

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO Instituto de Física

Medidas de Raios de Núcleos Radioativos Deficientes em Nêutrons com $A \approx 60 - 80$

Gilberto Francisco de Lima

Lewbelequie

Tese submetida ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo para obtenção do título de Doutor em Ciências

Comissão Examinadora:

Profa. Dra. Alinka Lépine-Szily - IFUSP - Orientadora

Prof. Dr. Brett V. Carlson - CTA/IEAv

Prof. Dr. Carlos Roberto Appoloni - Universidade Estadual de Londrina

Prof. Dr. Otaviano A. M. Helene - IFUSP

Prof. Dr. Roberto Vicençotto Ribas - IFUSP

SÃO PAULO 1998



539.75 L732m D ex.2

FICHA CATALOGRÁFICA

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

Lima, Gilberto Francisco de

Medidas de Raios de Núcleos Radioativos Deficientes em Nêutrons com A \approx 60 - 80. São Paulo 1998.

Tese (Doutoramento) Universidade de São Paulo. Instituto de Física - Departamento de Física Nuclear

Orientador: Profa. Dra. Alinka Lépine - Szily Área de Concentração: Física Nuclear

Unitermos: 1. Núcleos Radioativos; 2. Núcleos Exóticos; 3. Raios Nucleares; 4. Seção de Choque de Reação Total; 5. Método Direto.

USP/IF/SBI-046/98

A meus pais, Yvete e José, e à vó Helena, por sempre terem acreditado.

Agradecimentos

Gostaria de agradecer à Profa. Dra. Alinka Lépine-Szily por ter aceitado o desafio de me orientar nesta tese, tendo-o feito com firmeza, competência, e, sobretudo, com amizade e respeito.

Agradeço ao amigo Prof. Dr. Antônio Carlos Villari pela idéia original deste trabalho, pela orientação na sua fase inicial, e pelas discussões e observações sempre oportunas e esclarecedoras.

Agradeço ao Prof. Dr. Rubens Lichtenthäler Filho pela amizade e pelo interesse demonstrado por este trabalho, principalmente na fase em que foi meu co-orientador, decisiva para tirar o projeto de uma grande encruzilhada.

Agradeço ao Prof. Dr. Wolfang Mittig por ter-me possibilitado a análise dos dados do GANIL.

Agradeço a Marielle Chartier que elaborou boa parte das descrições técnicas da fase francesa desta tese.

Agradeço a Daisy Hirata pelos cálculos e discussões teóricas que enriqueceram e completaram este trabalho.

Agradeço e abraço os companheiros do grupo de pesquisa sem os quais este momento jamais teria chegado: José Martins de Oliveira Jr., Wagner Sciani, Márcia Obuti, Antônio César Germano Martins, Vanessa Chisté, e Marcus Kliewer.

Agradeço a todos os colegas e amigos do laboratório que em diversas ocasiões me socorreram: Gilberto Ukita, Luiz Guilherme Emediato, Júlio Figueiredo, Alexandre Suaide, Patrícia Fachini, Ernesto Rossi, Marcelo Munhoz, Márcia Moura, Márcia Rizzutto, Suzana Botellho, e Valdir Guimarães.

Agradeço o apoio e a colaboração recebidos em diversas ocasiões dos professores: Nilberto Medina, Roberto Ribas, Madhavarao Rao, Edilson Crema, José Roberto Brandão e Nemitala Added.

Agradeço a todo o corpo técnico do laboratório Pelletron, coordenado pelo engenheiro Udo Schniter, pelo suporte recebido: Messias Theodoro, Dagoberto Stucker, Sr. Mário Capello, Luiz Marcos, Ditinho, Marcelo Oliveira, Silvinho, Serginho, Márcio Arantes, José

Carlos de Abreu, Gianfranco, Pedrão, Edmilson, Otávio, Roberto, Adriano, Celso Perego, Orenito, Wanda, Jorge de Jesus, e Sr. Cavalcante.

Agradeço ao pessoal do setor de informática, coordenados pelo Sr. Adilson Teles: Fábio Padoa, Marcelo Ferrareto, Wanilda, Cecília e Jorge Narimatsu.

Agradeço ao pessoal administrativo do Departamento: Gina, Clarisse, Lilian, Rose, Sérgio Tanaka; e àqueles que por ali passaram nestes anos: Márcia, Raquel, Marina e Dionísio.

Agradeço aos senhores vigias deste Departamento: Antenor, Carlindo, Edmundo, Benedito e Leônidas (em memória).

Agradeço à Dona Aurelina pelos deliciosos cafézinhos.

Agradeço aos colegas que hoje não pertencem mais ao laboratório, mas que comigo colaboraram em algum momento: Marcos Frizzarini, Nair Stem, Marcos Paulela, Márcio Villela, Thaís Lungov, Maurício Yamamura, Maria Augusta Puget, e Flávio Apolinário.

