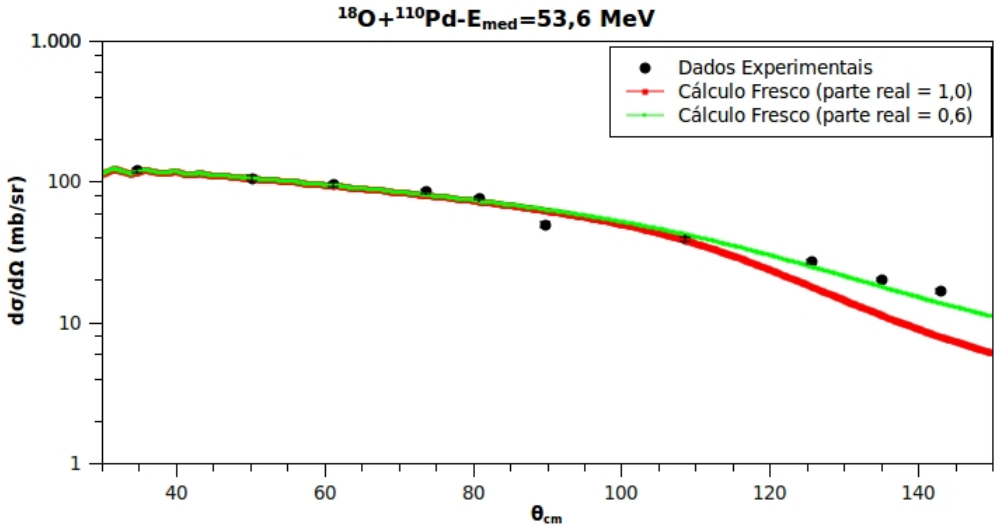

Figura 4.29: *Distribuição angular referente à energia de reação de* $E = 53,6\,MeV$ *cujos dados de normalização provêm da energia de* $E_{ref} = 50,1\,MeV$.

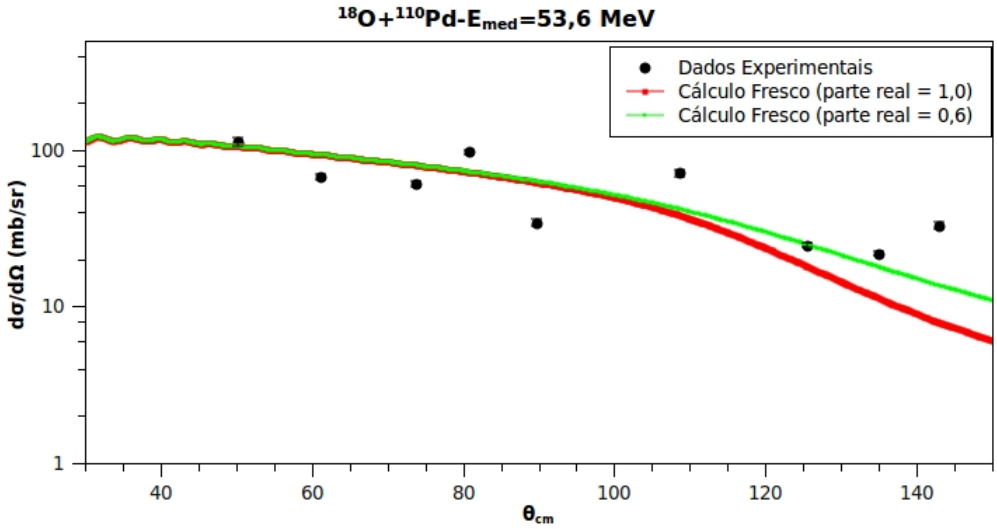

Figura 4.30: *Distribuição angular referente à energia de reação de* $E = 53,6\,MeV$ *cujos dados de normalização provêm da energia de* $E_{ref} = 45,4\,MeV$*, para o qual há contaminação do pico do decaimento* γ*.*

torna-se claro como a normalização por $E_{ref} = 50,1\,MeV$ confere uma maior confiabilidade aos dados. Quando compara-se estes dados com aqueles apresentados na referência [26] vê-se claramente que a normalização utilizando a energia de $E_{ref} = 50,1\,MeV$ é mais compatível com outros dados.

Um fato que deve ser mencionado é que, embora não esteja explicitado nos gráficos, há uma integração nos dados dos valores dos ângulos das distribuições angulares apresentadas anteriormente, devida à abertura angular dos detectores de partículas apresentados na tabela 3.1. Este efeito é levado em conta nos cálculos teóricos que foram realizados. Os dados referentes à primeira experiência, aquela na qual o feixe adentra no alvo diretamente pelo ^{110}Pd, não apresentaram qualquer problema quanto à energia de normalização ($E_{ref} = 46,4\,MeV$) ou quanto à existência de um contaminante nos

dados. As figuras que se seguem referem-se às várias distribuições angulares obtidas nesta experiência.

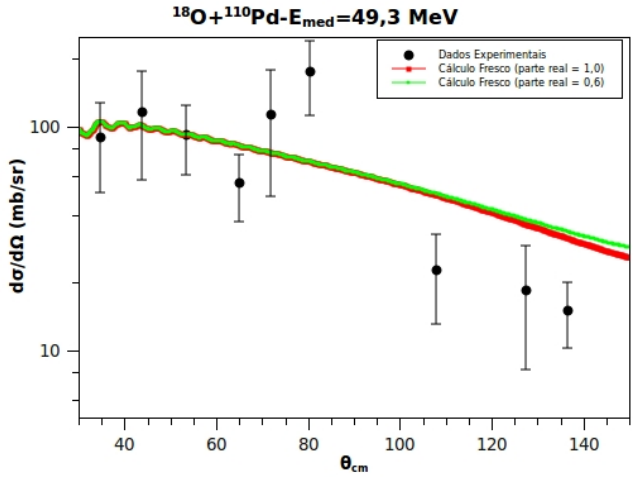

Figura 4.31: *Distribuição angular referente ao primeiro estado excitado do* ^{110}Pd, *com energia de reação de* $E = 49,3\,MeV$.

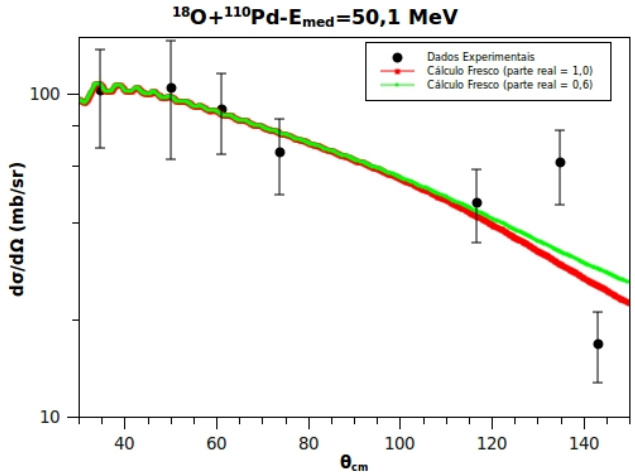

Figura 4.32: *Distribuição angular referente ao primeiro estado excitado do* ^{110}Pd, *com energia de reação de* $E = 50,1\,MeV$.

