

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

INSTITUTO DE FÍSICA

Estudo da distribuição angular na emissão de
partículas carregadas como ferramenta em
espectroscopia nuclear

Kenia Teodoro Wiedemann

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

Orientador: Prof. Dr. Nilberto Heder Medina

Comissão examinadora:

Prof. Dr. Nilberto Heder Medina (IFUSP)

Prof. Dr. Nemitala Added (IFUSP)

Profa. Dra. Cibele Bugno Zamboni (IPEN)



Fevereiro/2005

Agradecimentos

Presto meus sinceros agradecimentos a todas as pessoas que tornaram possível esse trabalho :

ao Prof. Medina, meu super-orientador, que começou a coisa toda e agüentou cada uma das minhas crises de ansiedade;

ao Prof. José Roberto (Zero) pela paciência infinita e por ter sido meu co-orientador durante esse projeto;

a todos os colegas do grupo Gama;

aos professores Wayne, Ewa, Ribas e Rao, pelo profissionalismo;

ao Prof. Nemitala, pela amizade gratuita e pelo apoio irrestrito nos períodos de máquina;

a TODA a equipe técnica do Laboratório Pelletron, sem os quais nada funcionaria como deveria;

aos meus amigos do Pelletron, pela amizade;

aos amigos vigias do Pelletron, pelos inestimáveis e oportunos cafés durante os longos finais de semana de trabalho;

à minha amiga Laura, pelas inestimáveis e oportunas tequilas durante os curtos finais de semana de descanso;

à minha mãe, Ilca, preocupada com minhas noites mal-dormidas;

...e muito especialmente aos meus filhos queridos, Israel e Gabriel, por serem meus melhores e mais amados amigos, cheios de paciência com uma mãe decidida a ser física (não deve ser fácil);

e, é claro, ao CNPQ, pelo muito-bem-vindo apoio financeiro.

Sumário

1	Introdução	6
2	Considerações gerais	11
2.1	Reações nucleares	11
2.2	Ondas parciais	12
2.2.1	Ondas incidentes e emergentes	15
2.2.2	Seções de choque	16
2.3	Reações de fusão-evaporação	18
2.3.1	Fusão incompleta	22
3	Detectores de radiação	25
3.1	Interação de radiação com a matéria	25
3.1.1	Interação de partículas carregadas com a matéria	25
3.1.1.1	Poder de freamento (<i>stopping power</i>)	26
3.1.2	Interação de radiação gama com a matéria	28
3.2	Propriedades gerais de detectores	29
3.2.1	Detectores semicondutores	30
3.2.2	Supressores Compton	31
3.2.3	Detectores cintiladores	32
3.2.3.1	Detectores phoswich	33
3.2.4	Eficiência de detecção	36
3.2.5	Resolução em energia	37
4	Procedimentos experimentais	38
4.1	Arranjo experimental	38

<i>SUMÁRIO</i>	3
4.1.1 Saci-Perere	39
4.1.1.1 Sistema Ancilar (SACI)	39
4.1.1.2 Espectrômetro Gama (PERERE)	41
4.1.2 Eletrônica associada aos detectores	42
4.1.3 Aquisição de dados	43
4.2 Redução de dados	44
4.2.1 Espectros de partículas	45
4.2.2 Matrizes de coincidência	46
4.2.2.1 Matrizes $\gamma\gamma$ -partícula e γ -partícula	48
4.2.3 Estimativas experimentais para as seções de choque	52
4.3 As razões para as transições γ	54
4.3.1 Razões experimentais	54
4.3.2 Razões obtidas por simulação	55
5 Análise de dados e resultados experimentais	59
5.1 Reação $^{11}B + ^{100}Mo$	60
5.2 Reação : $^{16}O + ^{51}V$	72
5.3 Reação : $^{10}B + ^{51}V$	88
6 Conclusões	102

Resumo

Técnicas de espectroscopia gama associadas ao estudo de mecanismos de reação têm sido alvo de estudos desenvolvidos em física nuclear. O sistema Saci-Perere (Sistema Ancilar de Cintiladores e Pequeno Espectrômetro de Radiação Eletromagnética com Rejeição de Espalhamento) foi utilizado para esse tipo de estudo a partir de três experiências de fusão-evaporação, sendo elas: $^{11}\text{B} + ^{100}\text{Mo}$, utilizando um alvo de ^{100}Mo de $16\text{mg}/\text{cm}^2$ e com $E_{\text{feixe}} = 43\text{MeV}$, $^{10}\text{B} + ^{51}\text{V}$, utilizando três alvos de ^{51}V de $0.2\text{mg}/\text{cm}^2$ e com $E_{\text{feixe}} = 33\text{MeV}$ e $^{16}\text{O} + ^{51}\text{V}$, utilizando um alvo de $4.4\text{mg}/\text{cm}^2$ em um backing evaporado de ^{197}Au de $7.7\text{mg}/\text{cm}^2$ e com $E_{\text{feixe}} = 70\text{MeV}$. Foram estudadas as relações entre as energias das transições gama, associadas a diferentes isótopos produzidos nessas reações, com a distribuição angular de partículas carregadas detectadas. Para esse fim, foram construídas e analisadas matrizes $\gamma\gamma$ em coincidência temporal com partículas carregadas detectadas seletivamente em diferentes ângulos. Foram obtidas razões entre as intensidades dos picos de transições gama em coincidência com partículas carregadas a ângulos dianteiros com aqueles em coincidência com partículas detectadas a ângulos traseiros, em função da energia dos raios gama. Essas razões apresentam-se em faixas nitidamente distintas, de acordo com o isótopo analisado numa mesma reação. O aparecimento de razões distintas para diferentes isótopos foi inicialmente associada à presença de fusão incompleta na população de determinados núcleos residuais. Neste trabalho é demonstrado que, embora desejável, por favorecer a anisotropia na distribuição de partículas emitidas, a presença de fusão incompleta não é uma condição necessária para a obtenção de razões distintas. Foram estimadas as seções de choque experimentais e comparadas com os valores fornecidos pelo programa PACE (*Projection Angular Momentum Coupled Evaporation*), baseado no método de Monte Carlo, que prevê somente o caso de fusão completa. Para as reações $^{11}\text{B} + ^{100}\text{Mo}$ e $^{16}\text{O} + ^{51}\text{V}$ foram feitas simulações para estimar os valores esperados das razões. As simulações foram feitas através do espectro de distribuição de partículas, previsto pelo programa PACE, transferido para o referencial de laboratório e integrado em ângulos restritos. Na reação $^{10}\text{B} + ^{51}\text{V}$, a utilização de alvos finos permitiu a determinação da contribuição de fusão incompleta através da análise do deslocamento Doppler das energias das transições gama, de onde foi possível obter a velocidade de recuo dos núcleos residuais e, conseqüentemente, a velocidade de recuo do sistema composto, comparando-a com o esperado nos casos de população através de fusão completa e incompleta. Os resultados apresentam a possibilidade de utilização das razões obtidas para as áreas das transições gama em função das energias dos raios gama, como ferramenta na identificação de transições candidatas como pertencentes a determinado isótopo emissor deste raio gama.

Abstract

Techniques in gamma-ray spectroscopy, associated with reaction mechanism studies have been developed in nuclear physics. The Saci-Perere array (Sistema Ancilar de Cintiladores e Pequeno Espectrômetro de Radiação Eletromagnética com Rejeição de Espalhamento) was used for this kind of research in three fusion-evaporation reactions: $^{11}\text{B} + ^{100}\text{Mo}$ ($E_b = 43\text{ MeV}$), with a target of 16 mg/cm^2 of ^{100}Mo , $^{10}\text{B} + ^{51}\text{V}$ ($E_b = 33\text{ MeV}$), with three targets of $200\text{ }\mu\text{g/cm}^2$ foils of ^{51}V , and $^{16}\text{O} + ^{51}\text{V}$ ($E_b = 70\text{ MeV}$), with a target of a 4.4 mg/cm^2 foil of ^{51}V on a evaporated 7 mg/cm^2 gold backing. There was studied the relationship between the energies of gamma transitions, associated to different isotopes produced in these reactions, with the angular distribution of emitted particles. For this purpose, there were constructed and analyzed $\gamma\gamma$ - matrices in coincidence with selected charged particles at different angles. There were measured ratios of γ -transitions intensities in coincidence with charged particles detected in forward and backward angles, as a function of γ -ray energy. These yield ratios are located in clearly different values according with the isotope analyzed in the same reaction. The obtainment of different yield ratios for different isotopes was initially associated with the presence of incomplete fusion in the production of determined residual nuclei. In this work is shown that, even the presence of incomplete fusion increases the anisotropy in the angular distribution of emitted particles, it is not a necessary condition to obtain different yield ratios. The experimental cross-sections were estimated and compared with the values given by the Monte Carlo code PACE (Projection Angular Momentum Coupled Evaporation), which describe the case of complete fusion. For the reactions $^{11}\text{B} + ^{100}\text{Mo}$ and $^{16}\text{O} + ^{51}\text{V}$, simulations to estimate the expected values of the yield ratios were made. The simulations were made using the spectrum of the angular distribution of emitted particles, given by code PACE, transferred to the laboratory frame and integrated in restrict angles. In the reaction $^{10}\text{B} + ^{51}\text{V}$, there were used thin targets, which enable us to determinate the contribution of incomplete fusion through the analysis of the Doppler shift in the gamma transitions energies, making possible to obtain the recoil velocity of the residual nuclei and, as a consequence, the recoil velocity of the compound system, comparing with the expected in the case of population by complete and incomplete fusion. The results show it's possible to use the yield ratios obtained to differentiate candidate γ - transitions, as a useful tool for assigning individual transitions to specific isotopes produced in heavy-ion reactions.

Capítulo 1

Introdução

Sistemas de múltiplos detectores de raios gama existentes em vários laboratórios utilizam sistemas auxiliares para identificação de canais específicos. Como exemplos podemos citar espectrômetros de massa, sistemas de múltiplos detectores $\Delta E - E$ para a identificação de partículas carregadas e sistemas de detectores de nêutrons de grande eficiência. São utilizados também filtros de multiplicidade[1] e, principalmente, o recurso de coincidências temporais múltiplas dos raios gama para identificação dos núcleos populados em reações de fusão-evaporação. A identificação dos raios gama pertencentes a bandas coletivas nucleares pressupõe o conhecimento de raios gama em coincidência temporal com aqueles do núcleo de interesse. Em muitos casos, bandas coletivas são observadas mas não podem ser atribuídas a determinado núcleo pela presença de estados isoméricos presentes entre a banda excitada e o estado fundamental, pois para análise de coincidência $\gamma\gamma$, os estados populados devem ter vidas médias da ordem de alguns *ps* até *ns*. No caso do núcleo ser populado pelo mecanismo de fusão incompleta, essa identificação pode ser feita através do estudo da distribuição angular das partículas carregadas, pois núcleos populados exclusivamente por fusão completa apresentam isotropia na emissão de partículas no referencial do centro de massa, enquanto que a presença de fusão incompleta apresenta, em menor ou maior grau, anisotropia nessa distribuição.

Quando há fusão incompleta, i.e., quebra (*breakup*) do projétil seguida de fusão de um dos fragmentos, o fragmento residual deve ser detectado, a ângulos dianteiros, com uma energia média correspondente à velocidade original do feixe. No caso de fusão completa, a distribuição de partículas evaporadas é isotrópica, e uma análise da distribuição angular dos resíduos de evaporação pode dar indicações a respeito do mecanismo de reação, uma vez que, no caso de contribuição de fusão incompleta, a distribuição apresenta anisotropia devido aos fragmentos

que seguem sem interação com o núcleo alvo. Esse mecanismo foi observado pela primeira vez na reação $^{16}\text{O} + ^{103}\text{Rh}$, $E_f = 100\text{MeV}$, por Kaufmann e Wolfgang [2], em 1961. A existência do processo de *breakup* associado, foi provada por Britt e Quinton [3], ao observarem partículas alfa com energia correspondente à energia do feixe incidente. Uma melhor evidência da existência desse mecanismo foi verificada por Inamura e colaboradores, ao medirem as partículas alfa emitidas em ângulos dianteiros em coincidência com os raios gama emitidos pelos núcleos residuais formados na reação $^{14}\text{N} + ^{159}\text{Tb}$ [4].

Nos últimos anos tem sido observada a presença de fusão incompleta em energias pouco acima da barreira coulombiana [5, 6, 7]. Processos de *breakup* que ocorrem com projéteis em energias próximas à da barreira coulombiana, seguidos da fusão do fragmentos mais pesado e a emissão de *clusters* (partículas alfa ou mesmo elementos mais pesados), podem ser ferramentas úteis no estudo de núcleos ricos em nêutrons próximos à linha de estabilidade. Há ainda um grande interesse na investigação dos processos de *breakup* de núcleos fracamente ligados, no estudo dos mecanismos de reação em energias próximas à barreira coulombiana, seja devido à possibilidade de se produzir feixes exóticos[8, 9], ou mesmo no estudo de mecanismos de fusão utilizando-se feixes estáveis[10, 11].

As reações de fusão-evaporação são comumente utilizadas na produção de núcleos residuais em estados de alto momento angular e altas energia de excitação. Seções de choque de núcleos residuais formados por reações de fusão-evaporação são em geral bem descritas pelo código PACE (Projection Angular Momentum Coupled Evaporation)[12], baseado no método de Monte Carlo, que descreve o caso de fusão completa. No caso de contribuição de fusão incompleta, o sistema intermediário formado pode decair num mesmo núcleo residual por evaporação de outras partículas, que não alfas (prótons e nêutrons por exemplo), que outro populado pelo mecanismo de fusão completa cujo canal de decaimento envolva partículas alfa (e eventualmente nêutrons). Desse fato, resulta uma seção de choque superior para o núcleo residual cuja população tenha contribuição de fusão incompleta, do que o previsto pelo código PACE.

Nesse trabalho foi utilizado o sistema Saci-Perere (Sistema Ancilar de Cintiladores e Pequeno Espectrômetro de Radiação Eletromagnética com Rejeição de Espalhamento)[13], para estudo da correlação entre os raios gama emitidos pelos núcleos residuais, e as partículas carregadas detectadas pelo sistema auxiliar em diferentes ângulos. O sistema Saci-Perere é formado por um arranjo de 11 detectores tipo Phoswich ($\Delta E - E$) que compreendem um ângulo sólido de $\approx 75\%$ de 4π , associado a 4 detectores de radiação gama de HPGe com supressores Compton.

Foram analisadas três reações: $^{11}B + ^{100}Mo$, utilizando um alvo de ^{100}Mo de $16mg/cm^2$ com $E_{feixe} = 43MeV$; $^{16}O + ^{51}V$ utilizando um alvo de ^{51}V de $4.4mg/cm^2$ num backing evaporado de $7mg/cm^2$ de ^{197}Au , com $E_{feixe} = 70MeV$ e $^{10}B + ^{51}V$ utilizando três alvos de ^{51}V , de $0.2mg/cm^2$ cada um, com $E_{feixe} = 33MeV$. Essa correlação foi determinada através da construção de razões entre as áreas dos picos de transições gama em coincidência com partículas detectadas a ângulos diferentes, em função da energia do raio gama.

As três reações foram projetadas para o estudo de estrutura nuclear, com especial interesse nos núcleos ^{105}Rh , ^{108}Pd , ^{58}Co e $^{60,61}Ni$ [14, 15, 16, 17]. Parte da redução de dados, envolvendo a calibração em tempo e energia dos eventos de raios gama, bem como a determinação das regiões correspondentes às partículas alfa e prótons nos espectros $\Delta E - E$, já havia sido realizada para esses estudos. Com os eventos já calibrados foi realizada uma nova redução de dados, mais específica para o presente trabalho, através da construção de matrizes de coincidência $\gamma\gamma$ -partícula. As matrizes foram construídas com restrição a partículas (alfa e prótons) detectados a ângulos dianteiros (0°), médios (63°) e traseiros (117°), permitindo a construção das razões mencionadas acima com restrição no ângulo de detecção de partículas (e, também com restrição à espécie de partícula detectada: prótons ou partículas alfa).

Embora realizadas especificamente para o estudo de estrutura nuclear, essas reações apresentaram características favoráveis ao estudo elaborado neste trabalho. Na reação $^{11}B + ^{100}Mo$, foi observada uma seção de choque experimental para o núcleo de ^{105}Rh bastante superior àquela prevista pelo programa PACE, indicando a possível presença de outros mecanismos de reação na população deste núcleo em particular. A hipótese levantada foi a presença de fusão incompleta como mecanismo competitivo na produção deste núcleo para a energia utilizada. A reação passou então a ser re-analisada sob uma óptica diferente, através de estudos que fornecessem indicações acerca dos mecanismos de reação envolvidos; mais especificamente a procura pela presença de fusão incompleta, na tentativa de associar a contribuição desse mecanismo como condição necessária à obtenção de razões diferentes para cada canal de saída [18]. Na reação $^{16}O + ^{51}V$, a presença de fusão incompleta já havia sido observada para energias de feixe superiores à utilizada nesse experimento, o que sugeriu que seria possível, *a priori*, observar indícios de fusão incompleta (mesmo que ainda não fosse um mecanismo fortemente competitivo na energia utilizada), na produção de núcleos produzidos nessa reação [19].

Para a reação $^{10}B + ^{51}V$, foram utilizados alvos finos, o que permite a desexcitação dos núcleos residuais em voo, de forma que um dos métodos utilizados para obter indicações de

contribuição de fusão incompleta na produção dos núcleos residuais de interesse, consistiu em medir indiretamente as velocidades de recuo desses núcleos, através do deslocamento Doppler. Havendo fragmentação do projétil em dois *clusters* através do processo de *breakup*, o núcleo composto proveniente do processo de fusão completa do fragmento - em geral o mais pesado - com o alvo, deve ter uma velocidade inferior àquela do núcleo composto formado pela fusão completa do projétil original com o alvo. Esse tipo de método já foi utilizado anteriormente no estudo do núcleo de ^{194}Hg [20], onde foi possível determinar o mecanismo de fusão incompleta como o principal responsável pela população de estados deformados e superdeformados desse núcleo, através da análise comparativa entre as velocidades esperadas para o núcleo composto formado através dos dois processos distintos: fusão completa e fusão incompleta. No nosso caso, para determinar a velocidade dos núcleos residuais de interesse nessa última reação, foram observados os raios gama emitidos na desexcitação de estados nucleares, com detectores de raios gama posicionados em dois ângulos θ : $\theta_1 = 37^\circ$ e $\theta_2 = 101^\circ$. Sendo emitidos por uma fonte em movimento, a energia dos raios gama são modificadas pelo efeito Doppler. Uma vez conhecidas as energias de transição gama e os ângulos de detecção, foram extraídas as velocidades dos núcleos residuais e comparadas com os valores previstos para o caso de população através, exclusivamente, de fusão completa.

Um aspecto importante deste trabalho é o estudo das potencialidades do sistema Saci-Perere como instrumento de espectroscopia, aliando as informações obtidas através da coleção de partículas carregadas (através do sistema auxiliar Saci) àquelas obtidas pela coleção de radiação gama (através do espectrômetro Perere).

No Capítulo 2 são feitas considerações sobre reações nucleares e mecanismos de interação de radiação com a matéria. Uma breve introdução teórica acerca do método de ondas parciais para desenvolvimento de modelos para seções de choque em fusão completa e incompleta foi introduzida a título de completeza.

No Capítulo 3 são apresentadas propriedades gerais de detectores de radiação. Especial atenção foi dada aos tipos de detectores utilizados durante este trabalho.

No Capítulo 4 é feita uma descrição do equipamento experimental e do método de redução de dados utilizado, e inclui uma descrição sumária das reações realizadas para a produção dos núcleos em estudo.

Como foram utilizadas três reações diferentes para o estudo de núcleos residuais em regiões de massa $A = 60$ e $A = 100$, o Capítulo 5 é subdividido em três seções, abordando, cada uma, os

resultados experimentais, confrontados com os obtidos através de simulação, e a análise imediata de cada reação.

Por último, o Capítulo 6 aborda as conclusões do trabalho e perspectivas para a aplicação dos métodos descritos no estudo de espectroscopia gama associada à identificação de mecanismos de reação.

Capítulo 2

Considerações gerais

2.1 Reações nucleares

Reações nucleares podem ocorrer por diferentes mecanismos. A figura 2.1 mostra, esquematicamente, os tipos de reações nucleares de acordo com o valor do parâmetro de impacto, ξ . Consideremos uma reação nuclear hipotética do tipo $A(a,b)B$ mantendo em mente que, para alguns casos, os núcleos b e B podem ser idênticos aos núcleos a e A . O canal de entrada, composto pelo projétil a e alvo A , é comumente denominado como canal α . De forma semelhante o canal de saída, composto pelo ejetil b e núcleo residual B é comumente denominado canal β .

Conforme o projétil a aproxima-se do alvo A , há uma certa probabilidade de interação com o campo coulombiano e nuclear de A , causando uma mudança de direção do alvo e/ou projétil, mas não perda de energia. Esse mecanismo de reação é chamado de espalhamento elástico. Se isso não ocorrer, então o projétil pode interagir com A - via colisão de dois corpos entre o projétil e um ou mais núcleons do alvo - elevando esse núcleon a um nível não preenchido. Se esse núcleon deixar o núcleo, diz-se que ocorreu uma reação direta; caso contrário, mais colisões podem ocorrer e eventualmente toda a energia cinética do projétil pode ser distribuída entre os núcleons do núcleo composto $NC = a + A$.

Devido ao complicado conjunto de interações que ocorrem durante a formação do sistema composto (fusão), diz-se que há "perda de memória" do sistema no que diz respeito ao seu modo de formação, de forma que sua subsequente emissão de partículas ou radiação eletromagnética, depende da energia de excitação e do momento angular de NC , e não mais da natureza do projétil ou do alvo. A emissão de partículas se dá, então, de forma isotrópica, uma vez que, perdida a "memória" do sistema composto, não há uma direção preferencial para essa emissão, que então

obedece uma distribuição Maxwelliana. Algumas vezes o sistema composto pode emitir uma partícula da mesma espécie do projétil - ou mesmo o próprio projétil - com a mesma energia de bombardeamento. Se isso ocorrer, diz-se que ocorreu um espalhamento elástico composto. O sistema composto NC, que chamaremos simplesmente de *núcleo composto*, também pode decair em produtos de reação que são absolutamente diferentes do projétil ou do alvo.

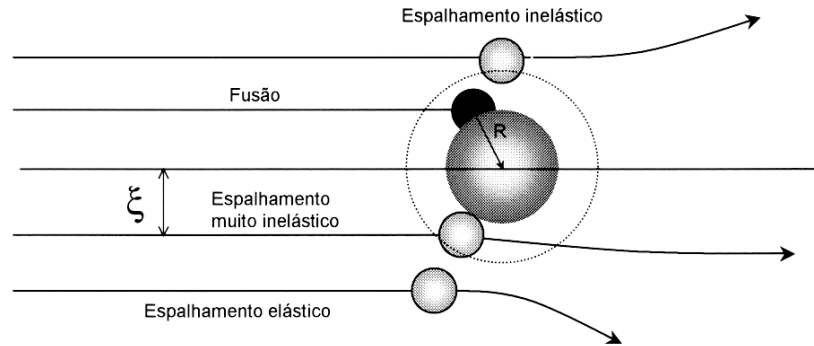


Figura 2.1: Desenho esquemático de alguns tipos de reação, como função do parâmetro de impacto ξ .

A seguir são apresentadas considerações sobre o técnica de expansão em ondas parciais, ferramenta bastante utilizada no estudo de reações nucleares. Textos bastante completos sobre o formalismo envolvido no estudo de reações nucleares, estão contidos nas referências [22] e [23], largamente utilizados nesta seção.

2.2 Ondas parciais

Algumas considerações favorecem o uso de funções de onda com valores bem definidos de momento angular ℓ , chamadas *ondas parciais*. Uma é que, desde que as forças nucleares são de curto alcance e que os núcleos tenham bordas relativamente bem definidas, apenas partículas do feixe que possuam momento angular menor que algum *valor máximo*, irão interagir com o alvo. Outra consideração é que este valor máximo é de tal forma pequeno, que é possível considerarmos, como relevantes, apenas alguns poucos valores de ℓ . A terceira é que estejamos aptos a reduzir a equação de Shrödinger, tridimensional, a séries de equações radiais unidimensionais; uma para cada valor de ℓ . Em geral essas equações radiais permanecem acopladas, mas são (exceto para espalhamentos envolvendo comprimentos de onda muito pequenos) mais suceptíveis a aproximações que a equação original.

Se o potencial for central, o momento angular é uma constante do movimento. Então a função de onda para um particular momento angular ℓ (sendo m sua componente z) pode ser separada em duas partes: uma parte angular e uma parte radial:

$$\chi_{\ell m}(r) = u_{\ell}(r)Y_{\ell}^m(\theta, \phi) \quad (2.1)$$

onde θ e ϕ são os ângulos polares de r .

Correspondentemente, a equação de Schrödinger pode ser separada em equações distintas; uma parte radial e outra angular. A equação radial é mais fácil de ser escrita em termos de $w_{\ell}(r) = ru_{\ell}(r)$:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 w_{\ell}}{dr^2} + \left[V(r) + \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} \right] w_{\ell} = E w_{\ell} \quad (2.2)$$

O termo $\ell(\ell+1)\hbar^2/2mr^2$ representa a energia rotacional de uma partícula em uma órbita com momento angular $\ell\hbar$. Este termo assemelha-se a um potencial repulsivo; e é tanto mais repulsivo quanto mais nos aproximamos da origem, e a repulsão aumenta conforme ℓ aumenta. Por essa razão é muitas vezes citado como *barreira centrífuga* (algumas vezes como *potencial centrífugo*, embora não seja um potencial de fato). Seu efeito na equação é reduzir a magnitude das soluções w_{ℓ} para r pequeno conforme ℓ aumente. O caso onde $V = 0$ e as correspondentes funções $[u_{\ell}(r)]^2$ são ilustradas na figura 2.2. Para pequenos valores de kr , $j_{\ell}(kr) \approx (kr)^{\ell}/1 \cdot 3 \cdot 5 \cdot \dots \cdot (2\ell+1)$; enquanto assintoticamente oscilam como uma função tipo *seno*, suas amplitudes decrescem com r^{-1} :

$$j_{\ell}(kr) \rightarrow (kr)^{-1} \text{sen} \left[kr - \frac{1}{2}\ell r \right] \quad (2.3)$$

A técnica de expansão em ondas parciais consiste em descrever o movimento relativo num dado canal em termos das funções ortonormais Y_{ℓ}^m .

$$\chi(r, \theta, \phi) = \sum_{\ell m} c_{\ell m} u_{\ell}(r) Y_{\ell}^m(\theta, \phi) \quad (2.4)$$

Em geral os coeficientes $c_{\ell m}$ dependem de ℓ e m , enquanto que as funções $u_{\ell}(r)$ dependem exclusivamente de ℓ . Para serem fisicamente aceitáveis, as funções $u_{\ell}(r)$ são soluções da equação radial 2.2, desde que sejam regulares na origem.

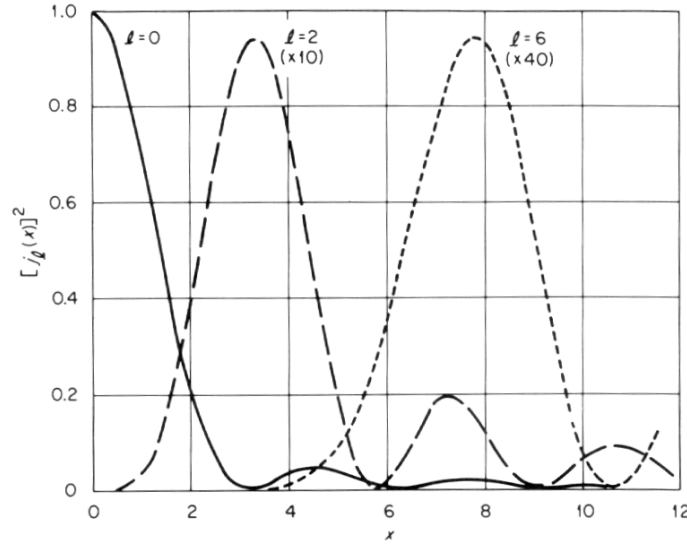


Figura 2.2: O quadrado de uma típica função esférica de Bessel, $j_\ell(x)$. As curvas para $\ell = 2$ e para $\ell = 6$ foram multiplicadas por 10 e 40, respectivamente, para facilitar a comparação com aquela para $\ell = 0$ [22].

A equação 2.4 pode ser escrita pela expansão de Rayleigh para ondas planas, que é solução da equação de Schrödinger quando $V=0$:

$$\begin{aligned} \chi(r, \theta, \phi) &= \exp(i\mathbf{r} \cdot \mathbf{k}) = \exp(ikr \cos\theta) = \exp(ikz) = \\ &= \sum_{\ell=0}^{\infty} i^\ell [4\pi(2\ell+1)]^{1/2} j_\ell(kr) Y_\ell^0(\theta, \phi) = \sum_{\ell=0}^{\infty} i^\ell (2\ell+1) j_\ell(kr) P_\ell(\cos\theta) \end{aligned} \quad (2.5)$$

onde escolhemos o eixo z ao longo de $\mathbf{k}$, a direção do movimento. Por essa simetria, apenas o termo com $m=0$ aparece, e Y_ℓ^0 é independente de ϕ . A segunda forma, um pouco mais simples, faz uso da relação

$$Y_\ell^0(\theta, \phi) = [(2\ell+1)/4\pi]^{1/2} P_\ell(\cos\theta)$$

onde P_ℓ são os polinômios de Legendre. Para uma escolha arbitrária para a orientação dos eixos, a equação 2.5 toma a forma geral 2.4, que inclui termos com $m \neq 0$:

$$\exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) = 4\pi \sum_{\ell=0}^{\infty} i^\ell j_\ell(kr) \left[\sum_m Y_\ell^m(\theta, \phi) Y_\ell^m(\theta_k, \phi_k)^* \right]$$

Aqui, θ e ϕ são ângulos polares do vetor $\mathbf{r}$, e θ_k e ϕ_k são os ângulos polares de $\mathbf{k}$. A presença do produto escalar $\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}$ mostra que a onda plana é escalar por rotações do eixo de coordenadas

[24]; esta propriedade se reflete do lado direito da equação, pela combinação escalar invariante dos harmônicos esféricos.

2.2.1 Ondas incidentes e emergentes

A expressão assintótica 2.3 pode ser reescrita da seguinte forma:

$$j_\ell(kr) \rightarrow \frac{i^{1-\ell}}{2kr} \left[(-)^\ell \exp(-ikr) - \exp(ikr) \right] \quad (2.6)$$

que é a soma de ondas esféricas incidentes e emergentes de igual amplitude.

Agora a equação 2.6 representa a ℓ -ésima parte de uma onda incidente ($A_0 \exp(i\mathbf{k}_\alpha \cdot \mathbf{r}_\alpha) \psi_a \psi_A$) antes que ocorra a interação com o alvo. Fisicamente, o espalhamento só pode gerar mudança de fase na parte emergente.

A onda total é dada por:

$$\Psi = A_0 \exp(i\mathbf{k}_\alpha \cdot \mathbf{r}_\alpha) \psi_a \psi_A + \sum_{\beta} \Psi_{esp.\beta} \quad (2.7)$$

onde β descreve o canal de saída.

Se considerarmos que um possível canal de saída é o próprio canal de entrada, podemos escrever a equação 2.7 como:

$$\Psi = \sum_{cC} \chi_{cC}(r, \theta, \phi) \psi_c \psi_C \quad (2.8)$$

Teremos então, assintoticamente¹:

$$\text{Canal elástico: } \chi_{aA}(r, \theta, \phi) \rightarrow \exp(i\mathbf{k}_\alpha \cdot \mathbf{r}) + f_\alpha(\theta, \phi) \exp(ik_\alpha r)/r \quad (2.9)$$

$$\text{Canal não-elástico: } \chi_{bB}(r, \theta, \phi) \rightarrow f_\beta(\theta, \phi) \exp(ik_\beta r)/r \quad (2.10)$$

Agora é possível fazer uma expansão em ondas parciais de χ , como na equação 2.4.

Por simplicidade assumimos, sem perda de generalidade, que as partículas não possuam spin (momento angular intrínseco) sendo o momento angular total, o momento angular orbital ℓ . Desta forma ℓ é conservado, e um dado ℓ no canal de entrada fornece o mesmo ℓ no canal de saída. Como tomamos $\mathbf{k}_\alpha$ como estando na direção do eixo z, $m=0$. A parte incidente de χ_{aA}

¹Por conveniência escolhemos a constante $A_0 = 1$, correspondendo a uma partícula por unidade de volume no feixe incidente.

deve ser a mesma assintoticamente que em uma onda plana com o mesmo momento k_α , como nas equações 2.4 e 2.6; o canal não elástico, χ_{bB} , possui apenas partes emergentes. Desta forma, a parte radial das ondas parciais tem a seguinte forma assintótica:

$$\text{Canal elástico} \quad u_{\ell,aA}(r) \rightarrow \frac{y_\ell}{r} \left[(-)^\ell \exp(-ik_\alpha r) - \eta_{\ell,\alpha} \exp(ik_\alpha r) \right] \quad (2.11)$$

$$\text{Canal não-elástico} \quad u_{\ell,aA}(r) \rightarrow -\frac{y_\ell}{r} \left(\frac{v_\alpha}{v_\beta} \right)^{1/2} \eta_{\ell,\beta} \exp(ik_\beta r) \quad (2.12)$$

Os termos η_ℓ são conhecidos como *amplitudes de espalhamento da onda parcial*, ou *elementos da matriz de espalhamento* e, obviamente, dependem da energia do feixe, e os fatores iniciais do lado direito das equações 2.11 e 2.12 foram escolhidos para normalizar u_ℓ de forma que $\chi = \exp(i\mathbf{k}_\alpha \cdot \mathbf{r})$ na ausência de espalhamento; então

$$y_\ell = \frac{i[\pi(2\ell + a)]^{1/2}}{k_\alpha}$$

O fator $(v_\alpha/v_\beta)^{1/2}$, onde v_α é a velocidade no canal de entrada e v_β é a velocidade no canal de saída, foi inserido na expressão para a onda não-elástica porque com esta definição as propriedades dos termos η_ℓ se simplificam.

Perto da origem os u_ℓ são proporcionais a r^ℓ , como no caso de uma onda plana (sem perturbação). Essas condições de contorno - na origem e assintoticamente - devem ser impostas sobre as soluções da equação de Schrödinger a fim de que seja possível determinar os coeficientes u_ℓ .

2.2.2 Seções de choque

É possível expressar amplitudes de espalhamento, $f(\theta, \phi)$, em termos dos elementos de matriz η_ℓ . Se escolhermos o eixo z ao longo do feixe incidente, temos [22]:

$$f_\beta(\theta, \phi) = \frac{1}{2ik_\alpha} \left(\frac{v_\alpha}{v_\beta} \right)^{1/2} \sum_\ell (2\ell + 1) [\eta_{\ell,\beta} - \delta_{\alpha,\beta}] P_\ell(\cos\theta) \quad (2.13)$$

É importante frisar que a equação 2.13 só é válida quando as partículas interagentes não possuem spin ou, de outro modo, se as interações forem independentes do spin. O feixe incidente tem uma componente zero de momento angular ao longo do eixo z (ao longo da direção de incidência do feixe) e essa componente é conservada na ausência de efeitos de spin. Como consequência, apenas Y_ℓ^m com $m=0$ entram na expressão e $f_{b,B}(\theta, \phi)$ é então independente de ϕ .

Num caso mais geral, com efeitos de spin incluídos, $m \neq 0$ e então f dependerá de ϕ .

Feitas essas considerações é possível determinar a seção de choque diferencial para uma reação $A(a,b)B$ como sendo dada por:

$$\frac{d\sigma_\beta}{d\Omega} = \frac{v_\beta}{v_\alpha} \left| f_{Coulomb}(\theta) \delta_{\alpha,\beta} + f_\beta(\theta, \phi) \right|^{1/2} \quad (2.14)$$

onde $f_{Coulomb}(\theta)$ é devido à contribuição do campo coulombiano² e f_β descreve um espalhamento "adicional", devido a outras interações (somada algumas modificações no espalhamento Rutherford, que são devidas ao fato de que as cargas nucleares não estejam concentradas num ponto, mas estejam distribuídas em uma região finita) [22]:

$$f_{Coulomb}(\theta) = -\frac{Z_a Z_A e^2 / \hbar v_\alpha}{2k_\alpha \sin^2(\frac{1}{2}\theta)} \exp \left\{ -i (Z_a Z_A e^2 / \hbar v_\alpha) \ln \left[\sin^2 \left(\frac{1}{2}\theta \right) \right] + 2i\sigma_0 \right\} \quad (2.15)$$

Note que $|f_{Coulomb}(\theta)|^2$ é a seção de choque para espalhamento Rutherford.

Para partículas carregadas:

$$\frac{d\sigma_\beta}{d\Omega} = \left| f_{Coulomb}(\theta) \delta_{\alpha,\beta} + \frac{1}{2ik_\alpha} \sum_\ell (2\ell + 1) \exp(2i\sigma_\ell) (\eta_{\ell,\beta} - \delta_{\alpha,\beta}) P_\ell(\cos\theta) \right|^2 \quad (2.16)$$

Para partículas neutras:

$$\frac{d\sigma_\beta}{d\Omega} = \frac{1}{4k_\alpha^2} \left| \sum_\ell (2\ell + 1) (\eta_{\ell,\beta} - \delta_{\alpha,\beta}) P_\ell(\cos\theta) \right|^2 \quad (2.17)$$

O delta de Krönecker ($\delta_{\alpha,\beta}$) aparece na equação 2.16, porque o espalhamento Rutherford só contribui para o canal elástico. Neste canal, no entanto, há a interferência entre duas amplitudes: coulombiana e nuclear.

A "amplitude Rutherford", $f_{Coulomb}(\theta)$, é inversamente proporcional à energia do feixe; no entanto $f_{Coulomb}(\theta)$ diverge para $\theta = 0$, e não pode ser desprezada quando o tratamento inclui ângulos pequenos.