Agradeço aos professores.: Thereza Borello, Lighia Matsushigue, Luiz Carlos Gomes e José Luciano Duarte, pelas orientações no emprego do espectrógrafo magnético.

Agradeço aos técnicos: Luciano Vencato, Marcos Mansueto, Eduardo Macchione e Ronny Shimazaki, que, não obstante as enormes dificuldades, sempre conseguiram colocar o espectrógrafo em operação.

Agradeço e peço desculpas a todos que, embora tendo contribuído com este trabalho, eventualmente tenham sido esquecidos.

Agradeço à família Quiles pela acolhida e pela compreensão.

Agradeço a meus pais, Yvete e José, e à minha avó Helena (em memória), os meus maiores incentivadores. A eles dedico este trabalho.

E agradeço especialmente à minha esposa, Ana Maria Quiles Lima, pelo apoio, pelo carinho e por ter compartilhado de todo o sacrifício comigo. Não pode haver maior prova do sentimento de uma pessoa por outra. Obrigado.

Gilberto Francisco de Lima

Agosto, 1998.

Este trabalho foi parcialmente financiado pelo CNPq.

"Não há dúvida de que os objetos existem e comportam estruturas (leis) que existem também independentemente de nós.... Mas não se os descobrem ao cabo de uma viagem... à maneira pela qual Colombo descobriu a América no curso da sua. Só se os descobrem reconstruindo-os, isto é, aproximando-se deles cada vez mais, mas sem certeza de um dia simplesmente tangenciá-los."

Jean Piaget em "A Epistemologia Genética"

Resumo

Foram medidos, através do chamado $M\acute{e}todo$ Direto, as seções de choque de interação $(\overline{\sigma}_R)$ e os raios reduzidos de interação (r_0) de isótopos deficientes em nêutrons do $_{31}$ Ga, $_{32}$ Ge, $_{33}$ As, $_{34}$ Se e $_{35}$ Br, com massa $A \approx 60-80$. O feixe radioativo, incidente em um detetor-alvo de Si, foi produzido pela fragmentação de um feixe de 78 Kr, com energia de 78 MeV/núcleon, num alvo de nat Ni, no Laboratório GANIL, França.

Verificou-se um suave decréscimo dos valores de r_0 com o aumento do número de nêutrons N para praticamente todas as cadeias isotópicas, exceto para a do $_{35}{\rm Br}$. Estes resultados não mostraram correlação com deformações, observadas em alguns núcleos desta região. Cálculos teóricos para os raios destes núcleos utilizando-se o modelo de Glauber, baseado em densidades de matéria nuclear obtidas a partir da teoria de Campo Médio Relativístico, apresentaram uma boa concordância com os valores medidos, sem contudo conseguirem reproduzir a tendência decrescente com N experimentalmente observada.

São apresentados, também, os resultados de tentativas feitas para viabilizar o estudo de núcleos exóticos no Laboratório Pelletron do IFUSP. Desenvolveu-se o *Método Direto* para funcionar nas energias disponíveis neste laboratório, e também determinaram-se as providências necessárias para a produção e separação de núcleos radioativos nas condições ali reinantes.

Abstract

The interaction cross section $\bar{\sigma}_R$ and the reduced interaction radii r_0 of neutron-deficient, radioactive $_{31}$ Ga, $_{32}$ Ge, $_{33}$ As, $_{34}$ Se e $_{35}$ Br isotopes with $A\approx 60-80$ were measured. The secondary radioactive beam, hitting a Si target/detector system, was produced by the fragmentation of 78 Kr, with 73 MeV/nucleon energy on a nat Ni target, at the GANIL Laboratory in France.

Most elements show reduced radii which decrease slowly with N, with the exception of $_{35}$ Br. No clear correlation is found between deformation and r_0 , as observed for charge radii of Kr and Sr. Theoretical values of r_0 were calculated from Glauber reaction cross-section, based on proton and neutron densities calculated in the "Relativistic Mean Field" framework. The agreement between theoretical r_0 and the data is reasonable, however the decreasing tendency with N is not reproduced.

We also present our efforts to produce radioactive beams at Pelletron Laboratory of IFUSP. The Direct Method was implemented at the energies available at Pelletron Laboratory and the problem of the conditions to produce and separate radioactive beams was also addressed.