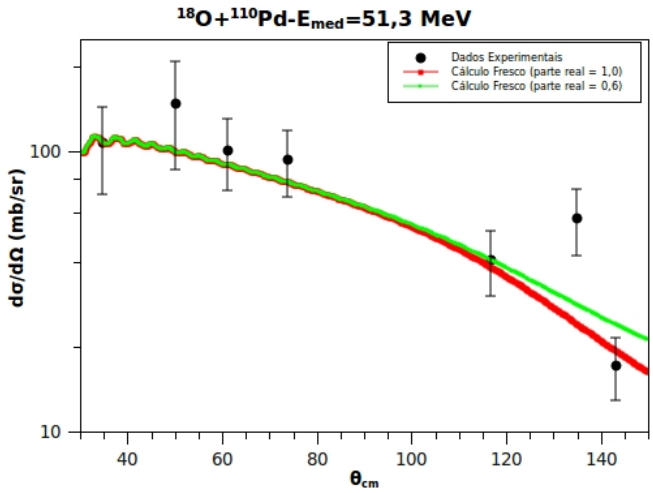

Figura 4.33: *Distribuição angular referente ao primeiro estado excitado do* ^{110}Pd, *com energia de reação de* $E = 51,3\,MeV$.

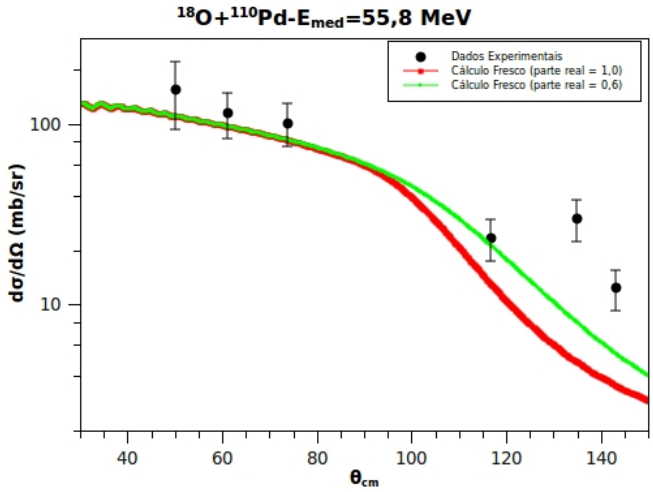

Figura 4.34: *Distribuição angular referente ao primeiro estado excitado do* ^{110}Pd, *com energia de reação de* $E = 55,8\,MeV$.

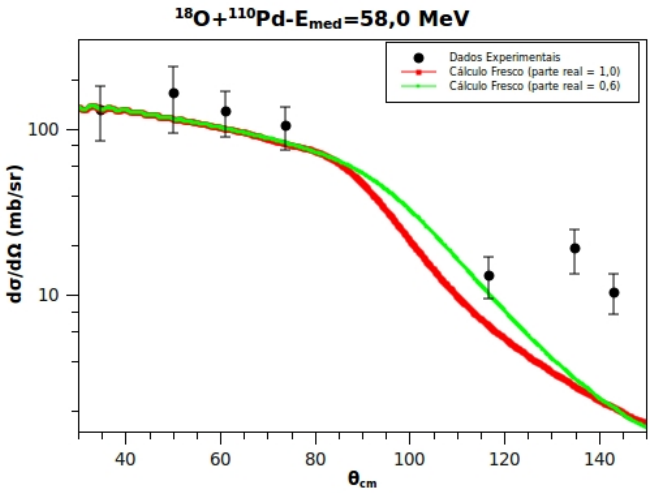

Figura 4.35: *Distribuição angular referente ao primeiro estado excitado do* ^{110}Pd, *com energia de reação de* $E = 58,0\,MeV$.

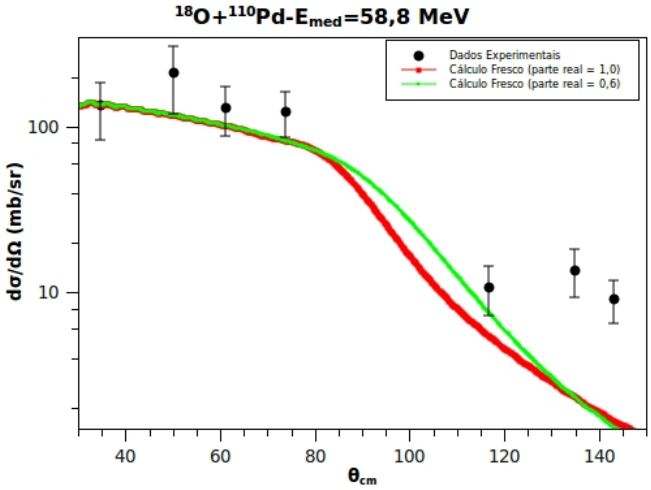

Figura 4.36: *Distribuição angular referente ao primeiro estado excitado do* ^{110}Pd, *com energia de reação de* $E = 58,8\,MeV$.

A figura 4.31 referente à distribuições angulares da primeira experiência, apresenta um problema nos dados referentes aos ângulos de $71,8°$ e $80,4°$.

Este problema ocorreu para todos as distribuições angulares dessa experiência. Esse efeito é explicado quando percebe-se que estes são os dois ângulos mais próximos a 90° do experimento. O problema de tais ângulos serem tão próximos a 90° reside no fato de que o ^{18}O espalhado pelo ^{110}Pd deve percorrer uma maior distância dentro do alvo se comparadas àquelas distâncias percorridas pelos ângulos mais dianteiros ou mais traseiros. Ao percorrer uma distância grande dentro do alvo as partículas perdem uma quantidade de energia muito grande, logo, o seu espectro de $E - \Delta E$, quando projetado no eixo y, sofre um deslocamento do pico para a esquerda. Esse deslocamento de pico, por sua vez, pode acabar cortando uma parte do mesmo, caso ele se desloque em demasia. Por conta disso uma grande parcela da medida do pico é perdida e, ao realizar as normalizações propostas anteriormente, acabou-se realizando-se uma divisão por um fator muito menor do que ele deveria ser na realidade. Como consequência disso a seção de choque diferencial daquele ângulo acaba sendo super-estimada. A perda de energia estimada para esses dois ângulos é de $10\,MeV$ para o ângulo de $71,8°$ e de mais de $20\,MeV$ para o ângulo de $80,4°$. Este efeito pode ser visualizado na figura 4.37.

O passo seguinte para provar tal hipótese consistiu em conferir os espectros de $E - \Delta E$ projetados no eixo y para esses dois ângulos. A figura 4.38 é um exemplo de espectro obtido para o ângulo de $80,4°$ em coincidência com o detector $C1$, para uma energia de $E = 58,8\,MeV$. Nota-se claramente que o efeito está fortemente presente para este ângulo, comprovando a hipótese inicial.

Uma pergunta que deve ser feita é o porque dos dados da primeira experiência serem alterados pelo efeito descrito anteriormente enquanto que a

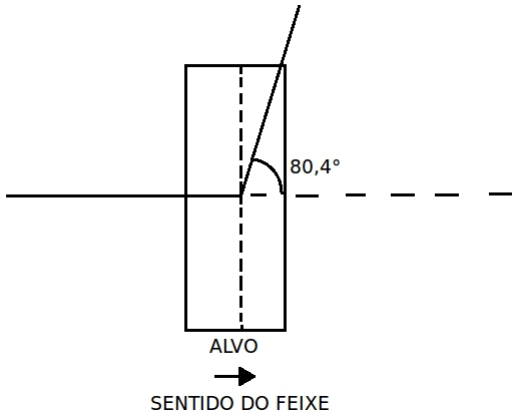

Figura 4.37: *Visualização do efeito responsável por superestimar os dados próximos a* $90°$.