² $\sigma_\ell = \arg\Gamma(\ell + 1 + in)$, onde Γ é a função gama. $\sigma_\ell = 0$ se $n=0$.

A seção de choque total é então dada por³:

$$\sigma_\beta = \int \left(\frac{d\sigma_{\beta\alpha}}{d\Omega} \right) d\Omega = \pi(\lambda_\alpha/2\pi)^2 \sum_\ell (2\ell+1) |\delta_{\alpha,\beta} - \eta_{\ell,\beta}|^2 \quad (2.18)$$

Para o caso de espalhamento elástico, no entanto, essa expressão só pode ser utilizada se no canal de entrada o núcleo a e/ou A forem partículas neutras. Para partículas carregadas, a integral sobre o espalhamento Rutherford diverge. A equação 2.18 representa a seção de choque total devido à interação não-coulombiana, sem espalhamento Rutherford, e sem a interferência da amplitude de Rutherford.

Define-se a seção de choque de absorção σ_{abs} (que é a seção de choque de reação) como sendo a soma sobre todas as seções de choque totais referentes aos canais não-elásticos⁴:

$$\begin{aligned} \sigma_{abs} &= \sum_{\beta \neq \alpha} \sigma_\beta = \pi(\lambda_\alpha/2\pi)^2 \sum_\ell (2\ell+1) \sum_{\beta \neq \alpha} |\eta_{\ell,\beta}|^2 \\ &= \pi(\lambda_\alpha/2\pi)^2 \sum_\ell (2\ell+1) [1 - |\eta_{\ell,\alpha}|^2] \end{aligned} \quad (2.19)$$

A interpretação física é simples; na ausência de eventos não-elásticos, as ondas emergentes têm intensidade unitária, $|\eta_{\ell,\alpha}|^2 = 1$, e $\sigma_{abs} = 0$. Na presença de reações não-elásticas, essas intensidades são reduzidas e a quantidade dessa redução quantifica a absorção para aquela onda parcial.

2.3 Reações de fusão-evaporação

A fim de estudar estados de alto spin, é necessário utilizar um tipo de reação que possa popular esses estados. Embora haja outros métodos, o mais freqüentemente utilizado é o mecanismo

³Para integrar sobre todos os ângulos usamos as propriedades de ortogonalidade dos polinômios de Legendre.

⁴Quando há a contribuição de um canal não-elástico, haverá uma depleção de fluxo nas ondas emergentes para o canal elástico, de forma que a amplitude $|\eta_{\ell,\alpha}| < 1$. Este fluxo reaparece nos canais não-elásticos. Se acontecerem apenas reações de dois corpos, do tipo $a + A \rightarrow b + B$, então para cada par $\alpha = (a, A)$ perdido do canal incidente, deve haver um aparecimento de um par $\beta = (b, B)$ em algum dos canais não-elásticos. Se nenhuma dessas partículas tiver spin, então a conservação do momento angular impõe que o par β tem o mesmo momento angular ℓ - do movimento relativo - que o par perdido α . Uma vez que a amplitude da onda emergente é proporcional a η_ℓ , essa conservação resulta em:

$$\sum_{\beta \neq \alpha} |\eta_{\ell,\beta}|^2 = 1 - |\eta_{\ell,\alpha}|^2 \rightarrow \sum_\beta |\eta_{\ell,\beta}|^2 = 1$$

onde agora a soma se estende sobre todos os canais, incluindo o canal elástico com $\beta = \alpha$. Esse é o exemplo mais simples da unitariedade da matriz de espalhamento η_ℓ que segue da conservação do número de partículas.

de fusão-evaporação [25]. Experimentalmente, este mecanismo fornece altas seções de choque para a população de estados de alto spin.

Numa reação de fusão-evaporação, a energia cinética da colisão, no referencial do centro de massa, é convertida em energia de excitação do sistema composto. O momento angular transferido ao núcleo composto é dado por $\xi \times \mathbf{p}$, onde ξ é o parâmetro de impacto e $\mathbf{p}$ é o momento linear, $m\mathbf{v}$, do feixe. O momento angular transferido é, simplesmente, $\ell = m v \xi$. Então, quanto maior a energia do feixe de partículas, maior o momento angular transferido ao sistema composto. Note, no entanto, que, conforme ilustra a figura 2.1, reações de fusão só podem ocorrer para pequenos valores de parâmetro de impacto, com outros tipos de reação competindo significativamente para valores maiores de ξ .

O momento angular relativo $\ell\hbar$, de duas partículas em colisão, é quantizado em unidades de $\hbar$. Quanticamente, $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$ então temos:

$$\ell\hbar = p\xi \Rightarrow \ell = k\xi \Rightarrow \xi = \ell\lambda/(2\pi) \quad (2.20)$$

Isso não é totalmente verdade, porque ℓ é quantizado mas b não. Para contornar esse problema conceitual, pode-se associar o parâmetro de impacto ξ , a certas zonas no alvo. A figura 2.3 sugere uma imagem pictórica para enxergar isso: para colisões frontais ($\ell = 0$), o alcance de ξ é de 0 a $\lambda/(2\pi)$, enquanto que para $\ell=1$ esse alcance vai de $\lambda/(2\pi)$ a $2[\lambda/(2\pi)]$. Dessa forma é fácil perceber que a seção de choque é maior para maiores parâmetros de impacto, e estes estão associados a altos momentos angulares [26]. O aumento de energia favorece, então, a população de estados de mais alto spin, pois quanto maior a energia, menor a faixa compreendida para cada momento angular ℓ , e, portanto, mais ℓ 's "cabem" na seção.

Depois de produzida a reação, os núcleos compostos formados estão excitados, retendo todo o momento angular inicial. A distribuição de momento angular inicial depende, essencialmente, do projétil, do alvo e da energia de bombardeamento; embora as informações individuais sobre o canal de entrada sejam perdidas durante o processo de equilíbrio térmico (quando a distribuição da energia inicial está equilibrada entre os núcleons do núcleo composto).

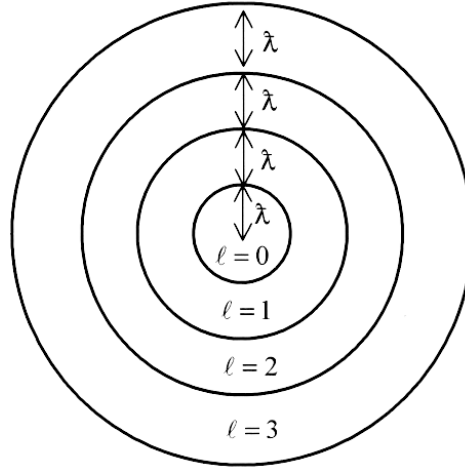


Figura 2.3: É fácil enxergar, pictoricamente, porque o aumento de energia favorece a população de estados de mais alto spin: quanto maior a energia, menor a faixa compreendida para cada momento angular ℓ , e, portanto, mais ℓ 's “cabem” na secção.

Inicialmente, no processo de desexcitação do núcleo composto, há uma maior probabilidade de emissão de partículas do que a emissão de radiação eletromagnética (raios γ), pois a largura intrínseca para o decaimento de uma partícula (núcleon ou *cluster*) é algumas ordens de grandeza maior que o decaimento eletromagnético; logo, numa primeira etapa, a desexcitação ocorre através da “evaporação” de partículas, que carregam pouco momento angular ($\sim 1\hbar$ no caso da emissão de um núcleon e um pouco acima disso no caso da emissão de uma partícula α) e em torno de 8MeV/partícula. Essa etapa pode se repetir, no caso de um decaimento sequencial, até que não seja mais possível, ao núcleo composto, emitir mais partículas. Este núcleo chegou ao estado chamado de núcleo residual, e a partir de então esse núcleo desexcita-se, até o seu estado fundamental, através da emissão de raios- γ .

Nas reações de fusão-evaporação, o favorecimento à emissão de nêutrons ou de partículas carregadas, depende da altura da barreira coulombiana. Um exemplo particular é mostrado na figura 2.4, para a reação $^{124}\text{Sn}(^{40}\text{Ar}, xn)^{164-x}\text{Er}$ [27]. Após a emissão do primeiro nêutron, a energia de excitação do sistema é reduzida pela energia de ligação e pela energia cinética do nêutron emitido (cerca de 10MeV ao todo). Como o nêutron remove pouco momento angular, a distribuição de momentos angulares permanece muito semelhante ao sistema composto inicial (figura 2.4a). Para altos momentos angulares (parte direita da figura 2.4a), observa-se que com a emissão de alguns nêutrons, começa a haver competição entre a emissão de partículas e a emissão de raios γ (região hachurada da figura 2.4b), devido à população dos estados do núcleo residual

estar suficientemente próxima da linha *yrast*, que é a linha definida pelo maior momento angular para uma dada energia de excitação. No entanto este sistema ainda possui momento angular elevado, e decairá pela emissão de cascatas de raios γ . Essa emissão é predominante na região entre a linha *yrast* e uma certa "linha de entrada", localizada, aproximadamente, a uma energia de ligação de partícula, acima da linha *yrast*, ou seja, quando torna-se impraticável a emissão de mais alguma partícula.

Para momentos angulares mais baixos (parte esquerda da figura 2.4a) pode haver, ainda, a emissão de mais um ou dois nêutrons, o que pode resultar em um sistema composto intermediário (não necessariamente o núcleo residual), com momento angular menos elevado (outro canal de emissão) e, conseqüentemente, de menor energia de excitação (figura 2.4c,d).

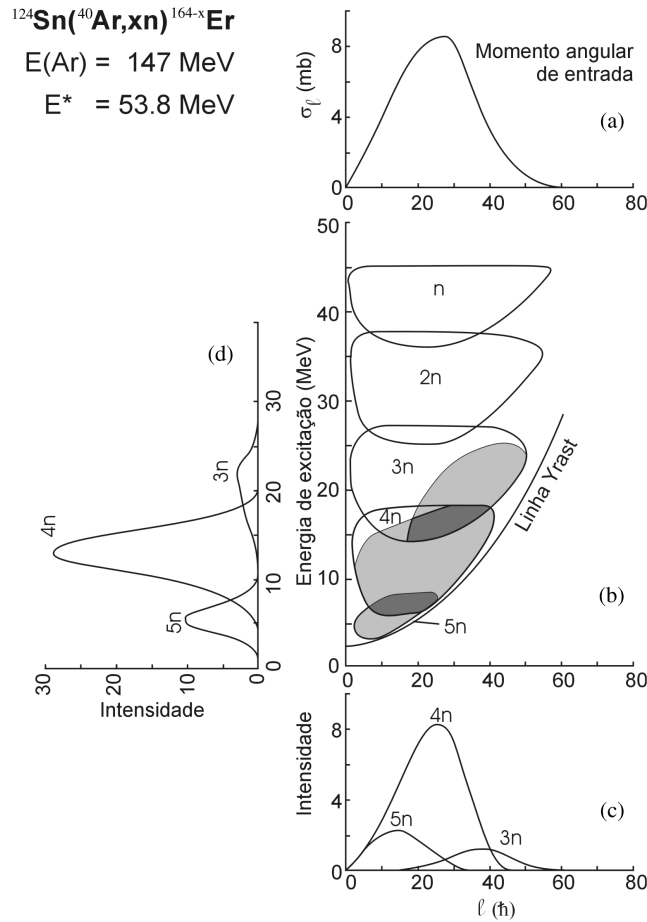


Figura 2.4: Esquema do mecanismo de reação de fusão-evaporação para o núcleo residual $^{164-x}\text{Er}$.

Convém notar que a perda de memória do núcleo composto reflete-se no fato de que todas as informações obtidas a respeito do núcleo composto (e do núcleo residual), não são influenciadas

pelas características do canal de entrada. Uma vez formado, independentemente do canal de entrada, sua desexcitação seguirá estatisticamente o mesmo caminho.

Nesse tipo de mecanismo de reação é possível produzir núcleos deficientes em nêutrons, e com a vantagem de que os núcleos residuais de interesse são produzidos com alto momento angular; além disso, nessas reações, os estados de spin elevado são fortemente orientados, orientação essa que depende da direção de incidência do feixe (projéteis).

2.3.1 Fusão incompleta

A fusão incompleta é um fenômeno intimamente ligado ao processo de *breakup* do projétil. Reações diretas com íon pesados, principalmente em combinações assimétricas entre o alvo e o projétil, são dominadas por este tipo de processo, ou seja, quando o projétil é significativamente mais leve que o núcleo-alvo, normalmente estão mais sujeitos a perder núcleons ou *clusters* por processo de *breakup* [28]. Essa fragmentação ocorre pela contribuição dos campos coulombiano e nuclear e é usual fazer-se uma distinção entre o que se chama de *breakup nuclear* e *breakup coulombiano*. Estes campos, no entanto, atuam simultaneamente, de forma que o projétil sob a influência dos dois, pode acabar por fragmentar-se.

Em seguida há dois caminhos possíveis: o primeiro é que os fragmentos sejam espalhados, como núcleons ou *clusters*, sem que haja reação entre algum deles com o núcleo alvo além de excitação coulombiana. Outro caminho é que um destes fragmentos siga como observador e ocorra fusão do outro fragmento com o alvo, de onde segue o processo de fusão-evaporação.

Uma vez que os produtos da fragmentação podem ser núcleons ou *clusters*, parece ser apenas uma questão de semântica considerar essas reações como "transferência de núcleons" ou "fusão incompleta". O primeiro nome é mais adequado a reações periféricas, caracterizadas pela pequena transferência de massa (em relação ao núcleo original), e o segundo termo é mais apropriado quando ocorre colisão mais profunda, i.e., próximo ao momento angular limite para fusão completa.

A detecção dos resíduos de evaporação, a ângulos dianteiros, fornece uma análise quantitativa dessa contribuição. Espera-se, pela contribuição de fusão completa, que a distribuição de velocidades, e portanto de energia, seja geralmente bem descrita por uma distribuição Maxwelliana, cujo valor mais provável de energia pode ser calculado⁵. Com o mecanismo de fusão incompleta

⁵Após alcançado o equilíbrio termodinâmico do sistema composto, o sistema está excitado, e as partículas evaporadas têm igual probabilidade de emissão para qualquer direção radial; logo o espectro das partículas emitidas obedece uma distribuição Maxwelliana, caracterizada pela temperatura do meio (energia de excitação).

tornando-se competitivo, uma nova distribuição, gaussiana, é somada à anterior, com o centróide na energia do fragmento correspondente à velocidade do feixe. Na figura 2.5 vemos espectros de energia de partículas alfa, da reação $^{12}\text{C} + ^{160}\text{Gd}$, com $E_{\text{feixe}} = 200\text{ MeV}$, onde, a ângulos dianteiros, partículas alfa, cuja velocidade é aproximadamente a velocidade do feixe, dominam o espectro. Partículas alfa de mais baixa energia (região indicada pela seta), correspondem às partículas efetivamente evaporadas pelo sistema composto, e constituem uma fração bem menor do espectro. Com o aumento do ângulo θ , a contribuição de partículas mais "rápidas", i.e., mais energéticas, vai deixando de ser competitiva, e finalmente para ângulos acima de 60° a componente que corresponde à evaporação de partículas passa a ser dominante. A identificação e separação das duas distribuições é um dos caminhos possíveis para a quantificação da contribuição de fusão incompleta na reação.

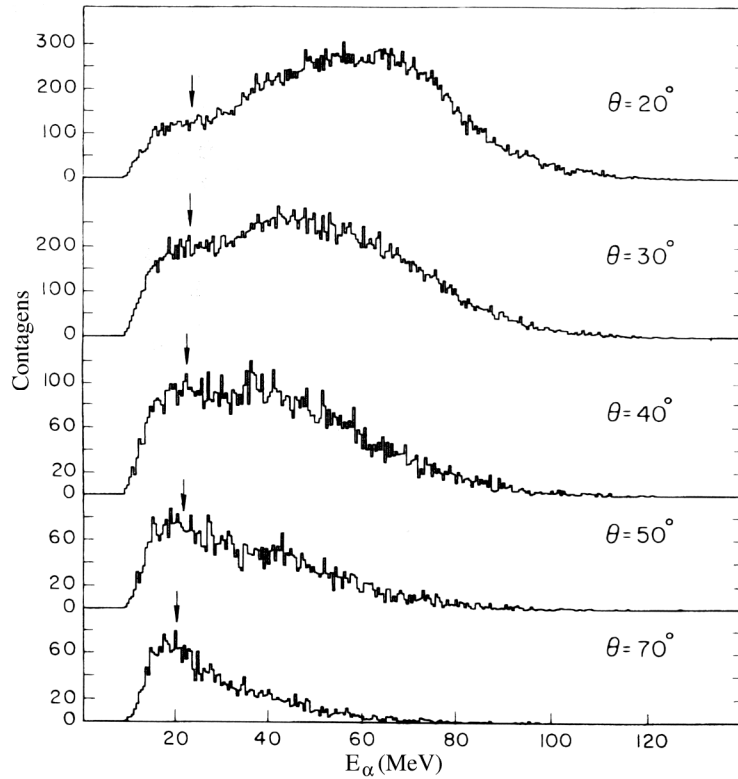


Figura 2.5: Espectros de energia de partículas α da reação $^{12}\text{C} + ^{160}\text{Gd}$ com $E(^{12}\text{C}) = 200\text{ MeV}$ para vários ângulos de detecção (ref. laboratório). As setas indicam a energia média prevista para as partículas α evaporadas[29]. Em ângulos mais dianteiros, o espectro é dominado por partículas "rápidas", i.e., cuja energia corresponde à energia do feixe incidente. Essa contribuição deve-se à presença de fusão incompleta, e essas partículas alfa mais energéticas são provenientes do processo de *breakup* do projétil, e não evaporadas pelo sistema composto.

Como vimos, expandindo em ondas parciais, na ausência de canal elástico, podemos escrever a seção de choque de fusão pela expressão usual:

$$\sigma_F = \frac{\pi}{k^2} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) T_{\ell} \quad (2.21)$$

onde T_{ℓ} é o coeficiente de transmissão.

Neste modelo $T_{\ell} \propto \int_0^{\infty} dr |\Psi_{0,\ell}(k, r)|^2$ onde $\Psi_{0,\ell}(k, r)$ é a função de onda radial que satisfaz a equação de Schrödinger: $\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \left(\frac{d^2}{dr^2} - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} \right) + U_0 + V^{B\,pol} - E \right] \Psi_{0,\ell}(k, r) = 0$, onde $V^{B\,pol}$ é uma quantidade complexa chamada potencial de polarização[31, 32]. Desta forma, a seção de choque para a **fusão completa** pode se escrita como:

$$\sigma_{FC} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) \bar{T}_{\ell} P_{\ell}^B \quad (2.22)$$

onde o fator P_{ℓ}^B representa a probabilidade de sobrevivência ao *breakup*, e $\bar{T}_{\ell}$ é o coeficiente de transmissão considerando somente a parte real do potencial de polarização.

Para a fusão incompleta temos:

$$\sigma_{FI} = \sigma_{FI}^{c_1} + \sigma_{FI}^{c_2} \quad (2.23)$$

onde $a = c_1 + c_2$ (sendo a reação descrita como A(a,b)B). Neste ponto devemos ter em mente que supomos a fragmentação de a em dois *clusters*: c_1 e c_2 . Temos então, para o fragmento c_1 (e de forma análoga a c_2):

$$\sigma_{FI}^{c_1} = \left(\frac{v'}{v} \right) \frac{\pi}{k_1^2} \sum_{\ell_1} (2\ell_1 + 1) T_{\ell_1}^{(1)}(E_1) P_{\ell}^B(E) \left[1 - T_{\ell_2}^{(2)}(E_2) \right] \quad (2.24)$$

onde $v' = \hbar k'/\mu$ e $v = \hbar k/\mu$ ($\mathbf{k} = \sqrt{2\mu E}/\hbar \hat{\mathbf{z}}$ é o vetor de onda incidente. Os vetores de onda associados ao movimento dos fragmentos, $\mathbf{k}_1$ e $\mathbf{k}_2$ são dados em termos dos vetores de onda dos canais de *breakup* $\mathbf{k}' = \sqrt{2\mu(E - E_B)}/\hbar \hat{\mathbf{z}}$, sendo $\mathbf{k}_1 = (mc_1/m_a)\mathbf{k}'$ e $\mathbf{k}_2 = (mc_2/m_a)\mathbf{k}'$; $T_{\ell_1}^{(1)}(E_1)$ é o coeficiente de transmissão para o fragmento c_1 e $\left[1 - T_{\ell_2}^{(2)}(E_2) \right]$ é a probabilidade de sobrevivência do fragmento c_2 . A inclusão do efeito do tamanho nuclear finito e a distribuição de energia devido ao *breakup* são tópicos extensivamente discutidos nas referências [30] e [31].

Capítulo 3

Detectores de radiação

3.1 Interação de radiação com a matéria

Nesta sessão serão discutidas as principais características da interação de partículas carregadas e radiação eletromagnética (raios gama) com a matéria, por serem alvo do estudo realizado neste trabalho. Textos que tratam da interação de nêutrons com a matéria podem ser consultados. As referências [33], [34] e [35] são exemplos de bons textos sobre o assunto.

3.1.1 Interação de partículas carregadas com a matéria

Partículas carregadas, como partículas alfa e prótons, interagem com a matéria, primariamente, através de interação coulombiana entre sua carga positiva e a carga negativa dos elétrons do material absorvedor [35]. Embora interações da partícula com os núcleos também seja possível, tais eventos ocorrem raramente e em geral não são significativos na resposta dos detectores de radiação. O processo dominante é o de interação íon-átomo, com a transferência de energia do íon para o meio através de processos de ionização e excitação de elétrons atômicos. Devido à diferença de massas, a transferência de energia para o meio ocorre através de várias colisões, onde cada uma é responsável pela perda de uma pequena quantidade de energia até que, se houver um número suficiente de interações (o que depende essencialmente da velocidade do projétil - i.e., sua energia - e das características físicas e dimensionais do meio absorvedor), o íon pode ser completamente freado.

Se o íon for suficientemente energético (com $v_p > v_e$, onde v_p é a velocidade do projétil e v_e é a velocidade dos elétrons de valência do alvo), este adquire um alto estado de ionização, independentemente de seu estado inicial, antes mesmo de atingir o meio. À medida que o íon

vai perdendo velocidade (energia), a probabilidade de captura de elétrons orbitais aumenta e o íon vai sendo neutralizado gradativamente. Em caso contrário, se a velocidade do íon não for suficientemente alta ($v_p < v_e$) as colisões elásticas átomo-átomo começam a ser significativas, dando origem a espalhamentos em grandes ângulos.

Os processos de perda de energia por colisões inelásticas com elétrons (freamento eletrônico) e por colisões elásticas núcleo-núcleo (freamento nuclear) são basicamente independentes, de modo que a taxa de perda de energia por unidade de comprimento pode ser expressa como sendo a soma simples das duas contribuições:

$$-\frac{dE}{dx} = S_n(v_p) + S_e(v_p) \quad (3.1)$$

onde $S_n(v_p)$ é o freamento nuclear e $S_e(v_p)$ é o freamento eletrônico.

Embora os mecanismos de reação sejam conhecidos e estudados desde o início do século passado, ainda não há boas previsões teóricas (quantitativas), para quaisquer combinações íon-freador para o chamado **poder de freamento** (*stopping power*).

3.1.1.1 Poder de freamento (*stopping power*)

Freamento nuclear: Conhecido o potencial de interação entre alvo e projétil, é possível calcular a probabilidade de espalhamento, e pelas leis de conservação de energia e momento, pode-se calcular a energia perdida pelo projétil (puramente cinemático). O poder de freamento nuclear pode então ser definido como:

$$S_n(v_p) = \frac{1}{N} \frac{dE_p}{dx} \quad (3.2)$$

onde $N = \frac{N_0 \rho}{M_T}$ é a densidade atômica, que pode ser calculada pela integração sobre todos os possíveis ângulos de espalhamento.

Freamento eletrônico: As previsões para o freamento eletrônico são baseadas em modelos semi-empíricos, com base em um grande número de medidas experimentais. Uma expressão clássica que descreve a perda de energia é conhecida como fórmula de Bethe, dada por:

$$S_e(v_p) = -\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_0 v_p^2} N B \quad (3.3)$$

onde

$$B \equiv Z \left[\ln \left(\frac{2m_0 v^2}{I} \right) - \ln \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) - \frac{v_P^2}{2c} \right]$$

Nessas expressões, v_P e ze são respectivamente a velocidade e a carga da partícula incidente, N e Z são a densidade e o número atômico do meio absorvedor, m_0 é a massa de repouso do elétron e e é a carga eletrônica. O parâmetro I representa a excitação média e o potencial de ionização do meio absorvedor, e normalmente é tratado como um parâmetro experimental para cada elemento. Para partículas carregadas não-relativísticas ($v_P \ll c$), apenas o primeiro termo em B é significativo.

O modelo de Bethe apresenta limitações para baixas energias, onde a troca de carga entre a partícula e o meio absorvedor começa a tornar-se importante. Para essa região, Lindhard, Scharff e Schiøtt (LSS) [36] desenvolveram uma outra expressão:

$$S_e(v_P) = Z_P^{1/6} 8\pi e^2 a_0 \frac{Z_P Z_A}{\left(Z_P^{2/3} + Z_A^{2/3} \right)^{2/3}} \frac{v_P}{v_0} \quad (3.4)$$

onde Z_P é o número atômico do projétil e Z_A é o número atômico do alvo, ou meio freador.

Uma parametrização para o freamento eletrônico - numa ampla faixa de velocidades - foi formulada por Ziegler-Biersack-Littmark [37]. Eles também desenvolveram uma formulação bastante precisa para o freamento nuclear através da obtenção do potencial médio de interação.

Para absorvedores finos (ou detectores) que são penetrados por uma dada partícula carregada, a energia depositada dentro do absorvedor pode ser calculada a partir de:

$$\Delta E = \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{médio}} \Delta x \quad (3.5)$$

onde Δx é a espessura do absorvedor e $(-dE/dx)_{\text{médio}}$ é a média do poder de freamento sobre a energia da partícula enquanto ela estiver no meio absorvedor. Se a perda de energia for muito pequena, o poder de freamento não muda muito e pode ser aproximado por esse valor considerando a energia de incidência da partícula. A figura 3.1 mostra algumas curvas de freamento eletrônico de alguns íons em alumínio.

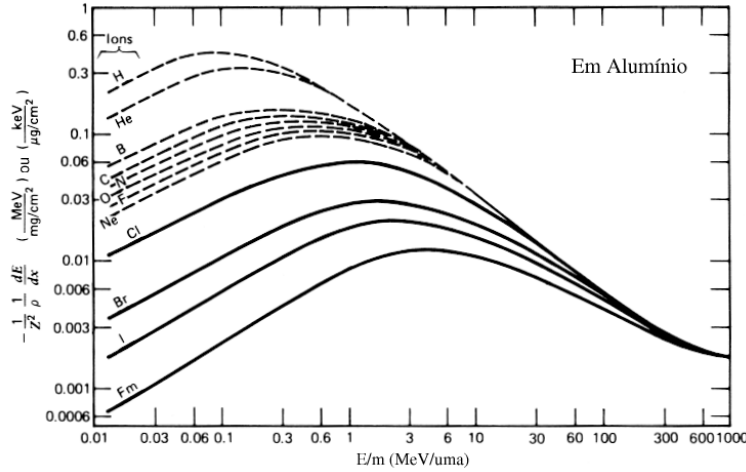


Figura 3.1: Perda de energia de vários íons pesados em alumínio. Na abscissa temos a energia do íon dividida pela massa, e na ordenada temos $-dE/dx$ dividido pela densidade do alumínio e o quadrado do número atômico do íon [35].

Os modelos e cálculos semi-empíricos permitem que se calcule o poder de freamento num meio constituído por um único elemento; no caso de um meio composto utiliza-se a regra de Bragg [38]. De acordo com esta regra, o poder de freamento de um composto do tipo X_mY_n é dado por:

$$S_{X_mY_n} = mS_X + nS_Y \quad (3.6)$$

3.1.2 Interação de radiação gama com a matéria

Embora haja um grande número de mecanismos de interações possíveis para raios γ e matéria, apenas três tipos são determinantes em medidas de radiação: *efeito fotoelétrico*, *espalhamento Compton* e *produção de pares*. Todos estes processos promovem transferência parcial ou completa da energia do raio γ para o elétron. Isso resulta numa mudança abrupta, uma vez que o fóton desaparece completamente ou é espalhado em grandes ângulos. Esse comportamento contrasta com o que discutimos anteriormente sobre a interação de partículas carregadas com a matéria, onde a transferência de energia se dava de forma gradual e praticamente contínua.

O efeito fotoelétrico é o tipo de interação predominante para baixas energias do raio γ (até algumas centenas de keV); a produção de pares é predominante para altas energias (acima de 5-10 MeV), enquanto que o efeito Compton compete com esses processos na região entre os dois extremos (figura 3.2).

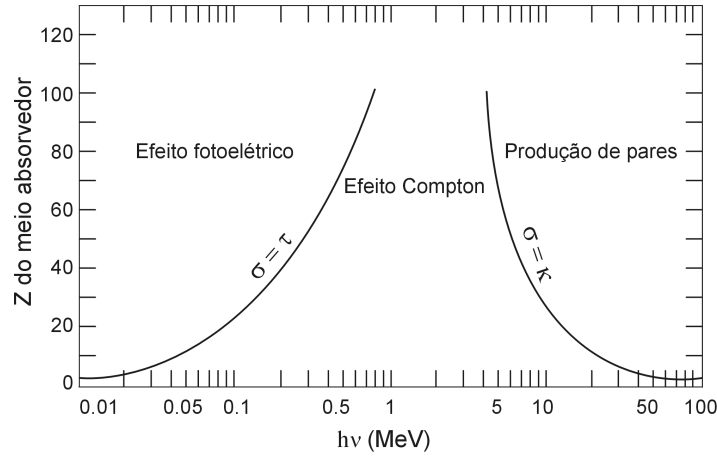


Figura 3.2: Faixas de predominância entre os três mecanismos de interação mais importantes de radiação γ com a matéria em função da energia do raio γ incidente. O efeito Compton é um mecanismo competitivo tanto para baixas como para altas energias [39].

3.2 Propriedades gerais de detectores

É denominado "detector" qualquer sistema que possua uma adequada - e rápida - resposta à interação de radiação, o que deve permitir seu uso na determinação da energia da radiação incidente. Detectores podem ser classificados de acordo com o tipo de radiação que são capazes de detectar:

1. Detectores de partículas (carregadas ou neutras);
2. Detectores de radiação gama.

Os processos que ocorrem no interior de um detector de partículas carregadas têm a ver com a perda de energia dessas partículas no meio detector (absorvedor). Na figura 3.3 é possível observar os diversos processos e a sua influência num espectro de radiação gama no caso de um detector de médio porte. As dimensões do detector constituem fator determinante nos processos dominantes e na detecção apropriada da radiação, pois há uma relação entre o caminho livre médio da radiação gama secundária e as dimensões do detector.

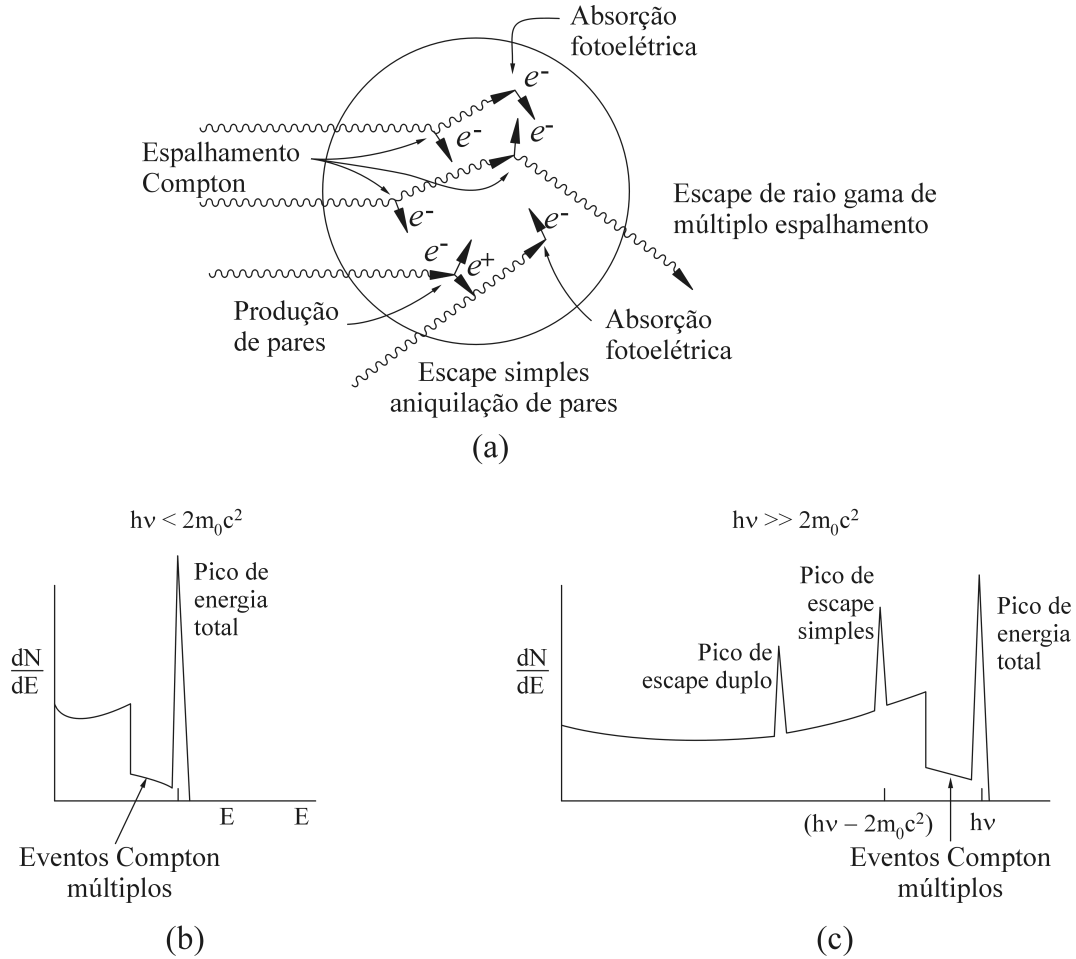


Figura 3.3: Processos mais relevantes que ocorrem num detector de médio porte em espectroscopia de raios gama [35] (a). Espectros de raios gama com energia $h\nu < 2m_0c^2$ (b) e $h\nu > 2m_0c^2$ (c).

Na figura 3.3a, mostramos interações dos raios gama com o cristal detector. Em 3.3b e 3.3c, temos a resposta do detector a raios gama de diferentes energias; é possível observar em 3.3c que, para a energia superior a duas vezes a massa de um elétron, o espectro apresenta, além do pico de energia total, outros picos secundários, que correspondem a eventos advindos de escape simples ou duplo.

3.2.1 Detectores semicondutores

São conhecidos também como *detectores de estado sólido*. A grande melhoria introduzida com o aparecimento destes detectores está na resolução em energia, que é bastante superior à dos detectores a gás e cintiladores. Em particular, no caso de detectores de raios gama, a introdução

dos detectores semicondutores de germânio, inaugurou uma nova era na espectroscopia nuclear, com a possibilidade de determinação de níveis de energia com alta precisão. Materiais semicondutores totalmente puros não são possíveis na prática, mas a presença de contaminantes altera o equilíbrio entre os portadores negativos e positivos, e dependendo do tipo de contaminante (chamados de dopantes), o semicondutor pode ser considerado de dois tipos:

- Tipo p, quando tem excesso de portadores positivos.
- Tipo n, quando tem excesso de portadores negativos.

Detectores de germânio hiperpuro (HPGe) são fabricados com germânio cujo nível de impureza é de 1 parte em 10^{12} . Para a confecção dos detectores, constrói-se uma junção do tipo PN, e o resultado é a aparição de um excesso de carga negativa do lado p e cargas positivas do lado n, dando origem a uma barreira de potencial entre os dois lados. Esta região, onde existe um desequilíbrio de cargas, é chamada de "região de depleção". Ao se aplicar uma tensão entre os lados, de modo a obter no lado *n* uma tensão negativa em relação ao lado *p* (chamado de polarização direta), tem-se o efeito de compensar a barreira de potencial existente na junção, e uma grande condução elétrica.

Nos detectores, procura-se fazer a junção bastante assimétrica, de modo que a região de depleção se estenda somente de um dos lados. O lado em que a região de depleção é menor, será aquela em que a radiação a ser detectada incidirá, criando elétrons e buracos que serão mobilizados pela diferença de potencial.

3.2.2 Supressores Compton

Uma propriedade importante de um detector de radiação é sua *função-resposta*, que é a função de distribuição associada a uma radiação monoenergética incidente. Um detector de raios gama ideal deveria apresentar uma função-resposta consistindo num único pico, sem nenhum fundo contínuo associado a ele. Um dos fatores que impedem que um detector de raios gama apresente esse tipo de função resposta, é o espalhamento Compton. Quando um raio gama incide sobre um detector, existe uma grande probabilidade de produzir espalhamento Compton (seção 3.1.2). O fundo Compton em espectros de raios gama é gerado, principalmente, por raios gama que sofrem um ou mais espalhamentos dentro do detector, seguido pelo escape do fóton espalhado, produzindo um sinal que não contém a informação integral da energia do raio gama incidente, contribuindo com um incremento do fundo Compton do espectro (figura 3.3c).

Uma maneira de reduzir a contribuição desses raios gama espalhados, consiste em detectar esses fótons de escape em coincidência temporal com aqueles detectados pelo detector de raios gama. Desta forma, com uma eletrônica apropriada operando em modo de anti-coincidência [35], é possível rejeitar os eventos que não carreguem consigo a informação sobre a energia total do raio gama incidente. Para isso, costuma-se "envolver" o detector de HPGe com um detector cintilador inorgânico. Esse detector é chamado Supressor-Compton, ou simplesmente Anti-Compton (AC). A maioria desses supressores utiliza cintiladores de BGO (germanato de Bismuto). Uma das razões para essa escolha é o alto número atômico do Bi ($Z = 83$), que o faz muito eficiente na detecção de raios gama.