${\bf \acute{I}ndice}$

Introdução							
Ι	\mathbf{M}	edida	s de Raios de Núcleos Exóticos	3			
1	Medida da Seção de Choque de Reação Total e Determinação dos Raios						
	Nuc	cleares	- O Método Direto	4			
	1.1	Medid	las de $\sigma_R(E)$	ç			
2	Pro	Produção e Separação de Núcleos Radioativos					
	2.1	Métod	los de Produção de Núcleos Radioativos	10			
		2.1.1	Fissão	10			
		2.1.2	Reações de transferência de um ou mais núcleons	11			
		2.1.3	Reações Bastante Inelásticas	12			
		2.1.4	Reações de Espalação	13			
		2.1.5	Reações de fusão-evaporação	13			
		2.1.6	Fragmentação	14			
	2.2	Métod	los de Separação	18			
		2.2.1	Métodos ISOL	18			
		2.2.2	Métodos de Separação de Fragmentos (SF)	21			
3	Montagem Experimental						
		3.0.3	Produção do Feixe Primário	27			
		3.0.4	Solenóides Supercondutores - SISSI	27			
		3.0.5	O Espectrômetro α	28			
		3.0.6	O Espectrômetro SPEG	29			
	3.1	Sistem	na de Detecção	31			
	3.2		ção do Feixe Secundário				
		3.2.1	Método de Purificação de Feixes Secundários por Extração de Elétrons				

4	Ana	álise de Dados	46			
	4.1	Determinação do número de massa A	46			
		4.1.1 Correção do Tempo de Vôo	46			
	4.2	Determinação do Número Atômico Z	47			
	4.3	Identificação dos Isótopos	49			
	4.4	Parâmetro Massa	51			
	4.5	Espectros de Massa	53			
		4.5.1 Contaminantes	56			
	4.6	Reações com Q menor que a resolução de E_{SiLi}	62			
5	Resultados experimentais - Comparação com outras medidas					
	5.1	Deformações e Coexistência de Formas na região $A \approx 60-80$	72			
		5.1.1 Números Mágicos "Deformados"	76			
	5.2	Discussão dos Resultados	79			
6	Modelos Teóricos - Comparação de Resultados Teóricos e Experimen-					
	tais		85			
	6.1	Modelo de Glauber	90			
	6.2	Teoria do Campo Médio Relativístico (RMF)	91			
II		ledidas da Seção de Choque de Reação com o Método				
D.	iret	o no Laboratório Pelletron	97			
7	O N	Aétodo Direto no Pelletron	98			
	7.1	Arranjo Experimental	98			
		7.1.1 Eletrônica de Aquisição	102			
8	Ana	álise de Dados - Pelletron	110			
	8.1	Variação de Ganho				
			110			
		8.1.1 Correção do Ganho				
	8.2	8.1.1 Correção do Ganho	113			
	8.2 8.3		113 115			
		Determinação da Posição de Incidência do Feixe	113 115 117			
		Determinação da Posição de Incidência do Feixe	113 115 117 117			
		Determinação da Posição de Incidência do Feixe	113 115 117 117 119			
		Determinação da Posição de Incidência do Feixe	113 115 117 117 119 125			

	8.6	Produção e Identificação de Feixes Secundários no Laboratório Pelletron	. 138						
Co	nclu	são	141						
$\mathbf{A}_{]}$	pêno	dices	143						
\mathbf{A}	Detetores								
	A.1	Detetor ΔE_{xy}	. 144						
	A.2	Detetor em camadas de microcanais	. 145						
	A.3	Câmaras de Arrasto	. 150						
\mathbf{B}	Flut	Flutuação da Linha de Base 15							
	B.1	Pólo-Zero	. 157						
		B.1.1 Efeito do Pólo-Zero Desregulado	. 163						
	B.2	Deslocamento da Linha de Base	. 167						
	B.3	Pulsos Bipolares	. 169						
\mathbf{C}	Simulação de "Piledown" por "Monte Carlo" 171								
	C.1	Intervalos de Tempo Aleatórios	. 171						
	C.2	Memória da Linha de Base	. 172						
	C.3	Tempo-Morto	. 173						
	C.4	Digitalização	. 174						
	C.5	Ruídos	. 176						
	C.6	Integração	. 178						
	C.7	Ajustando Parâmetros para reproduzir o "Piledown"	. 179						
-			100						
Bi	iblio	ografia	183						

Introdução

Os núcleos situados fora do vale de estabilidade β , chamados núcleos radioativos, têm recebido nos últimos anos grande atenção em função de suas propriedades especiais. Este interesse é paralelo ao desenvolvimento de novas tecnologias que têm possibilitado a produção e separação destes núcleos. Em especial, os núcleos radioativos localizados mais próximos das "driplines" (linhas que definem o ponto onde a energia de ligação se anula para qualquer novo núcleon acrescido ao núcleo), possibilitam um importante teste para os modelos nucleares dado as suas condições extremas. Estes são os chamados núcleos exóticos. Mas esta nomenclatura, por força do hábito, passou a denominar de modo indiscriminado todos os núcleos radioativos sem maiores rigores. Neste texto, via de regra, será seguida esta tradição.

Medidas das seções de choque de reação, dos raios, das energias de ligação e dos diversos momentos nucleares, estão entre as primeiras informações que se podem buscar sobre tais núcleos com procedimentos relativamente simples. Mapear as "driplines" é também uma das primeiras tarefas ligadas ao estudo destes núcleos.