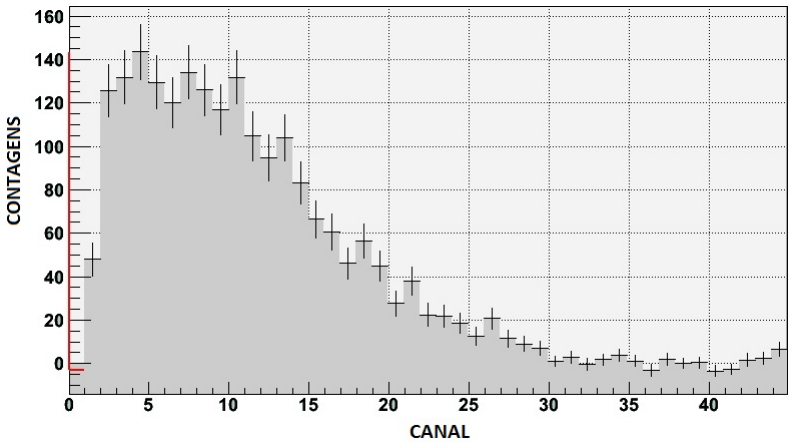

Figura 4.38: *Espectro obtido para o ângulo de* $80,4°$ *em coincidência com o detector* $C1$. *Vê-se claramente que uma grande porcentagem do pico encontra-se cortada.*

distribuição angular da segunda experiência não o é. A resposta para isso reside nos dados utilizados como normalização. Devido ao problema ocorrido com a energia de $E = 45,4\,MeV$ resolveu-se por normalizar a distribuição

angular com os dados referentes à energia de $E_{ref} = 50,1\,MeV$, que é uma energia de normalização maior se comparada com $E_{ref} = 46,4\,MeV$ (utilizada como a normalização da primeira experiência), por ser uma energia maior a perda energética é menor portanto o efeito será muito mais sutil.

Explicados todos os efeitos verifica-se que os dados concordam fortemente com as seções de choque diferenciais obtidas para o programa FRESCO. Nota-se que as distribuições angulares são bem descritas em seu início tanto quando considera-se o Potencial de São Paulo na forma $U(R) = (1+0,6i)V_{EL}^{SP}(R)$, quanto quando este é escrito por $U(R) = (0,6 + 0,6i)V_{EL}^{SP}(R)$, visto que para qualquer forma do potencial os ângulos dianteiros são descritos de uma mesma forma. Já ao considerar os ângulos traseiros nenhum dos potenciais descreve de maneira satisfatória o que é verificado experimentalmente para energias superiores a $E = 54\,MeV$, ambos subestimam os dados, no entanto, $U(R) = (0,6+0,6i)V_{EL}^{SP}(R)$ mostra-se ligeiramente mais próximo aos dados.

4.2.4 Distribuições Angulares Obtidas Para o Primeiro Estado Excitado do ^{112}Pd

As distribuições angulares para o ^{112}Pd são caracterizadas por serem praticamente nulas para ângulos dianteiros e crescem até atingirem algumas dezenas de mb para ângulos mais traseiros, tais distribuições angulares são apresentadas posteriormente.

As seções de choque relacionadas a energias menores ($E = 50,1\,MeV$ e $E = 51,3\,MeV$) descrevem de maneira pouco satisfatória os dados obtidos, no entanto, "acertam", pelo menos, na ordem de grandeza da seção de choque diferencial. Conforme a energia de reação continua a crescer a seção de

choque diferencial teórica cresce em magnitude, entretanto, os dados experimentais mantêm-se muito pequenos se comparados aos teóricos, cerca de uma ordem de grandeza inferiores.

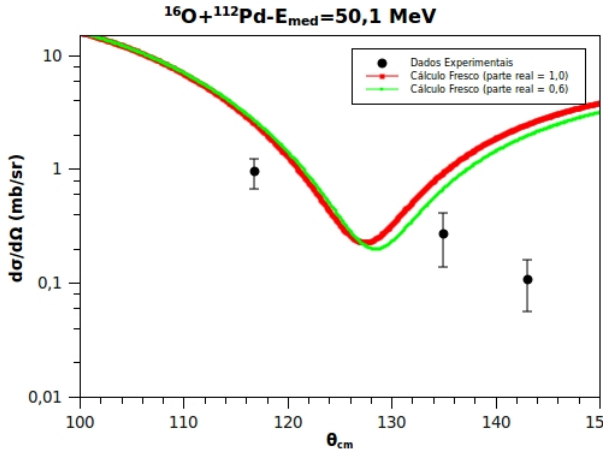

Figura 4.39: *Distribuição angular referente ao primeiro estado excitado do* ^{112}Pd*, com energia de reação de* $E = 50,1\,MeV$.

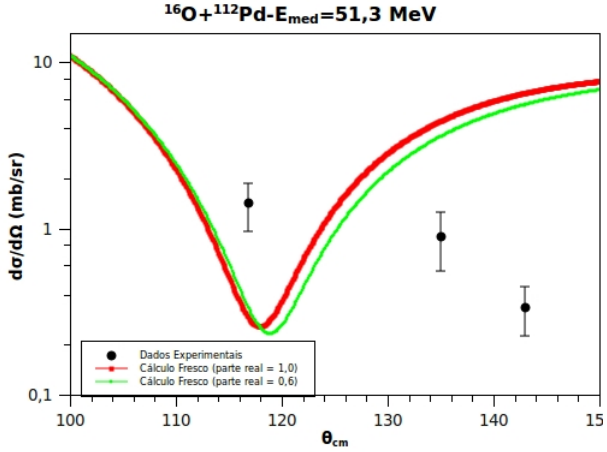

Figura 4.40: *Distribuição angular referente ao primeiro estado excitado do* ^{112}Pd*, com energia de reação de* $E = 51,3\,MeV$.

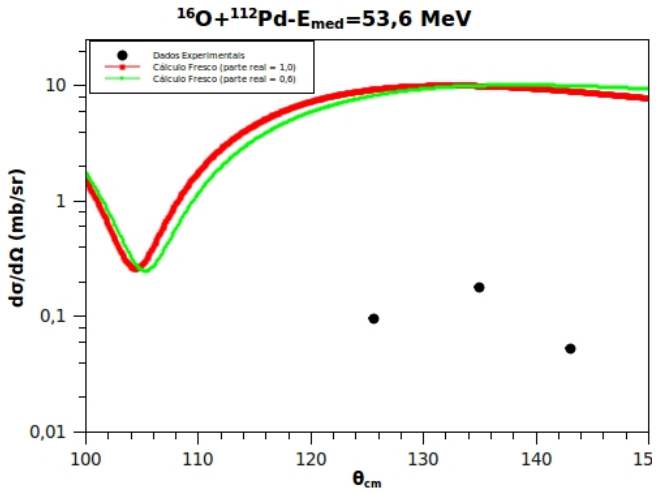

Figura 4.41: *Distribuição angular referente ao primeiro estado excitado do* ^{112}Pd*, com energia de reação de* $E = 53,6\,MeV$*. As incertezas são muito pequenas e por isso não são facilmente visualizadas na presente figura.*