A figura 3.4 mostra o esquema de um supressor Compton feito de NaI(Tl) e BGO, e dois espectros gama sobrepostos, sendo um deles adquirido sem supressão Compton (a) e outro adquirido com supressão Compton (b), onde é evidente a redução da contribuição de raios gama espalhados.

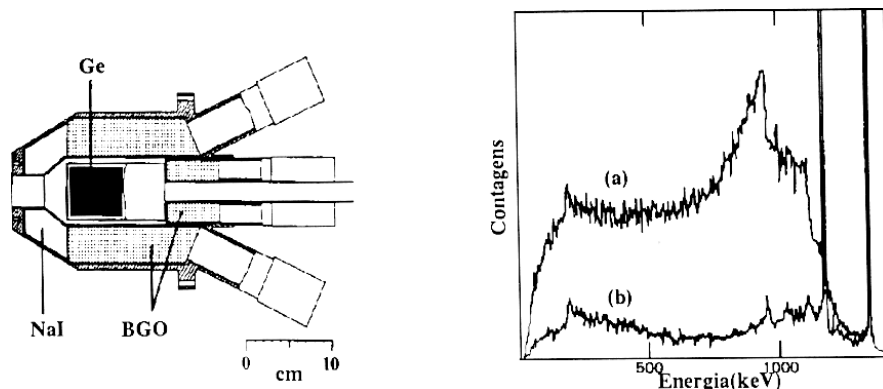


Figura 3.4: À esquerda mostramos o esquema de um detector de raios gama envolvido por um supressor Compton, feito de NaI(Tl) e BGO. À direita, espectros γ de uma fonte de ^{60}Co , adquiridos sem supressão Compton (a) e com supressão Compton (b).

3.2.3 Detectores cintiladores

Empregados inicialmente para a detecção de partículas carregadas, estes detectores são também empregados na detecção e medida da energia de radiação gama. A utilização de cintiladores envolve uma série de processos até a obtenção final de um pulso de carga, proporcional à energia depositada pela radiação no detector. A radiação interage com o material produzindo excitações e ionizações, o que leva à produção de radiação visível. Esta radiação é absorvida por efeito fotoelétrico ocorrido no fotocátodo de uma fotomultiplicadora, que multiplica os elétrons até terem

intensidade suficiente para produzir um pulso mensurável (fotomultiplicadoras usuais têm cerca de 10 estágios de multiplicação, tendo em cada estágio um fator de multiplicação 5, resultando num ganho total de $5^{10} \simeq 10^7$).

A característica mais importante dos materiais cintiladores é o tempo de decaimento dos estados excitados, o que faz que os cintiladores tenham um tempo de resposta mais ou menos rápido. São estes estados excitados que produzem os pulsos de luz.

Um tipo de material cintilador muito comum utiliza moléculas orgânicas; um outro tipo, igualmente utilizado, é formado por cristais de haletos alcalinos, como NaI(Tl), CsI(Tl) (iodetos de sódio ou cério dopados com Tl) e BGO, largamente utilizado na construção de supressores Compton.

3.2.3.1 Detectores phoswich

Cintiladores plásticos têm sido muito utilizados para detecção de partículas carregadas, principalmente em combinações de tipos diferentes, numa montagem conhecida como "*phoswich*" (uma contração de "*phosphor sandwich*"). Os detectores telescópio tipo *phoswich* são formados pela combinação de dois detectores cintiladores de diferentes propriedades, como é mostrado na parte a) da figura 3.5 [40]. O primeiro cintilador, *A*, é chamado de ΔE , e possui um tempo de decaimento curto, τ_f , e eficiência de integração luminosa ξ_f . O segundo cintilador, *B*, chamado de *E*, com um tempo de decaimento lento, τ_s , e eficiência de integração luminosa ξ_s . Ambos são unidos e acoplados opticamente a uma fotomultiplicadora, onde acontece a conversão da luz incidente em elétron, i.e., em carga [35].

O uso dos cintiladores plásticos como detectores tem muitas vantagens, sendo uma das mais importantes, o fato de que podem ser facilmente usinados, então a forma e o tamanho podem ser escolhidos de acordo com a utilização.

Funcionamento:

O conjunto formado pelos dois cintiladores plásticos (formando um detector telescópio tipo *phoswich*), ao ser atravessado por uma partícula na direção XX', dissipa energia E_f no primeiro cintilador e no segundo, emitindo um pulso de luz que possui duas componentes: uma gerada pelo primeiro cintilador (decaimento rápido), cuja amplitude inicial é proporcional a $E_f \xi_f / \tau_f$, e uma outra gerada pelo segundo cintilador (decaimento lento), cuja amplitude é proporcional a $E_s \xi_s / \tau_s$. O sinal de saída da fotomultiplicadora (pulso completo) é mostrado na figura 3.5b. E_f é usualmente expressado como ΔE e E_s como E .

Para atravessar o detector ΔE e gerar um sinal no detector E , a partícula deve ter uma energia mínima (limiar de energia), caracterizada unicamente pelo seu número atômico. Usando um sistema eletrônico apropriado, é possível obter a discriminação entre os pulsos rápidos e lentos, correspondentes às energias perdidas nos cintiladores. Desta forma, pode-se identificar a partícula incidente a partir da construção de um gráfico ΔE vs E .

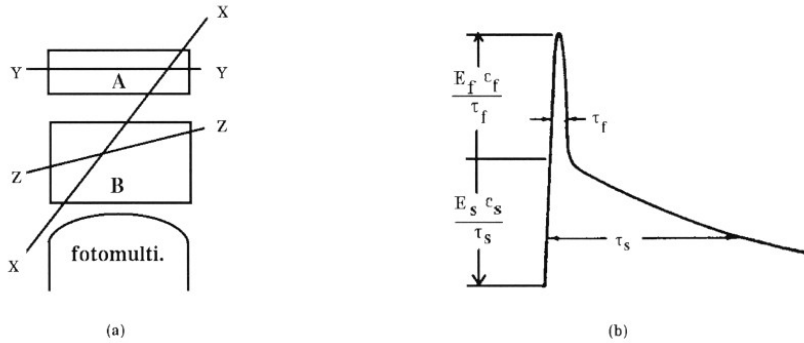


Figura 3.5: Na parte (a) da figura, a combinação básica de um detector tipo phoswich, formado por um cintilador rápido A e um cintilador lento B. Na parte (b) o esquema do pulso completo quando uma partícula atravessa os cintiladores na direção XX' [40].

Coleção de carga:

Após passar pela fotomultiplicadora, a quantidade de luz detectada em cada cintilador é extraída usando dois tipos de integradores de carga, durante dois intervalos de tempos diferentes, a fim de obtermos as componentes ΔL e L do pulso total: O tempo de coleção de carga e o tempo de integração de carga do detector E . O tempo de integração da carga do detector E , em princípio tem que ser o maior possível (dependendo do tempo de decaimento de cintilador usado como E), para obter uma melhor eficiência; e é, por isso, chamado de *gate* lento. O tempo de coleção de carga de ΔE é bem mais curto e chamado de *gate* rápido.

Histogramando ΔE e E , observa-se a influência da largura do *gate* rápido na separação entre partículas α e p quando se faz uma projeção sobre o eixo ΔL [41, 42]. A maior parte do sinal do ΔL é emitida pelo detector ΔE , no entanto há uma fração emitida pelo detector E . De forma similar, no caso do sinal L , a maior parte é emitida pelo detector E mas uma fração é emitida pelo detector ΔE , como mostrada na figura 3.6.

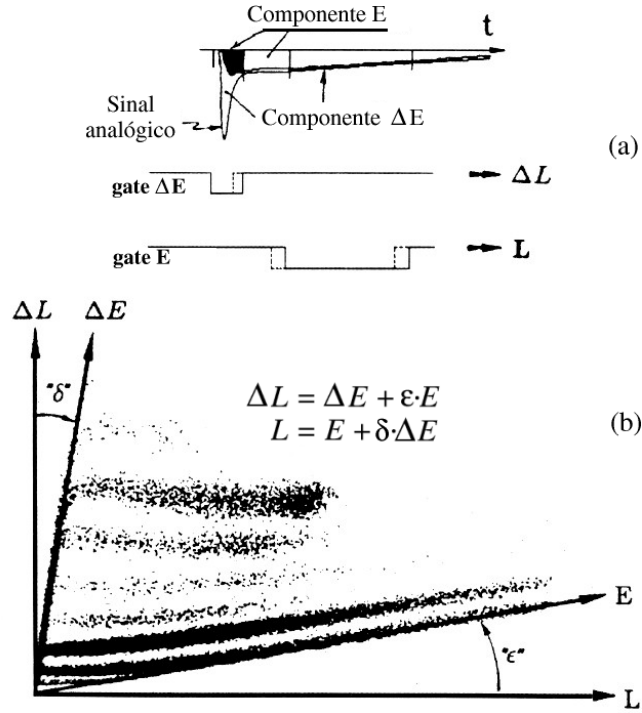


Figura 3.6: (a) Pulso emitido pelo detector em relação aos intervalos de tempo de coleção de carga para cada componente. Observa-se a influência da largura do *gate* rápido e do atraso do *gate* lento na inclinação dos verdadeiros eixos de energia (b).

As duas intensidades de luz ¹ e as contribuições de cada um dos detectores pode ser expressa matematicamente como :

$$\Delta L = L_{\Delta E} + \Delta L_E \quad (3.7)$$

$$L = L_E + \Delta L_{\Delta E} \quad (3.8)$$

onde:

ΔL e L representam as quantidades de luz lidas pelos conversores²;

$L_{\Delta E}$ e L_E representam a luz emitida respectivamente pelos detectores ΔE (coletada durante um intervalo de tempo rápido) e E (coletada durante intervalos de tempo longos);

ΔL_E e $\Delta L_{\Delta E}$ representam a contribuição de luz de cada um dos detectores devido aos intervalos de tempo (gate rápido e lento, respectivamente).

Considerando que a luz emitida de cada detector represente a energia total dissipada nele,

¹A carga coletada é proporcional à intensidade luminosa produzida no cintilador após a passagem de uma partícula carregada [35, 46].

²Parte da eletrônica associada, que converte o sinal da fotomultiplicadora (que tranforma a intensidade do sinal de luz em carga coletada) em informação sobre a quantidade de luz coletada nos detectores.

podemos escrever as equações 3.7 e 3.8 como (ver figura 3.6):

$$\Delta L = \Delta E + \varepsilon E \quad (3.9)$$

$$L = E + \delta \Delta E \quad (3.10)$$

Vemos na figura 3.6 que os verdadeiros eixos de energia dissipada sofrem alterações que são refletidas na inclinação dos eixos, causadas principalmente por [41]:

- εE , que pode ser alterada pelo ajuste da largura do *gate* rápido, e que corresponde à variação da inclinação do eixo E no histograma $\Delta L - L$;
- $\delta \Delta E$, que pode ser alterada pelo ajuste do atraso do *gate* rápido, o qual inclinará o verdadeiro eixo ΔE no histograma.

3.2.4 Eficiência de detecção

Existem diversos fatores pelos quais nem toda a radiação emitida pela fonte é detectada, fazendo com que o detector não tenha eficiência de 100%. Por isso é adequado subdividir a eficiência em duas "classes": absoluta e intrínseca.

$$\varepsilon_{abs} = \frac{\text{pulsos registrados}}{\text{pulsos emitidos pela fonte}} \quad (3.11)$$

$$\varepsilon_{int} = \frac{\text{pulsos registrados}}{\text{pulsos incidentes no detector}} \quad (3.12)$$

No caso de fontes que irradiam isotropicamente, $\varepsilon_{int} = \varepsilon_{abs}(4\pi/\Omega)$, onde Ω é o ângulo sólido com que o detector observa a fonte.

Para o caso de detectores de radiação γ , a eficiência de detecção varia em função da energia do raio γ incidente, gerando uma curva que pode ser expressa, em boa aproximação, pela seguinte equação:

$$\log \varepsilon = a + b \log E \quad (3.13)$$

onde os parâmetros a e b são obtidos de um ajuste dos dados experimentais.

3.2.5 Resolução em energia

A resolução em energia é a capacidade de resolver dois picos numa região próxima, e pode ser expressa como ΔE_γ , a largura à meia-altura (FWHM) do pico. A resolução experimental de um sistema depende de vários fatores intrínsecos e extrínsecos ao sistema. Para alvos relativamente finos (nos quais o núcleo de recuo decai em vôo), temos:

$$\Delta E_\gamma = (\Delta E_{int}^2 + \Delta E_{ang}^2 + \Delta E_{recuo}^2 + \Delta E_{vel}^2)^{1/2} \quad (3.14)$$

onde:

ΔE_{int} é a resolução intrínseca do detector;

ΔE_{ang} é o alargamento Doppler devido à abertura angular do detector;

ΔE_{rec} é o alargamento Doppler devido à dispersão angular do recuo;

ΔE_{vel} é o alargamento Doppler devido à variação de velocidade (energia) do recuo.

Para alvos grossos, ou que possuam um *backing* para parar projéteis em recuo, a resolução de raios gama no espectro é determinada somente pela resolução intrínseca do detector, exceto para transições de meias-vidas muito curtas, que podem decair ainda durante o tempo de freamento ($\lesssim 1ps$).

Capítulo 4

Procedimentos experimentais

A fim de estudar as potencialidades do sistema Saci-Perere foram analisados dados obtidos em três reações:

1. $^{11}B + ^{100}Mo$, $E_f = 43MeV$, com um alvo de ^{100}Mo de $16mg/cm^2$, tendo sido produzidos aproximadamente 1.7×10^8 eventos de coincidência $\gamma\gamma$;
2. $^{16}O + ^{51}V$, $E_f = 70MeV$, com um alvo de ^{51}V de $4.4mg/cm^2$, em um backing evaporado de $7mg/cm^2$ de ^{197}Au , tendo sido produzidos aproximadamente 7×10^7 eventos de coincidência $\gamma\gamma$;
3. $^{10}B + ^{51}V$, $E_f = 33MeV$, com três alvos de ^{51}V de $0.2mg/cm^2$ cada, tendo sido produzidos aproximadamente 9.8×10^7 eventos de coincidência $\gamma\gamma$.

As três reações foram projetadas para o estudo de estrutura nuclear, com especial interesse nos núcleos ^{105}Rh , ^{108}Pd , ^{58}Co , ^{60}Ni e ^{61}Ni [14, 15, 16, 17]. Esses estudos fazem parte das teses de doutorado de Juan A. Alcántara-Núñez e Marcilei A. G. da Silveira (IFUSP).

4.1 Arranjo experimental

O equipamento utilizado nas três experiências foi essencialmente o mesmo: o acelerador eletrostático de íons pesados, Pelletron (*modelo 8-UD, tipo Tandem*)[43], a fonte de íons, o espectrômetro gama, o sistema ancilar, a eletrônica associada e o sistema de aquisição de dados. Para a produção dos feixes utilizou-se a fonte SNICS (*Source of Negative Ions by Cesium Sputtering*)[44], que permite extrair feixes negativos utilizando materiais sólidos, através da técnica de sputtering de Césio.

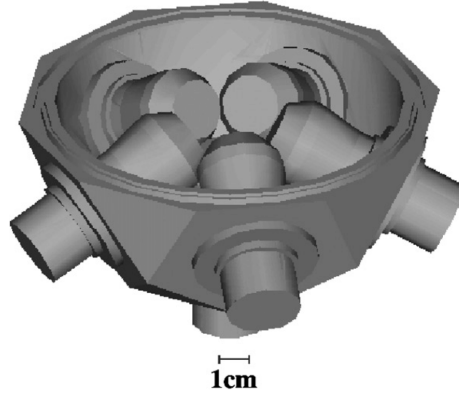


Figura 4.1: Vista de um dos hemisférios da câmara central do SACI. A câmara completa é formada então por um poliedro semi-regular, de 12 faces pentagonais e 20 triangulares, que servem de suporte aos detectores.

4.1.1 Saci-Perere

O sistema de detecção de raios gama do Laboratório Pelletron, no Instituto de Física da USP, chamado Saci-Perere (Sistema Ancilar de Cintiladores e Pequeno Espectrômetro de Radiação Eletromagnética com Rejeição de Espalhamento), é formado pelo espectrômetro gama e pelo sistema ancilar de cintiladores plásticos [13, 45].

4.1.1.1 Sistema Ancilar (SACI)

O Sistema Ancilar de detectores plásticos conta com 11 detectores telescópios Phoswich ($\Delta E-E$), dispostos numa geometria de um dodecaedro. A câmara central, onde fica o alvo, em vácuo, é formada então por um poliedro oco, semi-regular, com 12 faces pentagonais e 20 triangulares, que serve também de suporte para os detectores (figura 4.1). A câmara foi construída em alumínio e dividida em dois hemisférios, de paredes finas, a fim de minimizar a absorção de raios gama. O feixe entra na câmara central através de uma flange especial, colocada numa das faces pentagonais da câmara de espalhamento que faz a união da câmara com a canalização 30A. Esta flange possui o suporte para o alvo que fica no centro da câmara, alinhado com a direção do feixe. A uma distância de 15mm é colocado um anteparo para o feixe, feito de tântalo. O centro do alvo fica a 17mm da face dos detectores ΔE . Para um melhor direcionamento do feixe, utilizam-se dois colimadores; um de 3mm e outro de 3,5mm de diâmetro, afastados entre si por uma distância de 3mm, para evitar espalhamento do primeiro colimador.

Os 11 detectores colocados nas diferentes faces pentagonais são posicionados centralizados

em três ângulos de detecção em relação à direção do feixe, e possuem abertura angular $\Delta\theta \approx 60^\circ$ cada um.

- 0° : um detector;
- 63° : anel de cinco detectores;
- 117° : anel de cinco detectores.

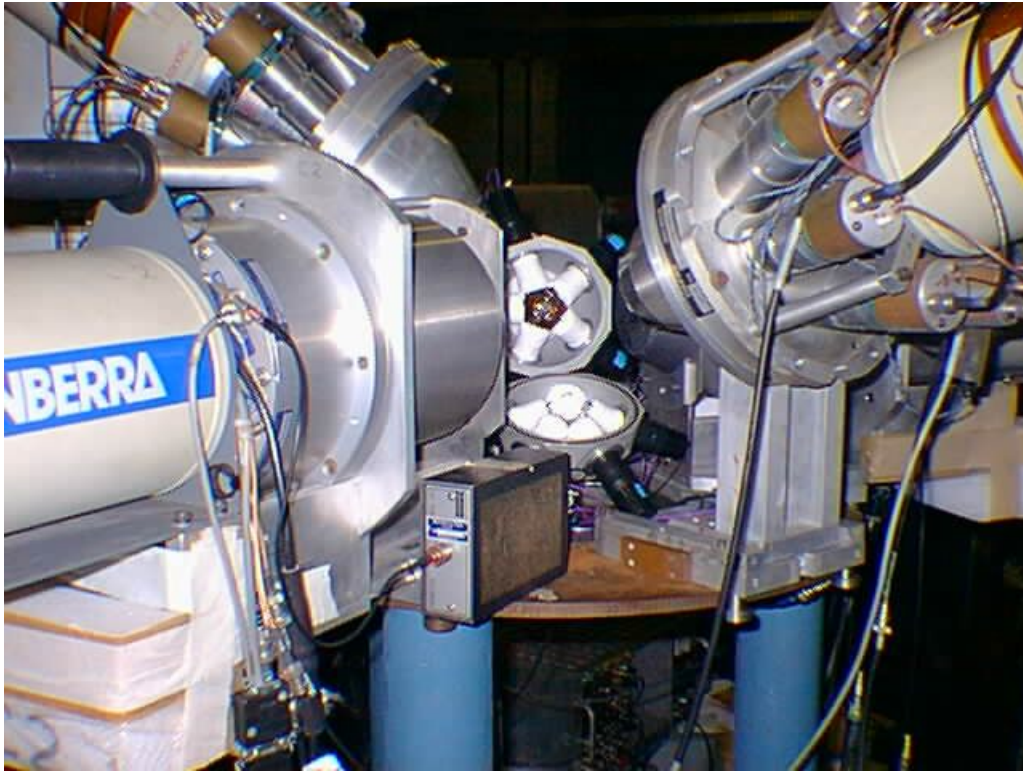


Figura 4.2: Vista frontal do sistema Saci aberto, onde é possível observar a disposição dos 11 detectores $\Delta E - E$, o suporte para o alvo e os detectores de HPGe com seus respectivos supressores Compton.

Os detectores Phoswich que formam o sistema SACI foram construídos no laboratório Pellettron mediante a combinação de dois cintiladores de diferentes propriedades [42]. O primeiro, chamado ΔE , foi desenvolvido com o plástico cintilador BC-400, com espessura de 0.1mm e tempo de decaimento rápido ($\tau_f = 2.4ns$). O segundo, chamado de E , foi desenvolvido como plástico cintilador BC-444, com 10.0mm de espessura e tempo de decaimento lento ($\tau_s = 264ns$) [46].

O conjunto formado pelos dois cintiladores, ao ser atravessado por uma partícula carregada, dissipa energia, emitindo um pulso de luz que possui duas componentes: uma, gerada pelo primeiro cintilador e outra, gerada pelo segundo cintilador. Usando um sistema eletrônico apropriado, é possível obter a discriminação entre os pulso rápido e lento, permitindo a identificação da partícula incidente. A parte da carga integrada no detector ΔE , durante um tempo de 15ns, representa mais de 95% da carga total. Pode-se então utilizar um tempo para coleta de $\leq 30ns$ (ver seção 3.2.3.1).

4.1.1.2 Espectrômetro Gama (PERERE)

O espectrômetro de raios gama consiste em quatro detectores de germânio hiperpuro (HPGe), dois Camberra de 60% de eficiência (em relação aos detectores de NaI(Tl) de dimensões $3'' \times 3''$) e dois Ortec de 20%, com seus respectivos supressores Compton de BGO (Germanato de Bismuto, $Bi_4Ge_3O_{12}$). Os detectores de HPGe são colocados frente às faces triangulares do sistema ancilar (minimizando a atenuação produzida pelo alumínio) e a uma distância de $\approx 9\text{ cm}$ do centro da câmara, havendo assim a disponibilidade de colocar até nove detectores de HPGe em diferentes planos. Atualmente, dos quatro detectores de HPGe, dois são colocados a 37° e os outros dois a 101° em relação à linha do feixe, como é mostrado na figura 4.3.

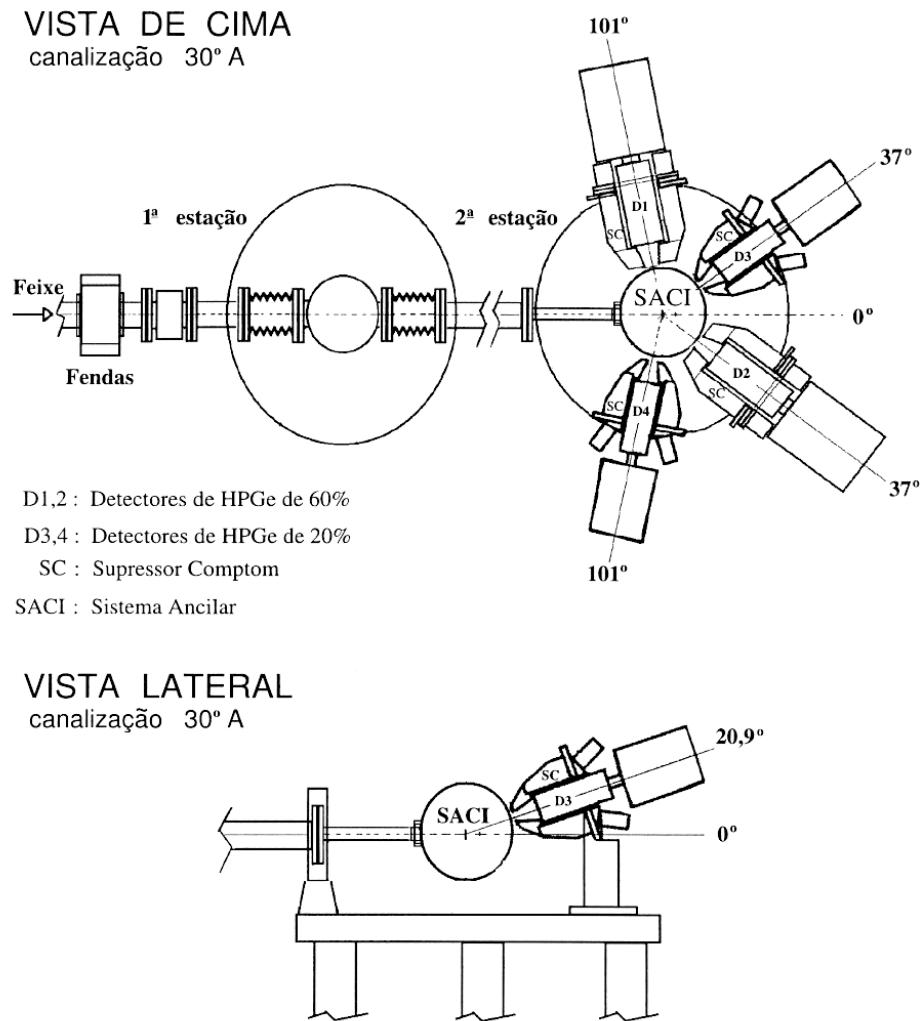


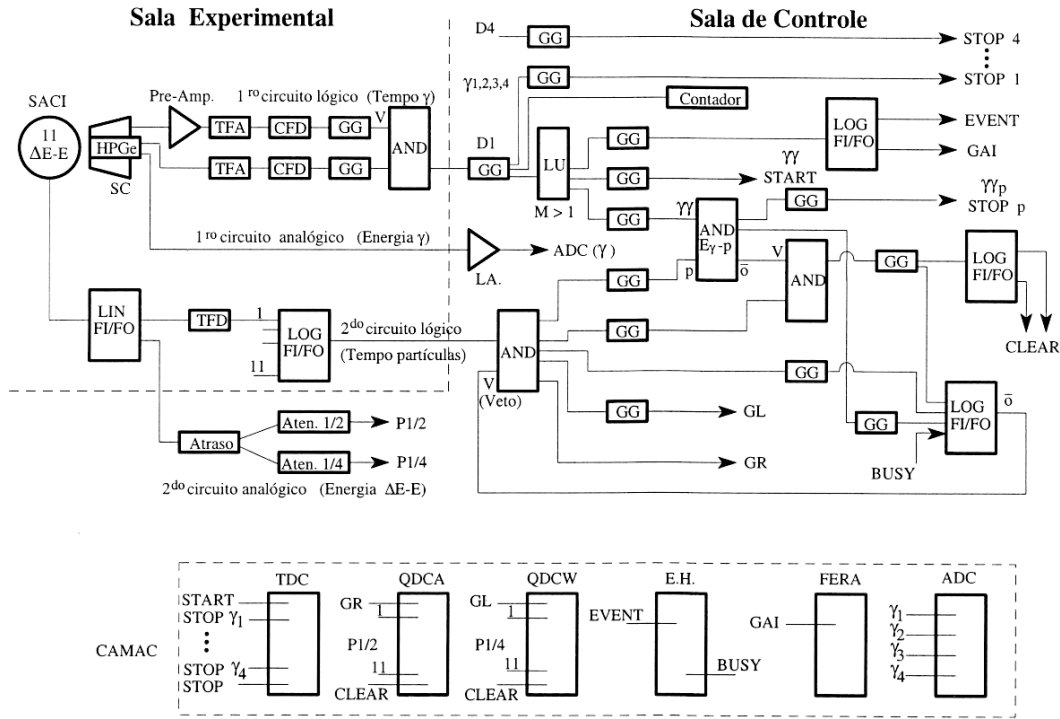
Figura 4.3: Esquema da montagem do sistema de detecção de raios gama. Na parte superior, os ângulos dos detectores em relação à linha do feixe incidente. Na parte inferior, a inclinação de um dos detectores em relação ao plano horizontal.

4.1.2 Eletrônica associada aos detectores

Apesar do tempo entre duas transições gama consecutivas, pertencentes a um mesmo núcleo, ser tipicamente muito curto (da ordem de $10^{-12}s$), a coincidência temporal limitou-se à observação do decaimento de um conjunto de núcleos dentro de um pequeno intervalo de tempo, de aproximadamente $20ns$, i.e., o *tempo de resolução* da eletrônica.

A figura 4.4 mostra o esquema de uma eletrônica usual do sistema Saci-Perere, para coincidência $\gamma\gamma$ -partícula, composta de quatro circuitos: dois circuitos analógicos e dois circuitos

lógicos. Os circuitos analógicos fornecem os valores das energias dos detectores HPGe (primeiro circuito) e dos detectores de partículas (segundo circuito). Os circuitos lógicos fornecem os sinais de tempo dos detectores e realizam a coincidência $\gamma\gamma$ -partícula. Essa eletrônica é descrita de forma bastante completa, na referência [42].



Legenda:

SC: Supressores Compton	TFA: Timing Filter Amplifier	CFD: Constant Fraction Discriminator
GG: Gate Generator	LU: Logic Unit	LOG FI/FO: Quad Logic Fan In/Fan Out
TDC: Time to Digital Converter	ADC: Analogic Digital Converter	LA: Linear Amplifier

Figura 4.4: Esquema da eletrônica de coincidência $\gamma\gamma$ -partícula, utilizada usualmente no sistema Saci-Perere.

4.1.3 Aquisição de dados

Para o controle, coleta e armazenamento dos dados previamente tratados pela eletrônica associada aos detectores, foi utilizado o sistema de aquisição de dados do Laboratório Pelletron (SPM na configuração CAMAC), que utiliza a norma de interface de instrumentos CAMAC (Computer Automated Measurement and Control) [47], composta por um sistema de hardware e software que faz a comunicação com o computador. O sistema de aquisição de dados [48] é composto de

vários processos e subprocessos concorrentes.

O tratamento dos dados brutos em matrizes biparamétricas, de espectros *janelados* (i.e., com *gate* em algum parâmetro de interesse, como partículas carregadas de espécies diferentes) ou de projeção total, é determinado por um programa editado em linguagem CHIL (*Comprehensive Histogramming Language*) [49], definindo a ordem dos parâmetros no modo fila e estabelecendo o modo de histogramação dos dados brutos. Nesse modo (fila), os eventos são armazenados sequencialmente em fita ou disco, e podem ser processados, a qualquer tempo, na ordem em que foram adquiridos. Os eventos são analisados e histogramados numa área em disco, criada pelo código CCF (*Create Contiguous File*) [49].

Para a obtenção das curvas de eficiência e calibração em função da energia dos raios gama correspondentes aos detectores HPGe utilizados, foram adquiridos, na experiência referente à reação $^{11}\text{B} + ^{100}\text{Mo}$ espectros de decaimento de fontes calibradas de ^{152}Eu e ^{133}Ba , que permitiram cobrir uma faixa de energia de 80keV a 1400keV. Para as outras duas experiências, foi acrescentada uma fonte radioativa de ^{56}Co , permitindo cobrir uma faixa em energia de 80 a 3500keV. Na reação $^{10}\text{B} + ^{51}\text{V}$ foi ainda levada em conta a correção para o deslocamento Doppler, uma vez que foram utilizados alvos finos, o que permitiu que os núcleos residuais desexcitassem, por radiação gama, ainda em vôo. Na reação $^{11}\text{B} + ^{100}\text{Mo}$ foi obtida uma estatística de aproximadamente 1.7×10^8 eventos de coincidência $\gamma\gamma$; na reação $^{16}\text{O} + ^{51}\text{V}$ a estatística foi de aproximadamente 7×10^7 eventos, e na reação $^{10}\text{B} + ^{51}\text{V}$, aproximadamente 9.8×10^7 .

4.2 Redução de dados

Durante as experiências foram coletados dados em "pacotes" de intervalo de tempo (*runs* ou filas) da ordem de 4 a 6 horas. De cada *run* é construído um espectro de energia de cada detector HPGe. Os dados obtidos foram salvos em modo fila, numa fita magnética, sendo que para um evento ser considerado como tal, deve cumprir-se a condição mínima de coincidência temporal entre dois raios gama (coincidência $\gamma\gamma$). Os dados foram salvos em disco e posteriormente analisados *offline*.

Conforme o avanço temporal, pode haver pequenas alterações na resposta da eletrônica, o que pode mudar a posição dos picos de transições gama. Foi necessário uniformizar os ganhos em todos os detectores HPGe (*gain-shift*) utilizando as fontes de calibração e o código TRACKN[50]. Este código procura e ajusta automaticamente os picos-padrão mais intensos e isolados no es-

pectro de cada detector correspondente a cada *run*. O ajuste foi baseado na calibração inicial da posição e largura dos picos-padrão, gerando-se, para cada fila, os parâmetros que corrigem o deslocamento de picos em cada detector HPGe, o que, por sua vez, resulta numa linearização dos espectros com a calibração desejada.

Parte da redução de dados, envolvendo a calibração em tempo e energia dos eventos de raios gama, bem como a determinação das regiões correspondentes às partículas alfa e prótons nos espectros $\Delta E - E$ já havia sido realizada[14, 15, 16, 17]. Com os eventos já calibrados, foi realizada uma nova redução de dados, mais específica para o presente trabalho, através da construção de matrizes de coincidência $\gamma\gamma$ -partícula, com seleção em partículas alfa e prótons, separadamente, com restrição angular de detecção. Os processos de construção dos espectros $\Delta E - E$ e das matrizes de coincidência $\gamma\gamma$ e $\gamma\gamma - \text{partícula}$ são descritos a seguir.

4.2.1 Espectros de partículas

A partir da informação da energia perdida pelas partículas carregadas ao atravessarem o detector ΔE e a energia remanescente depositada no detector E (energia residual E_r), foram gerados espectros biparamétricos $\Delta E - E$. A principal função desses espectros é separar as partículas carregadas (prótons e alfas, nos casos estudados). Na figura 4.5 é possível observar que os prótons perdem menos energia ao atravessarem o detector ΔE , do que as partículas alfa, o que é esperado, uma vez que o poder de freamento (cap. 3.1) depende de z^2 , como descrito pela fórmula de Bethe. Da equação 3.3, é fácil ver que a perda específica de energia é maior para altas densidades e também para íons de maior Z ; portanto as partículas alfa são histogramadas em uma faixa bem definida e diferente daquela ocupada pelos prótons, tornando possível definir regiões que contenham informações do tipo de partícula carregada em cada telescópio $\Delta E - E$.

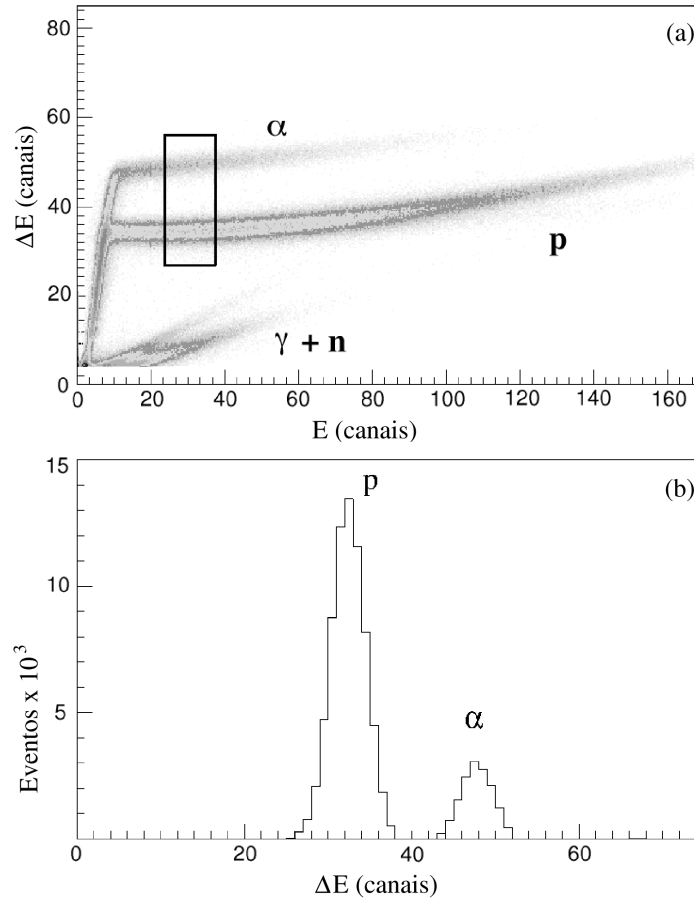


Figura 4.5: (a) Espectro de partículas $\Delta E - E$ obtido na reação $^{11}B + ^{100}Mo$ ($E_f = 43 MeV$) onde é possível ver claramente as diferentes regiões de partículas alfas prótons. Em (b), a projeção no eixo ΔE da janela (*gate*) escolhida em (a).

Esses espectros apresentam pequenas variações de deslocamento (*off-set*) e de ganho. O ganho depende da posição dos *gates* rápido e lento, da taxa de partículas incidentes no detector e da resposta da fotomultiplicadora. As características dos espectros dependem, também, da posição geométrica do detector no sistema, devido à distribuição angular das partículas evaporadas (ou espalhadas após processos de *breakup*) no laboratório.

4.2.2 Matrizes de coincidência

Nos espectros de partículas $E - \Delta E$ são construídos *gates* de forma seletiva, subentendendo as regiões de partículas alfa e, separadamente, as de prótons. Esses *gates*, construídos para possibilitar a análise separada da informação associada à chegada de partículas alfa e prótons distintamente, são chamadas de "bananas".

Obtidas as bananas de partículas alfa e prótons para cada detector do sistema (1 detector a 0° , 5 detectores a 63° e mais cinco a 117° , somando os 11 detectores do SACI) e para cada *run*, além dos parâmetros de ajuste (uma vez que a resposta da eletrônica pode se alterar devido, principalmente, a flutuações de temperatura nos módulos), os dados foram histogramados usando o programa SCAN[49]. Este programa histograma, em arquivos de disco, os eventos escolhidos, usando os comandos de uma rotina compilada em linguagem CHIL, que define a extensão (número em canais) a ser ocupada pelos parâmetros histogramados, define o espectro de "bananas" para seleção de eventos de coincidência temporal com partículas e constrói a matriz biparamétrica.