O estudo dos núcleos radioativos é fundamental também para a Astrofísica. A produção de núcleos mais pesados se dá através dos processos de captura rápida (r) ou lenta (s) de prótons e/ou nêutrons no interior das estrelas. Na cadeia de nucleossíntese estelar, partindo-se de núcleos mais leves e chegando aos mais pesados, passa-se por diversos núcleos radioativos. É essencial o conhecimento das seções de choque de reação e de captura destes núcleos para a definição de modelos que expliquem a abundância nuclear encontrada no Universo, e também para uma melhor compreensão da evolução estelar.

Uma descrição detalhada das motivações fundamentais relativas ao estudo de núcleos exóticos e, em particular, à fabricação de feixes radioativos pode ser encontrada nos "White Papers" [Whi97] e no NuPPEC Report [Nup97].

Este trabalho procura contribuir para o acúmulo de informações relacionadas a núcleos radioativos, a partir da análise de dados experimentais obtidos em energias intermediárias. Busca-se também desenvolver técnicas que abram a perspectiva do estudo destes núcleos nas baixas energias fornecidas pelo acelerador Pelletron do Instituto de Física da USP.

Na primeira parte desta tese serão apresentados e discutidos os procedimentos e resultados relativos a medidas de raios de núcleos radioativos deficientes em nêutrons com número de massa $A \approx 60-80$, envolvendo isótopos do $_{31}$ Ga, $_{32}$ Ge, $_{33}$ As, $_{34}$ Se e $_{35}$ Br. O interesse nestes núcleos em particular se prende à possibilidade de seus raios refletirem a variabilidade de formas nucleares esperada para esta região de massas[Ham89].

Na segunda parte serão relatados os esforços feitos, e as conclusões a que se chegou, no sentido de dotar o laboratório Pelletron de recursos para a implementação de uma linha de pesquisa em núcleos radioativos.

Parte I Medidas de Raios de Núcleos Exóticos

Capítulo 1

Medida da Seção de Choque de Reação Total e Determinação dos Raios Nucleares - O Método Direto

Raios nucleares de nuclídeos estáveis podem ser medidos de forma aceitável pelo espalhamento de prótons ou de píons carregados. Já raios médios de distribuição de cargas podem ser medidos com grande precisão por espalhamento de elétrons. No entanto, para medir os raios de núcleos radioativos deve-se utilizar outros métodos dada a impossibilidade de se confeccionar alvos radioativos com vidas-médias da ordem de milisegundos. Os métodos mais utilizados para medir raios nucleares de nuclídeos radioativos baseiam-se no uso dos mesmos em forma de feixes. São eles:

- O Método de Atenuação amplamente empregado por Tanihata e colaboradores [Tan85, Tan85b, Tan88].
- 2) O Método de Deslocamento Isotópico utilizado pelo grupo ISOLDE do CERN[Kei95].
- 3) O Método Direto, já utilizado não apenas no contexto de núcleos exóticos[Mit87, Vil91], mas também com núcleos estáveis[War88], com o propósito de se obter medidas imediatas de $\sigma_R(E)$ sem ter-se que recorrer a dados de espalhamento elástico ou para a medição separada, e posterior somatória, de todos os canais de reação.

O Método Direto foi o adotado neste trabalho. Ele consiste essencialmente em se utilizar como alvo o próprio detetor semicondutor onde o feixe é parado. Dentro do detetor a partícula incidente pode sofrer um dos seguintes processos:

- Ou espalhamento elástico nos núcleos de silício, quando então toda a energia incidente é perdida apenas por ionização e é depositada integralmente no detetor, gerando pulsos com uma amplitude constante na eletrônica de aquisição e facilmente identificáveis.
- Ou a partícula incidente pode sofrer algum tipo de reação nuclear com os núcleos de silício, perdendo parte de sua energia em processos que não podem ser registrados por este tipo de detetor (raios γ, por exemplo). A energia detectada, neste caso, é diferente da incidente e, portanto, são gerados pulsos eletrônicos com amplitudes distintas daquela produzida por espalhamento elástico¹.

A Fig.1.1 ilustra esquematicamente estes processos que podem se dar no interior do detetor-alvo de Si.

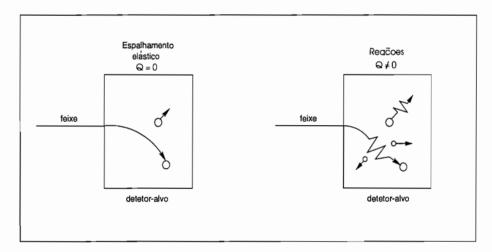


Figura 1.1: Processos possíveis dentro do detetor-alvo.

Medindo e registrando-se as amplitudes de todos os pulsos produzidos nas interações do feixe com o detetor, pode-se visualizar a distribuição das mesmas. A Fig.1.2 mostra um espectro de energia típico obtido no método direto, com destaque para o pico onde são registrados os eventos elásticos. As contagens acima e abaixo do pico correspondem às reações com Qs positivos e negativos, respectivamente.