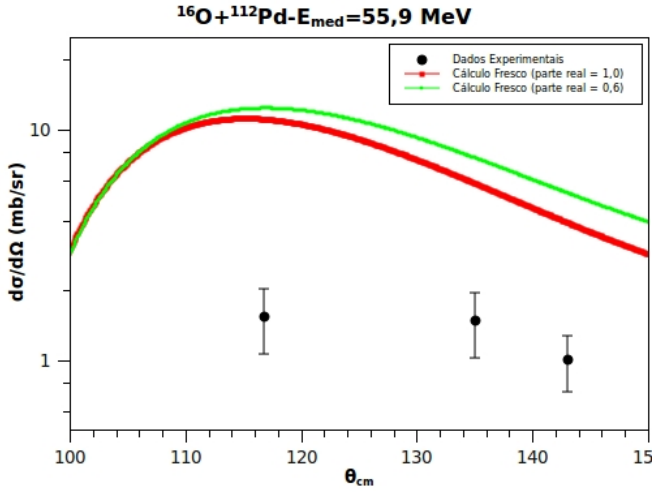

Figura 4.42: *Distribuição angular referente ao primeiro estado excitado do* ^{112}Pd*, com energia de reação de* $E = 55,8\,MeV$*.*

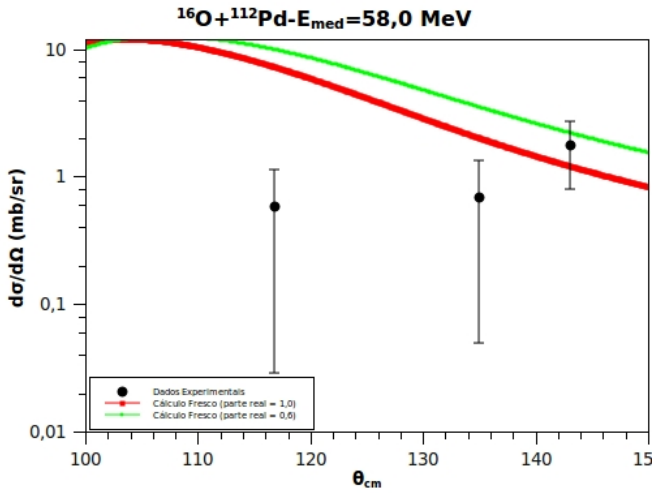

Figura 4.43: *Distribuição angular referente ao primeiro estado excitado do* ^{112}Pd*, com energia de reação de* $E = 58,0\,MeV$.

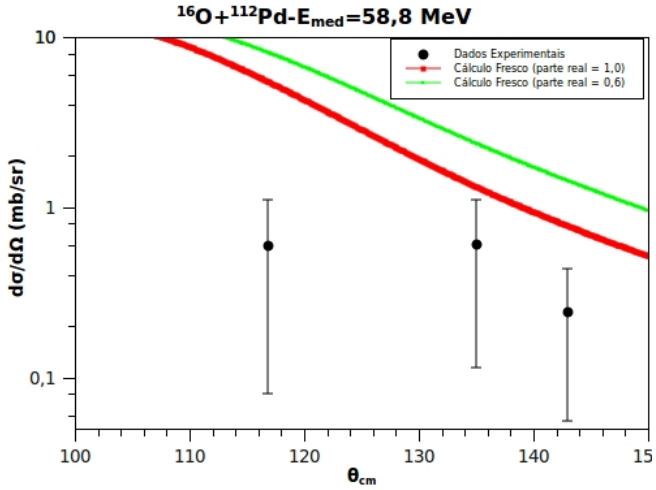

Figura 4.44: *Distribuição angular referente ao primeiro estado excitado do* ^{112}Pd*, com energia de reação de* $E = 58,8\,MeV$.

Nota-se que os dados são bastante discrepantes da teoria. No entanto, estes são compatíveis com os cálculos obtidos pela referência [26]. A figura

4.45 foi retirada da referência citada anteriormente e traz dados referentes ao primeiro estado excitado do ^{112}Pd.

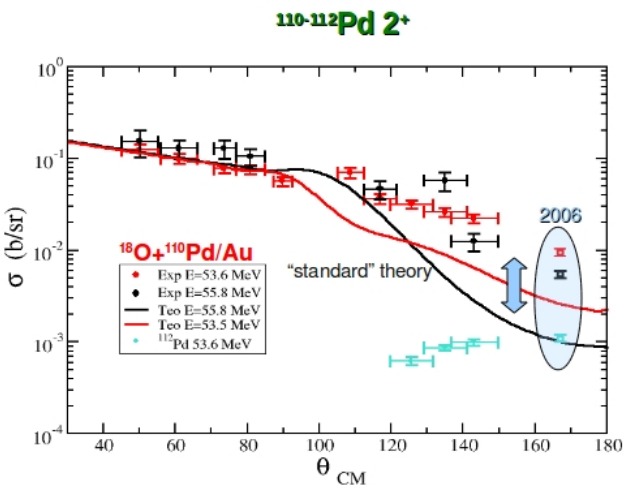

Figura 4.45: *Distribuição angular referente aos primeiros estados excitados do ^{110}Pd e ^{112}Pd, obtidos pela referência [25, 26]. Nesta figura é apresentada a barra de erro referente à variável angular, uma vez que esta não foi considerada nos cálculos teóricos. Os pontos no interior da elipse referem-se a uma medição de função de excitação realizada com um único detector de partículas anular.*

Conclui-se que alguma diferença nos cálculos teóricos pode ter gerado a discrepância entre os resultados. Isto deverá ser investigado posteriormente.

Capítulo 5

Conclusões

5.1 Conclusões

Medidas de coincidência γ-partícula utilizando o espectrômetro γ Saci-Perere (LAFN-IFUSP-DFN) foram implementadas com sucesso. As distribuições angulares para estados excitados do ^{110}Pd e para a transferência de dois nêutrons para o estado 2^+ do ^{112}Pd foram medidas pela primeira vez.

Os resultados obtidos e discutidos no capítulo anterior permitem obter diversas conclusões significativas acerca do trabalho, algumas voltadas ao método de análise e possíveis mudanças na forma como a experiência foi conduzida e outras ligadas diretamente à teoria que deseja averiguar qual o tipo do Potencial de São Paulo ($U(R) = (1 + 0,6i)V_{EL}^{SP}(R)$ ou $U(R) = (0,6 + 0,6i)V_{EL}^{SP}(R)$) é o mais apropriado para descrever os dados obtidos. As conclusões obtidas também são um indicativo de quais os próximos passos que devem ser tomados visando melhorar significativamente tanto o modo da experiência ser conduzida quanto as conclusões acerca da teoria.

Durante a análise dos dados percebeu-se que diversos problemas ocorre-

ram com o que havia sido medido, problemas esses hora relacionados apenas a alguns ângulos de detecção que são muito próximos a 90° e hora problemas que afetavam dados relacionados à toda uma energia de reação medida. Os dados medidos com energia de $E_{ref} = 45,4\,MeV$ na segunda experiência (feixe passando primeiramente pelo Au) apresentaram problemas relacionados tanto à perda excessiva de energia no alvo quanto à contaminação devida a um pico de decaimento γ desconhecido. Como forma de compensar esses dois efeitos indevidos foi necessário utilizar uma outra energia para normalização dos dados ($E_{ref} = 50,1\,MeV$). Embora esse procedimento tenha surtido um efeito positivo neste caso específico, não se pode inferir que tal feito irá sempre ser obtido pela simples elevação da energia da reação. Os problemas detectados na primeira experiência (feixe passando primeiramente pelo Pd) foram pontuais, ocorrendo somente para dois ângulos da distribuição angular, sendo que um dos responsáveis por tal efeito passa a ser a perda excessiva de energia no alvo, no caso, perda esta muito grande (chegando a ser cerca de $20\,MeV$ para o ângulo de $80,4°$) que acaba por atrapalhar nas medições. Concluí-se da discussão precedente que os efeitos negativos estão diretamente ligados à largura excessiva do alvo, portanto, para uma melhor análise dos dados de experiências futuras deve-se utilizar alvos mais finos do que o utilizado nas referidas experiências, com isso, espera-se que os dados não sejam tão fortemente afetados pelos efeitos detectados. Entretanto deve-se tomar cuidado para que o alvo não seja tão fino ao ponto de comprometer a estatística das experiências.