As matrizes $\gamma\gamma$ e $\gamma\gamma$ -partícula obtidas possuem eventos reais (*true*) e eventos aleatórios (*chance*). Estes últimos geram um espectro de fundo, que possui eventos que podem não estar relacionados ao evento de interesse. Para solucionar o problema, foram construídas matrizes de fundo, contendo apenas as informações que estejam fora do intervalo temporal conveniente escolhido para coincidência $\gamma\gamma$, sendo subtraída da matriz principal, preservando apenas os eventos de interesse. Para determinar esse intervalo de tempo, são construídos espectros de tempo $\gamma\gamma$ que indicam o tempo de chegada do pulso do primeiro raio gama em relação ao segundo, que produz a coincidência.

No caso de matrizes de coincidência $\gamma\gamma$ ($E_\gamma \times E_\gamma$ sem restrição de detecção de partículas) ou $\gamma\gamma$ -partícula ($E_\gamma \times E_\gamma$ com restrição - *gate* - à chegada de partículas em coincidência), é usual que as matrizes sejam simetrizadas. Já no caso de matrizes de coincidência γ - partícula ($E_\gamma \times E_\alpha$ ou $E_\gamma \times E_{proton}$) essa condição não se verifica. As matrizes γ - partícula permitem obter os espectros de distribuição de energia das partículas detectadas em coincidência temporal com raios gama emitidos por núcleos residuais selecionados.

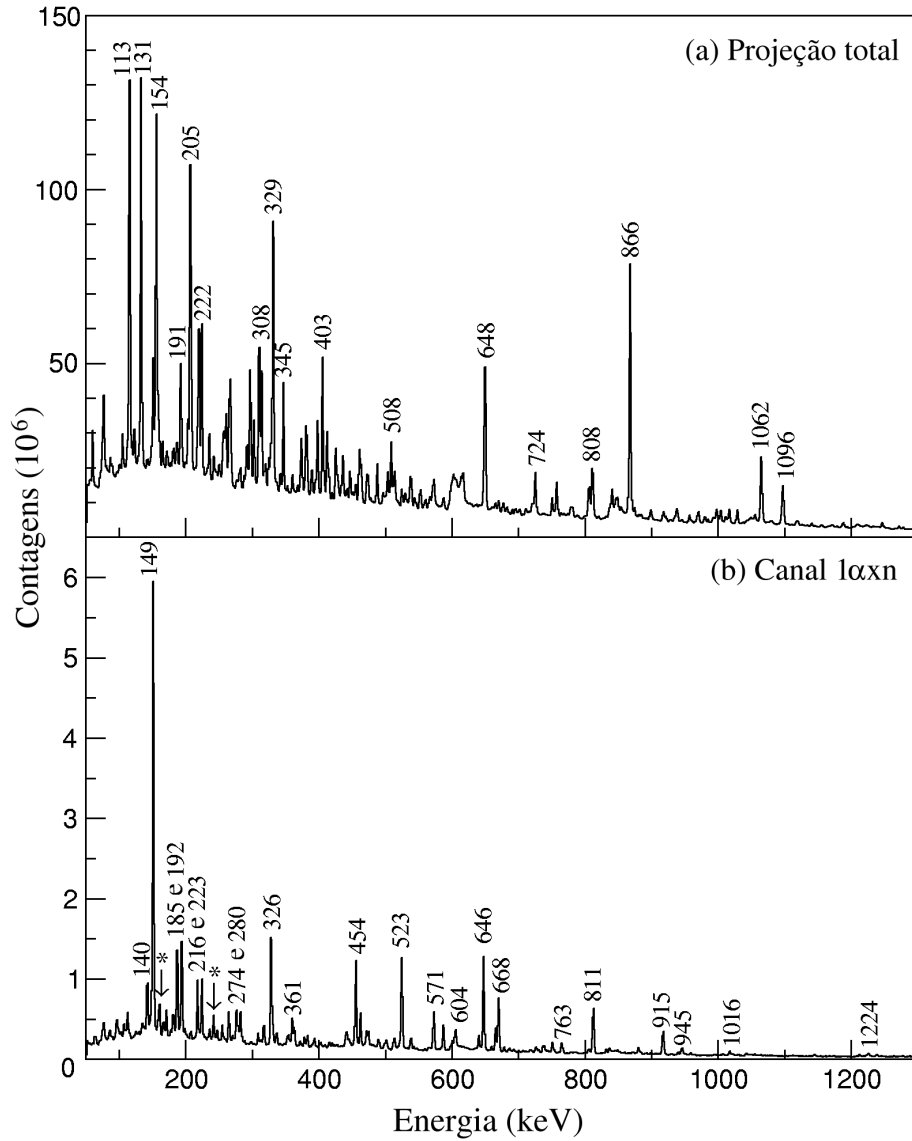


Figura 4.6: Espectro de raios gama da reação $^{11}\text{B} + ^{100}\text{Mo}$, $E_{\text{feixe}} = 43\text{MeV}$. Em (a), a projeção total de uma matriz $\gamma\gamma$, e em (b) a projeção da mesma matriz janelada (i.e., com *gate*) em 1α . Em (a) a maioria das transições observadas são provenientes dos núcleos $^{107,108}\text{Ag}$, e em (b) a maioria observada é proveniente do núcleo de ^{105}Rh . As transições marcadas com asterisco são provenientes do núcleo de ^{104}Rh .

4.2.2.1 Matrizes $\gamma\gamma$ -partícula e γ -partícula

Foram geradas matrizes de coincidência $\gamma\gamma$ – partícula com *gate* em bananas de partículas alfa detectadas do detector a 0° , 63° e 117° separadamente. O procedimento foi repetido para as matrizes $\gamma\gamma$ – partícula com *gate* em bananas de prótons para os três ângulos de detecção de partículas, para as três experiências. A figura 4.7 mostra a projeção de uma matriz $\gamma\gamma$ – α com

gate em partículas alfa detectadas a 0° (*matriz $\gamma\gamma - \alpha$ com *gate* em partículas alfa a 0°*), e o espectro de coincidência após ser selecionado um *gate* no pico de transição gama de $E_\gamma = 149\text{ keV}$, proveniente do núcleo de ^{105}Rh (reação $^{11}\text{B} + ^{100}\text{Mo}$). Neste último aparecem apenas os raios gama em coincidência com o raio gama de 149 keV e que estão também em coincidência com partículas alfa detectadas a 0° . Na projeção (figura 4.7a) é feito um *gate* selecionando uma amostra do fundo Compton, que é subtraído da projeção principal, gerando um espectro de coincidência "limpo".

Agora as matrizes de coincidência $\gamma\gamma - \text{partícula}$ carregam não somente a informação do tipo de partícula detectada em coincidência temporal com os raios gama emitidos pelo núcleo residual, como também informação sobre a distribuição angular dessas partículas. As projeções e cálculos de áreas foram feitos como auxílio do programa TRACKN[50].

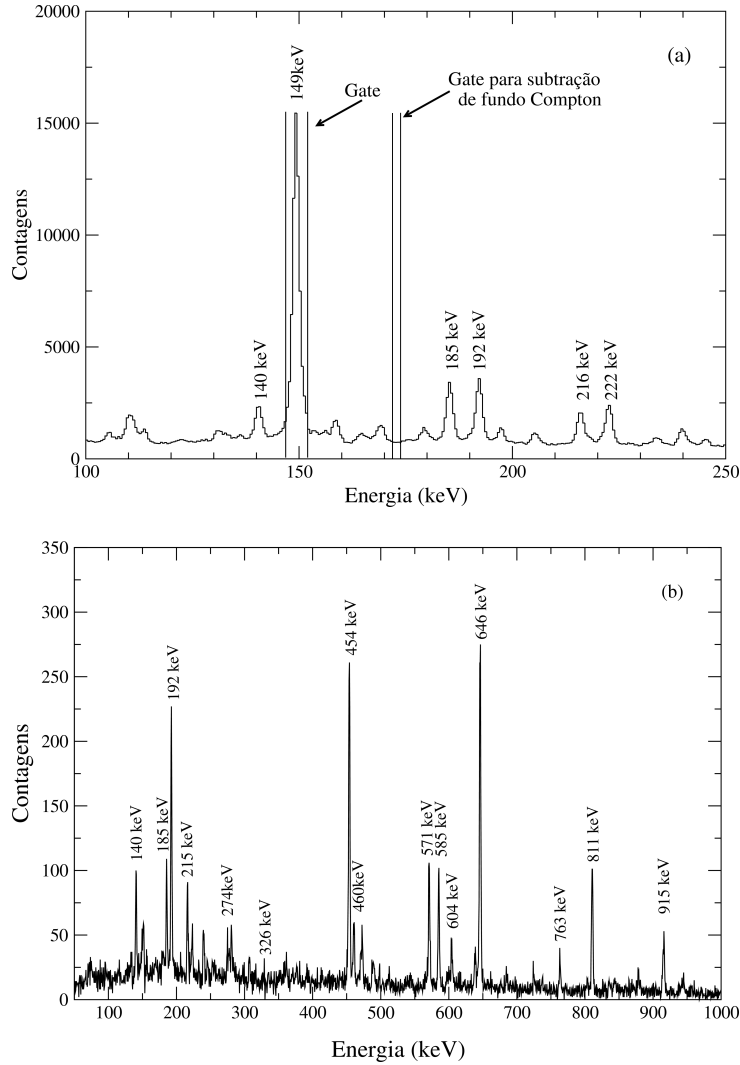


Figura 4.7: Em (a), a projeção de uma matriz $\gamma\gamma$ – partícula com coincidência em partículas alfa detectadas a 0° (matriz $\gamma\gamma - \alpha$ com gate em partículas alfa a 0°). As linhas indicadas delimitam a região de um *gate* feito no pico de transição gama de 149 keV , pertencente ao ^{105}Rh . Abaixo (b), o espectro de raios γ obtido a partir do *gate* feito no pico de 149 keV . Observa-se então, somente raios gama em coincidência com aquele de 149 keV , pertencente ao núcleo de ^{105}Rh , e com partículas alfa detectadas a 0° .

Foram geradas também matrizes γ – partícula ($E_\gamma \times E_\alpha$ e $E_\gamma \times E_{\text{próton}}$) igualmente com *gates* diferentes para partículas detectadas a 0° , 63° e 117° . Projeções unidimensionais foram elaboradas para a análise dos núcleos de interesse. É importante observar que os espectros de partículas em coincidência com os raios gama detectados podem ser analisados separadamente (vide figura 4.8).

Para tornar possível uma análise quantitativa (experimental) da contribuição de fusão incom-

pleta na produção dos núcleos residuais, torna-se necessário obter a calibração em energia dos detectores phoswich que constituem o sistema SACI. Embora equipamentos usando detectores cintiladores venham sendo construídos para experimentos com íons pesados (oferecendo meios baratos e eficientes em suas aplicações), a resposta não-linear de vários cintiladores como função da energia, carga e massa da partícula incidente, impõem um verdadeiro desafio para sua calibração. O principal interesse no procedimento é tentar entender como a resposta dos detectores cintiladores varia em função da energia incidente de cada espécie de partícula carregada. Para entender completamente a não linearidade dessa resposta, os dados para calibração devem cobrir um grande *range* em energia de projéteis, cargas e massas. Essas imposições, combinadas com o grande número de elementos no arranjo, impedem a obtenção uma calibração detalhada depois de cada experimento. A calibração em energia do sistema SACI está sendo desenvolvida em projeto paralelo no Laboratório Pelletron. Neste trabalho os espectros de distribuição de partículas não estão calibrados em energia.

O método seguido para a obtenção das razões experimentais, e uma breve descrição do método utilizado para obter as estimativas dos valores esperados para essas razões, são descritos na seção 4.3.

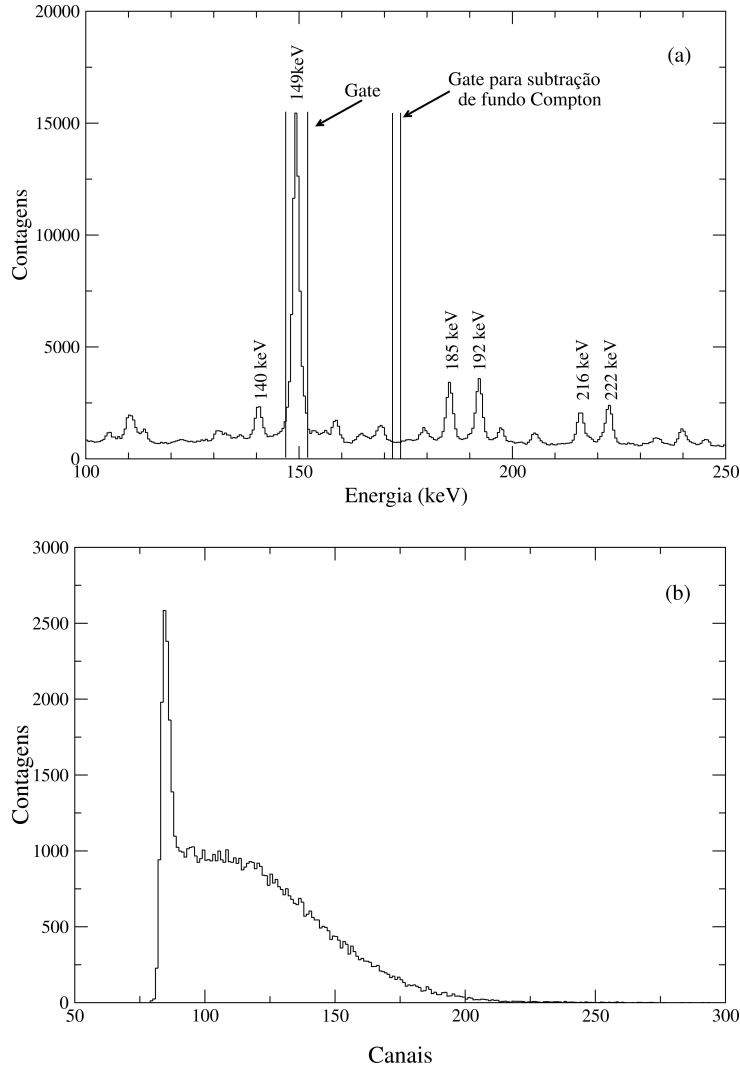


Figura 4.8: Em (a), espectro de raios gama, em coincidência com partículas alfa detectadas a 0° . O gate na transição gama de 149 keV (reação $^{11}\text{B} + ^{100}\text{Mo}$), proveniente do núcleo de ^{105}Rh , fornece o espectro de distribuição das partículas alfa em coincidência com aquele raio gama (b). O espectro de partículas alfa não está calibrado em energia.

4.2.3 Estimativas experimentais para as seções de choque

A fim de estudar a possibilidade de fusão incompleta como mecanismo concorrente na produção dos núcleos residuais, tornou-se desejável obter as seções de choque para a produção destes núcleos, e compará-los com os valores previstos pelo programa PACE. Embora os experimentos analisados não foram projetados para a medida das seções de choque experimentais dos núcleos produzidos, foi possível obter estimativas experimentais para estes valores, através das intensidades relativas dos canais de emissão de cada reação. O procedimento é descrito a seguir:

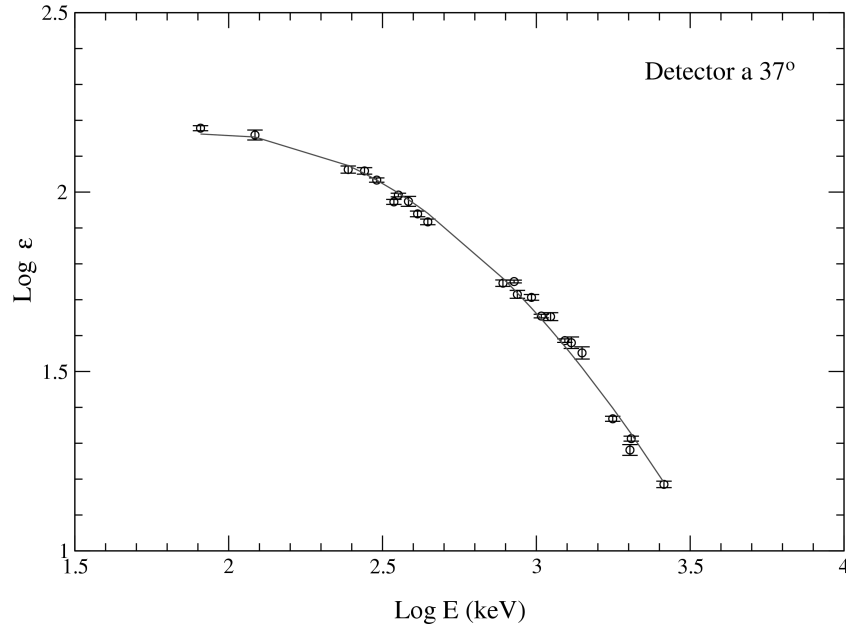


Figura 4.9: Curva de eficiência de detecção em função da energia do raio gama, de um dos detectores HPGe posicionado a 37° , utilizado na tomada de dados na reação $^{16}\text{O} + ^{51}\text{V}$. Através dos valores de ϵ para cada valor de energia E , e das áreas dos picos de transição gama que se conectam diretamente ao estado fundamental do núcleo residual, é possível obter as intensidades relativas entre os produtos da reação e, assim, estimar um valor experimental para as seções de choque individuais.

A intensidade I de cada canal é dada por:

$$I = \frac{A}{\epsilon}(1 + \alpha) \quad (4.1)$$

onde A é a soma das áreas dos picos de transição gama que se conectam diretamente ao estado fundamental, ϵ é a eficiência do detector, e α é o coeficiente de conversão interna, importante para transições com energia $\lesssim 120 \text{ keV}$.

O valor de A é obtido diretamente através dos espectros de raios γ dos núcleos residuais. O valor de α é tabelado para cada número atômico, como função da energia do raio gama[51]. Os valores de ϵ foram obtidos através de curvas construídas, em cada experimento, através da equação 3.13, utilizando-se fontes calibradas de ^{152}Eu , ^{56}Co e ^{133}Ba , cujos espectros são bem conhecidos. A figura 4.9 mostra, como exemplo, a curva de eficiência do detector HPGe posicionado a 37° utilizado na tomada de dados na reação $^{16}\text{O} + ^{51}\text{V}$.

Obtidas as intensidades relativas para os núcleos produzidos nas reações, foram feitas normalizações com os valores das seções de choque fornecidas pelo programa PACE, em geral para o

canal mais intenso (que não seja produto do decaimento do sistema composto através da emissão de partículas alfa, para minimizar a possibilidade de erro pela presença de outros mecanismos de reação além da fusão completa).

4.3 As razões para as transições γ

4.3.1 Razões experimentais

Das projeções das matrizes $\gamma\gamma$ – partícula construídas, foram extraídas as áreas dos picos de transições gama, correspondentes a diferentes isótopos produzidos nas reações estudadas, em coincidência com prótons e partículas alfa, detectados a ângulos dianteiros, médios e traseiros (0° , 63° e 117°). Para a obtenção das razões, é feito um gate (ou a soma gates) nas transições mais intensas do núcleo residual, e observadas as transições em coincidência. As áreas dessas transições foram extraídas através do programa TRACKN e as razões foram obtidas entre as transições em coincidência com partículas detectadas a 0° , 63° e 117° .

Um exemplo é ilustrado na figura 4.10 para o caso particular da transição gama de $E_\gamma = 606\text{ keV}$, proveniente do núcleo de ^{55}Fe , na reação $^{10}\text{B} + ^{51}\text{V}$. A notação $R_{0/63}^{\gamma-\alpha}$ indica razão obtida entre as transições gama em coincidência com partículas alfa detectadas a 0° , e aquelas em coincidência com partículas alfa detectadas a 63° . Como referência daqui por diante, o subscrito indicará ângulos de detecção de partículas e o sobrescrito coincidência " $\gamma - (\text{tipo de partícula})$ ". Temos então:

- $0/63 \rightarrow$ razão entre as áreas dos picos de transição gama em coincidência com partículas detectadas a 0° e dos picos de transição em coincidência com partículas detectadas a 63° ;
- $63/117 \rightarrow$ idem, para partículas detectadas a 63° e 117° ;
- $\gamma - \alpha$ para coincidência com partículas alfa;
- $\gamma - p$ para coincidência com prótons.

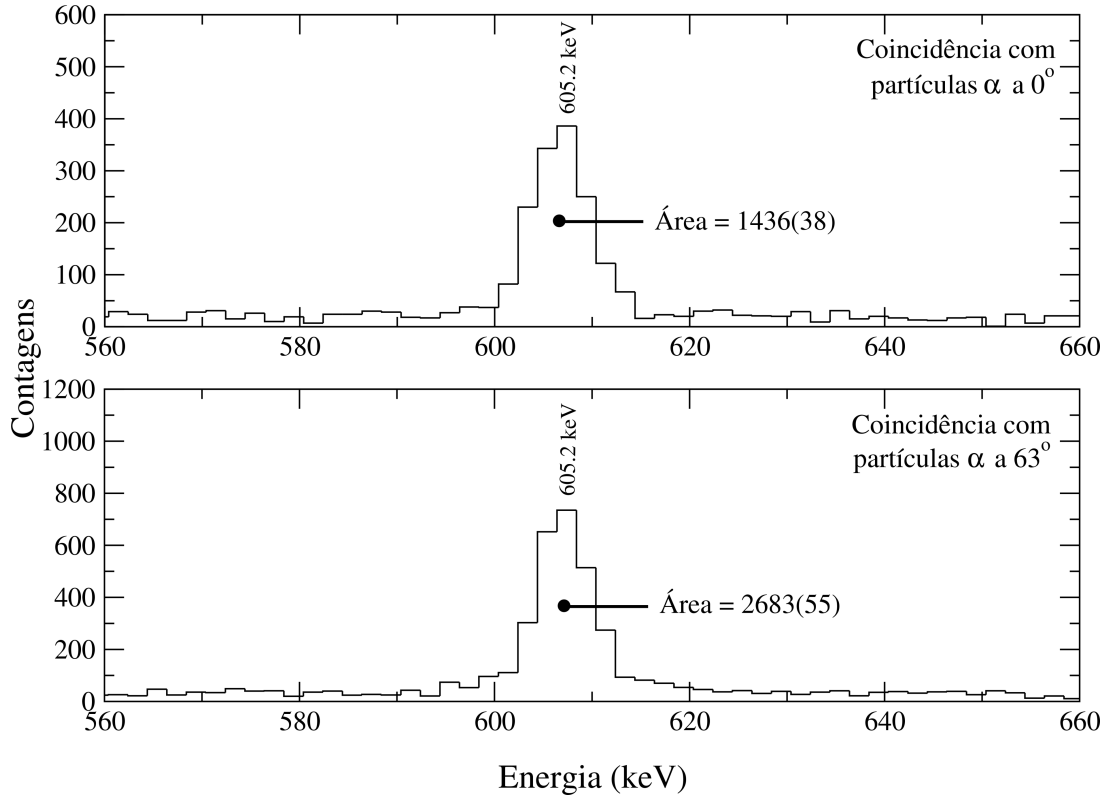


Figura 4.10: Exemplo do método de obtenção de áreas, nesse caso para o pico de transição gama de 605.2 keV , pertencente ao ^{55}Fe , produzido na reação $^{10}\text{B} + ^{51}\text{V}$, $E_{\text{feixe}} = 33\text{ MeV}$. Para esse pico em particular, o valor da razão entre as áreas é $R_{0/63}^{\gamma-\alpha} = 0.53(2)$, onde o índice $\gamma - \alpha$ significa espectro obtido com gate em partículas alfa, e $0/63$ indica que a razão foi obtida entre as áreas dos picos de transição gama em coincidência com partículas detectadas a 0° e 63° .

4.3.2 Razões obtidas por simulação

Foram feitas estimativas sobre os valores esperados para as razões obtidas para as reações $^{11}\text{B} + ^{100}\text{Mo}$ e $^{16}\text{O} + ^{51}\text{V}$, para cada núcleo residual de interesse. Essas simulações foram feitas tendo como base os espectros de distribuição em energia das partículas evaporadas pelo sistema composto, previstas pelo programa PACE. A condição de coincidência temporal entre os raios gama emitidos pelo núcleo residual e as partículas emitidas pelo sistema composto, permitem admitir que, uma vez que um evento gama seja contado, significa que está associado, necessariamente, à detecção de uma partícula carregada. Desta forma, contabilizar partículas, significa contabilizar, de forma indireta, os raios gama

O método para estimar as razões consiste em "contar" quantas partículas (prótons ou alfas) foram emitidas pelo sistema composto, determinar seus ângulos de emissão, suas energias de

emissão, perda de energia nos meios absorvedores, e então estimar quantas partículas foram emitidas em cada ângulo. Feito isso, as razões entre as áreas dos picos de transição gama em coincidência com partículas emitidas em dois ângulos diferentes, são estimadas através da razão entre a quantidade de partículas detectadas nesses ângulos.

Os espectros de distribuição de partículas (em energia) são fornecidos, pelo programa PACE, no referencial do centro de massa, e calculados sob a hipótese de fusão completa, ou seja, supondo que o equilíbrio termodinâmico tenha sido atingido e que então a evaporação de partículas seja isotrópica nesse referencial.

Como os valores experimentais para as razões foram obtidos no referencial de laboratório, os espectros de distribuição em energia para o cálculo das razões simuladas, foram transferidos para esse referencial. Uma vez que o Jacobiano de transformação é dependente do ângulo, foi possível obter uma simulação dos espectros de distribuição de partículas emitidas e detectadas pelo sistema auxiliar SACI em função do ângulo e da energia da partícula emitida. Integrando a distribuição sobre a área de cada detector, obteve-se uma estimativa do total de partículas evaporadas, incidente em cada detector.

A partir de um certo limiar de energia, a partícula incidente depositará um sinal no detector E , ou seja, uma vez que a partícula tenha energia suficiente para atravessar o detector ΔE ¹, ela será detectada pelo detector E . O espectro de distribuição de energia em E dependerá da energia da partícula incidente; no entanto, para estimarmos a quantidade de partículas evaporadas, basta saber qual é a energia mínima necessária (limiar de energia) para atravessar o detector ΔE . Uma vez obtido o valor desse limiar, então a energia da partícula emitida e seu ângulo de emissão são informações suficientes para determinar se ela terá, ou não, energia suficiente para atravessar o detector ΔE e depositar um sinal (energia) no detector E . Para determinar a energia de incidência da partícula emitida, foram estimadas as perdas de energia nos absorvedores[52] de acordo com ângulo de emissão, uma vez que a partícula perde energia ao atravessar uma certa espessura do alvo, do suporte do alvo, e dos absorvedores de alumínio dos detectores, que dependem do seu ângulo de emissão. Assim, temos curvas que indicam a eficiência de detecção às partículas incidentes, nos detectores de cada anel (i.e., em cada ângulo médio), em função de sua energia². As simulações foram feitas considerando energias médias, uma vez que o limiar de

¹Lembrando que a distância percorrida pela partícula dentro do detector ΔE , também depende do ângulo de incidência da partícula.

²O caminho percorrido pela partícula dentro dos meios absorvedores externos ao detector, depende do ângulo de emissão. Da mesma forma, o caminho que a partícula deverá percorrer para atravessar o detector ΔE também é dependente do ângulo.

energia varia muito pouco dentro da abertura angular de cada detector.

A figura 4.11 mostra as seções de choque integradas para partículas alfa e prótons emitidos pelo sistema composto e incidentes em cada ângulo de detecção, na reação $^{11}\text{B} + ^{100}\text{Mo}$, no referencial de laboratório, em função da energia da partícula incidente. Na figura é possível observar que espera-se menos partículas alfa detectadas para o ângulo $\theta = 0^\circ$. O motivo para isso é que há apenas um detector posicionado neste ângulo médio, contra anéis de cinco detectores posicionados nos outros dois ângulos (63° e 117°). Além disso, foi também descontada uma fração de partículas freadas pelo "barrador de feixe" (*beam stopper*)³ posicionado entre o alvo e o detector a 0° . Essa correção nos espectros também foi levada em conta no caso de prótons, porém estes são menos susceptíveis a serem totalmente freados pelo *beam stopper*.

³O *beam stopper*, ou "barrador de feixe", tem como finalidade barrar/coletar o feixe direto que atravessa o alvo. Desta forma, além de proteger o detector posicionado a 0° da incidência do feixe direto ou espalhado a ângulos pequenos, permite também estimar a intensidade do feixe incidente no alvo.

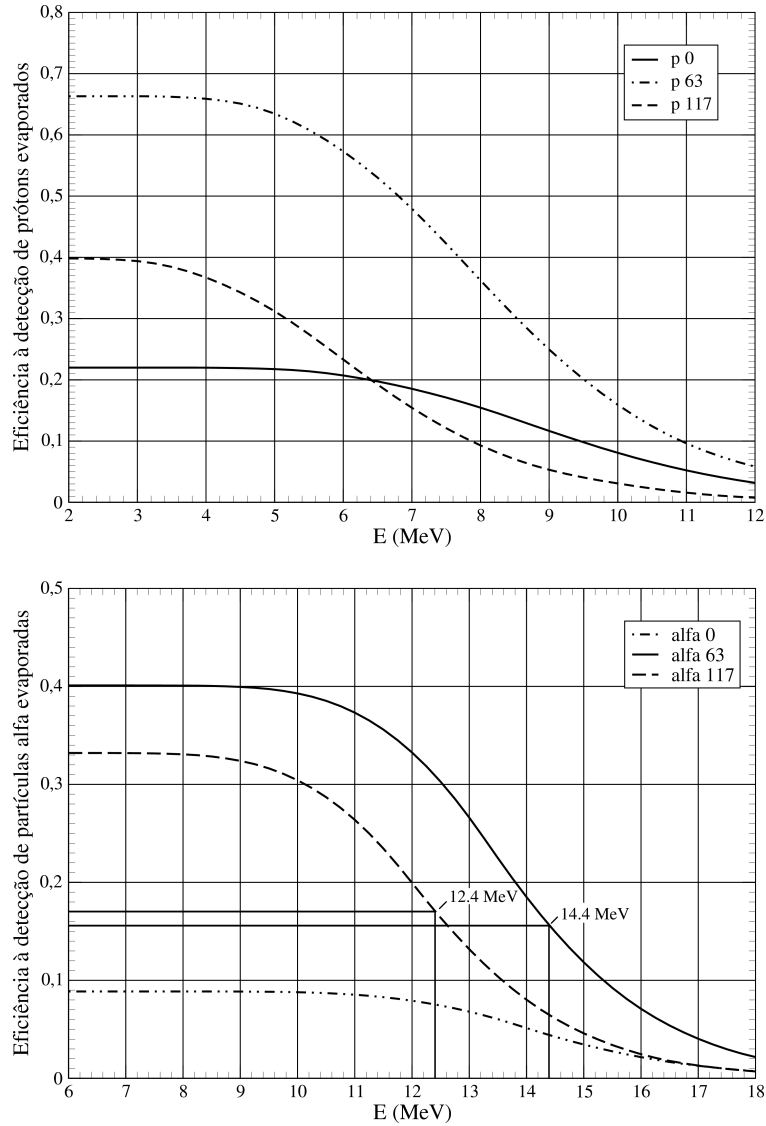


Figura 4.11: Seção de choque integrada para as partículas evaporadas, incidentes em 0° , 63° e 117° na reação $^{11}\text{B} + ^{100}\text{Mo}$, em função da energia da partícula. Na parte superior da figura (a) temos as seções de choque para os prótons, e na parte inferior (b), para as partículas alfa.

Para obter a estimativa da razão, é calculada a energia média da partícula incidente no detector ΔE , em cada ângulo, após passar pelos meios absorvedores. Uma partícula alfa emitida a ângulos médios ($\approx 63^\circ$), por exemplo, precisa ser emitida com energia média $E_{63}^\alpha = 14.4(3) \text{ MeV}$, para ultrapassar todos os absorvedores (inclusive o ΔE) e ser detectada pelo detector E . A ângulos mais traseiros ($\approx 117^\circ$), a partícula alfa deve ter energia média de emissão $E_{117}^\alpha \approx 12.4(3) \text{ MeV}$ para ser detectada pelo detector E . Assim, nesse caso, a razão estimada entre as eficiências (e portanto entre as áreas dos picos de transição gama) é $R_{63/117}^{\gamma-\alpha} = 0.91(14)$.

Capítulo 5

Análise de dados e resultados experimentais

As seções de choque dos núcleos residuais formados nas reações estudadas, foram previstas pelo código PACE. Para o caso de núcleos residuais populados após a evaporação de partículas alfa, esses resultados podem não ser concordantes com os obtidos experimentalmente, pois o código leva em conta apenas o mecanismo de fusão completa. Para a reação $^{11}B + ^{100}Mo$, por exemplo, a seção de choque experimental para a produção do núcleo de ^{105}Rh , canal $\alpha 2n$, foi estimada como sendo um pouco superior a três vezes o valor calculado pelo código. O estudo da correlação entre os ângulos de detecção de partículas e os raios gama emitidos pelos núcleos residuais visa identificar a contribuição de outros mecanismos de reação além da fusão completa, presentes na população desses núcleos, especialmente quando da emissão de partículas alfa. As matrizes $\gamma\gamma$ – partícula foram construídas com restrições angulares para os ângulos de detecção de partículas carregadas.

Das projeções das matrizes $\gamma\gamma$ – partícula construídas, foram extraídas as áreas dos picos de transições gama, correspondentes a diferentes isótopos produzidos nas reações estudadas, em coincidência com prótons e partículas alfa (separadamente), detectados a diferentes ângulos. Daqui por diante nos referiremos a esses ângulos como sendo 0° , 63° e 117° , mas mantendo em mente que a abertura angular de cada detector componente do sistema SACI é de aproximadamente 60° . Foram geradas razões entre essas áreas com relação ao ângulo de detecção de partículas alfa e prótons (e em função da energia do raio gama), e comparadas com as estimativas obtidas através dos dados fornecidos pelo programa PACE, para a distribuição de partículas carregadas,

para as reações $^{11}\text{B} + ^{100}\text{Mo}$ e $^{16}\text{O} + ^{51}\text{V}$.

Para a reação $^{10}\text{B} + ^{51}\text{V}$, onde foram utilizados alvos finos, foi estudado o efeito do deslocamento Doppler nas energias dos raios gama emitidos pelos núcleos residuais em recuo e, desta forma, obtidas as velocidades de recuo dos sistemas compostos. Essas velocidades devem ser diferentes se estes forem populados por de fusão incompleta [20].

As razões foram obtidas em função da energia do raio gama, e constituem o foco principal deste trabalho.

Além das matrizes $\gamma\gamma$ – partícula, foram construídas também matrizes γ – partícula, a fim de observar e comparar os espectros de distribuição em energia das partículas carregadas detectadas em coincidência com raios gama provenientes de núcleos residuais selecionados. Há limitações óbvias impostas pela grande área de aceitação dos detectores *phoswich*, na determinação da energia total das partículas detectadas. A determinação da energia total permitiria uma análise quantitativa da contribuição dos mecanismos de reação envolvidos. Os resultados apresentados acerca do estudo dos espectros de distribuição de energia das partículas detectadas (alfas e prótons) carregam aspecto qualitativo; e estão embasados em estudos comparativos paralelos particulares para cada caso. No total foram estudados 17 núcleos residuais, compreendendo as regiões de massa $A = 60$ e $A = 100$. A seguir são apresentadas as análises de dados e os resultados experimentais obtidos para cada reação em particular.

5.1 Reação $^{11}\text{B} + ^{100}\text{Mo}$

Segundo o código PACE, nessa reação existe uma competição entre os canais de emissão de nêutrons, ^{107}Ag ($4n$) e ^{108}Ag ($3n$), com seções de choque, perto da barreira coulombiana ($E_b = 34\text{MeV}$), a uma razão de 2:1. Para energias maiores (em torno de 50 MeV), a emissão de $5n(^{106}\text{Ag})$ é comparável com o canal $4n$, enquanto que o canal $3n$ diminui fortemente em relação ao canal $4n$ (fator 10). Os núcleos produzidos provenientes de canais de emissão de partículas são: $^{107,108}\text{Pd}$ (canais $p3n$ e $p2n$ respectivamente) e $^{104,105}\text{Rh}$ (canais $\alpha3n$ e $\alpha2n$ respectivamente).

Devido a ter sido utilizado um alvo grosso, as seções de choque para essa reação foram obtidas fazendo uma integração das mesmas, desde a energia da barreira coulombiana ($\sim 31\text{MeV}$) até a energia de feixe incidente (43MeV). Observou-se, experimentalmente, uma maior produção de núcleos provenientes dos canais de emissão de partículas carregadas. Na tabela 5.1 está a comparação das seções de choque parciais fornecidas pelo código PACE com as seções de

Núcleo	$\sigma_{teor}^{FC}(mb)$	$\sigma_{exp}^{total}(mb)$
^{107}Ag (canal $4n$)	361.0	361 (5)*
^{108}Ag (canal $3n$)	63.0	111.0 (12)*
^{107}Pd (canal $p3n$)	6.9	3.41(10)
^{108}Pd (canal $p2n$)	3.5	6.6 (12)*
^{104}Rh (canal $\alpha 3n$)	2.7	2.58(7)
^{105}Rh (canal $\alpha 2n$)	3.8	14 (2)*

Tabela 5.1: Seções de choque teóricas e experimentais, para a produção dos núcleos residuais produzidos na reação $^{11}B+^{100}Mo$. As seções de choque experimentais foram obtidas a partir das intensidades relativas dos canais de emissão e normalizadas em relação à seção de choque do núcleo de ^{107}Ag . As seções de choque marcadas com asterisco foram obtidas anteriormente pelo mesmo procedimento [14].

choque experimentais dos canais mais importantes, obtida a partir das intensidades relativas dos canais de emissão e normalizada em relação à seção de choque do núcleo de ^{107}Ag . As seções de choque experimentais para os núcleos de ^{107}Ag , ^{108}Ag , ^{108}Pd e ^{105}Rh já havia sido calculadas anteriormente [14]. As seções de choque para os núcleos de ^{104}Rh e ^{107}Pd foram calculadas através das intensidades relativas entre os isótopos (para o núcleo de ^{104}Rh em relação à intensidade obtida para o ^{105}Rh , e para o núcleo de ^{107}Pd em relação à intensidade obtida para o ^{108}Pd).