¹Existe ainda a possibilidade de <u>nada</u> acontecer, somente interação atômica ("stopping power" puro) devido ao "screening" atômico dos núcleos alvo. Tais eventos levarão a uma perda total da energia da partícula incidente dentro do detetor e serão contabilizados também como espalhamento elástico.

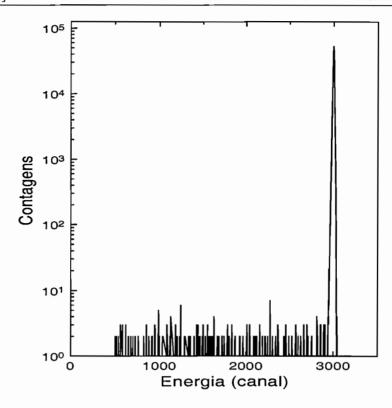


Figura 1.2: Espectro de energia típico obtido com o Método Direto

Num espectro destes pode-se estabelecer uma separação entre as regiões elástica e de reações, e contabilizar-se a quantidade destas. A partir destes valores pode-se obter a $Probabilidade\ de\ Reação\ (P_{reac})$ através da razão:

$$P_{reac} = \frac{N_{reac}}{N_{tot}} \tag{1.1}$$

onde N_{reac} é o número de reações, e N_{tot} é a quantidade total de eventos ocorridos no detetor (reações + elásticos).

A ligação entre a probabilidade de reação e a seção de choque de reação é dada de forma imediata pela expressão[War89]:

$$P_{reac} = 1 - \exp\left\{-\frac{N_A}{m} \int_0^{R(E_0)} \sigma_R(E) dx\right\}$$
$$= 1 - \exp\left\{-\frac{N_A}{m} \int_0^{E_0} \sigma_R(E) \left(\frac{dE}{dx}\right)^{-1} dE\right\}$$
(1.2)

onde:

- N_A é o número de Avogadro;

- m é massa atômica do alvo, no caso $m=28.085\ g/mol$ para o Si natural do detetoralvo;
- E_0 é a energia incidente;
- $R(E_0)$ é o alcance máximo (mg/cm^2) do projétil no alvo para a energia E_0 ;
- dx é um elemento de alcance; e
- dE/dx é o poder de freamento do alvo em $MeV/mg/cm^2$.

Como a partícula incidente pode sofrer reações no detetor-alvo com qualquer energia, desde $E = E_0$ até, em princípio, E = 0, o que se mede de fato com o método direto é uma seção de choque de reação média integrada em energia $(\overline{\sigma}_R)$, definida pela expressão [Vil91]:

$$\overline{\sigma}_R = \frac{\int_0^{R(E_0)} \sigma_R(E') \ dx}{\int_0^{R(E_0)} dx} = \frac{\int_0^{E_0} \sigma_R(E') \ (\frac{dE'}{dx})^{-1} \ dE'}{R(E_0)}$$
(1.3)

A partir da Eq.1.2 e desta última expressão pode-se obter:

$$\overline{\sigma}_R = \frac{-m \cdot \ln(1 - P_{reac})}{N_A \cdot R(E_0)} \tag{1.4}$$

que fornece $\overline{\sigma}_R$ diretamente da probabilidade de reação experimental e do alcance da partícula no detetor-alvo.

De outra parte, a seção de choque de reação $\sigma_R(E)$ e o raio reduzido de interação r_0 estão relacionados através da expressão:

$$\sigma_R(E) = \pi r_0^2 f(E) \tag{1.5}$$

onde f(E) é uma função que dá conta da dependência de $\sigma_R(E)$ com as massas do alvo e do projétil, e também com a energia do feixe. Existem diversas realizações propostas para f(E) na literatura (ver por exemplo [Hus91]); neste trabalho a relação escolhida foi a fórmula de Kox[Kox87] dada por:

$$f(E) = \left(A_p^{1/3} + A_a^{1/3} + a \frac{A_p^{1/3} A_a^{1/3}}{A_p^{1/3} + A_a^{1/3}} - C(E)\right)^2 \times \left(1 - \frac{V_{bc}}{E_{cm}}\right)$$
(1.6)

onde: A_p e A_a são os números de massa do projétil e do alvo, respectivamente; a=1.85 é um parâmetro de assimetria;

 $C(E) = 0.31 + 0.014 \ E/A_p$, é um termo de transparência dependente da energia; E_{cm} é a energia do feixe no centro-de-massa; e

 V_{bc} é a barreira coulombiana, para a qual se empregou a parametrização devida a DeVries e Peng[Dev80]:

 $V_{bc} = \frac{1.44 \cdot Z_p \cdot Z_a}{1.07(A_p^{1/3} + A_a^{1/3}) + 2.72}$

A parametrização de C(E) aqui empregada deve-se a Fernandez[Vil91] e é resultado de um cuidadoso ajuste de dados experimentais sobre um largo espectro de energias (30 a 200 MeV/núcleon), envolvendo diversos sistemas estáveis com A_p variando de 1 até 40 e A_a de 9 até 209, e incluindo σ_R obtidas em análises de espalhamentos elásticos.