Apesar de todos os problemas apontados anteriormente o método de medição e análise mostrou-se bastante eficaz. Foi possível obter distribuições

angulares para o primeiro estado excitado do ^{110}Pd com alto grau de confiabilidade e incertezas pequenas, como no caso da energia de $E = 53,6\,MeV$. As demais distribuições apresentam incertezas muito mais elevadas simplesmente pelo fato da estatística ser muito baixa, logo, concluí-se que *runs* mais longos deveriam ser feitos caso deseje-se dados com estatística satisfatória. Mesmo que algumas distribuições apresentem baixa estatística nota-se que sua concordância com ângulos dianteiros é extremamente satisfatória, logo, o referido método prova-se muito eficiente para estes.

O maior problema com as distribuições angulares obtidas ocorre nos ângulos mais traseiros da distribuição. Sistematicamente obteve-se valores experimentais mais elevados do que os calculados teoricamente, logo tanto o uso do potencial $U(R) = (1 + 0,6i)V_{EL}^{SP}(R)$, quanto o de $U(R) = (0,6 + 0,6i)V_{EL}^{SP}(R)$, mostram-se não suficientes para explicar os dados obtidos, entretanto, as discrepâncias são menores quando se considera o segundo tipo de potencial. Um fato extremamente positivo para o método é obter valores de anisotropia angular muito similares quando se utiliza qualquer um dos potenciais como base para o cálculo, isso demonstra uma eficiência na técnica pois esta mostra-se independente da normalização do potencial escolhido.

A comparação entre os dados experimentais e a teoria mostrou-se ineficiente para explicar as distribuições angulares do primeiro estado excitado do ^{112}Pd. No entanto, quando compara-se os presentes dados com os cálculos efetuados na referência [26] estes mostram-se dentro do esperado, indicando que há alguma diferença no modo como os cálculos teóricos foram realizados em ambos os casos. Espera-se que estudos futuros possam ajudar a explicar

de maneira mais eficiente o que contribuiu para tamanha discrepância.

5.2 Atividades Futuras

A primeira atividade a ser desenvolvida para uma sensível melhora dos dados experimentais é a conclusão do programa que calcula a anisotropia do decaimento γ, principalmente buscando uma solução para o problema do efeito de decaimento em vácuo. Apenas essa etapa já garantiria um avanço e aumento na confiabilidade dos resultados obtidos.

Outra medida a ser tomada para obter uma melhora na qualidade (e confiabilidade) dos dados obtidos até então é estudar uma forma de corrigir o efeito ocorrido na primeira experiência para ângulos próximos a 90°. Algumas ideias estão sendo aventadas, dentre elas utilizar dados de energia mais altos para descobrir a forma do pico para este dado ângulo de medição e, a partir dela, estimar o quanto de contagens há em energias mais baixas. No entanto, todas as ideias encontram-se em estado embrionário até então, necessitando serem trabalhadas e melhoradas a fim de obter uma maior confiabilidade no que está sendo proposto.

Uma sensível melhora na obtenção de dados futuros deverá ser alcançada caso se planeje de forma mais eficiente a experiência, sobretudo utilizando alvos mais finos, visto que vários dos problemas ocorridos no experimento em questão se devem à grande espessura do alvo. A total retirada do *backing* também se torna interessante pois em momento algum os dados provindos do Au foram utilizados na análise até então. Uma possível mudança no sistema experimental, que consiste em inclinar os alvos, também está sendo discutida como uma uma possível forma de eliminar os efeitos indesejáveis.

Uma forma de obter os dados referentes ao processo de fusão-evaporação também deve ser desenvolvida. Tais dados se mostram importantes do ponto de vista do estudo da fusão.

Um estudo teórico cuidadoso sobre as diferenças obtidas entre os cálculos para o primeiro estado excitado do ^{112}Pd aqui efetuados com aqueles realizados na referência [26] também deve ser feito.

Referências Bibliográficas

[1] J.A. Alcántara-Núñez, Dissertação de Mestrado, Universidade de São Paulo, IFUSP, 1999.

[2] M.A. Cândido Ribeiro, L.C. Chamon, D. Pereira, M.S. Hussein, D. Galleti, Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 3270.

[3] L.C. Chamon, D. Pereira, M.S. Hussein, M.A. Cândido Ribeiro, D. Galleti, Phys. Rev. Lett. 5218 (1997).

[4] L.C. Chamon et al., Phys. Rev. C 66 (2002) 014610.

[5] J.J.S. Alves, P.R.S. Gomes, J. Lubian, L.C. Chamon, D. Pereira, R.M. Anjos, E.S. Rossi Jr., C.P. Silva, M.A.G. Alvarez, G.P.A. Nobre, L.R. Gasques, Nucl. Phys. A748 (2005) 59.

[6] D. Pereira, C.P. Silva, J. Lubian, E.S. Rossi Jr., L.C. Chamon, Phys. Rev. C 73 (2006) 014601.

[7] D. Pereira, E.S. Rossi Jr., G.P.A. Nobre, L.C. Chamon, C.P. Silva, L.R. Gasques, M.A.G. Alvarez, R.V. Ribas, J.R.B. Oliveira, N.H. Medina, M.N. Rao, E.W. Cybulska, W.A. Seale, N. Carlin, Phys. Rev. C 74, 034608 (2006).

[8] J.A. Alcántara-Núñez, J.R.B. Oliveira et al., Nucl. Inst. Meth. A 497, 429 (2003).

[9] P. Frobrich, R. Lipperheide; Theory of Nuclear Reactions. Oxford: Clarendon Press, 1996.

[10] A. Messiah; Quantum Mechanics. Amsterdam: North-Holland Publishing Co.,1965.

[11] S.S.M. Wong; Introductory Nuclear Physics.2.ed. Weinheim: Wiley-VCH Verlag GmbH and Co. KGaA, 2004.

[12] J.J. Sakurai; Advanced Quantum Mechanics. Reading, Mass.: Addison-Wesley Pub. Co, 1967.

[13] E. Butkov; Física Matemática. Rio de Janeiro: Guanabara Dois, 1978.

[14] K. Siegbahn; Alpha-Beta and Gamma-Ray Spectroscopy. New York: Elsevier, 1965.

[15] R.D. Gill; Gamma-Ray Angular Correlations. New York: Academic Press, 1975.

[16] C. Cohen-Tannoudji; Mecanique Quantique-English. New York: Wiley, 1977.

[17] K.S. Krane., Nucl. Inst. Meth. 98, 205 (1972).

[18] T. Czosnyka, D. Cline, C.Y. Wu, Bull. Amer. Phys. Soc. 28, 745 (1983).

[19] P.N. Faria, Tese de Doutorado, Universidade de São Paulo, IFUSP, 2008.

[20] L.C. Chamon, G.P.A. Nobre, D. Pereira, E.S. Rossi Jr., C.P. Silva, L.R. Gasques, B.V. Carlson, Phys. Rev. C 70, 014604 (2004).

[21] C. M. Perey, F. G. Perey. Atomic Data and Nuclear Data Tables, Volume 17. Issue 1, January 1976, pages 1-101.

[22] I.J. Thompson, Comp. Phys. Rep., 7 (1988), 167.