Apesar desta reação favorecer, principalmente, a produção dos núcleos $^{107,108}Ag$, a observação e análise dos núcleos de $^{104,105}Rh$ e $^{107,108}Pd$ foi possível devido à utilização do sistema ancilar de detectores plásticos cintiladores. O sistema permitiu discriminar os canais de emissão de partículas carregadas, aumentando o poder de resolução[1] e melhorando a qualidade dos dados obtidos.

A figura 5.1 mostra os esquemas parciais de níveis dos núcleos ^{104}Rh , ^{105}Rh , ^{107}Pd e ^{108}Pd , estudados nessa reação. Não estão incluídos os esquemas parciais dos núcleos de ^{107}Ag e ^{108}Ag , pois foram analisados, neste trabalho, apenas os canais de emissão de partículas carregadas.

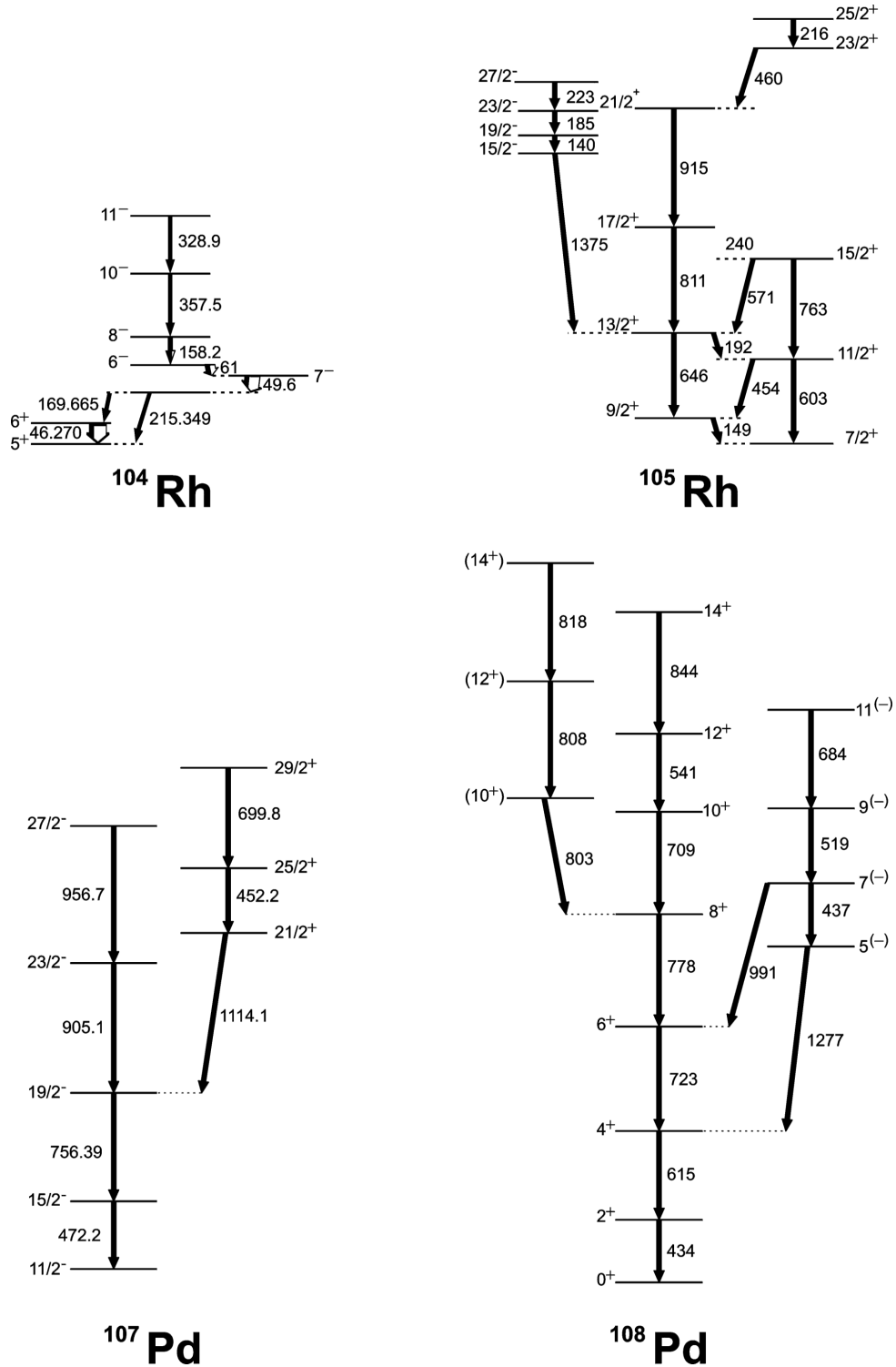


Figura 5.1: Esquemas parciais de níveis dos núcleos ^{104}Rh , ^{105}Rh , ^{107}Pd e ^{108}Pd . Para a construção das razões foram feitas somas dos gates nas transições mais intensas e observadas as transições em coincidência[53, 14, 54].

A figura 5.2 mostra espectros de raios gama típicos, produzidos neste experimento, para os núcleos de ^{104}Rh e ^{105}Rh . Nos espectros estão indicados alguns dos picos de transição gama identificados. Os espectros mostrados foram obtidos em coincidência com partículas alfa detectadas a 0° (*gate* em partículas alfa a 0°), para o caso dos núcleos $^{104,105}\text{Rh}$ e em coincidência com prótons detectados a 0° (*gate* em prótons a 0°) para o caso dos núcleos $^{107,108}\text{Pd}$. Os espectros ilustram a qualidade dos dados obtidos com o sistema SACI PERERE.

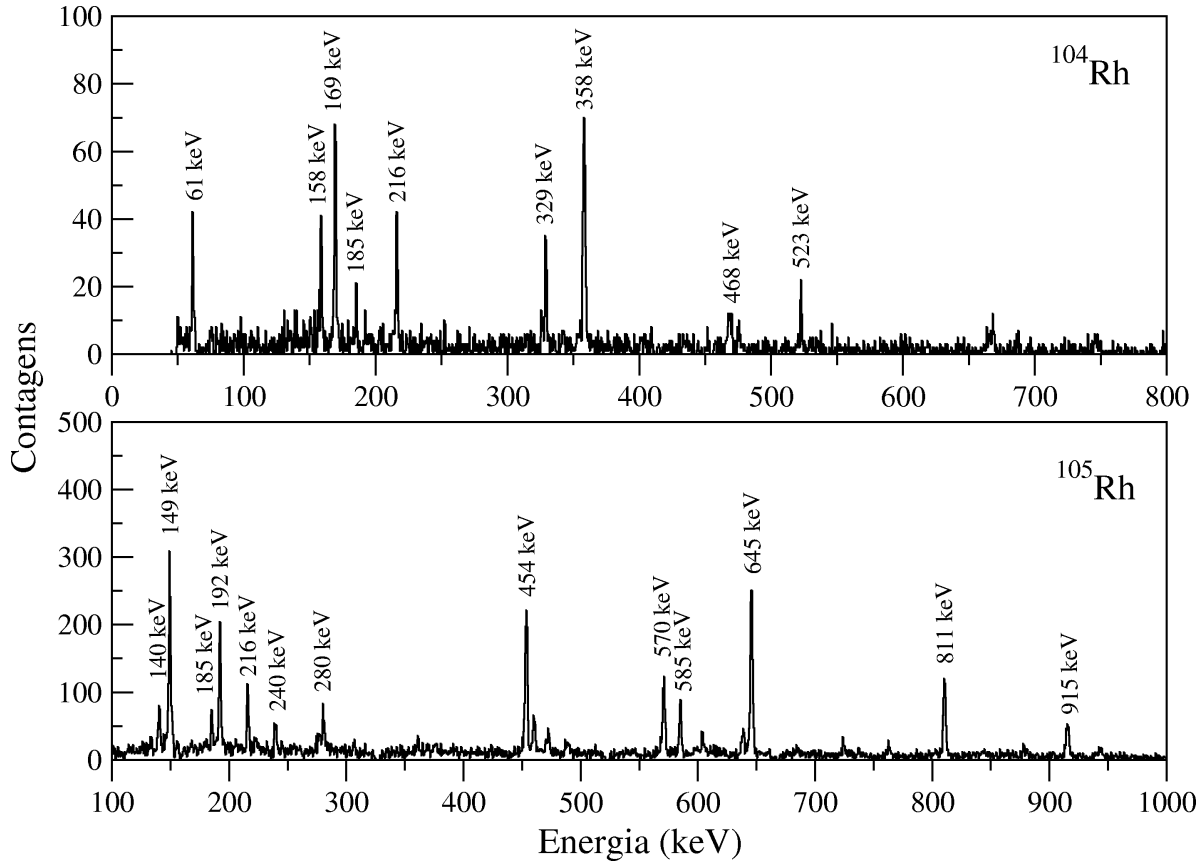


Figura 5.2: Espectros de transições gama obtidos na reação $^{11}\text{B} + ^{100}\text{Mo}$, $E_{\text{feixe}} = 43\text{MeV}$, com em coincidência com partículas alfa detectadas a 0° . Na parte superior, o espectro do núcleo de ^{104}Rh , obtido através de gates feitos em picos de transições intensas deste núcleo. Na parte inferior, o espectro do núcleo de ^{105}Rh , obtido da mesma forma (vide seção 4.2.2).

Foram construídas razões entre os as áreas dos picos de transições gama em coincidência com partículas detectadas pelo sistema auxiliar SACI. A comparação entre os resultados experimentais e teóricos é exibida na tabela 5.2. Os resultados teóricos foram construídos através de simulação com base nos dados fornecidos pelo programa PACE em função da distribuição angular das partículas evaporadas pelo núcleo composto (corrigida para o referencial de laboratório), uma vez

	$R_{sim}^{0^\circ/63^\circ}$	$R_{exp}^{0^\circ/63^\circ}$	$R_{sim}^{63^\circ/117^\circ}$	$R_{exp}^{63^\circ/117^\circ}$
^{104}Rh	0.32(5)	0.73 (4)	0.91(18)	1.58 (16)
^{105}Rh	0.32(5)	0.74 (7)	0.91(18)	2.52 (19)
^{107}Pd	0.33(5)	0.32 (4)	1.69(34)	1.13 (12)
^{108}Pd	0.33(5)	0.33 (4)	1.69(34)	1.14 (9)

Tabela 5.2: Resultados obtidos através de simulação (R_{sim}) e experimentais (R_{exp}) para as razões entre as áreas dos picos de transições gama para a reação $^{11}B + ^{100}Mo$ considerando coincidência $\gamma - \alpha$ e $\gamma - p$. Os valores esperados (simulados) foram obtidos a partir de dados fornecidos pelo PACE, que prevê apenas o caso de fusão completa.

que a emissão de partículas está relacionada diretamente à produção do núcleo residual. É bom notar que as razões obtidas para as transições gama observadas entre os isótopos não refletem, necessariamente, a abundância de sua produção na reação, e sim a coincidência com partículas emitidas em diferentes ângulos, provenientes de seus canais de decaimento ou, se for o caso, partículas remanescentes de processos de *breakup*, se houver contribuição de fusão incompleta na produção do núcleo residual. No caso de processos de *breakup* sem fusão de nenhum dos fragmentos, as partículas detectadas não estarão em coincidência com os raios gama detectados pelos detectores de HPGe, e, portanto, não alimentam o espectro. Os resultados experimentais apresentados são as médias dos valores obtidos para as razões.

A figura 5.3 mostra as razões entre as áreas dos picos de transições gama obtidas para os isótopos $^{104,105}Rh$ considerando partículas alfa detectadas a 0° e 63° ($R_{0/63}^{\gamma-\alpha}$) e as razões obtidas considerando coincidência com partículas alfa detectadas a 63° e 117° ($R_{63/117}^{\gamma-\alpha}$).

A figura 5.4 mostra as razões obtidas entre as áreas dos picos de transição gama dos isótopos $^{107,108}Pd$ obtidos na reação $^{11}B + ^{100}Mo$, em coincidência com prótons detectados pelo SACI a 0° vs 63° ($R_{0/63}^{\gamma-p}$) e 63° vs 117° ($R_{63/117}^{\gamma-p}$).

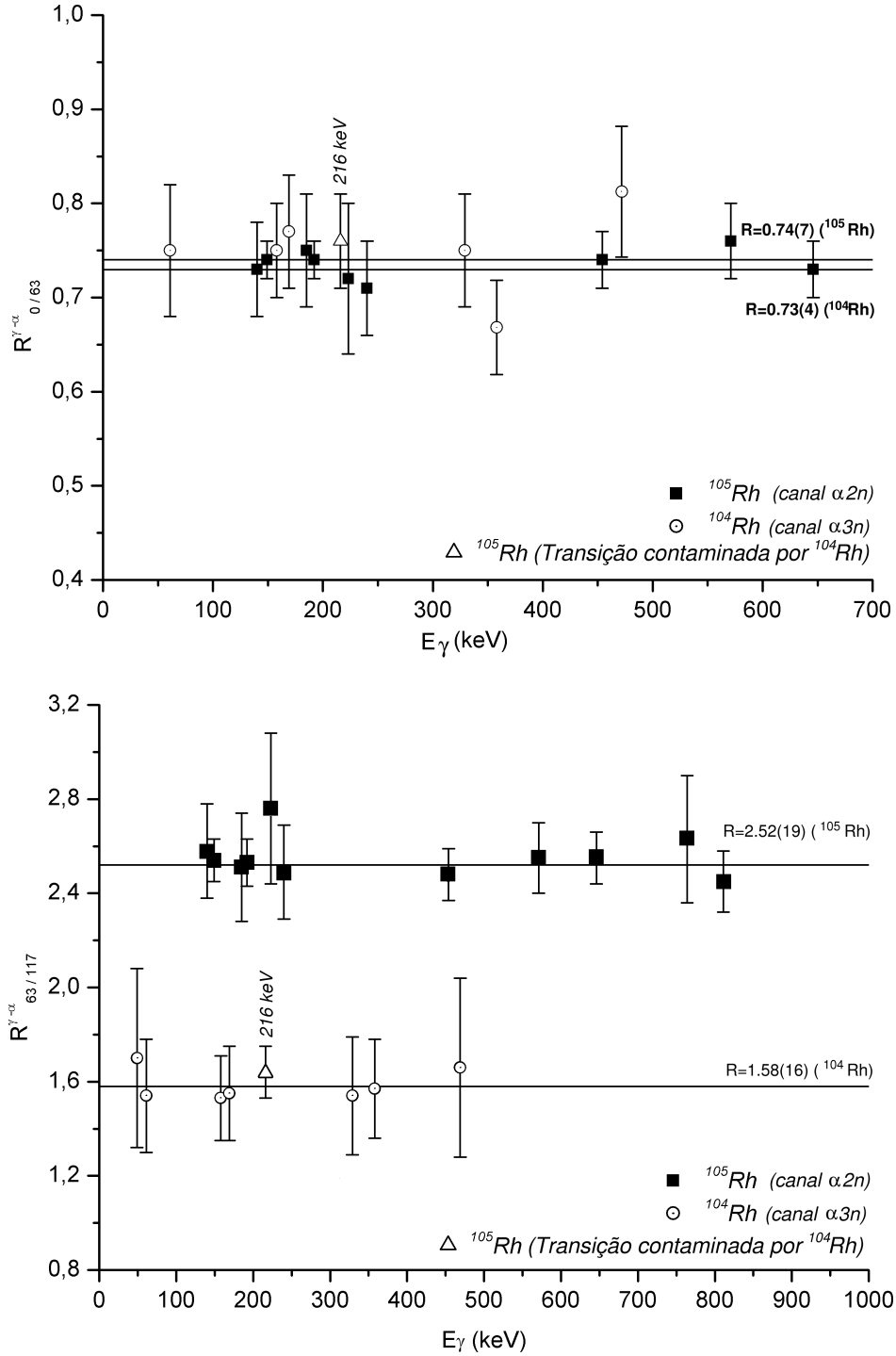


Figura 5.3: Razões obtidas em função das energias dos raios gama emitidos pelos núcleos de ^{104}Rh e ^{105}Rh em coincidência com partículas alfa detectadas pelo sistema auxiliar a 0° vs 63° (figura superior) e a 63° vs 117° (figura inferior). A transição de 216 keV , que foi inicialmente associada predominantemente ao núcleo de ^{105}Rh , mostra forte contaminação do núcleo de ^{104}Rh .

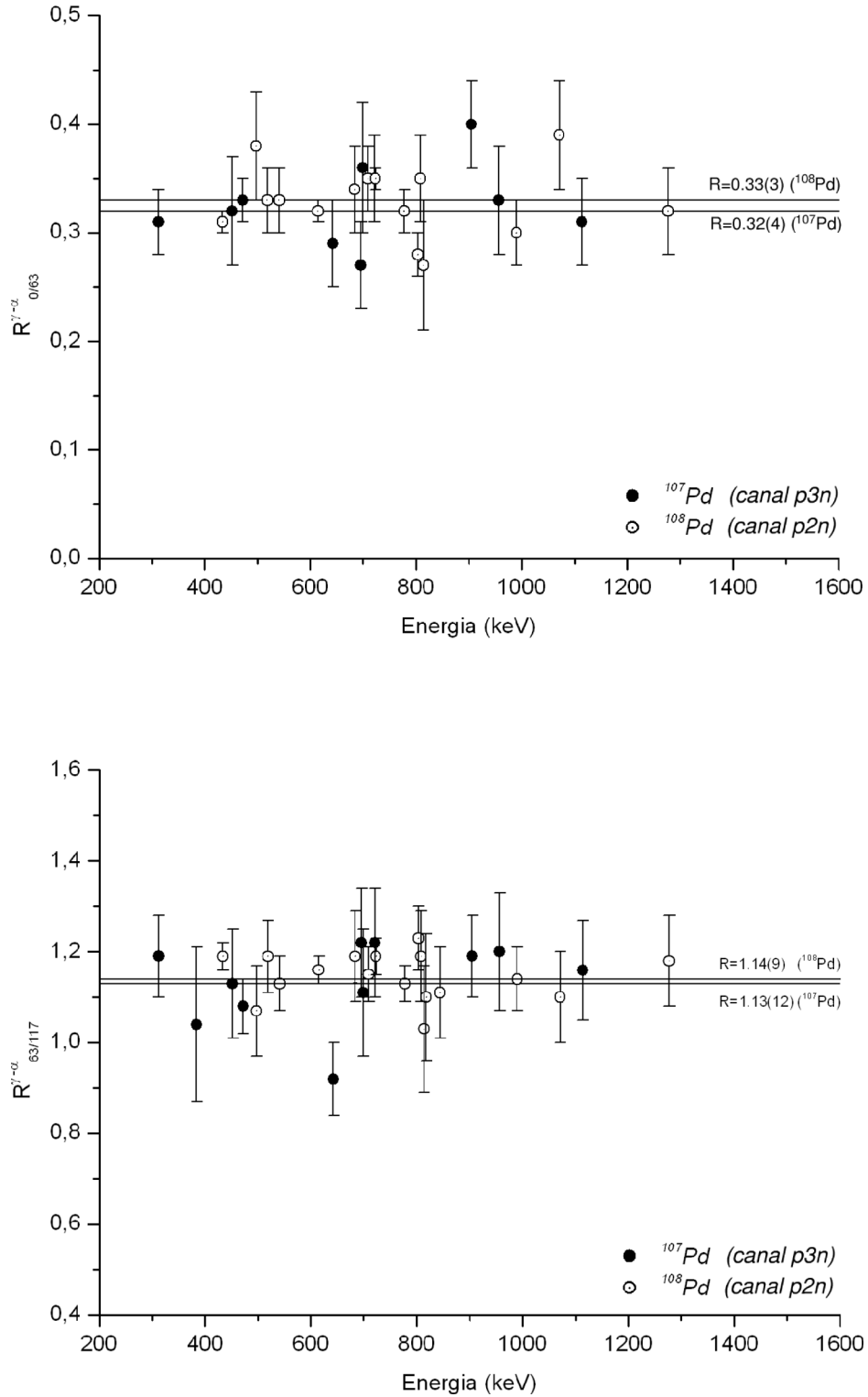


Figura 5.4: Razões obtidas em função das energias dos raios gama emitidos pelos núcleos de ^{108}Pd e ^{107}Pd em coincidência com prótons detectados pelo sistema auxiliar a 0° vs 63° (figura superior) e a 63° vs 117° (figura inferior).

Nas transições em coincidência com partículas alfa (núcleos de $^{104,105}Rh$) a 0° e 63° não se identifica diferença entre as razões, sendo $R_{0/63}^{\gamma-\alpha} = 0.74(8)$ tanto para o núcleo de ^{104}Rh como para o núcleo de ^{105}Rh . Já para razões construídas em coincidência com partículas a 63° e 117° , temos: $R_{63/117}^{\gamma-\alpha} (^{104}Rh) = 1.58(16)$ e $R_{63/117}^{\gamma-\alpha} (^{105}Rh) = 2.52(19)$. O responsável por esse fato foi suposto como sendo uma contribuição significativa do mecanismo de fusão incompleta na produção do núcleo de ^{105}Rh . Lembramos que a seção de choque fornecida pelo programa PACE é cerca de 4 vezes menor do que o obtido experimentalmente para a produção deste núcleo, e que a estimativa para a contribuição de fusão incompleta em sua produção, reforça a suposição de que este seja um mecanismo importante na produção do núcleo de ^{105}Rh , nessa reação. Uma possível quebra (*breakup*) do projétil de ^{11}B em $^7Li + \alpha$, com subsequente fusão do núcleo de 7Li com o alvo de ^{100}Mo , resulta na formação do núcleo ^{107}Rh , que decai para o ^{105}Rh pela emissão de 2 nêutrons. A partícula α sobrevivente a esse processo sofre espalhamento coulombiano com um ângulo limite de espalhamento próximo a 70° , e, portanto, essas partículas são também detectadas pelos detectores a 63° do sistema auxiliar SACI (esse anel de detectores compreende uma faixa angular de 31.7° a 95.1°). A existência de um ângulo limite de espalhamento bastante alto, aliado ao fato de que há apenas um detector posicionado a 0° , diminui a razão entre as partículas alfa detectadas a 0° e 63° , i.e., diminui a razão $R_{0/63}^{\gamma-\alpha}$, tornando-a muito próxima à razão $R_{0/63}^{\gamma-\alpha}$, referente ao núcleo de ^{104}Rh . Conseqüentemente a razão $R_{63/117}^{\gamma-\alpha}$ aumenta significativamente para o núcleo de ^{105}Rh , colocando-a numa faixa indiscutivelmente diferente daquela obtida para o núcleo de ^{104}Rh .

A transição gama de $E_\gamma = 216 keV$, foi suposta como sendo essencialmente proveniente do núcleo de ^{105}Rh . No entanto, o valor obtido para a razão relacionada à essa energia, mostra que, embora também presente no esquema de níveis do núcleo de ^{105}Rh , essa transição, nessa reação, está associada predominantemente ao núcleo de ^{104}Rh (gráfico 5.3).

No caso das transições em coincidência com prótons (núcleos de $^{107,108}Pd$), não obtivemos diferença entre as razões $R_{0/63}^{\gamma-p}$ ou $R_{63/117}^{\gamma-p}$ para os isótopos $^{107,108}Pd$. O fato do núcleo composto ser pesado (^{111}Ag), implica numa velocidade em referencial de laboratório ligeiramente superior àquela para o referencial do centro de massa, onde a distribuição angular das partículas emitida é isotrópica na ausência de outros mecanismos de reação (além da fusão completa). No referencial de laboratório, portanto, a distribuição de velocidades é aproximadamente isotrópica, logo prótons emitidos a ângulos traseiros possuem velocidade apenas um pouco menor que os emitidos a ângulos dianteiros e, portanto, aproximadamente a mesma probabilidade de interagi-

rem com todos os detectores do sistema auxiliar SACI. Essa probabilidade é um pouco menor para os detectores posicionados a ângulos traseiros pois, embora pequena, existe anisotropia na distribuição de velocidades dos prótons, e se reflete na razão, $R_{63/117}^{\gamma-p}$, pouco maior que 1. Os resultados obtidos através da simulação com os dados fornecidos pelo PACE, está em bom acordo com os resultados experimentais para o caso dos canais de emissão de prótons (^{107}Pd e ^{108}Pd). Já para o caso dos canais de emissão de partículas alfa isso não foi verificado.

O programa PACE fornece o espectro de distribuição de energia das partículas evaporadas sem distinção do canal de emissão. Assim, não é possível obter, através dos dados fornecidos pelo programa, um espectro de distribuição em energia das partículas alfa evaporadas pelo sistema composto para a produção de núcleos populados através de diferentes canais de emissão, quando a diferença seja devida somente à emissão de um número diferente de nêutrons, e portanto o espectro fornecido não leva em conta, por exemplo, o efeito do excesso de massa, que determina a energia disponível à emissão de uma determinada partícula, e os valores estimados são os mesmos para os núcleos residuais produzidos através do mesmo tipo de partículas carregadas; assim a estimativa das razões para o canal $\alpha 2n$ é a mesma que para o canal $\alpha 3n$, por exemplo. Uma partícula alfa emitida após a emissão de 2 nêutrons, tem mais energia disponível do que aquela emitida após a emissão de 3 nêutrons pelo sistema composto (canal $\alpha 2n$ e $\alpha 3n$, respectivamente). Da mesma forma, um próton emitido após a emissão de 2 nêutrons, também tem mais energia disponível do que aquele emitido após a emissão de 3 nêutrons, como é o caso dos canais $p 2n$ e $p 3n$, respectivamente (ver, por exemplo, as referências [21, 22] e [39]).

Como o poder de freamento é proporcional a z^2 , partículas alfa com menos energia disponível, devido à emissão anterior de mais nêutrons, estão mais sujeitas a serem totalmente freadas pelo detector ΔE , do que prótons na mesma situação. Isso faz com que a detecção de prótons (no detector E), emitidos no canal $p 3n$, não seja tão reduzida por causa do freamento nos meios absorvedores, quanto a detecção das partículas alfa emitidas no canal $\alpha 3n$. Tendo isso em mente, é possível supor que o afastamento entre os valores de $R_{\theta_1/\theta_2}^{\gamma-\alpha}$ experimentais dos valores calculados através de simulação, seja devido, principalmente, pela impossibilidade de se obter os espectros de distribuição em energia das partículas evaporadas em cada canal de emissão separadamente. Desta forma, a diferença entre esses valores não pode ser entendida, isoladamente, como indicação de presença de fusão incompleta na produção de um ou outro núcleo residual. A hipótese de presença de fusão incompleta na produção do núcleo de ^{105}Rh foi baseada na diferença entre a seção de choque prevista pelo PACE e o valor estimado através dos resultados experimentais

(tabela 5.1).

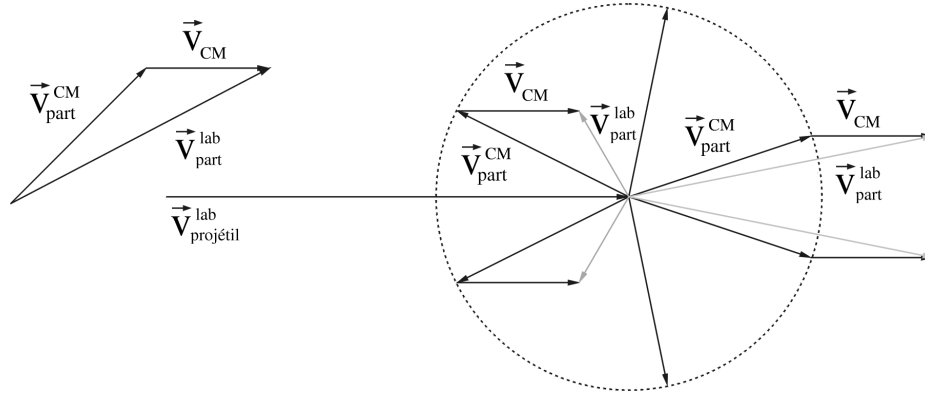


Figura 5.5: Velocidades das partículas no referencial do centro de massa e no referencial de laboratório. A probabilidade de detecção das partículas pelo sistema auxiliar está diretamente relacionada com suas velocidades. Quanto maior a velocidade de recuo do sistema composto, menor a probabilidade de que as partículas interajam com os detectores a ângulos traseiros.

Foram também construídos espectros de coincidência $\gamma - \alpha$ ($E_\gamma \times E_\alpha$), para a energia residual depositada no detector E e no detector ΔE (figura 5.6). Os espectros de energia residual (energia depositada no detector E) apontam a contribuição de partículas alfa mais energéticas em coincidência com os raios gama emitidos pelo núcleo de ^{105}Rh .

Havendo processo de *breakup*, é esperado que as partículas alfa que não participaram do processo de fusão com o núcleo-alvo possuam energia mais alta que aquelas emitidas pelo núcleo composto, sendo sua energia, correspondente à velocidade do feixe inicial (guardadas as relações entre as massas). A hipótese de contribuição de fusão incompleta da produção do núcleo de ^{105}Rh é reforçada pelos espectros obtidos em ΔE , muito semelhantes para os dois isótopos (figura 5.7), indicando que as partículas alfa emitidas pelos sistemas compostos depositam, em média, a mesma energia no detector ΔE ; logo a diferença entre os espectros de energia residual deve-se a partículas alfa mais energéticas, provenientes do processo de *breakup* no núcleo de ^{11}B em $^7Li + \alpha$, e que não participaram do processo de fusão com o núcleo alvo de ^{100}Mo .

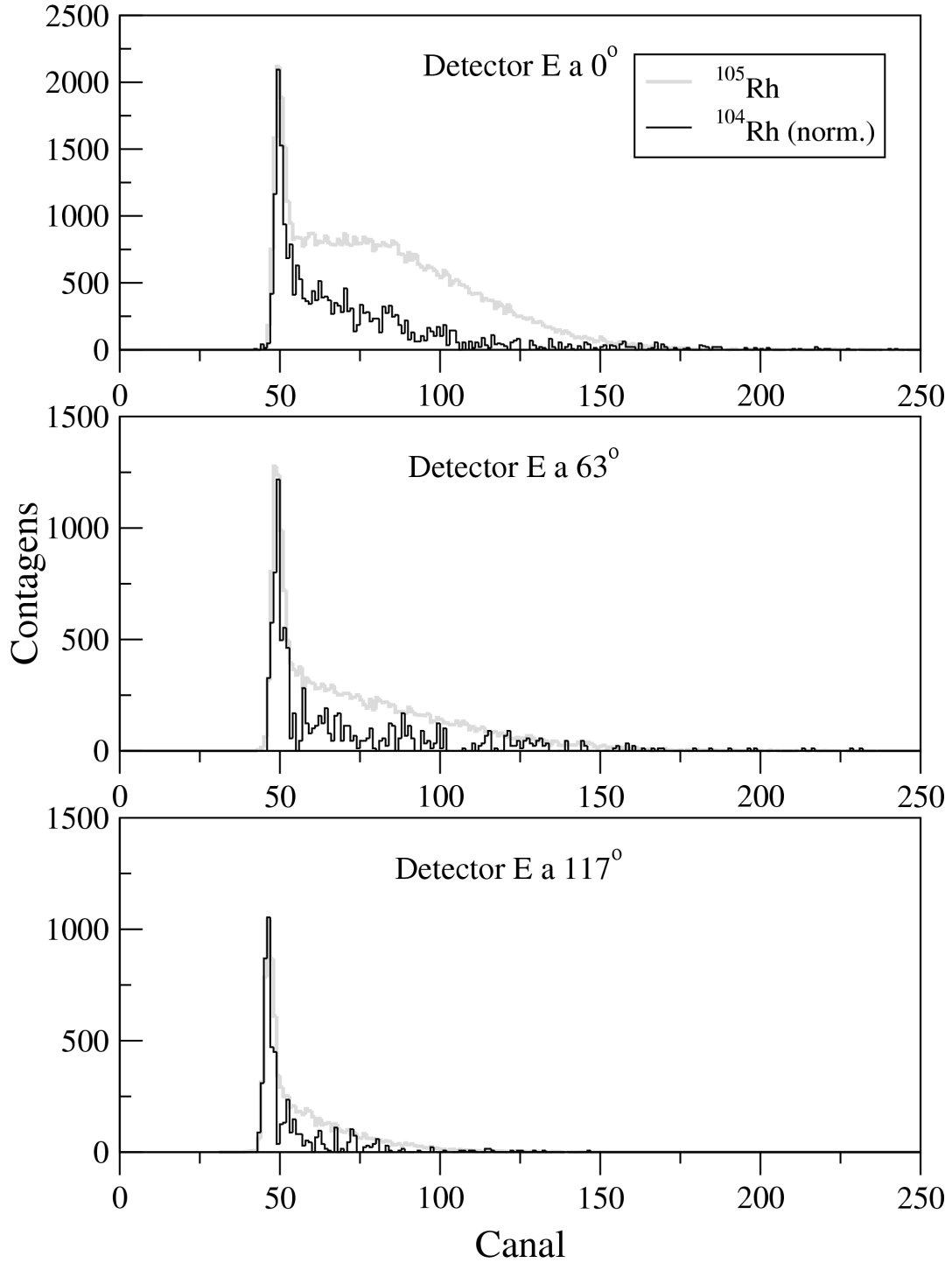


Figura 5.6: Espectros de distribuição de energia residual das partículas alfa, depositada no detector E a 0° , 63° e 117° , para os núcleos de ^{104}Rh e ^{105}Rh . Os espectros referentes ao ^{104}Rh estão normalizados em função do obtido para o ^{105}Rh , em relação ao canal de maior número de contagens.

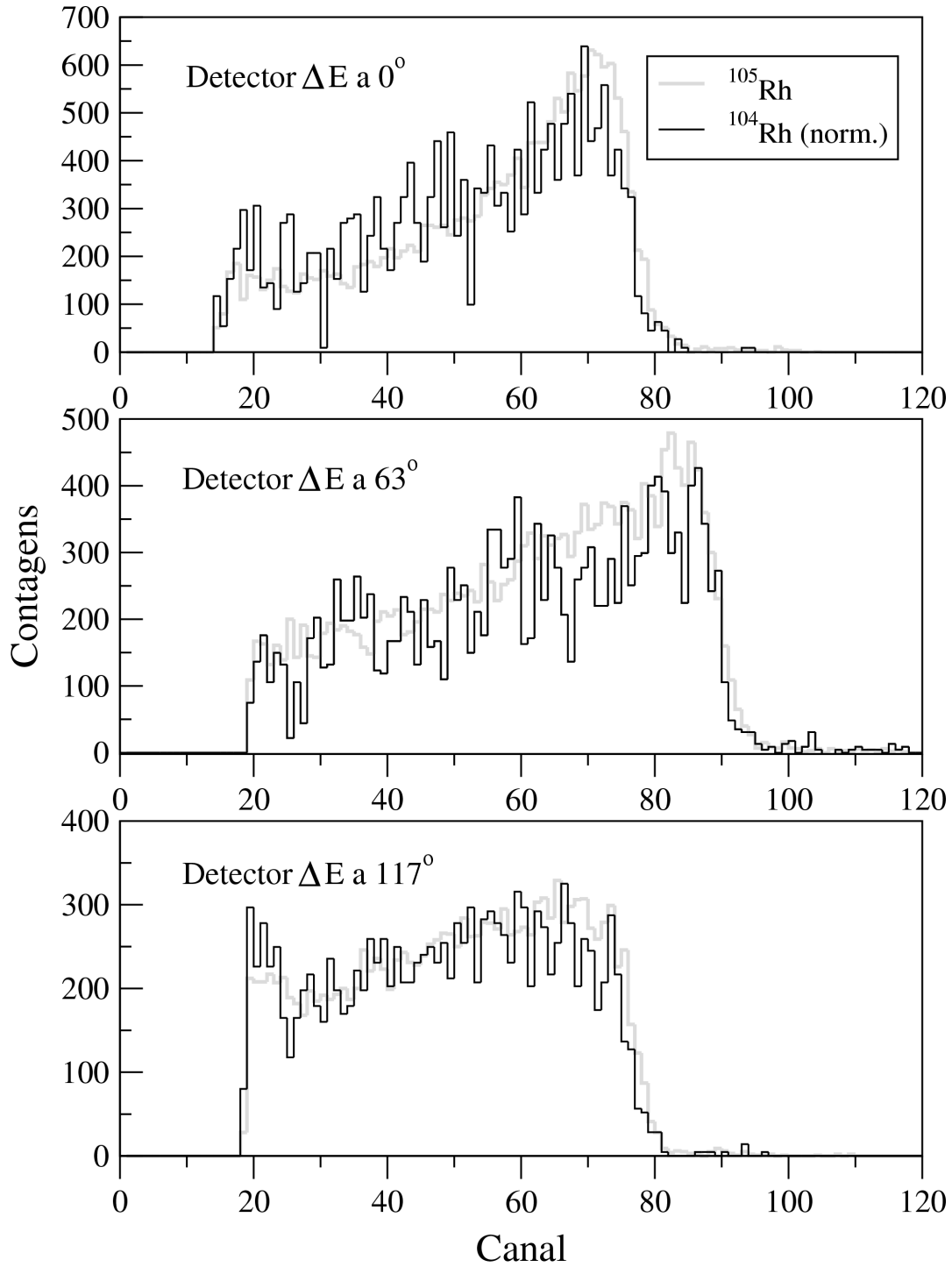


Figura 5.7: Espectros de distribuição de energia de partículas alfa depositadas no detector ΔE do SACI para os isótopos $^{104,105}\text{Rh}$. A semelhança entre os espectros, aliada à análise dos espectros de energia residual, reforça a hipótese da contribuição de fusão incompleta na formação do núcleo de ^{105}Rh na reação $^{11}\text{B} + ^{100}\text{Mo}$ ($E = 43\text{MeV}$). Os espectros estão normalizados em função do obtido para o núcleo de ^{105}Rh em relação ao canal de maior número de contagens.