Voltando à Eq.1.3 com a expressão 1.5 para $\sigma_R(E)$, tem-se:

$$\overline{\sigma}_R = \frac{\pi r_0^2 \int_0^{E_0} f(E') \left(\frac{dE'}{dx}\right)^{-1} dE'}{R(E_0)} = \frac{\pi \kappa^{-1} r_0^2 \int_0^{E_0} f(E') E'^{0.65} dE'}{R(E_0)}$$
(1.7)

onde utilizou-se $dE/dx = \kappa E^{-0.65}$, dependência obtida com base nas tabelas de Hubert et al.[Hub90], e onde κ é uma constante que depende do projétil considerado.

Substituindo f(E) aqui pelo valor apresentado na Eq.1.6 e procedendo-se à integração em primeira ordem, já que $E_0 >> V_{bc}$, obtém-se:

$$\overline{\sigma}_R = \pi \ r_0^2 \ D^2 \ (1 - T_1 - T_2 + T_3) \tag{1.8}$$

onde:

$$D^{2} = A_{p}^{1/3} + A_{a}^{1/3} + a \frac{A_{p}^{1/3} A_{a}^{1/3}}{A_{p}^{1/3} + A_{a}^{1/3}} - 0.31;$$

$$T_{1} = \frac{2.54(A_{p} + A_{a})V_{bc}}{A_{a} \cdot E_{0}};$$

$$T_{2} = \frac{1.8306 \times 10^{-2}(E_{0}/A_{p})}{D}; \quad e$$

$$T_{3} = \frac{9.7778 \times 10^{-5}(E_{0}/A_{p})^{2}}{D^{2}}.$$

Finalmente, combinando-se as Eqs. 1.8 e 1.4, e resolvendo para r_0^2 , tem-se:

$$r_0^2 = \frac{-m \cdot \ln(1 - P_{reac})}{\pi N_A R(E_0) D^2 (1 - T_1 - T_2 + T_3)}$$
(1.9)

Todos os valores desta expressão são facilmente obtidos; em particular os valores de $R(E_0)$ saem também das tabelas de Hubert[Hub90].

Dos espectros experimentais serão obtidas as probabilidades de reação a serem aplicadas diretamente nesta equação, que fornecerá então os raios reduzidos dos diversos isótopos estudados.

1.1 Medidas de $\sigma_R(E)$

O expoente da Eq.1.2 é muito pequeno, sendo assim a probabilidade de reação pode ser expandida produzindo, em primeira ordem, a seguinte expressão:

$$P_{reac} = \frac{N_A}{m} \int_0^{R(E_0)} \sigma_R(E') \ dx = \frac{N_A}{m} \int_0^{E_0} \sigma_R(E') \left(\frac{dE'}{dx}\right)^{-1} \ dE' \tag{1.10}$$

onde todos os termos já são conhecidos.

Desta relação constata-se facilmente que:

$$\sigma_R(E) = \frac{m}{N_A} \left(\frac{dE}{dx}\right) \frac{dP_{reac}}{dE} \tag{1.11}$$

Desta forma, fazendo-se medidas de probabilidades de reação para um dado projétil sobre o silício, em várias energias, pode-se obter a $\sigma_R(E)$ de forma quase imediata a partir da derivada da função matemática ajustada sobre os pontos do gráfico " P_{reac} vs. Energia".

Esta variante do método será empregada na segunda parte deste trabalho, onde se discutirá a viabilidade do seu emprego nas energias fornecidas pelo acelerador Pelletron do IFUSP.

Capítulo 2

Produção e Separação de Núcleos Radioativos

Antes da descrição dos equipamentos e métodos empregados neste trabalho em particular, convém proceder a uma revisão geral das técnicas e procedimentos em voga para a produção, separação e identificação de núcleos exóticos, o que será feito em seguida.

2.1 Métodos de Produção de Núcleos Radioativos

Os íons radioativos podem ser produzidos empregando-se diferentes mecanismos de reação, tais como: a fissão, a fusão-evaporação, as reações de transferência de um ou mais núcleons, as reações bastante inelásticas ("deep-inelastic"), a espalação¹ ("spallation") do alvo, ou a fragmentação do projétil. A escolha de uma delas depende da região da tabela de nuclídeos que se deseja estudar e também das energias de feixe primário disponíveis.