[23] Disponível em: *http://wikienergia.com*, Acesso: 10 de Agosto de 2011.

[24] R. B. Firestone; Table of Isotopes. Office of Energy Research, Office of High Energy and Nuclear Physics, Nuclear Physics Division of the US Department of Energy, 1996.

[25] Eur. Phys. J. Web of Conf 2, 02002(2010)

[26] J.R.B. Oliveira et al., J. Phys.: Conf. Series 205 (2010) 012046

Apêndice A

APÊNDICE I-Cartão de Entrada do Programa FRESCO

Este apêndice visa tratar sobre o cartão de entrada do programa FRESCO, utilizado para simular as distribuições angulares em diferentes energias da reação ^{18}O+^{110}Pd. A primeira seção traz simplesmente o cartão de entrada da reação proposta separado em diferentes blocos numerados que apresentam diferentes funções. Cada um desses blocos será explicado nas seções posteriores, indicando para que serve aquele bloco e como as suas variáveis mais relevantes foram calculadas. O cartão de entrada realiza cálculos que dão como saída a seção de choque da reação ^{18}O+^{110}Pd, realizando o acoplamento de cinco possíveis canais de reação do espalhamento inelástico com o espalhamento elástico, além de dois possíveis canais de transferência de partículas. As reações de transferência levadas em consideração nos cálculos são a transferência de dois nêutrons do projétil para o alvo (o canal de saída seria ^{16}O+^{112}Pd), além da transferência de uma partícula α do ^{18}O para o ^{110}Pd, resultando num canal de saída composto por ^{14}C+^{114}Cd. Em ambas

as reações de transferência também foi levado em consideração nos cálculos a possibilidade do núcleo que recebe as partículas da transferência poder também sofrer uma excitação e, posteriormente, decair, voltando assim ao seu estado fundamental.

A.1 Cartão de Entrada

```
XXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXX    BLOCO 1    XXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXX
NAMELIST
  &FRESCO
    hcm=0.02 rmatch=40. rintp=0.50 hnl=0.04  rnl=1.96 centre=-1.44
    jtmax=650. absend=.001
    thmin=0. thmax=180. thinc=2. lampl=2 iblock=6 it0=1 iter= 1
    smats=2
    elab(1)=45.35
  /
XXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXX    BLOCO 2    XXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXX

  &PARTITION
    Namep='18-O' Massp=17.999 Zp=8. nex=6 Namet='110-Pd' Masst=109.905 Zt=46.
    qval=0. /
     &STATES Jp=0. Bandp=+1 Ep=0. Cpot=1 Jt=0. Bandt=+1 Et=0. /
     &STATES Copyp=1 Cpot=1 Jt=2. Bandt=+1 Et=0.3738 /
     &STATES Copyp=1 Cpot=1 Jt=2. Bandt=+1 Et=0.8137 /
     &STATES Copyp=1 Cpot=1 Jt=4. Bandt=+1 Et=0.9208 /
     &STATES Copyp=1 Cpot=1 Jt=0. Bandt=+1 Et=0.9463 /
```

```
    &STATES Jp=2. Bandp=+1 Ep=1.98 Cpot=1 Copyt=1 /
  &PARTITION
    Namep='16-O' Massp=15.999 Zp=8. nex=2 Namet='112-Pd' Masst=111.907 Zt=46.
    qval=1.94 /
    &STATES Jp=0. Bandp=+1 Ep=0. Cpot=2 Jt=0. Bandt=+1 Et=0. /
    &STATES Copyp=1 Cpot=2 Jt=2. Bandt=+1 Et=0.3488 /
  &PARTITION
    Namep='14-C' Massp=14.003 Zp=6. nex=2 Namet='114-Cd' Masst=113.903 Zt=48.
    qval=-2.12 /
    &STATES Jp=0. Bandp=+1 Ep=0. Cpot=6 Jt=0. Bandt=+1 Et=0. /
    &STATES Copyp=1 Cpot=6 Jt=2. Bandt=+1 Et=0.5584 /
  &partition /

XXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXX    BLOCO 3    XXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXX

  &POT
    kp=1 type=0 shape=0 at=110. ap=18. rc=1.06 ac=0.53
  /
  &POT
    kp=1 type=13 shape=11 p2=95.3939 /
    &STEP ib=1 ia=2 k=2 Str=95.3939 /
    &STEP ib=2 ia=1 k=2 Str=95.3939 /
    &STEP ib=3 ia=2 k=2 Str=94.8683 /
    &STEP ib=2 ia=3 k=2 Str=94.8683 /
    &STEP ib=4 ia=2 k=2 Str=165.831 /
```

```
  &STEP ib=2 ia=4 k=2 Str=165.831 /
  &STEP ib=3 ia=1 k=2 Str=11.3137 /
  &STEP ib=1 ia=3 k=2 Str=11.3137 /
  &STEP ib=5 ia=2 k=2 Str=107.238 /
  &STEP ib=2 ia=5 k=2 Str=107.238 /
  &step /
&POT
  kp=1 type=12 shape=11 p2=6.7156 /
  &STEP ib=6 ia=1 k=2 Str=6.7156 /
  &STEP ib=1 ia=6 k=2 Str=6.7156 /
  &step /
&POT
  kp=1 type=1 shape=9 p1=1.0 p2=0.0 p3=1.06
/
&POT
  kp=1 type=13 shape=11 p2=1.6248 /
  &STEP ib=1 ia=2 k=2 Str=1.6248 /
  &STEP ib=2 ia=1 k=2 Str=1.6248 /
  &STEP ib=3 ia=2 k=2 Str=0.7226 /
  &STEP ib=2 ia=3 k=2 Str=0.7226 /
  &STEP ib=4 ia=2 k=2 Str=1.2632 /
  &STEP ib=2 ia=4 k=2 Str=1.2632 /
  &STEP ib=1 ia=3 k=2 Str=0.1927 /
  &STEP ib=3 ia=1 k=2 Str=0.1927 /
  &STEP ib=5 ia=2 k=2 Str=0.8169 /
```

```
    &STEP ib=2 ia=5 k=2 Str=0.8169 /
    &step /
  &POT
    kp=1 type=12 shape=11 p2=1.26 /
    &STEP ib=6 ia=1 k=2 Str=1.26 /
    &STEP ib=1 ia=6 k=2 Str=1.26 /
    &step /
  &POT
    kp=1 type=1 shape=-9 p1=0.0 p2=0.6 p3=1.06 /
  &POT
    kp=1 type=1 shape=0 p1=0.0 p2=0.0 p3=0.0 p4=100. p5=1.06 p6=0.2
  /

XXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXX    BLOCO 4    XXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXX

  &POT
    kp=2 type=0 shape=0 at=112. ap=16. rc=1.06 ac=0.53 /
  &POT
    kp=2 type=1 shape=9 p1=1.0 p2=0.6 p3=1.06 /
  &POT
    kp=3 type=1 shape=0 p1=83.57 p2=1.17 p3=0.75 p4=0.0 p5=0.0 p6=0.0 /
  &POT
    kp=4 type=1 shape=0 p1=75.72 p2=1.17 p3=0.75 p4=0.0 p5=0.0 p6=0.0 /
  &POT
    kp=5 type=1 shape=9 p1=1.0 p2=0.6 p3=1.06 /
```

```
  &POT
    kp=6 type=0 shape=0 at=114. ap=14. rc=1.06 ac=0.53 /
  &POT
    kp=6 type=1 shape=9 p1=1.0 p2=0.6 p3=1.06 /
  &POT
    kp=7 type=1 shape=9 p1=1.0 p2=0.6 p3=1.06 /
  &POT
    kp=8 type=1 shape=9 p1=1.0 p2=0.6 p3=1.06 /
  &POT
    kp=9 type=1 shape=9 p1=1.0 p2=0.6 p3=1.06 /
  &pot /

XXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXX    BLOCO 5    XXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXX

  &OVERLAP
    kn1=1 kind=0 in=1 ic1=1 ic2=2 nn=2 l=0 j=0 sn=0 kbpot=3 be=12.187 isc=1 /
  &OVERLAP
    kn1=2 kind=0 in=2 ic1=2 ic2=1 nn=4 l=2 j=2 sn=0 kbpot=4 be=13.782 isc=1 /
  &OVERLAP
    kn1=3 kind=0 in=1 ic1=1 ic2=3 nn=3 l=0 j=0 sn=0 kbpot=7 be=6.226 isc=1 /
  &OVERLAP
    kn1=4 kind=0 in=2 ic1=3 ic2=1 nn=8 l=2 j=2 sn=0 kbpot=8 be=3.539 isc=1 /
  &OVERLAP
    kn1=5 kind=0 in=2 ic1=1 ic2=2 nn=5 l=2 j=2 sn=0 kbpot=4 be=14.130 isc=1 /
  &OVERLAP
```

```
    kn1=6 kind=0 in=2 ic1=1 ic2=3 nn=9 l=2 j=2 sn=0 kbpot=8 be=4.097 isc=1 /
  &overlap /

XXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXX    BLOCO 6    XXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXX

 &COUPLING icto=2 icfrom=1 kind=7 ip1=1 ip2=-1 ip3=5 /
     &CFP in=1 ib=1 ia=1 kn=1 a=0.48 /
     &CFP in=2 ib=2 ia=1 kn=2 a=0.48 /
     &CFP in=2 ib=1 ia=2 kn=5 a=0.48 /
     &cfp /
  &COUPLING icto=3 icfrom=1 kind=7 ip1=1 ip2=-1 ip3=9 /
     &CFP in=1 ib=1 ia=1 kn=3 a=2.66 /
     &CFP in=2 ib=2 ia=1 kn=4 a=2.66 /
     &CFP in=2 ib=1 ia=2 kn=6 a=2.66 /
     &cfp /
  &coupling /
```