Em trabalho anteriormente desenvolvido por G.D. Dracoulis et al. [5], foi sugerido que a construção das razões, e sua exploração na diferenciação de transições gama associadas a isótopos específicos, poderia estar necessariamente ligada à presença de fusão incompleta, sendo fruto da anisotropia apresentada no espectro de distribuição de partículas associadas aos núcleos residuais (por evaporação ou "sobreviventes" ao processo de *breakup*). Embora a hipótese de presença de fusão incompleta nessa reação seja bastante razoável pelas razões já discutidas, foi elaborada uma segunda reação ($^{16}\text{O} + ^{51}\text{V}$) para a obtenção das razões entre as transições gama em coincidência com as partículas detectadas, numa outra região de massa e, paralelamente, estudar a presença de fusão incompleta como condição necessária para a construção dessas razões.

5.2 Reação : $^{16}\text{O} + ^{51}\text{V}$

Foi estudada a reação $^{16}\text{O} + ^{51}\text{V}$, $E_f = 70\text{MeV}$, utilizando um alvo de ^{51}V de $4.4\text{mg}/\text{cm}^2$ em um backing evaporado de $7\text{mg}/\text{cm}^2$ de ^{197}Au . As seções de choque parciais (teóricas e experimentais), para os canais estudados, constam da tabela 5.3. Devido à espessura do alvo, o feixe de ^{16}O perde, em média, 14MeV no alvo, de forma que as seções de choque teóricas para essa reação foram obtidas fazendo uma integração das mesmas, desde a energia de 56MeV até a energia de feixe incidente (70MeV). As estimativas para as seções de choque experimentais foram obtidas a partir das intensidades relativas dos canais de emissão e normalizadas em relação à seção de choque do núcleo ^{60}Ni .

Núcleo	$\sigma_{teor}^{FC}(\text{mb})$	$\sigma_{exp}^{total}(\text{mb})$
^{60}Ni (canal $\alpha p 2n$)	372	372 (3)
^{61}Ni (canal $\alpha p n$)	116	143 (9)
^{61}Cu (canal $\alpha 2n$)	98	> 88
^{62}Cu (canal αn)	12	19.0 (12)
^{63}Zn (canal $p 3n$)	70	105 (5)
^{64}Zn (canal $p 2n$)	40	> 113

Tabela 5.3: Seções de choque teóricas (σ_{teor}^{FC}) e experimentais (σ_{exp}^{total}) para a produção dos núcleos residuais produzidos na reação $^{16}\text{O} + ^{51}\text{V}$, com $E_{feixe} = 70\text{MeV}$.

A figura 5.8 mostra os esquemas de níveis parciais dos núcleos de ^{60}Ni , ^{61}Ni , ^{61}Cu , ^{62}Cu , ^{63}Zn e ^{64}Zn , estudados nessa reação.

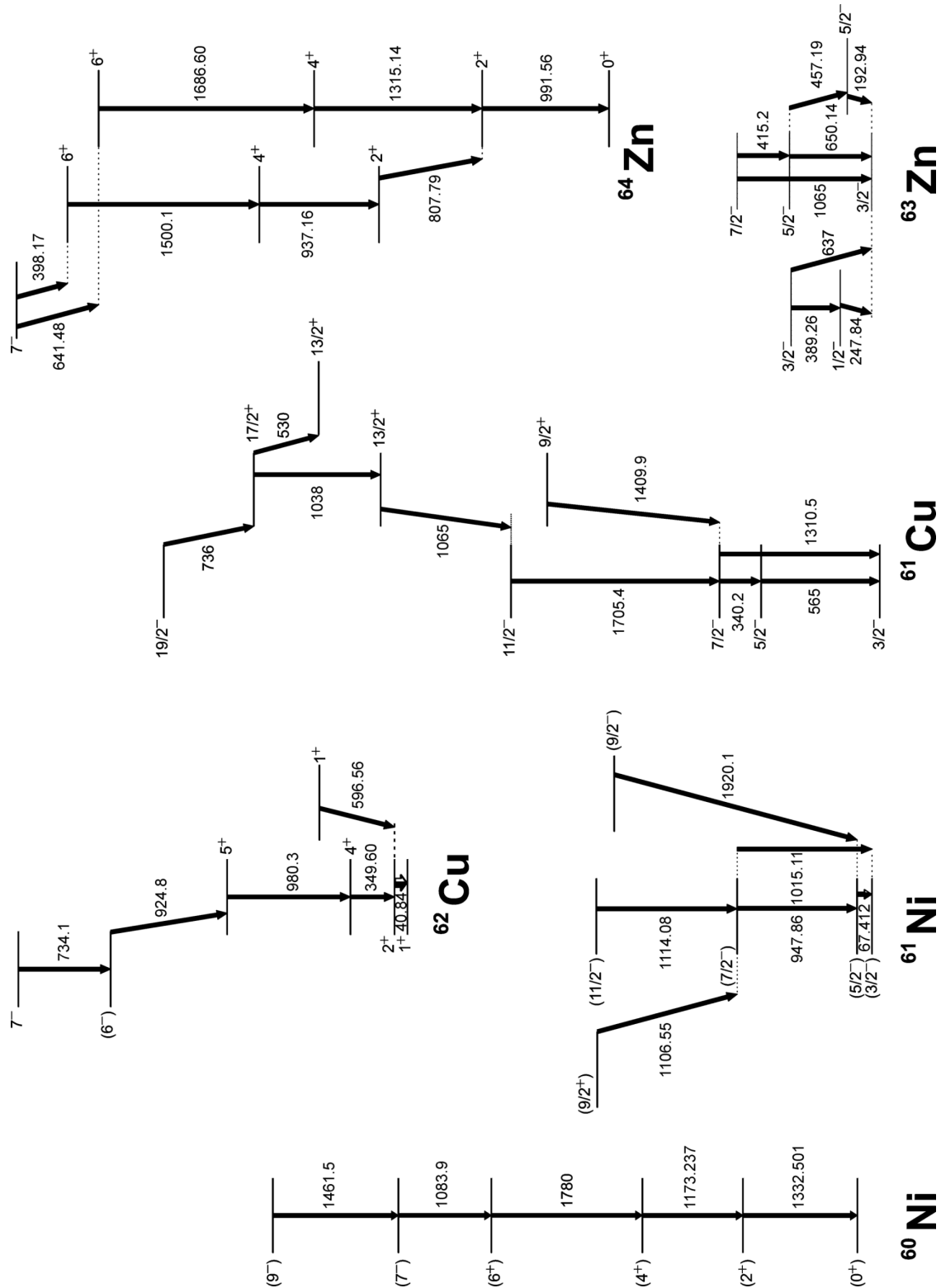


Figura 5.8: Esquemas parciais de níveis dos núcleos ^{60}Ni , ^{61}Ni , ^{61}Cu , ^{62}Cu , ^{63}Zn , e ^{64}Zn , estudados na reação $^{16}\text{O} + ^{51}\text{V}$ com $E_{\text{fixe}} = 70 \text{ MeV}$ [55, 56, 57, 58, 59].

De forma semelhante à análise da reação anterior, a tabela 5.4 traz os valores teóricos para as razões entre as intensidades das transições gama para a reação $^{16}\text{O}+^{51}\text{V}$. As figuras 5.9 a 5.11 mostram as razões experimentais obtidas para as áreas dos picos de transições gama dos núcleos $^{60,61}\text{Ni}$ (canais $\alpha p2n$ e αpn), $^{63,64}\text{Zn}$ (canais $p3n$ e $p2n$) e $^{61,62}\text{Cu}$ (canais $\alpha 2n$ e αn).

	$R_{sim}^{0^\circ/63^\circ}$	$R_{exp}^{0^\circ/63^\circ}$	$R_{sim}^{63^\circ/117^\circ}$	$R_{exp}^{63^\circ/117^\circ}$
^{60}Ni (gate em partículas α)	0.47(7)	1.09 (2)	1.91(29)	5.18 (13)
^{60}Ni (gate em prótons)	0.35(2)	0.48 (4)	1.86(28)	1.84 (13)
^{61}Ni (gate em partículas α)	0.47(7)	0.93 (2)	1.91(29)	3.67 (8)
^{61}Ni (gate em prótons)	0.35(2)	0.48 (4)	1.86(28)	1.61 (13)
^{61}Cu	0.47(7)	1.39 (5)	1.91(29)	n.o.
^{62}Cu	0.47(7)	0.89 (4)	1.91(29)	n.o.
^{63}Zn	0.35(2)	0.63 (4)	1.86(28)	1.79 (12)
^{64}Zn	0.35(2)	0.63 (3)	1.86(28)	1.35 (6)

Tabela 5.4: Resultados esperados (obtidos através de simulação), comparados com os resultados experimentais para as razões entre as áreas dos picos de transições gama para a reação $^{16}\text{O}+^{51}\text{V}$, $E_{fixe} = 70\text{MeV}$. Não foi possível construir as razões para os núcleos ^{61}Cu e ^{62}Cu referentes aos detectores a 63° e 117° (n.o.=não observado), pois a detecção de partículas alfa a ângulos traseiros (117°) foi bastante reduzida pela perda de energia nos absorvedores de alumínio.

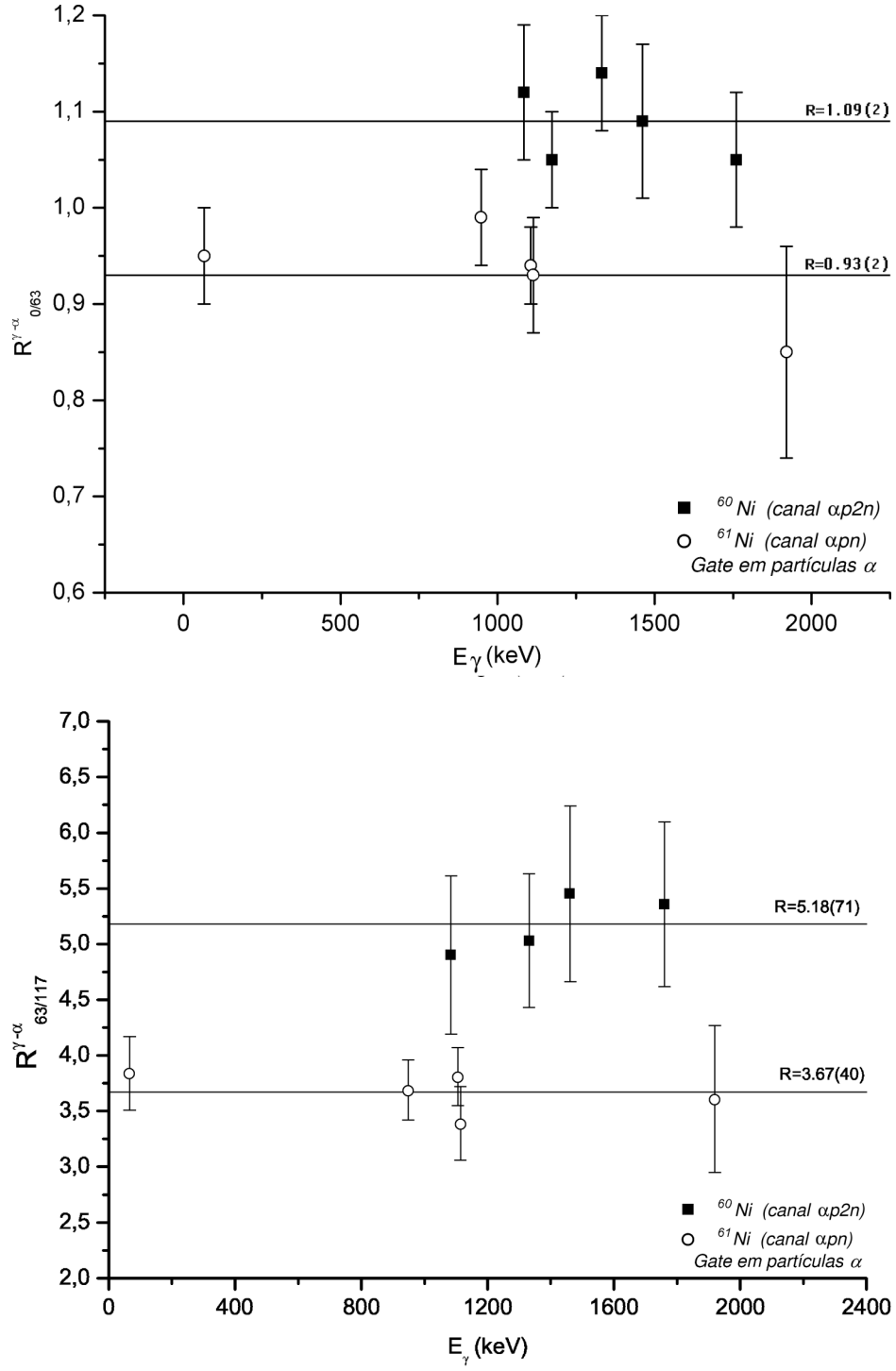


Figura 5.9: Razões obtidas em função das energias dos raios gama emitidos pelos núcleos de ^{60}Ni e ^{61}Ni em coincidência com partículas alfa detectadas a 0° vs 63° (figura superior) e a 63° vs 117° (figura inferior).

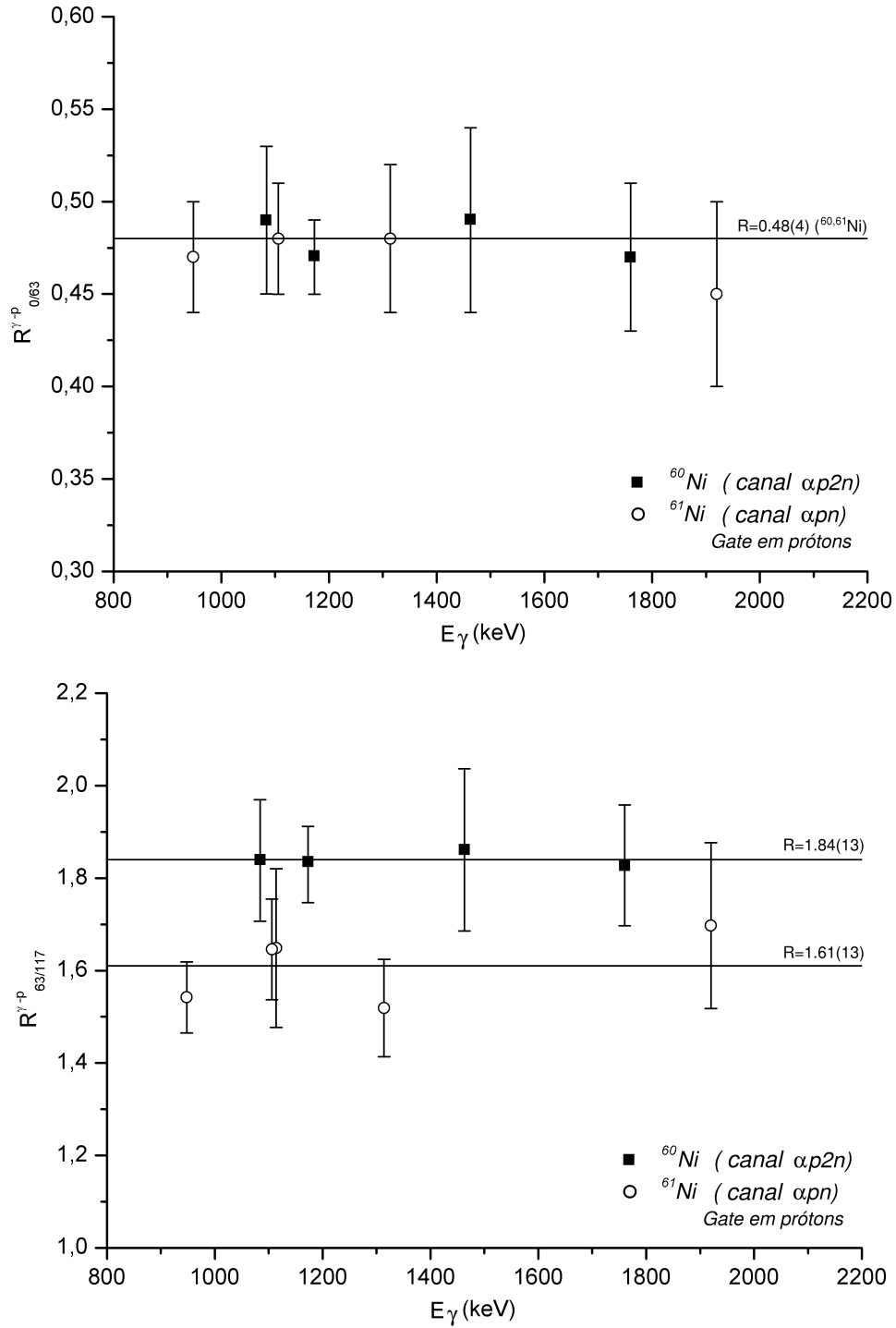


Figura 5.10: Razões obtidas em função das energias dos raios gama emitidos pelos núcleos de ^{60}Ni e ^{61}Ni em coincidência com prótons detectados a 0° vs 63° (figura superior) e 63° vs 117° (figura inferior).

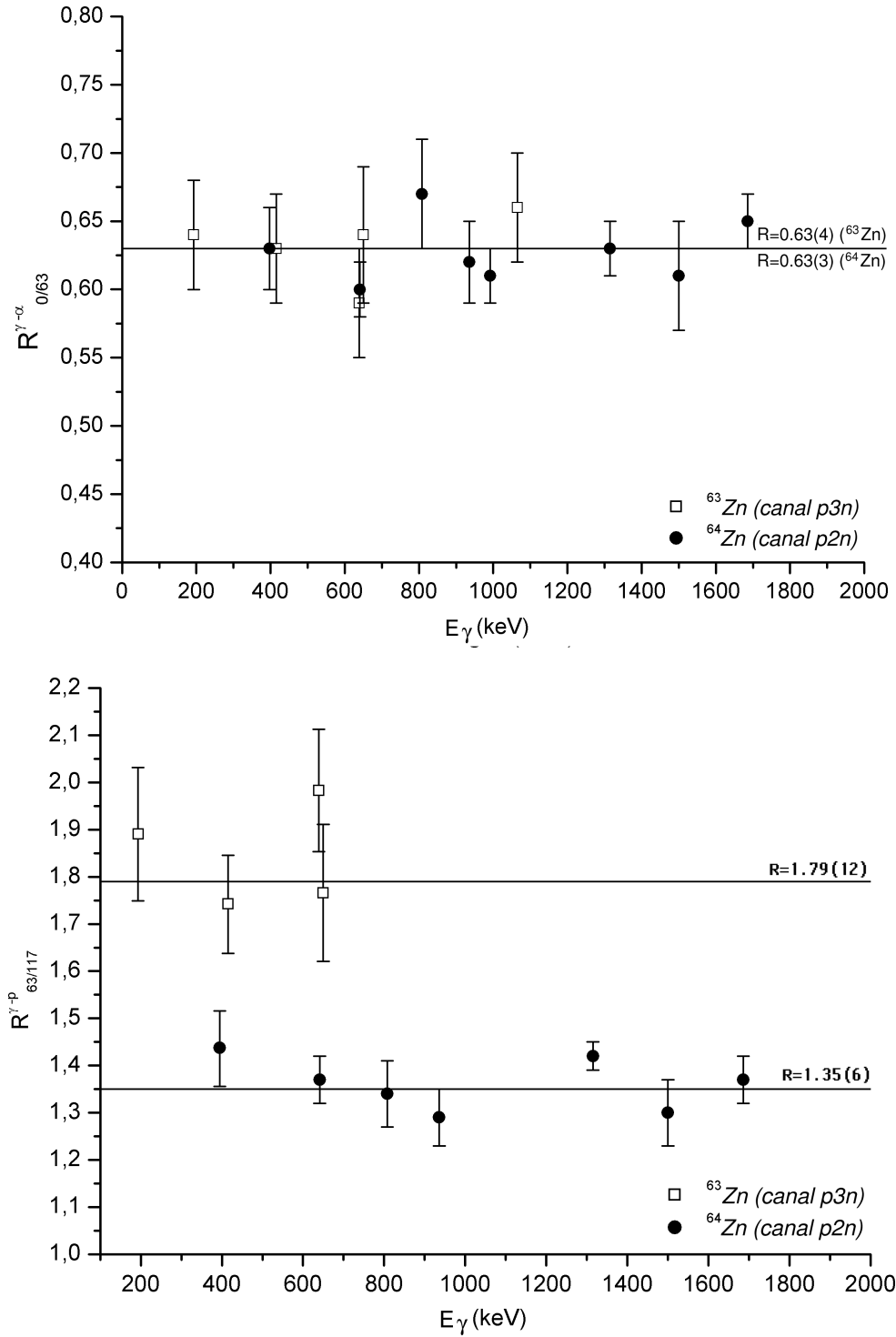


Figura 5.11: Razões obtidas em função das energias dos raios gama emitidos pelos núcleos de ^{63}Zn e ^{64}Zn em coincidência com prótons detectados a 0° vs 63° (figura superior) e a 63° vs 117° (figura inferior).

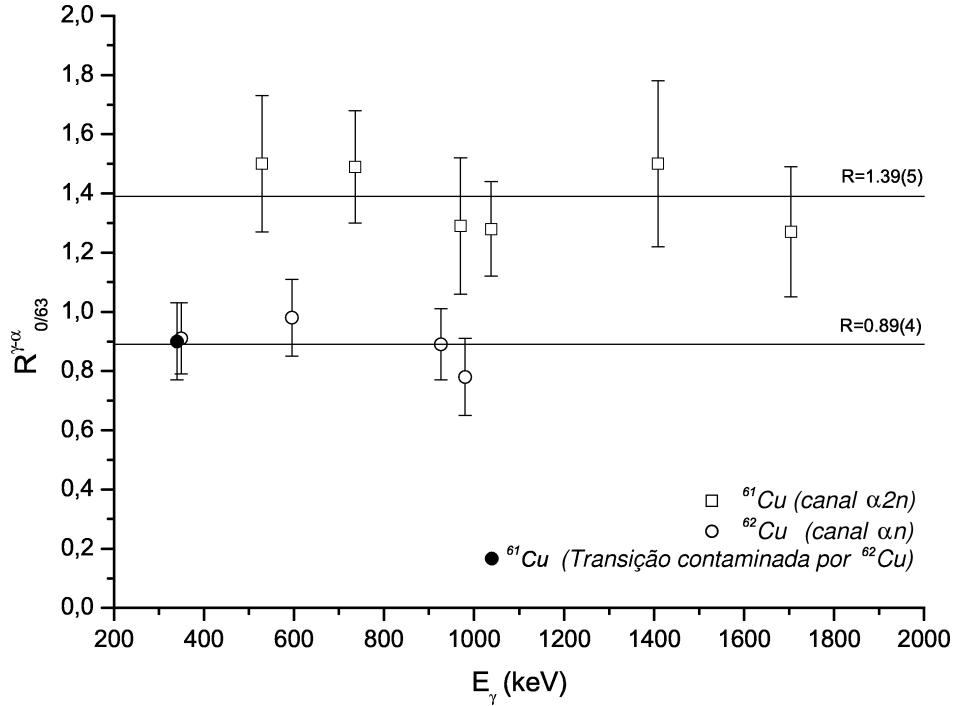


Figura 5.12: Razões obtidas em função das energias dos raios gama emitidos pelos núcleos de ^{61}Cu e ^{62}Cu em coincidência com partículas alfa detectadas a 0° vs 63° . O ponto cheio indicado mostra uma transição gama associada ao núcleo de ^{61}Cu , contaminada por ^{62}Cu . A detecção de partículas alfa a ângulos mais traseiros (detector a 117°) foi desprezível.

As razões entre as áreas dos picos de transição gama dos núcleos ^{63}Zn e ^{64}Zn (figura 5.11) mostram que é possível, através das razões distintas, diferenciar os raios gama provenientes de um ou outro núcleo. Para estes núcleos, não foi possível observar diferença nas razões obtidas entre as transições em coincidência com prótons emitidos a 0° vs 63° , no entanto foi possível observar uma distinção bastante clara entre as razões obtidas em coincidência com os prótons emitidos a 63° vs 117° .

As figuras 5.13 e 5.14 mostram os espectros de distribuição de energia residual das partículas alfa e prótons, respectivamente, pelos núcleos de ^{60}Ni e ^{61}Ni . O espectro de partículas alfa detectadas a 0° mostra uma pequena contribuição de partículas alfa mais energéticas, o que não é observado nos outros detectores. Na figura 5.15 temos os espectros de energia depositada no detector ΔE tanto para prótons quanto para partículas alfa, lembrando que os núcleos de ^{60}Ni e ^{61}Ni são produzidos através dos canais $\alpha p 2n$ e $\alpha p n$, respectivamente. Nesta figura, a seta cheia indica a região média correspondente ao pico da distribuição de partículas alfa, enquanto a seta vazada indica o mesmo para os prótons. Os espectros de distribuição obtidos pelo detector ΔE ,

mostram-se bastante semelhantes nos dois casos (^{60}Ni e ^{61}Ni), sugerindo que a contribuição de partículas alfa mais energéticas, observada nos espectros obtidos através do detector E (figura 5.13), deve-se, de fato, a partículas alfa provenientes de processo de *breakup*.

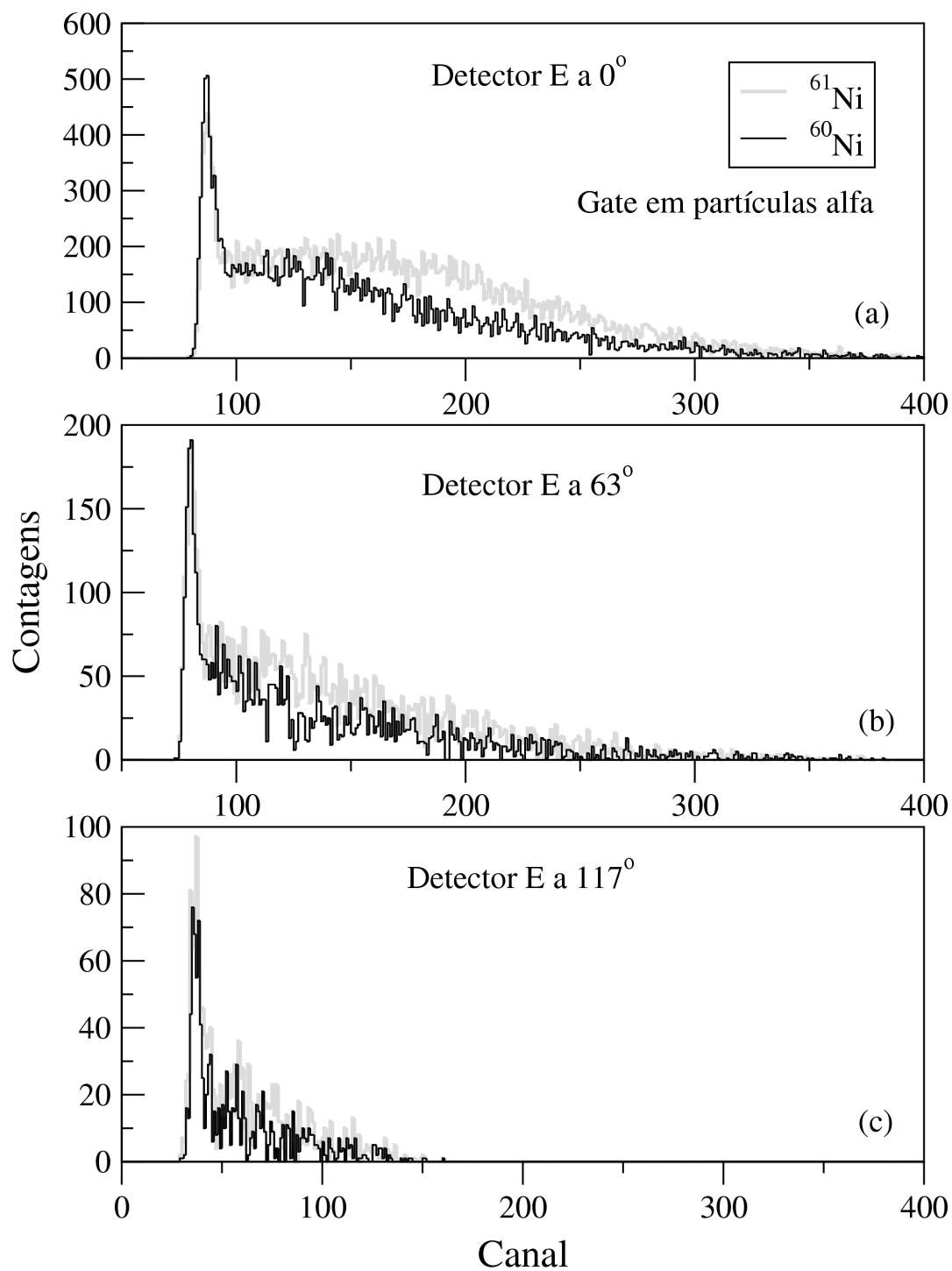


Figura 5.13: Espectros de distribuição de energia residual das partículas alfa em coincidência com as transições gama dos núcleos de ^{60}Ni e ^{61}Ni .

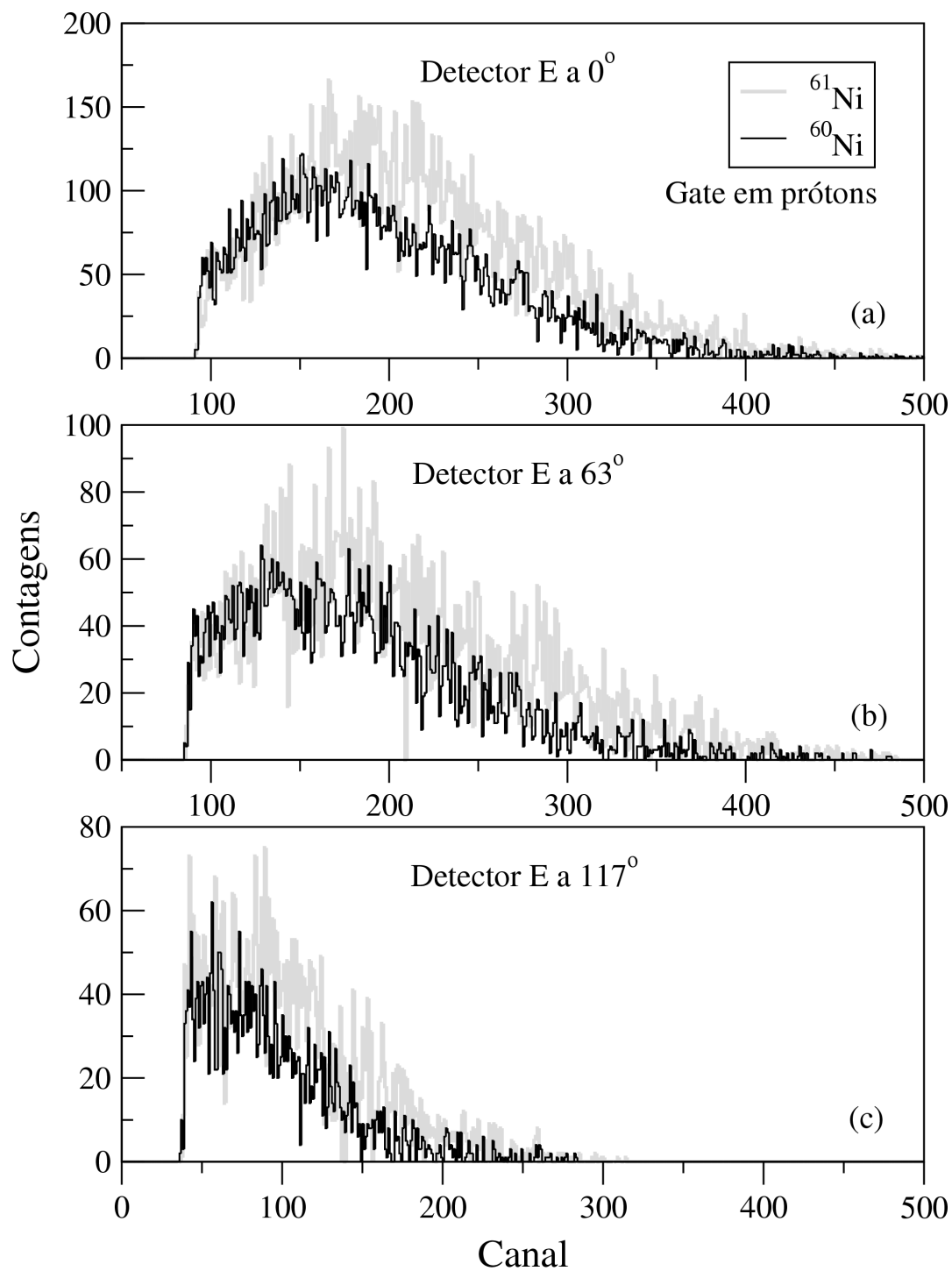


Figura 5.14: Espectros de distribuição de energia residual dos prótons em coincidência com as transições gama dos núcleos de ^{60}Ni e ^{61}Ni .

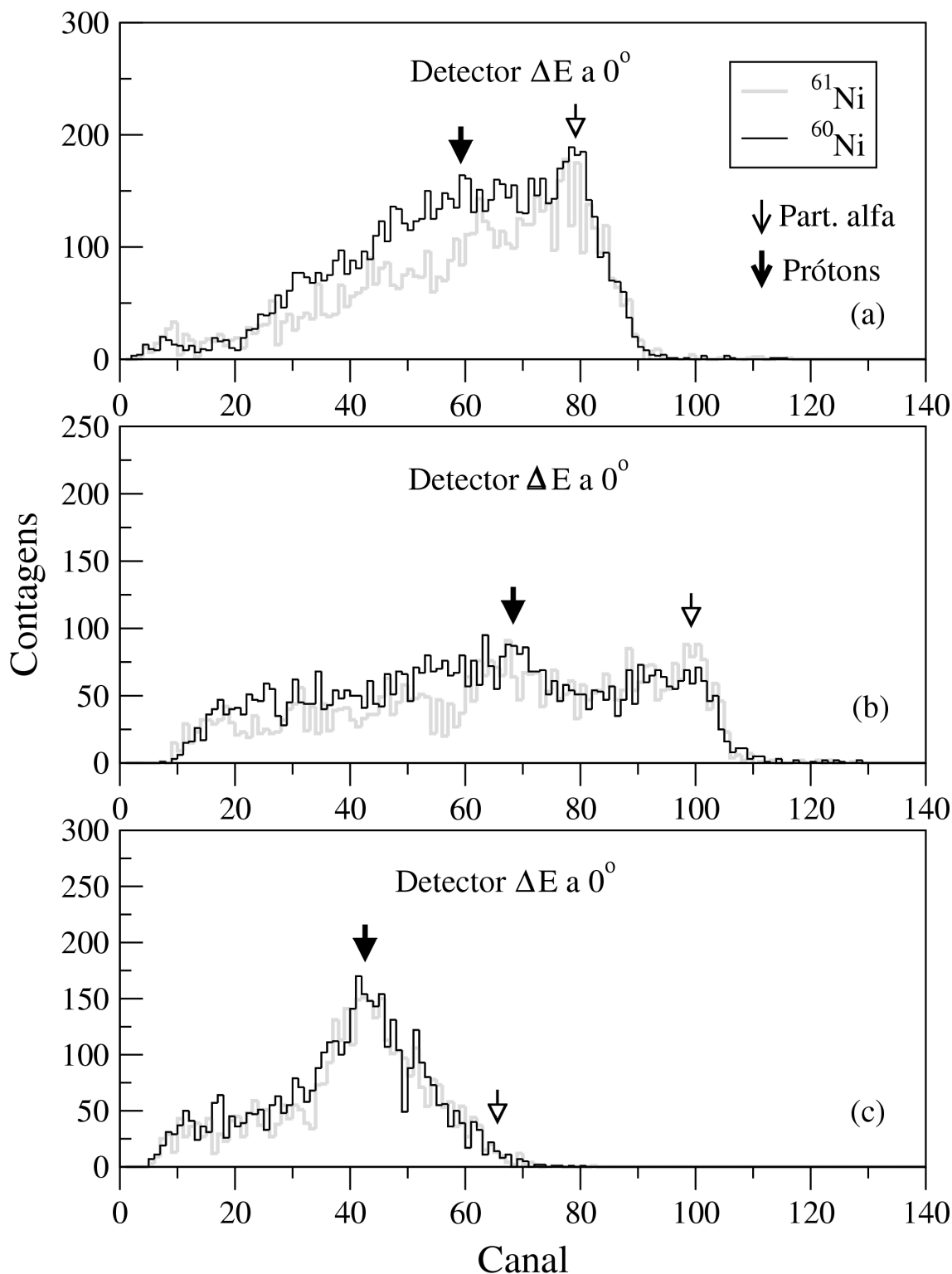


Figura 5.15: Espectros de distribuição de energia (prótons + alfas) depositada nos detectores ΔE em coincidência com as transições gama dos núcleos de ^{60}Ni e ^{61}Ni . A seta cheia indica o pico da distribuição de partículas alfa, enquanto a seta vazada indica o mesmo para os prótons.

A análise dos espectros de distribuição de energia depositada pelas partículas alfa nos detectores E e ΔE (figuras 5.16 e 5.17, respectivamente) do sistema auxiliar indicam que os núcleos ^{61}Cu e ^{62}Cu devem ser populados basicamente pelo mesmo mecanismo de reação pois não há diferença significativa entre os espectros de ambos. Também os valores das seções de choque, obtidos experimentalmente, são bastante próximos ao previsto pelo código PACE, favorecendo a hipótese de que não haja contribuição do mecanismo de fusão incompleta na população desses núcleos através dessa reação, ao menos nessa faixa de energia. Ainda assim foi possível obter valores distintos para as razões entre as áreas dos picos de transição gama para os núcleos de ^{61}Cu e ^{62}Cu , o que sugere que a presença de fusão incompleta em um dos isótopos, não seja uma condição necessária para obter valores diferentes entre as razões.