2.1.1 Fissão

Os processos de fissão são indicados para a produção de isótopos relativamente pesados ricos em nêutrons, aproveitando-se do excesso dos mesmos nos núcleos pesados iniciais. Recentemente mostrou-se que a fissão coulombiana de feixes relativísticos de urânio tem um papel importante na produção de núcleos exóticos[Ber94]. A fissão de actinídeos produz isótopos ricos em nêutrons na região de massa A = 70 - 180. Além do que, encontra-se nos núcleos filhos a razão A/Z dos núcleos pais; por exemplo, os isótopos de Ni (Z = 28) produzidos por fissão térmica de 235 U terão massas em torno de 72 $(\frac{236}{92} \times 28)$,

¹Numa livre tradução.

enquanto que o isótopo estável mais pesado é o ⁶⁴Ni. A fissão pode ser induzida por nêutrons de energia térmica ou de energia mais elevada[Boc72], por prótons energéticos [Trac72], ou ainda por íons pesados[Ogan70].

A seção de choque de produção decai rapidamente para os elementos leves ($Z \leq 40$). Nesta região outros métodos de produção devem então ser utilizados.

2.1.2 Reações de transferência de um ou mais núcleons

Os núcleos ricos em nêutrons, produzidos nas reações de transferência de um ou mais núcleons, são resultantes de:

- o Extração ("stripping") de prótons do projétil.
- o Captura ("pick-up") de nêutrons pelo projétil.
- o Reações de troca de núcleons.

As energias que produzem as mais altas seções de choque de transferência estão bem acima da barreira coulombiana, entre 5 a 30 MeV/núcleon, embora não alto demais para ainda levar a estados ligados sem grande variação entre as velocidades da partícula nos estados inicial e final quando comparado à velocidade de Fermi[Any74]. Assim, esta é a faixa de energias com que se deve trabalhar. Secões de choque típicas para a transferência de uma partícula ou para reações de troca de carga, levando a um estado final isolado, integradas em ângulo, são da ordem de 10 mb. Usando-se alvos e feixes de núcleos estáveis, a transferência de uma partícula não leva a núcleos muito distantes do vale de estabilidade, e, portanto, transferências multi-nucleônicas são necessárias para se aproximar da "dripline". Uma estimativa da ordem de magnitude da seção de choque pode ser obtida considerando-se a probabilidade P_n , de transferência de n-núcleons, como a probabilidade de transferência de um núcleon, P_1 , em qualquer direção, à potência n. Ou seja:

$$P_n = P_1^n$$

onde partículas α devem ser tratadas como uma partícula unitária devido à sua grande energia de ligação (um "cluster"). Para uma estimativa da ordem de magnitude, pode-se atribuir a P_1 o valor obtido da razão entre a seção de choque de transferência de um

núcleon e a seção de choque de reação total, por volta de 1 b acima da barreira coulombiana. Desta forma, $P_1 = 0.01$. Esta estimativa grosseira concorda com a compilação mostrada na Fig.2.1[Boh95]. A seção de choque restringe o método a reações de transferência de no máximo 4 ou 5 núcleons.

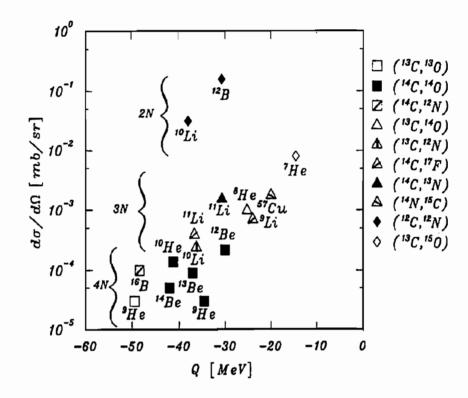


Figura 2.1: Compilação de medidas para a seção de choque de transferência de multi-núcleons em função da energia. (Extraído de [Boh95]).

As reações de transferência são adaptadas para a produção de núcleos leves ricos em nêutrons[Art69, Art71a, Art71b] ou prótons. Os resultados experimentais mostram que as seções de choque de transferência de um ou mais núcleons crescem com a massa do alvo e que elas dependem fortemente do Q da reação. Estas reações são seletivas, mas não apresentam flexibilidade para produzir muitos isótopos diferentes com um mesmo par projétil-alvo.

2.1.3 Reações Bastante Inelásticas

Se a restrição de um estado final isolado é abandonada, a somatória sobre um grande número de estados finais pode levar a considerável acréscimo na seção de choque de reação.

Isto, junto com o fato de que a alta energia de excitação associada com uma alta densidade de níveis levará à evaporação, resulta na perda da simples característica de uma reação de dois corpos. A forte dissipação de energia associada, e o consequente freamento dos produtos da reação a uma velocidade relativa que é essencialmente zero, permite a troca de um grande número de núcleons em ambas as direções.