A.2 Bloco 1

Este primeiro bloco traz informações acerca das variáveis de controle utilizadas nos cálculos, como por exemplo o raio de integração ($rmatch$) e o passo dessa integração (hcm), além de outras variáveis relacionadas a cálculos de interações não-locais. Os potenciais nucleares utilizados são de curto alcance (próximos a zero em menos de 20 fm), logo, como a integração foi realizada até 40 fm, pode-se considerar que todos os efeitos relevantes provocados por

esse potencial estarão sendo levados em conta nos cálculos efetuados.

Esse bloco também traz o número de ondas parciais utilizadas nos cálculos ($jtmax$) e entre quais ângulos se deseja obter a seção de choque (de $thmin$ até $thmax$), assim como o passo angular utilizado nos cálculos ($thinc$). Constatou-se que os cálculos de seção de choque não se modificavam quando utilizava-se um número de ondas parciais superior a seiscentos, logo, quando utiliza-se seiscentos e cinquenta ondas parciais garante-se de maneira extremamente confiável a convergência das contas.

A variável $iblock = 6$ diz que os seis primeiros canais terão seções de choque calculadas pelo formalismo de canais acoplados. Todos as demais seções de choque canais irão ser obtidas utilizando-se o método de DWBA em uma única interação ($it0 = iter = 1$). Os canais obtidos à partir de reações de transferência são sempre obtidos por formalismo de DWBA. A variável $elab$ é a energia da reação no sistema de laboratório.

A.3 Bloco 2

O segundo bloco é composto por três partições, sendo cada uma delas relacionada a uma reação diferente. A primeira partição relaciona-se ao espalhamento elástico e inelástico entre o ^{18}O e o ^{110}Pd, enquanto as demais relacionam-se à transferência de dois nêutrons e uma partícula α, respectivamente.

Cada partição deve trazer informações acerca da massa do projétil ($massp$) e do alvo ($masst$), além dos respectivos números atômicos Zp e Zt. Devem constar também informações sobre o número de canais possíveis de saída dessa partição (nex), além do balanço energético entre o canal de entrada e

de saída, ou seja, o Q da reação ($qval$).

O passo seguinte é definir os parâmetros físicos relacionados a cada um dos canais de saída, tais como os spins do projétil e do alvo (Jp e Jt, respectivamente), as energias de excitação do projétil (Ep) e do alvo (Et), a banda rotacional do estado seja ela do projétil ($Bandp$) ou do alvo ($Bandt$) e, por fim, o potencial de espalhamento $Cpot$.

A.4 Bloco 3

Esse bloco e o seguinte são uma mesma partição do cartão de entrada, sendo ambos os responsáveis por informar os potenciais nucleares e *Coulombianos* que devem ser utilizados nos cálculos. No entanto, este bloco apresenta a diferença de levar em conta os efeitos de deformação nuclear, enquanto o bloco seguinte não. A deformação na forma do núcleo é inserida nos cálculos à partir de uma deformação no potencial de espalhamento da reação ^{18}O+^{110}Pd.

O primeiro passo é identificar o potencial. Para isto é utilizada a variável kp. Nota-se que nesse bloco kp é sempre igual a 1, ou seja, este bloco nada mais faz do que somar diferentes potenciais para assim formar um único potencial de espalhamento da reação $^{18}O +^{110} Pd$. O passo seguinte é definir o tipo de interação, ou seja o tipo do potencial, para isso há a variável $type$. Os tipos de interação podem ser os mais distintos e no caso desse bloco utilizam-se interações do tipo *Coulombiano* ($type = 0$), potenciais volumétricos centrais ($type = 1$), além de potenciais deformados que visam dar conta do efeito de deformação física do núcleo. Esses potenciais deformados dão conta tanto da deformação do projétil ($type = 12$) quanto do alvo

($type = 13$).

Após definir o tipo do potencial é necessário definir qual a forma desse potencial. Essa informação está contida na variável *shape*, sendo que $shape = 0$ indica uma forma de $Woods - Saxon$, onde as variáveis pi, com $i = 1, 2, 3, 4, 5\, e\, 6$, nada mais são do que os parâmetros de profundidade do poço real ($p1$) e imaginário ($p4$), raio nuclear da parte real do potencial ($p2$) e da parte imaginária ($p5$) e por fim, a difusividade do núcleo com uma parte real ($p3$) e uma imaginária ($p6$). Já o *shape* 9 indica que um potencial complexo externo ao programa deve ser lido. Esse potencial externo é sempre um Potencial de São Paulo gerado pelo programa Global, desenvolvido pelo professor Luiz Carlos Chamon. O *shape* 11 é usado quando deseja-se deformar os potenciais previamente definidos.

As variáveis ap e at são os números de massa A do projétil e do alvo, respectivamente, enquanto que rc é o fator multiplicativo no cálculo do raio da distribuição de carga R, que é dado por $R = r_c A^{1/3}$.Há também a variável da difusividade da carga nuclear, dada por ac.