A figura 5.18 mostra o espectro de distribuição de energia residual de prótons detectados a 0° , 63° e 117° para os núcleos de ^{63}Zn e ^{64}Zn . Embora a produção de ^{64}Zn seja superior ao esperado (tabela 5.3), não há evidência da competição de prótons mais energéticos na produção deste núcleo, do que aqueles emitidos na produção do ^{63}Zn . Na figura 5.19 temos os espectros de energia depositada pelos prótons no detector ΔE , o que mostra, novamente, que as duas distribuições são muito semelhantes.

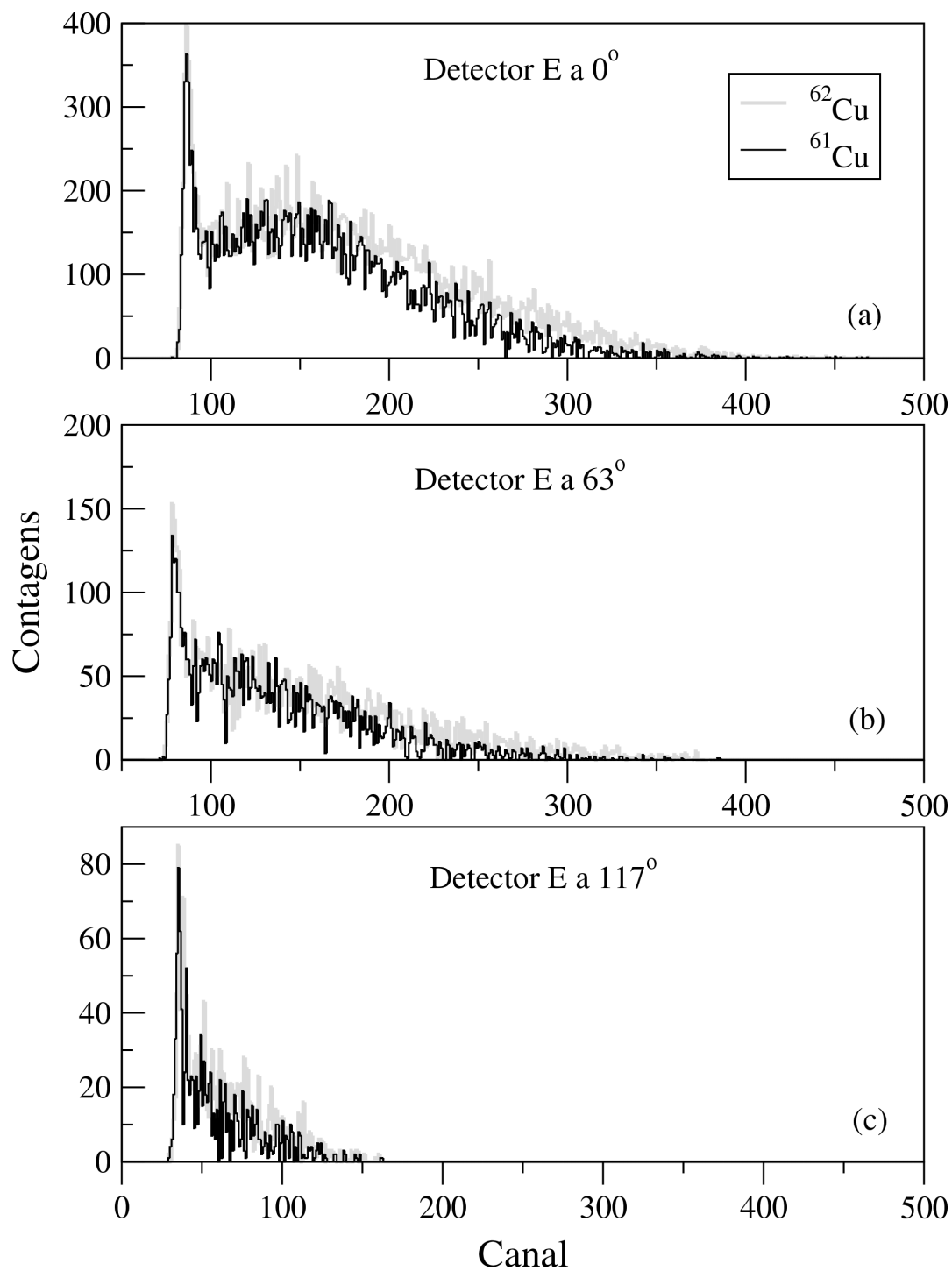


Figura 5.16: Espectros de distribuição de energia residual das partículas alfa em coincidência com as transições gama dos núcleos de ^{61}Cu e ^{62}Cu .

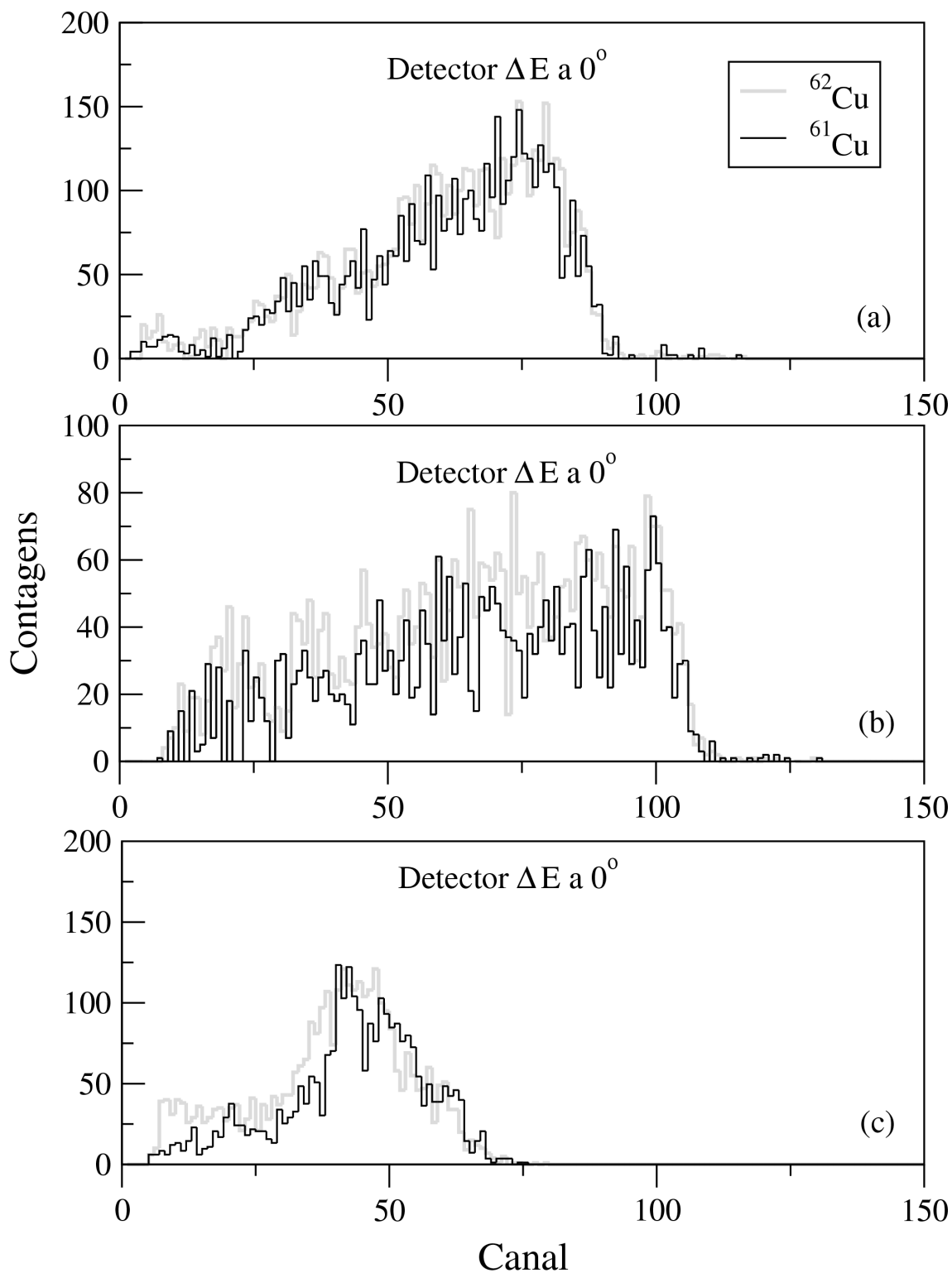


Figura 5.17: Espectros de distribuição de energia depositada pelas partículas alfa nos detectores ΔE , em coincidência com as transições gama dos núcleos de ^{61}Cu e ^{62}Cu .

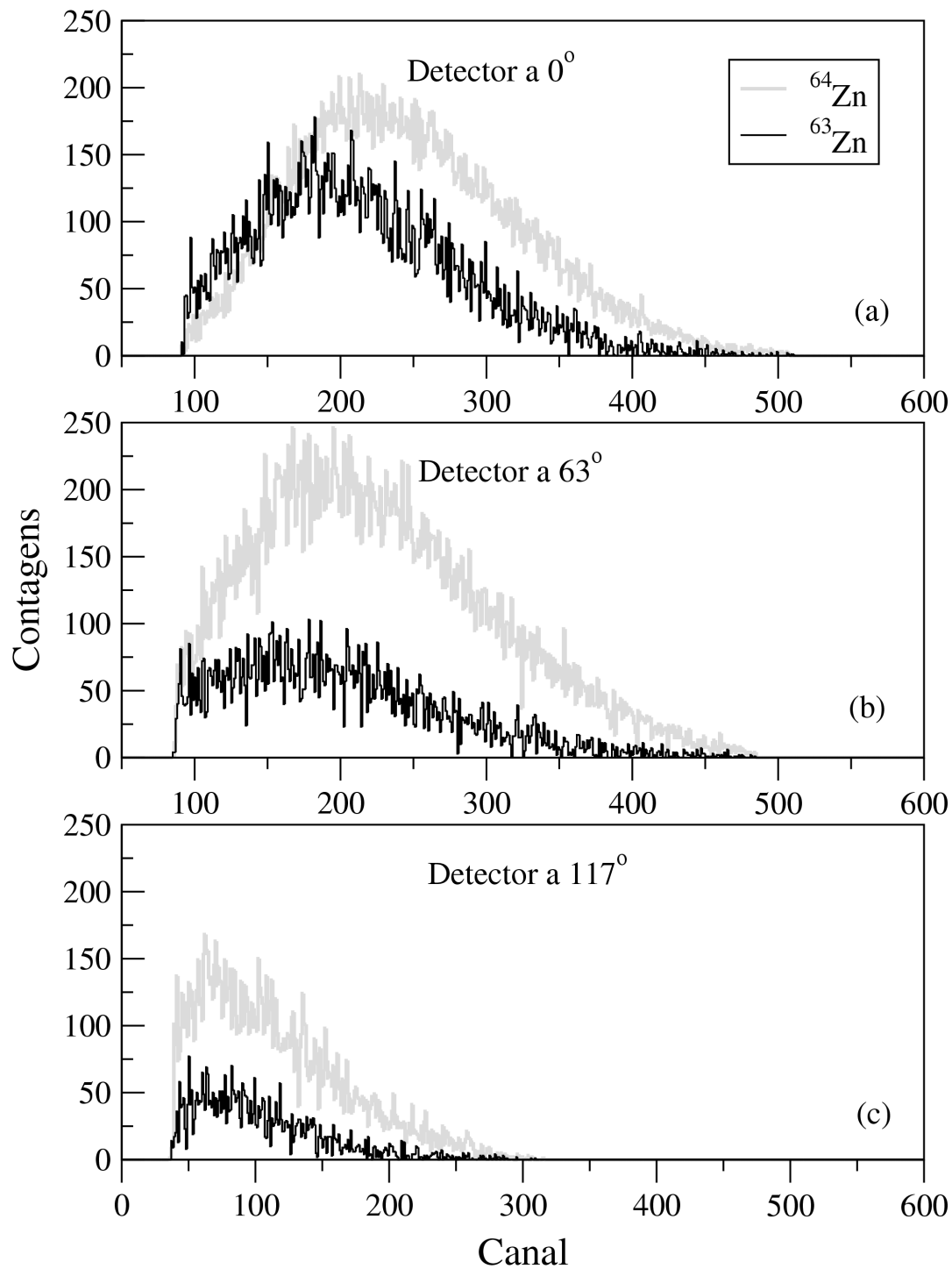


Figura 5.18: Espectros de distribuição de energia residual de prótons detectados em coincidência com as transições gama dos núcleos de ^{63}Zn e ^{64}Zn . Apesar da produção 10 vezes superior ao previsto pelo código PACE (tabela 5.3), não há evidência da presença de prótons mais energéticos na produção deste núcleo, em comparação com o ^{63}Zn .

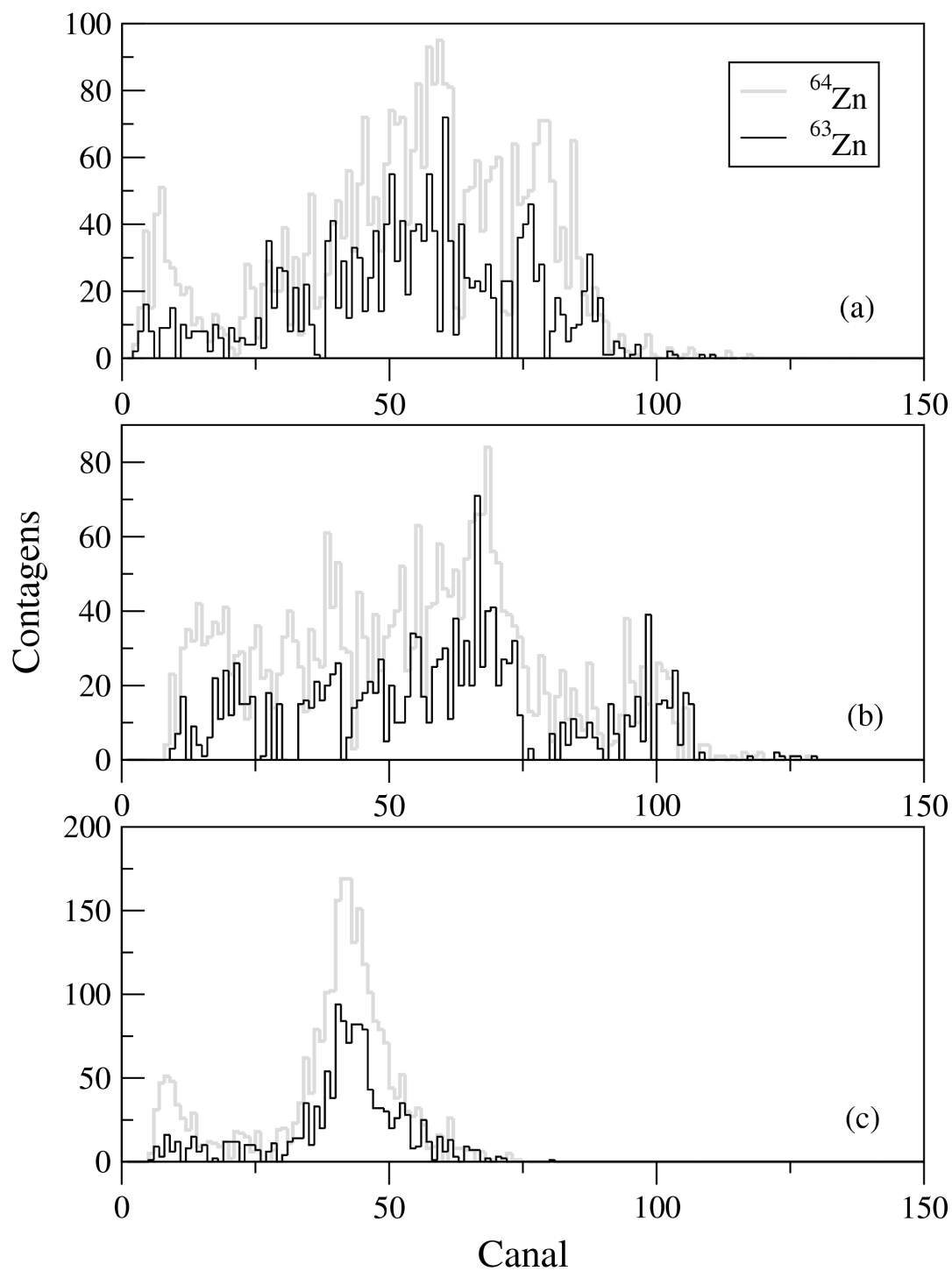


Figura 5.19: Espectros de distribuição de energia depositada pelos prótons nos detectores ΔE , em coincidência com as transições gama dos núcleos de ^{63}Zn e ^{64}Zn .

5.3 Reação : $^{10}\text{B} + ^{51}\text{V}$

A reação $^{10}\text{B} + ^{51}\text{V}$ foi estudada com a energia de feixe $E_f = 33\text{MeV}$, e com três alvos de ^{51}V de $200\mu\text{g}/\text{cm}^2$ cada um. O fato de terem sido utilizados três alvos finos originou a necessidade de se levar em conta, na calibração em energia dos espectros de raios gama, o efeito Doppler, uma vez que, nessas condições, os núcleos residuais decaem ainda em vôo. Espectros de transição gama observados pelos detectores HPGe a 37° e 101° , mostrados na figura 5.20, ilustram o efeito.

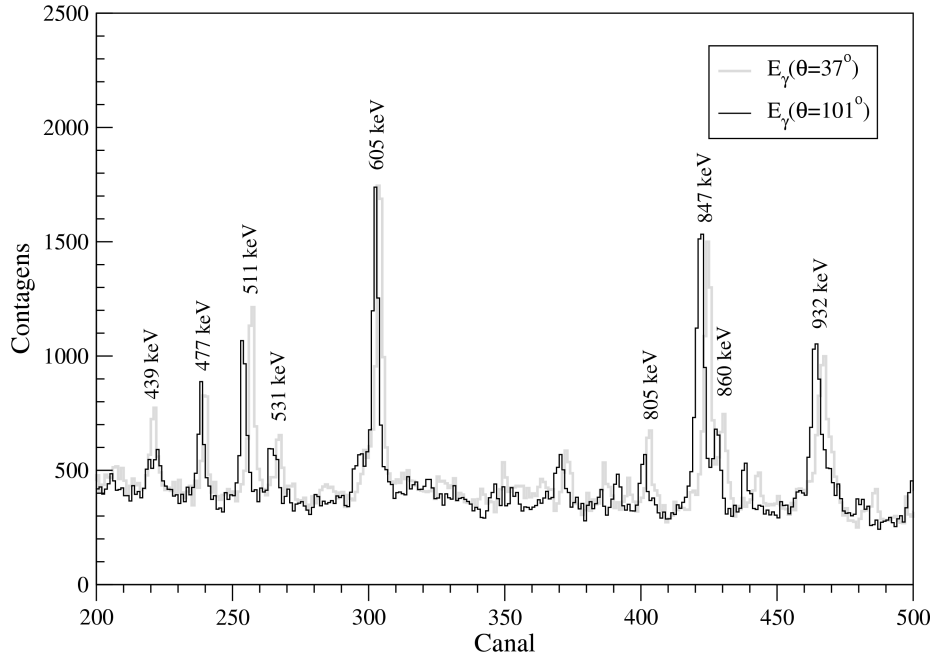


Figura 5.20: Exemplo do mesmo espectro de raios gama para a reação $^{10}\text{B} + ^{51}\text{V}$ obtido por detectores HPGe posicionados a 37° e 101° , onde observa-se o deslocamento dos picos dos raios γ , devido ao efeito Doppler [60].

Também neste caso foi utilizado o código PACE para simular a reação de fusão-evaporação. As seções de choque mais significativas indicam que os núcleos provenientes de canais de emissão de partículas são $^{54,55}\text{Fe}$ (canais $\alpha 3n$ e $\alpha 2n$), $^{57,58,59}\text{Co}$ (canais $p 3n$, $p 2n$ e $p n$) e $^{54,55}\text{Mn}$ (canais $\alpha p 2n$ e $\alpha p n$). Os canais de emissão de nêutrons favorecem a formação do núcleo ^{58}Ni (canal $3n$) e, em proporção muito menor, ^{59}Ni (canal $2n$). Experimentalmente observou-se uma produção maior de ^{56}Fe do que de ^{54}Fe . A tabela 5.5 traz as seções de choque parciais (teóricas e experimentais) dos canais mais importantes de emissão de partículas carregadas. As seções de choque experimentais foram obtidas a partir das intensidades relativas dos canais de emissão e normalizadas em relação à seção de choque do núcleo ^{57}Co . Na tabela, encontram-se também as

seções de choque para a reação $^{10}\text{B} + ^{16}\text{O}$, com $E_{\text{feixe}} = 33\text{ MeV}$ (que ocorre pela oxidação do alvo de ^{51}V), e para a reação $^6\text{Li} + ^{16}\text{O}$, com $E_{\text{feixe}} = 19.8\text{ MeV}$, que supõe a contribuição de fusão incompleta através do breakup do projétil de ^{10}B em $^6\text{Li} + \alpha$ e subsequente fusão do núcleo de ^6Li com o núcleo de ^{16}O . Essas duas possíveis reações foram consideradas pelo interesse no estudo da formação do núcleo de ^{21}Ne , um canal que se apresentou bastante competitivo na reação, e cuja seção de choque prevista pelo código PACE, para o caso de fusão completa do projétil de ^{10}B com o núcleo de ^{16}O , está bem abaixo do obtido experimentalmente. O código PACE prevê também a produção do núcleo de ^{20}Ne , com seção de choque bem maior que o ^{21}Ne , tanto para o caso de fusão completa ($^{10}\text{B} + ^{16}\text{O}$), quanto para o caso de fusão incompleta ($^6\text{Li} + ^{16}\text{O}$); experimentalmente, no entanto, foi observada uma contribuição bem maior do núcleo de ^{21}Ne . De fato, a produção do núcleo de ^{20}Ne foi praticamente desprezível nessa reação.

A figura 5.21 mostra os esquemas de níveis parciais dos núcleos estudados nessa reação.

(a) Reação: $^{10}\text{B} + ^{51}\text{V} - E_f = 33\text{ MeV}$		
Núcleo	$\sigma_{\text{teo}}^{FC} (mb)$	$\sigma_{\text{exp}}^{\text{total}} (mb)$
^{54}Fe (canal $\alpha 3n$)	31.0	n.o.
^{55}Fe (canal $\alpha 2n$)	124.8	> 93
^{56}Fe (canal αn)	2.1	7.3 (7)
^{57}Co (canal $p 3n$)	265.7	265.7 (24)
^{58}Co (canal $p 2n$)	165.6	202 (6)
^{54}Mn (canal $\alpha p 2n$)	9.1	10.9 (13)
^{55}Mn (canal αpn)	32.0	41 (4)
(b) Reação: $^{10}\text{B} + ^{16}\text{O} - E_f = 33\text{ MeV}$		
^{20}Ne (canal $\alpha 2n$)	180.0	n.o.
^{21}Ne (canal αn)	30.0	43 (3)
(c) Reação: $^6\text{Li} + ^{16}\text{O} - E_f = 19.8\text{ MeV}$		
^{20}Ne (canal pn)	586.1	n.o.
^{21}Ne (canal p)	31.7	43 (3)

Tabela 5.5: Seções de choque teóricas e estimadas experimentalmente para os canais mais importantes nas reações (a) $^{10}\text{B} + ^{51}\text{V}$, $E_f = 33\text{ MeV}$, (b) $^{10}\text{B} + ^{16}\text{O}$, $E_f = 33\text{ MeV}$, que ocorre pela oxidação do alvo de ^{51}V e (c) $^6\text{Li} + ^{16}\text{O}$, $E_f = 19.8\text{ MeV}$, que supõe a contribuição de fusão incompleta pelo *breakup* do projétil de ^{10}B em $^6\text{Li} + \alpha$ com subsequente fusão do núcleo de ^6Li , assim formado, com o núcleo de ^{16}O .

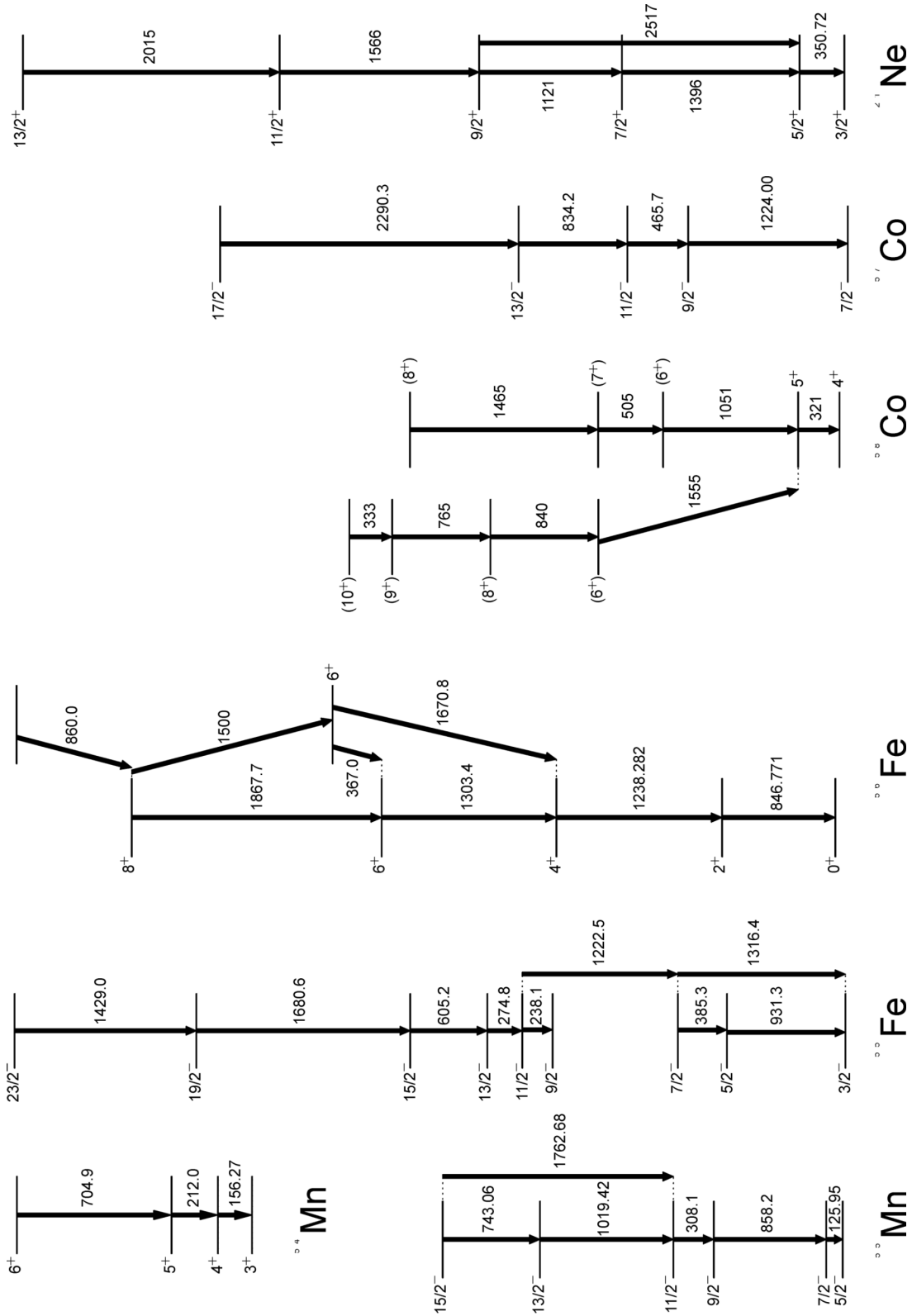


Figura 5.21: Esquemas de níveis parciais dos núcleos de $^{54,55}\text{Mn}$, $^{55,56}\text{Fe}$, $^{57,58}\text{Co}$ e ^{21}Ne [61, 62, 63, 64, 16, 66].

As figuras 5.22 e 5.23 mostram as razões obtidas entre as áreas das transições gama em coincidência com partículas alfa detectadas pelo sistema auxiliar SACI a 0° vs 63° ($R_{0/63}^{\gamma-\alpha}$) e 63° vs 117° ($R_{63/117}^{\gamma-\alpha}$) para os núcleos de $^{55,56}\text{Fe}$ e $^{54,55}\text{Mn}$. A contribuição de partículas alfa nos detectores a 117° foi desprezível no caso da coincidência com transições gama provenientes do ^{54}Mn e apresentamos, neste caso, somente a razão $R_{0/63}^{\gamma-\alpha}$.

Nas razões obtidas para os núcleos de ^{54}Fe , ^{55}Fe , ^{54}Mn e ^{55}Mn , pôde-se observar, novamente, a presença de valores médios, diferentes para cada isótopo proveniente de decaimento do núcleo composto, através de canais αxn , e mesmo para aqueles cujo decaimento se dá através de canais αpxn , como é o caso dos isótopos $^{54,55}\text{Mn}$, quando são observadas as transições apenas em coincidência com as partículas alfa detectadas (figuras 5.22 e 5.23). Essa diferença clara entre as razões deve ajudar na identificação de transições gama sujeitas a contaminação ou que possam pertencer a outro isótopo, produto da reação.

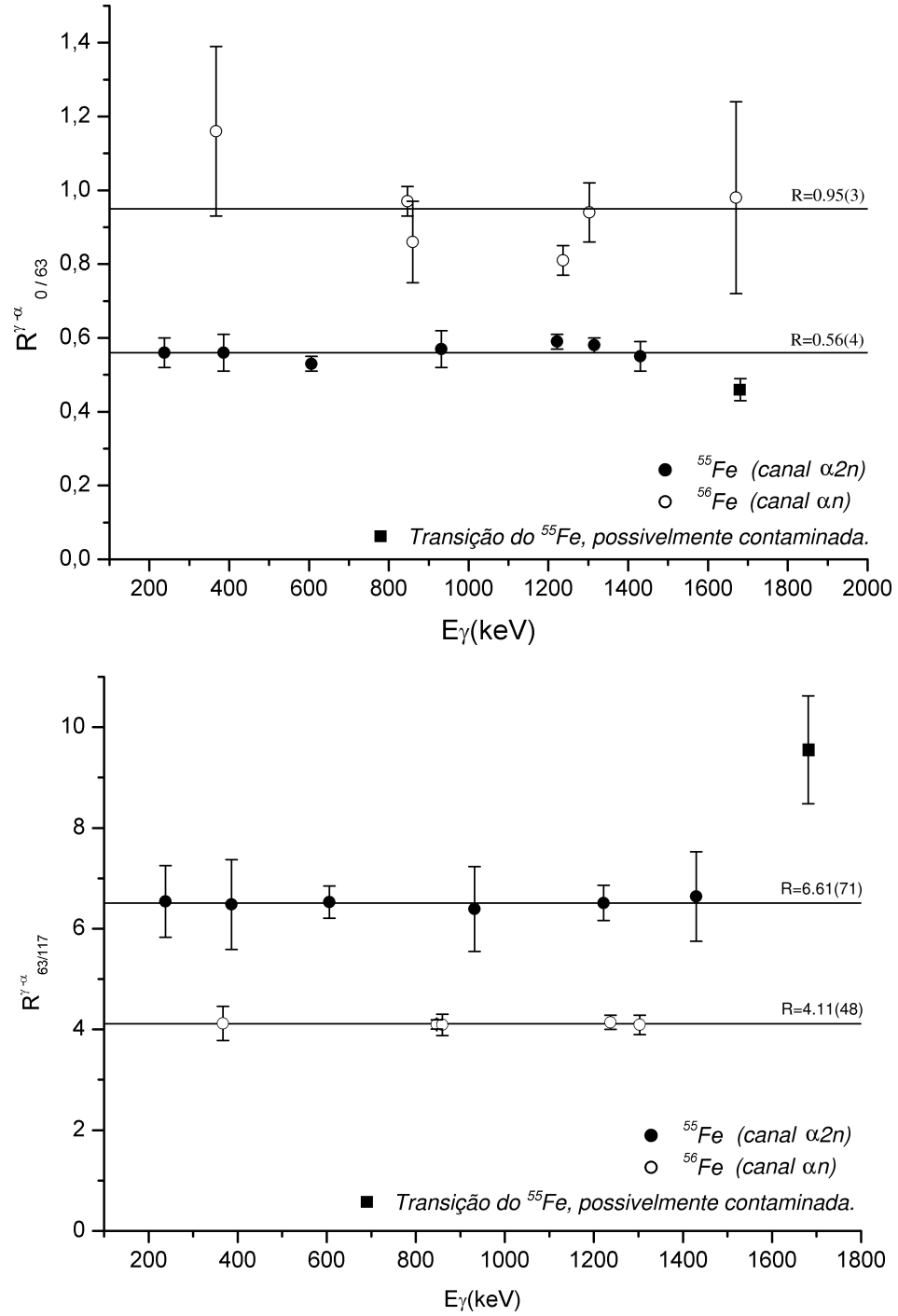


Figura 5.22: Razões obtidas em função das energias dos raios gama emitidos pelos núcleos de ^{55}Fe e ^{56}Fe , em coincidência com partículas alfa detectadas pelo sistema auxiliar a 0° vs 63° (figura superior) e 63° vs 117° (figura inferior).

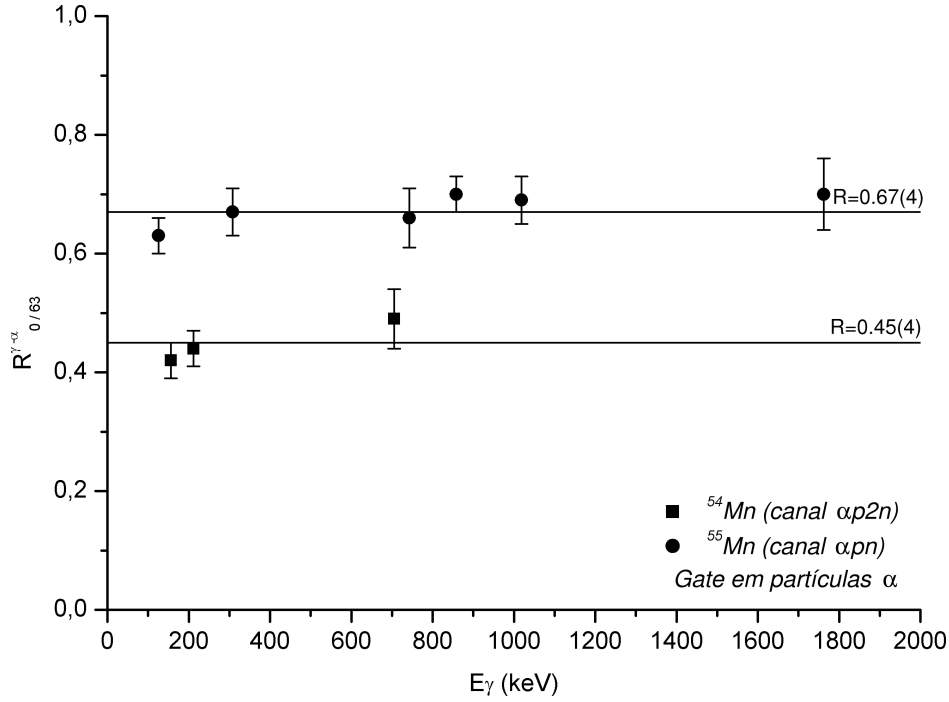


Figura 5.23: Razões obtidas em função das energias dos raios gama emitidos pelos núcleos de ^{54}Mn e ^{55}Mn em coincidência com partículas alfa detectadas a 0° vs 63° . A taxa de contagens de partículas alfa nos detectores a 117° foi desprezível.

Pelo fato de encontrarmos uma maior produção de ^{56}Fe em relação ao ^{54}Fe , contrariando o previsto pelo código PACE, foram analisadas as matrizes de coincidência $\gamma - \alpha$, a fim de tentar determinar a possível contribuição do mecanismo de fusão incompleta na produção do ^{56}Fe . As figuras 5.24 e 5.25 mostram os espectros de distribuição das partículas alfa detectadas em coincidência com os raios gama emitidos pelos isótopos $^{55,56}\text{Fe}$. Os espectros estão normalizados, e mesmo sob uma análise qualitativa, a contribuição de fusão incompleta na produção do núcleo de ^{56}Fe é evidente; os espectros de energia residual (energia depositada no detector ΔE) são bastante diferentes, e embora não calibrados em energia, é visível que o espectro de partículas alfa detectadas em coincidência com o ^{56}Fe (canal αn) apresenta uma energia média maior que a encontrada para o ^{55}Fe (canal $\alpha 2n$). A análise da energia depositada no detector ΔE não apresenta diferença para os dois isótopos, reforçando a hipótese de presença de fusão incompleta na produção do núcleo de ^{56}Fe .