O passo final é deformar os potenciais. Isto é feito nas linhas onde há um comando $\&STEP$, no qual está indicado qual o estado inicial da configuração (dado por ia) e qual o estado final da mesma (dado por ib). As variáveis ia e ib nada mais são do que os estados definidos no bloco anterior. O parâmetro k é a multipolaridade da deformação enquanto que a intensidade da mesma é dada por Str. Essa intensidade da deformação difere para os casos de transição nuclear e $Coulombiana$. No caso de uma transição $Coulombiana$ ela é dada por

$$M(Ek) = \sqrt{(2I+1)B(Ek, I_i \rightarrow I_f)} \tag{A.1}$$

sendo I o spin do estado e $B(Ek, I_i \rightarrow I_f)$ a probabilidade de transição reduzida, cujo valor pode ser encontrado nas referências [7] e [20]. No caso de uma transição nuclear esse fator é dado por

$$STR = M(Ek)\frac{4\pi}{3ZR^{k-1}} \tag{A.2}$$

A.5 Bloco 4

Esse bloco traz o restante dos potenciais utilizados no cartão de entrada. Todos os parâmetros utilizados foram explicados previamente logo, o mais importante é entender qual a função de cada um dos nove potenciais do cartão de entrada, isto pode ser visto na tabela A.1

A nomenclatura utilizada na tabela indica que em reações de transferência há três potenciais de interação, isso decorre do fato que imagina-se o projétil como sendo composto por um *core* mais uma partícula de valência, sendo que esta será transferida posteriormente a um núcleo alvo. Logo, os três potenciais são as interações duas a duas entre cada uma dessas partículas.

O potencial de interação utilizado sempre foi um Potencial de São Paulo previamente calculado, exceto quando a partícula de valência da reação são $2n$, nesse caso utilizou-se um potencial do tipo $Woods - Saxon$ real, com parâmetros $r0 = 1.17$ e $a0 = 0.75$. Já a profundidade do poço potencial adotado era calculado segundo a expressão

Tabela A.1: A função de cada potencial e os núcleos participantes em cada interação estão explicitados.

Potencial	Núcleos Envolvidos	Finalidade do Potencial
1	$^{18}O +^{110} Pd$	Espalhamento
2	$^{16}O +^{112} Pd$	Espalhamento
3	$^{16}O + 2n$	Iinteração entre a partícula de valência e seu *core*
4	$^{110}Pd + 2n$	Interação entre a partícula de valência e o alvo
5	$^{16}O +^{110} Pd$	Interação entre *core* e o alvo
6	$^{14}C +^{114} Cd$	Espalhamento
7	$^{14}C + \alpha$	Interação entre a partícula de valência e seu *core*
8	$^{110}Pd + \alpha$	Interação entre a partícula de valência e o alvo
9	$^{14}C +^{110} Pd$	Interação entre *core* e o alvo

$$V(MeV) = 2\left(56.3 - 0.32E - 24\left(\frac{N-Z}{A}\right)\right) \tag{A.3}$$

proposta em [21]. Na expressão, E é a energia, enquanto N, Z e A são o número de nêutrons, número atômico e número de massa, respectivamente, do núcleo com o qual os dois nêutrons estão interagindo.

A.6 Bloco 5

Neste bloco está contida a partição chamada de $\&OVERLAP$, responsável por definir a função de onda da partícula de valência quando esta interage com cada um dos núcleos participantes da reação. O que se faz é definir os parâmetros relevantes da função de onda quando a partícula de valência encontra-se, inicialmente, ligada ao projétil e posteriormente ao alvo, sendo

que este pode-se encontrar tanto em seu estado fundamental quanto em seu estado excitado.

O primeiro parâmetro dessa partição é o $kn1$, responsável apenas por indexar qual o número do $\&OVERLAP$. Esta informação será utilizada na próxima partição onde os acoplamentos serão realizados. A variável *kind* refere-se à ordem de acoplamento do momento angular enquanto que in é uma indicação se esse estado de $\&OVERLAP$ é referente ao projétil $in = 1$ ou ao alvo $in = 2$. O parâmetro $ic1$ indica o número da partição onde está contido o *core* do projétil, enquanto que $ic2$ refere-se à partição na qual o núcleo composto se encontra. A energia de ligação do estado é dada por *be* e o potencial de interação entre a partícula a ser transferida e o seu *core* é expresso em *kbpot*.

Os números quânticos relevantes à função de onda são lidos em seguida: nn (número de nós), l, jn e sn (os três últimos são relacionados ao momento angular da partícula a ser transferida). O número de nós foi obtido utilizando-se a expressão

$$2(N-1) + l = \sum_{i=1}^{n} 2(n_i - 1) + l_i \tag{A.4}$$

na qual N é o número de nós; l, o momento angular orbital da partícula; n_i, número quântico principal n do i-ésimo núcleon que forma a partícula a ser transferida; e l_i, o momento angular orbital l desse mesmo núcleon. Para a determinação de cada um desses números quânticos utilizou-se um modelo de camadas a fim de determinar qual o estado ocupado por cada uma das partículas transferidas quando estas encontravam-se ligadas tanto ao projétil quanto ao alvo.

Na transferência de $2n$ considerou-se inicialmente que ambos os nêutrons encontravam-se na camada $1p_{1/2}$ do ^{18}O. Após sofrer a transferência, ambos encontravam-se na camada $2d_{3/2}$ do ^{112}Pd quando este encontrava-se no estado fundamental. Caso o ^{112}Pd estive-se em seu primeiro estado excitado considerou-se quem um dos nêutrons estivesse na camada $2d_{3/2}$, enquanto o outro foi excitado à camada $3s_{1/2}$. Os demais números quânticos foram encontrados levando-se em conta a soma vetorial dos momentos angulares dos núcleons, considerando ainda os números quânticos conhecidos acerca do núcleo em questão.

No caso da transferência da partícula α esse procedimento foi mais complicado pois devia-se considerar quatro partículas. As camadas no qual se encontram cada uma das partículas podem ser encontradas na tabela a seguir.

Tabela A.2: Camada na qual cada núcleon da partícula α se encontra quando esta encontra-se ligada aos diferentes núcleos participantes da reação.

Núcleo	Nêutron-1	Nêutron-2	Próton-1	Próton-2
^{18}O	$1p_{1/2}$	$1p_{1/2}$	$1p_{1/2}$	$1p_{1/2}$
^{114}Cd	$2d_{3/2}$	$2d_{3/2}$	$1g_{9/2}$	$1g_{9/2}$
$^{114}Cd_{excitado}$	$2d_{3/2}$	$3s_{1/2}$	$1g_{9/2}$	$1g_{9/2}$

A.7 Bloco 6

Este último bloco também traz a última partição do cartão de entrada, a de $\&COUPLING$, que traz os acoplamentos entre os diferentes canais. O primeiro parâmetro é o $icfrom$, que indica a partição no qual a partícula de

valência se encontra inicialmente, enquanto que *icto* deve conter o número da partição no qual a mesma se encontra após o processo de transferência. Os parâmetros $ip1$ e $ip2$ referem-se se a interação é do tipo *prior* ou *post* e qual o tipo de remanente, respectivamente. A variável $ip3$ é o índice do potencial de interação entre o projétil e o *core*.

O parâmetro $in = 1$ indica que o acoplamento refere-se ao projétil, já $in = 2$ indica um acoplamento referente a um estado do alvo. O parâmetro ib refere-se ao índice de estado do projétil (^{18}O), enquanto que ia é o índice do estado de excitação do alvo após ocorrer a transferência, ou seja, o estado de excitação do ^{112}Pd e do ^{114}Cd. O parâmetro kn é referente ao número do $\&OVERLAP$ que será usado para os cálculos. A última variável necessária é a amplitude espectroscópica da transição (a). Os valores de amplitude espectroscópica utilizados foram sugeridos pela referência [7].