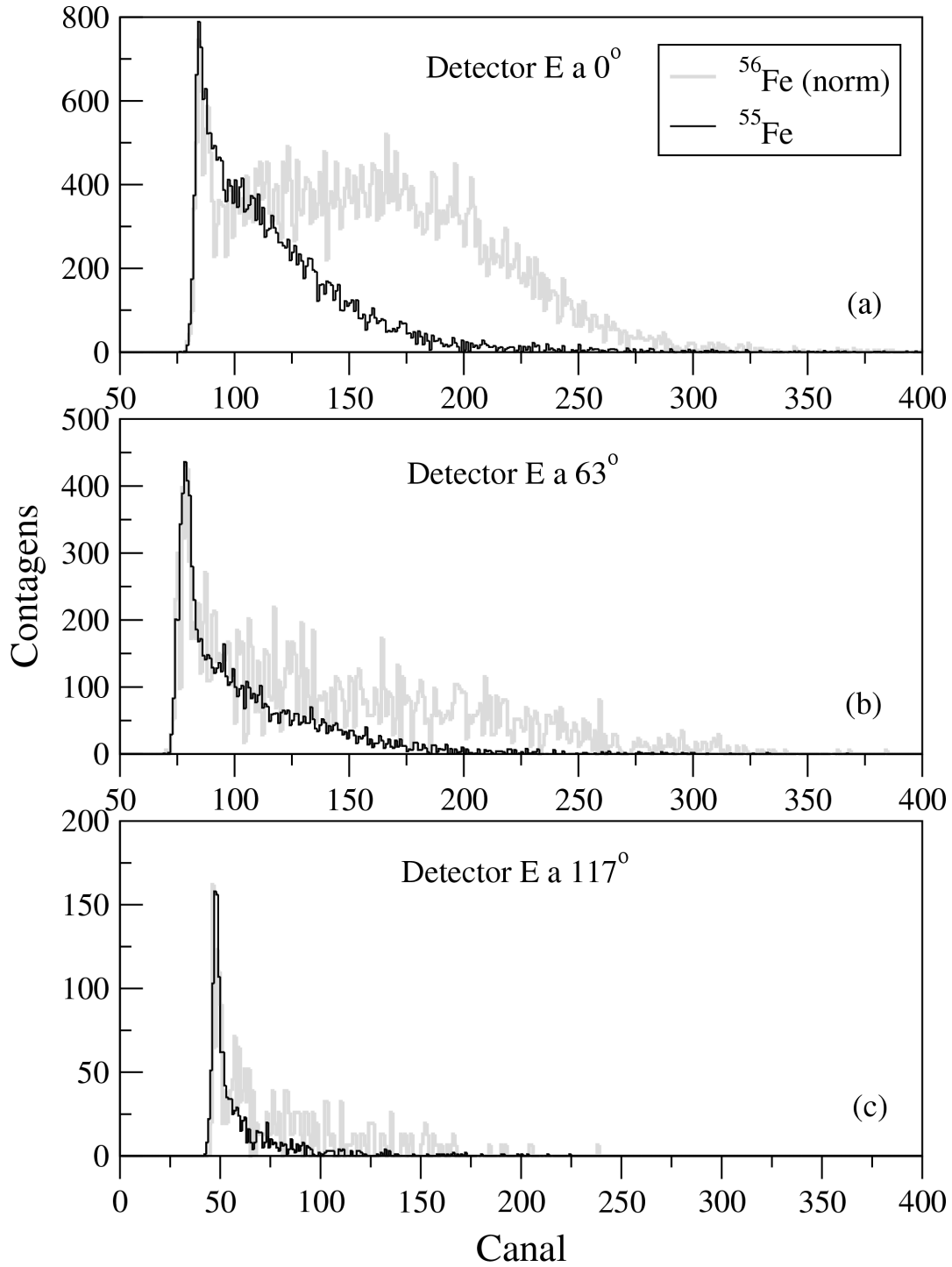


Figura 5.24: Espectros de distribuição da energia residual das partículas alfa em coincidência com as transições gama dos núcleos de ^{55}Fe e ^{56}Fe , produzidos na reação $^{10}\text{B} + ^{51}\text{V}$, $E_{\text{feixe}} = 33 \text{ MeV}$. O espectro referente ao núcleo de ^{56}Fe está normalizado em relação ao do ^{55}Fe em relação ao canal de maior número de contagens.

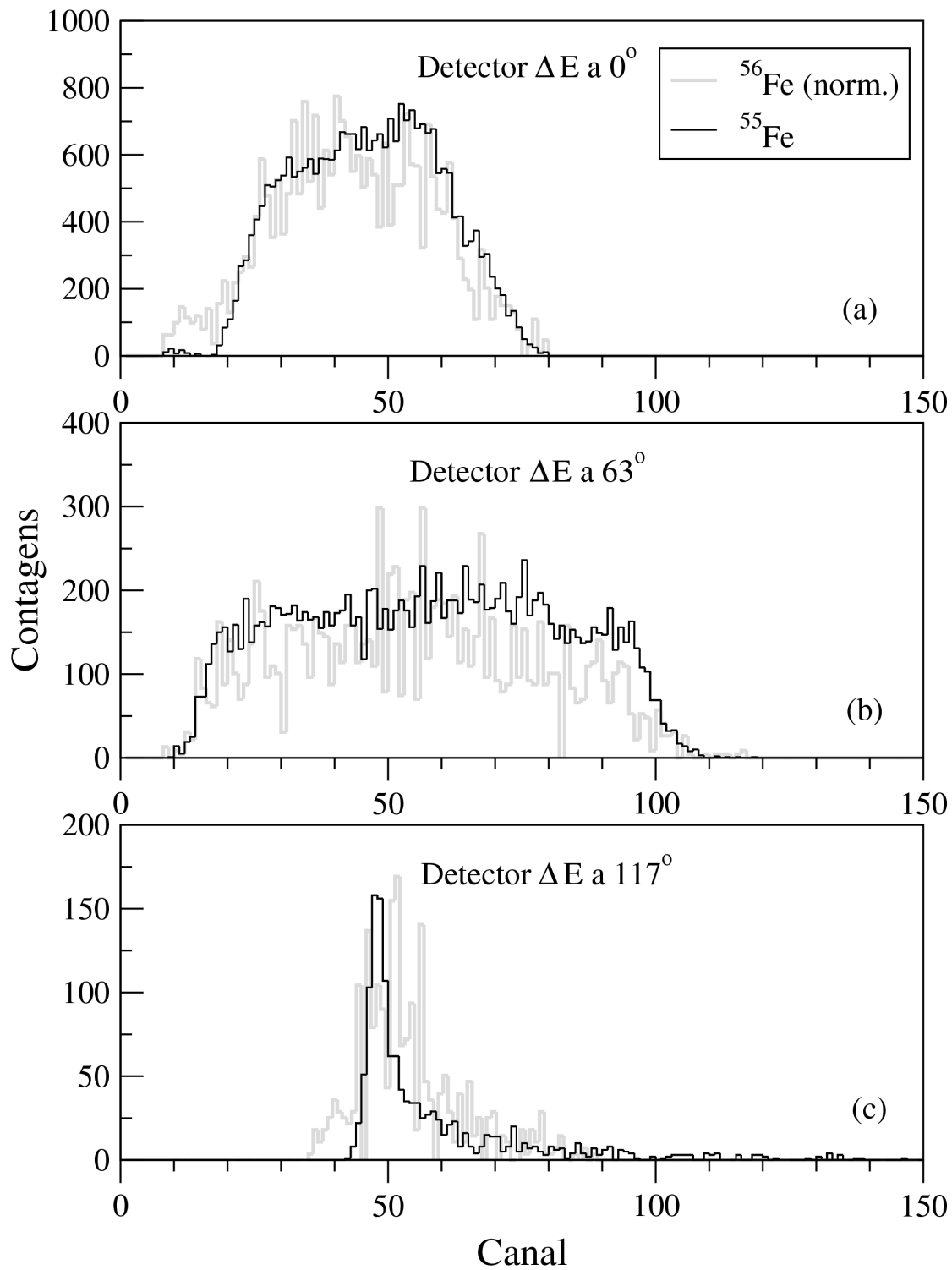


Figura 5.25: Espectros (normalizados) de distribuição da energia depositada pelas partículas alfa nos detectores ΔE , em coincidência com as transições gama dos núcleos de ^{55}Fe e ^{56}Fe em relação ao canal de maior número de contagens.

As figuras 5.26 e 5.27 trazem as razões obtidas para os núcleos de $^{54,55}\text{Mn}$ e $^{57,58}\text{Co}$, dessa vez em coincidência com os prótons detectados. Não é possível identificar diferença entre as razões das transições no caso dos isótopos $^{54,55}\text{Mn}$ quando olhamos a coincidência de prótons detectados a 0° vs 63° ($R_{0/63}^{\gamma-p}$), mas a diferença torna-se clara ao observarmos a razão entre os detectores a 63° vs 117° ($R_{63/117}^{\gamma-p}$). O mesmo acontece com os isótopos $^{57,58}\text{Co}$. Isso pode ser explicado pela relação entre a massa do núcleo residual e a partícula emitida. No caso do ^{54}Mn , canal ($\alpha p 2n$), a emissão de um núcleon extra, no caso um nêutron, diminui a energia média possível do próton emitido (além daquela necessária para escapar do poço de potencial, que é $\approx 8\text{MeV}$). No referencial de laboratório, portanto, os prótons detectados a ângulos traseiros possuem energia menor e, portanto, menor probabilidade de atravessar as folhas de alumínio protetoras dos detectores cintiladores e produzirem coincidência com os raios gama detectados pelos detectores de HPGe.

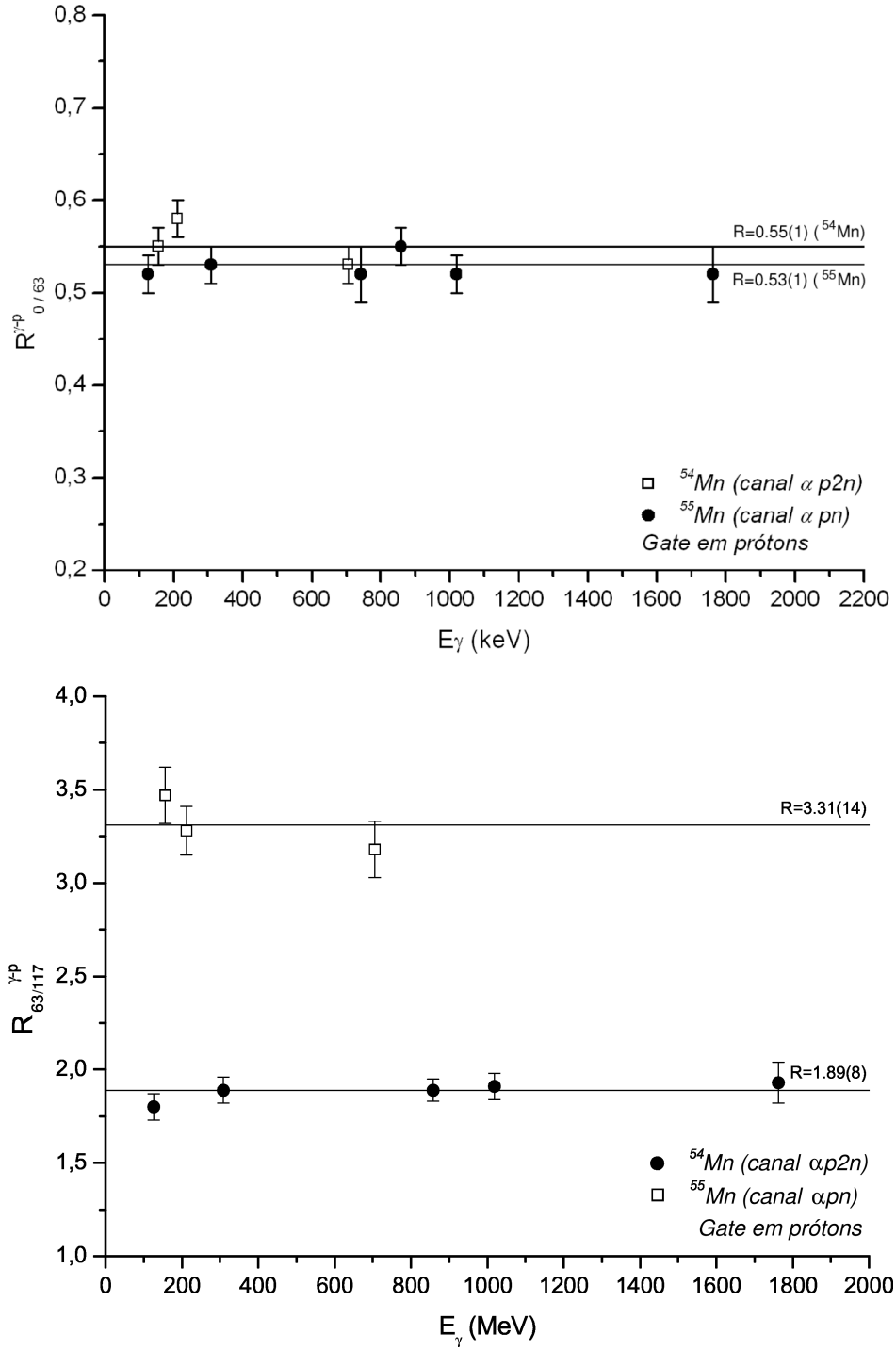


Figura 5.26: Razões obtidas em função das energias dos raios gama emitidos pelos núcleos de ^{54}Mn e ^{55}Mn em coincidência com prótons detectados a 0° vs 63° (figura superior) e 63° vs 117° (figura inferior).

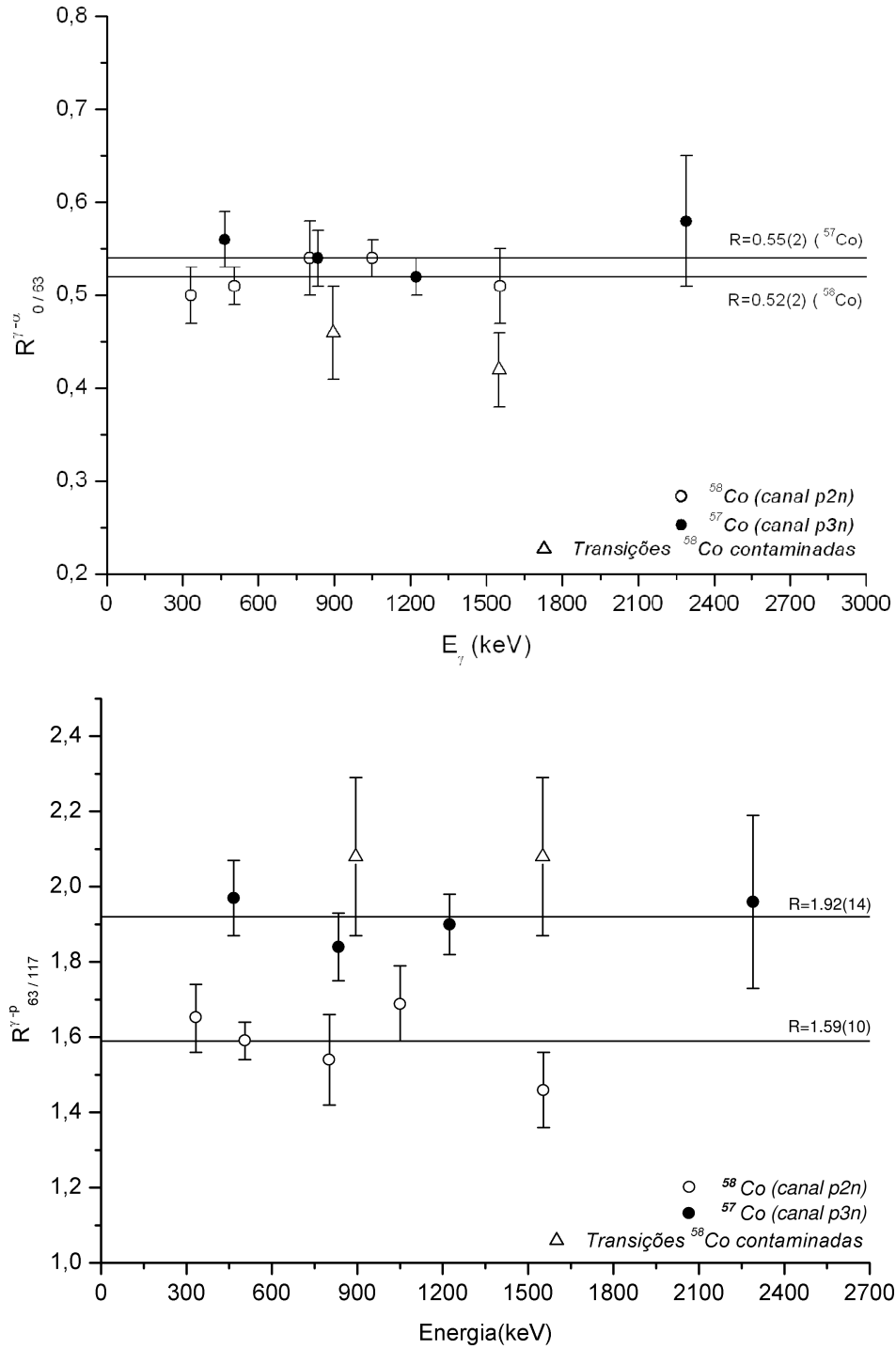


Figura 5.27: Razões obtidas em função das energias dos raios gama emitidos pelos núcleos de ^{57}Co e ^{58}Co em coincidência com prótons detectados a 0° vs 63° (figura superior) e 63° vs 117° (figura inferior). Em ambos os casos observa-se duas transições candidatas a pertencerem ao núcleo de ^{58}Co que, no entanto, apresentam razões (semelhantes entre si) diferentes daquela obtida para o núcleo de ^{58}Co .

A mesma análise foi feita em relação à energia depositada nos detectores E e ΔE por partículas alfa e prótons em coincidência com raios gama emitidos pelos núcleos de ^{54}Mn , ^{55}Mn , ^{57}Co e ^{58}Co , e os espectros obtidos mostraram comportamento semelhante àquele observado no caso dos núcleos de ^{61}Cu e ^{62}Cu (seção anterior), i.e., espectros semelhantes tanto em E quanto em ΔE , sugerindo que cada "par" de isótopos ($^{54,55}\text{Mn}$ e $^{57,58}\text{Co}$) seja populado predominantemente através do mesmo mecanismo de reação (supostamente fusão completa).

A figura 5.28 mostra as razões obtidas para partículas alfa e prótons relacionados ao ^{21}Ne . Esse produto foi essencialmente observado em coincidência com partículas carregadas em ângulos mais dianteiros (0° e 63°). A detecção de partículas carregadas a 117° , em coincidência com o núcleo de ^{21}Ne , foi desprezível.

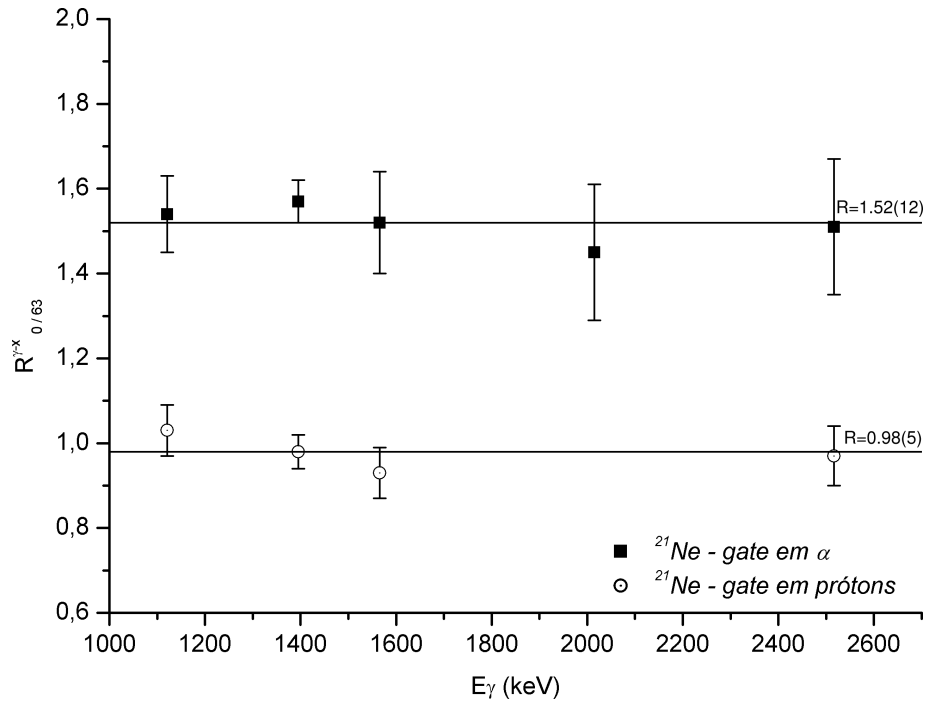


Figura 5.28: Razões obtidas para transições do núcleo de ^{21}Ne , com *gate* de coincidência em partículas alfas e prótons detectados a 0° vs 63° . A taxa de contagens tanto para partículas alfa quanto para prótons foi desprezível para ângulos mais traseiros (117°). A presença do núcleo ^{21}Ne deve-se à oxidação do alvo de ^{51}V , que favoreceu a presença da reação $^{10}\text{B} + ^{16}\text{O}$ ($E_f = 33\text{MeV}$). O núcleo de ^{21}Ne pode sofrer contribuição de fusão incompleta em sua formação, através da fusão do núcleo de ^6Li (resultante do *breakup* do projétil de ^{10}B em $^6\text{Li} + \alpha$) com o ^{16}O . Nesse caso, a energia de reação seria $E_f^{bu} = 19.8\text{MeV}$, onde E_f^{bu} é a energia do projétil ^6Li , após processo de *breakup* do núcleo de ^{10}B .

Foi elaborada uma análise complementar, levando em conta o deslocamento Doppler dos picos dos raios gama provenientes dos dois isótopos (detectados a $37^\circ(\theta_1)$ e $101^\circ(\theta_2)$), sem restrição

do ângulo de detecção de partículas carregadas. Como já foi mencionado, o uso de alvos finos permite a desexcitação dos núcleos residuais ainda em vôo, o que produz o deslocamento dos picos dos raios γ devido ao efeito Doppler.

Considerando um raio gama de energia E_0 no sistema de referencial do núcleo, cuja velocidade com respeito ao laboratório seja dada por $\beta = v/c$ (onde v é a velocidade de recuo do núcleo residual e c é a velocidade da luz), e θ_γ seja o ângulo de detecção do raio gama, a energia, no sistema de laboratório, é dada por:

$$E^\gamma = E_0^\gamma \frac{(1 - \beta^2)}{(1 - \beta \cos \theta_\gamma)} \approx E_0^\gamma \left(1 + \beta \cos \theta_\gamma + \beta^2 \left(\cos^2 \theta_\gamma - \frac{1}{2} \right) \right) \quad (5.1)$$

Em primeira aproximação temos:

$$E^\gamma \approx E_0^\gamma (1 + \beta \cos \theta_\gamma) \quad (5.2)$$

A energia E_0^γ foi obtida de valores tabelados [67]. Os cálculos foram feitos levando em conta as transições mais intensas. Através dos valores de β para os núcleos residuais (β_{NR}) foi possível estimar valores experimentais de β para os núcleos compostos, β_{NC} ($\beta_{NC} = v_{NC}/c$, onde v_{NC} é a velocidade do núcleo composto). Estes valores foram comparados com aqueles previstos pelo código PACE para o caso de população através, exclusivamente, de fusão completa, e através, exclusivamente, de fusão incompleta. Para o cálculo teórico de β_{NC} através do mecanismo de fusão incompleta, foi feita a simulação da reação do núcleo de ${}^6\text{Li}$ (proveniente de possível *breakup* do projétil de ${}^{10}\text{B}$ em ${}^6\text{Li} + \alpha$) com o alvo de ${}^{51}\text{V}$. Para o estudo do núcleo de ${}^{21}\text{Ne}$, foi simulada a reação com um alvo de ${}^{16}\text{O}$ (tabela 5.6).

NC_{FC}	NR_{FC}	NC_{FI}	NR_{FI}	β_{NC}^{FC}	β_{NC}^{FI}	β_{NC}^{EXP}
^{61}Ni	^{55}Fe (canal $\alpha 2n$)	^{57}Fe	^{55}Fe (canal $2n$)	0.014	0.009	0.014(2)
^{61}Ni	^{56}Fe (canal αn)	^{57}Fe	^{56}Fe (canal $3n$)	0.014	0.009	0.012(2)
^{61}Ni	^{54}Mn (canal $\alpha p 2n$)	^{57}Fe	^{54}Mn (canal $p 2n$)	0.014	0.009	0.014(2)
^{61}Ni	^{55}Mn (canal $\alpha p 3n$)	^{57}Fe	^{55}Mn (canal $p n$)	0.014	0.009	0.013(2)
^{26}Al	^{21}Ne (canal $\alpha p n$)	^{22}Na	^{21}Ne (canal p)	0.032	0.023	0.025(2)

NC_{FC} e NC_{FI} = núcleo composto formado por fusão completa e incompleta, respectivamente;

NR_{FC} e NR_{FI} = núcleo residual formado por fusão completa e incompleta, respectivamente;

β_{NC}^{FC} e β_{NC}^{FI} = valor de β_{NC} para formação através de fusão completa e incompleta, respectivamente.

Tabela 5.6: Valores de β_{NC} teóricos e experimentais (β_{NC}^{EXP}). Os valores experimentais indicam possível contribuição de fusão incompleta na produção do núcleo de ^{56}Fe e, de forma mais apreciável, na produção do núcleo de ^{21}Ne .

Embora as incertezas sejam relativamente altas (em torno de 15% para todos os núcleos residuais e cerca de 8% no caso particular do núcleo de ^{21}Ne), é possível extrair informações relevantes dos valores encontrados:

O valor encontrado para β_{NC} através do valor obtido para a velocidade do ^{56}Fe (β_{56Fe}), é um pouco menor que o encontrado através da velocidade do ^{55}Fe (β_{55Fe}), o que sugere que, havendo contribuição de fusão incompleta na produção de um dos dois isótopos, esta estaria presente na produção do núcleo de ^{56}Fe . Os valores das incertezas tornam os dois valores compatíveis entre si, tornando esse resultado, analisado isoladamente, não conclusivo. No entanto, se analisarmos juntamente os espectros de emissão de partículas alfas (expostos anteriormente) para esses dois canais da reação, é possível, a princípio, estimar que haja uma pequena contribuição de fusão incompleta na produção do ^{56}Fe . Essa hipótese é reforçada pela diferença entre as seções de choque teóricas, calculadas pelo programa PACE, e as estimadas experimentalmente.

O valor encontrado para β_{NC} através do valor obtido para as velocidades dos núcleos de ^{54}Mn e ^{55}Mn (β_{54Mn} e β_{55Mn} respectivamente) são também compatíveis entre si, e a análise dos espectros de distribuição de partículas alfa junto com as seções de choque experimentais sugere não haver contribuição de fusão incompleta na produção desses isótopos nessa reação.

O valor encontrado para β_{NC} através do valor da velocidade do núcleo de ^{21}Ne (β_{21Ne}) sugere uma contribuição significativa de fusão incompleta na produção desse núcleo, hipótese favorecida quando aliada ao fato de estarmos observando uma produção bem maior de ^{21}Ne do que ^{20}Ne , contrariando os resultados teóricos fornecidos pelo PACE.

Capítulo 6

Conclusões

Neste trabalho foram analisadas três experiências distintas: $^{11}B + ^{100}Mo$, com $E_{feixe} = 43 MeV$; $^{16}O + ^{51}V$, com $E_{feixe} = 70 MeV$ e $^{10}B + ^{51}V$, com $E_{feixe} = 33 MeV$. Dos produtos das três reações foram analisados 17 isótopos, a saber: $^{104,105}Rh$, $^{107,108}Pd$, $^{60,61}Ni$, $^{61,62}Cu$, $^{63,64}Zn$, $^{57,58}Co$, $^{55,56}Fe$, $^{54,55}Mn$ e ^{21}Ne . Foram construídas razões entre as intensidades de transições gama em coincidência com partículas carregadas emitidas em diferentes ângulos: 0° , 63° e 117° .

Foram obtidos valores distintos para as médias entre as razões associadas a cada isótopo, produto das reações estudadas. Obtivemos uma razão diferente para o núcleo de AX , daquela encontrada para o núcleo de ^{A+1}X , quando observadas as transições gama em coincidência com partículas carregadas emitidas num mesmo ângulo. A obtenção de razões distintas para diferentes isótopos, foi associada, inicialmente, à contribuição de fusão incompleta. No decorrer do trabalho, no entanto, foi possível observar que a presença fusão incompleta não é uma condição necessária à obtenção de razões diferentes, fato observado mesmo quando a produção de núcleos residuais isótopos se deu através do mesmo mecanismo de reação (supostamente fusão completa). Em reações cujo sistema composto seja bastante pesado, a presença de fusão incompleta pode, no entanto, ser um fator desejável para a obtenção de razões distintas para cada isótopo, por favorecer a anisotropia na distribuição angular das partículas emitidas, devido à presença de partículas provenientes de emissão em pré-equilíbrio. Isso foi observado na reação $^{11}B + ^{100}Mo$ ($^{104,105}Rh$ e $^{107,108}Pd$), cujo sistema composto pode ser considerado pesado (^{111}Ag). Nesse tipo de sistema, tanto o núcleo composto quanto o núcleo residual, podem apresentar uma velocidade de recuo bastante baixa (quando comparada à energia do feixe), fazendo com que a distribuição de partículas emitidas, no referencial de laboratório, seja aproximadamente isotrópica, semelhante ao que seria observado no referencial do centro de massa. Dessa forma, a quantidade de partículas

detectadas varia somente conforme os meios absorvedores colocados em sua trajetória, como o alvo, suportes, folhas de alumínio entre outros, e essa variação, devido ao freamento das partículas antes de atingir os detectores, pode ser calculada e incluída nos cálculos como correção. Nessa situação, a contribuição de fusão incompleta na produção de um dos isótopos observados, pode ser fator determinante para a obtenção de razões distintas mesmo com velocidades de recuo muito baixas. É importante frisar que, embora tenham sido ajustados valores médios para as razões das áreas das transições em função das energias dos raios gama, não é possível afirmar, a priori, que essas razões sejam sempre (e necessariamente) constantes, ou mesmo que a relação seja simplesmente linear, uma vez que as transições envolvidas representam regiões particulares de energia de excitação e momento angular. O que se pode afirmar é que, seguramente, as razões obtidas situam-se em regiões distintas para cada isótopo em função do número de nêutrons evaporados nos canais de emissão de partículas.

A obtenção de razões entre as áreas dos picos de transições gama, detectadas em coincidência com partículas carregadas a diferentes ângulos, mostra-se uma ferramenta útil na identificação de transições candidatas a pertencerem a determinado isótopo, produto de uma reação com íons pesados. A identificação da presença de contaminação em certas transições, pode ser bastante útil, também, na determinação das intensidades corretas das transições na construção dos esquemas de níveis dos núcleos residuais. Há certa limitação imposta na obtenção de estimativas para os valores das razões, através de simulação com os dados fornecidos pelo programa PACE, relacionada diretamente ao fato de que o programa fornece a distribuição total, em energia, das partículas evaporadas pelo sistema composto, sem distinção do canal de reação. Devido a este fato, é impossível separar, de maneira mais refinada, a contribuição de partículas evaporadas em cada canal, e as razões encontradas na simulação podem afastar-se dos valores experimentais obtidos, independentemente do canal ser ou não populado através de diferentes mecanismos de reação.

O trabalho desenvolvido neste projeto envolve duas áreas distintas em ciências nucleares: reações nucleares e estrutura nuclear. Embora não tendo sido projetado como ferramenta para o estudo isolado de reações nucleares, o sistema Saci-Perere mostrou ser um equipamento bastante útil na identificação de mecanismos de reação. A associação deste tipo de informação ao estudo usual de espectroscopia gama promete fornecer nova ferramenta auxiliar para a construção e interpretação dos esquemas de níveis nucleares.

Referências Bibliográficas

- [1] N.H. Medina, APH N.S., Heavy Ion Physics **2**, 141 (1995).
- [2] R.Kaufmann and R. Wolfgang, *Phys. Rev.* **121**, 192 (1961).
- [3] H.C. Britt and A.R. Quinton, *Phys. Rev.* **124**, 877 (1961).
- [4] T. Inamura et al., *Physics Letters* **B68**, 51 (1977).
- [5] G.D. Dracoulis et al., *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **23**, 1191 (1997).
- [6] S.M. Mullins et al., *Phys. Lett.* **B 393**, 279 (1997).
- [7] V.E. Bunakov and V.I. Zagrebaev, *Z. Phys. A - Atomic Nuclei* **333**, 57 (1989).
- [8] A. Yoshida et al., *Phys. Lett.* **B389**, 456 (1996).
- [9] E.F. Aguilera et al., *Phys. Rev. Lett.* **85**, 5058 (2000).
- [10] M. Dasgupta et al., *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1395 (2000).
- [11] S.B. Moraes et al., *Phys. Rev.* **C61**, 064608 (2000).
- [12] A. Gavron, *Phys. Rev.* **C 21**, 230 (1980).
- [13] J.A. Alcántara-Núñez et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A 497**, 429 (2003).
- [14] J.A. Alcántara-Núñez et al., *Phys. Rev. C* **69**, 024317 (2004).
- [15] J.A. Alcántara-Núñez et al., *XXVII Reunião de Trabalho sobre Física Nuclear no Brasil*, Resumos, 28 (2004).
- [16] M.A.G.Silveira et al., *XXVII Reunião de Trabalho sobre Física Nuclear no Brasil*, Resumos, 25 (2004).

- [17] M.A.G.Silveira et al., *V Latinamerican Symposium on Nuclear Physics*, Resumos, 67 (2003).
- [18] K.T. Wiedemann et al., *V Latinamerican Symposium on Nuclear Physics*, Resumos, 57 (2003).
- [19] S. Mukherjee et al., *Eur. Phys. J. A* **12**, 199 (2001)
- [20] M. Kaci et al., *Phys. Rev. C* **56**, R600 (1997).
- [21] W.E. Meyerhof, *Elements of Nuclear Physics*, McGraw-Hill, Inc (1967).
- [22] G.R. Satchler, *Introduction to Nuclear Reactions*, 2nd Ed., Oxford University Press (1990).
- [23] BR. Bass, *Nuclear Reactions with Heavy Ions*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (1980).
- [24] J.J. Sakurai, *Modern Quantum Mechanics*, Rev. Ed., Addison Wesley Pub. Co. (1994)
- [25] P. H. Reagan, *Experimental High-Spin Physics Course Notes*, XI J.A. Swieca Summer School in Nuclear Physics, Comunicação Particular (2003).
- [26] W. Loveland, D. Morrissey, G. Seaborg, *Modern Nuclear Chemistry*, pré-print disponível no site: <http://oregonstate.edu/dept/nchem/textbook/>
- [27] P.J. Nolan et al., *Ann. rev. Nucl. Part. Sci.* **45**, 561 (1994).
- [28] H. Morgenstern et al., *Phys. Rev. Lett* **52**, 1104 (1984).
- [29] K. Siwek-Wilczyńska et al, *Nucl. Phys.* A330, 150 (1979).
- [30] L.F. Canto et al., *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **23**, 1465 (1997).
- [31] L.F. Canto et al., *Phys. Rev. C* **58**, 1107 (1998).
- [32] C.B.O. Mohr, *J. Phys. B: Atom. Molec. Phys.*, **Vol 8**, No 3, 1975.
- [33] L. Koester and A. Steyerl, *Neutron Physics*, Springer-Verlag (1977).
- [34] A. Foderaro, *Elements of Neutron Interaction Theory*, The MIT Press Ltd. (2003).
- [35] G.F Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, 2nd Ed., J. Wiley & Sons (1989).
- [36] J. Lindhard, M. Scharff and H. E. Schiøtt, *Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat.-Fys. Medd.* **33**, No. 14 (1963).

- [37] J.F. Ziegler et al., *The stopping power and ranges of ions in solids - vol. 1*, Pergamon Press(1985).
- [38] W.H.Bragg and R.D. Kleeman, *Phil. Mag.* **10**, 318 (1905).
- [39] R.D. Evans, *The Atomic Nucleus*, McGraw-Hill Book Company (1955).
- [40] D.H. Wilkinson, *Rev. Sci. Instr.* **23**, 414 (1952).
- [41] F. Lidén et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A 273**, 240 (1988).
- [42] J.A. Alcántara-Núñez, Dissertação de Mestrado, IFUSP (1999).
- [43] O.Sala and G. Spalek, *Nucl. Instr. and Meth.* **122**, 213 (1974).
- [44] L.A.B. Terassoto et al., *Proc. Int. Ions Engineering Congress*, **ISIAT/83** - Kyoto (1983)
- [45] R.V. Ribas, IFUSP, Nuc. Phys. Dep., Annual Report, 63 (1996).
- [46] BICRON, Saint Gobain Crystals, *Catálogo de produtos* (1990).
- [47] CAMAC Tutorial Papers - *Nucl. Sci.* **NS20**, n°2 (1973).
- [48] R.V. Ribas et al., *Nuc. Instr. and Meth. in Phys. Res.* **A 483**, 830 (2002).
- [49] W. Milner - *VAXPAK Notes*, Oak Ridge National Laboratory (1986).
- [50] D. Bazzacco, Private communication, INFN (1994).
- [51] E.Browne, J.M. Daikiri, R.E. Doebler et al, *Table of Isotopes*, 7th Ed., J. Wiley and Sons Inc. (1978).
- [52] R.V. Ribas, Comunicação particular.
- [53] J. Blachot, *Nuclear Data Sheets* **64**,1 (1991).
- [54] J. Blachot, *Nuclear Data Sheets* **89**,213 (2000).
- [55] J. K. Tuli, *Nuclear Data Sheets* **100**, 347 (2003).
- [56] M. R. Bhat, *Nuclear Data Sheets* **88**, 417 (1999).
- [57] H. Junde and B. Singh, *Nuclear Data Sheets* **91**, 317 (2000).

- [58] B. Erjun and H. Junde, *Nuclear Data Sheets* **92**, 147 (2001).
- [59] B. Singh, *Nuclear Data Sheets* **78**, 395 (1996).
- [60] H. Ejiri and M.J.A. de Voigt, *Gamma-ray and electron spectroscopy in nuclear physics*, Oxford Science Publications (1989).
- [61] H. Junde, *Nuclear Data Sheets* **68**, 887 (1993).
- [62] H. Junde, *Nuclear Data Sheets* **64**, 723 (1991).
- [63] H. Junde, *Nuclear Data Sheets* **86**, 315 (1999).
- [64] O. L. Caballero et al, *Phys. Rev. C* **67**, 024305 (2003).
- [65] M. R. Bhat, *Nuclear Data Sheets* **80**, 789 (1997).
- [66] P. M. Endt, J. Blachot, R.B. Firestone, and J. Zipkin, *Nuclear Physics* **A633**, 1 (1998).
- [67] National Nuclear Data Center - Brookhaven Nat. Lab. - www.nndc.bnl.gov