Em tal processo bastante inelástico, a velocidade relativa incial dos reagentes não deve ser muito alta. Assim, ele é o mecanismo de reação dominante entre íons pesados na faixa de energias entre 10 e 15 MeV/núcleon. A seção de choque é determinada pelo número de canais de reação disponíveis, ou, antes, pela densidade de níveis. Como consequência, uma forte dependência do Q da reação é observada. O uso destas reações para produzir núcleos radioativos foi amplamente testado em Dubna[Vol72, Ant91]. A distribuição angular e de energias destas reações são largas, o que torna a coleção dos produtos difícil.

2.1.4 Reações de Espalação

Nestas reações prótons de alta energia (1 GeV ou mais) bombardeiam um alvo grosso. Segue-se uma cascata de núcleons rápidos que por sua vez induzem outras reações. A consequência é a formação de um amplo espectro de núcleos com grandes energias de excitação. Tal mecanismo pode ser considerado uma fragmentação do alvo.

2.1.5 Reações de fusão-evaporação

A energias próximas da barreira coulombiana, a fusão seguida de evaporação de um ou mais núcleons é o mecanismo de reação dominante. Esta reação favorece a produção de núcleos ricos em prótons até $Z \sim 110[\text{Lis90}, \text{Gel91}, \text{Bar88}, \text{Hof95a}, \text{Hof95b}],$ por duas razões. Primeiro, o vale de estabilidade se afasta da linha N=Z à medida que a massa aumenta, mas os núcleos compostos mantêm-se próximos àquela linha. Em segundo lugar, e em reforço, os núcleos compostos assim formados se desexcitam preferencialmente por emissão de nêutrons. O núcleo final conserva a velocidade média do sistema composto, contudo, o recuo devido à emissão de partículas leves introduz flutuações em torno deste valor que podem ser estimadas[Gei95]. Os produtos de fusão têm uma baixa velocidade, assim alvos finos ($\sim 1 \text{ mg/cm}^2$) são requeridos. A baixa velocidade também leva a uma larga distribuição de estados de carga, o que provoca perdas nos processos de seleção

eletromagnéticos em seguida.

Para a produção de sistemas com massas próximas ao mercúrio, a secão de choque total de fusão corresponde grosseiramente à seção de choque geométrica. A seção de choque para o mais abundante canal de desexcitação é da ordem de 100 mb. Para a formação de núcleos mais pesados do que Hg observa-se um decréscimo na probabilidade de fusão. A forte repulsão coulombiana para a combinação de alvos e projéteis pesados resulta numa forte queda da seção de choque de produção para energias em torno da barreira[Gei95, Sch91, Fel87]. Outrossim, na produção de núcleos pesados, o canal de fissão começa a competir com os de evaporação levando a um decréscimo na eficiência da produção.

Se o alvo, o projétil e a energia incidente são bem escolhidos, a reação pode ser bem seletiva[Mor63].

2.1.6 Fragmentação

Desde as primeiras experiências de fragmentação de projéteis induzidas por íons pesados a energias relativísticas, notaram-se um certo conjunto de propriedades:

- Os fragmentos detectados a 0° têm uma velocidade que difere bem pouco daquela do feixe incidente[Hec71, Hec72].
- Os produtos de reação provenientes da fragmentação do projétil são focalizados cinematicamente a pequenos ângulos.
- A distribuição da componente paralela do momento, no referencial ligado ao projétil, para cada isótopo, pode ser reproduzida por uma gaussiana. As medidas efetuadas, para um projétil dado e diferentes alvos (Be, CH₂, C, Al, Cu, Ag, Pb), mostram que em altas energias esta distribuição é independente do alvo utilizado.
- As distribuições de momentos dos produtos da fragmentação de um projétil dado em diferentes energias são similares. Por exemplo, na fragmentação do ¹²C a 2.1 GeV/núcleon e a 1.05 GeV/núcleon, a razão das larguras destas distribuições é próxima de 1, e a distância entre os valores médios é próxima de 0[Gre75]. Encontrase um comportamento análogo nas distribuições dos fragmentos para projéteis de

oxigênio de 2.1 GeV/núcleon[Gre75] e de 20 MeV/núcleon[Bue76]. Acima de uma certa energia limite, o processo de fragmentação é independente da energia do feixe incidente.

- O desvio-padrão $\sigma_{P_{//}}$ da distribuição gaussiana de momentos paralelos depende da natureza do projétil.
- A seção de choque diferencial cresce rapidamente com a energia.

Modelos têm sido utilizados para explicar estas observações. Feshbach et al[Fes73] supuseram que o processo de fragmentação depende unicamente da energia e do momento comunicados ao projétil durante a colisão e não de um mecanismo particular que teria lugar durante esta transferência. O papel do alvo se reduz ao de injetor de energia para o projétil que adquire então uma certa energia de excitação que lhe permite se quebrar em diversos fragmentos. A probabilidade de produção de um dado fragmento é independente da maneira pela qual o projétil é excitado. Ressalte-se a analogia com o modelo de Bohr do núcleo composto que estabelece que o modo de desexcitação deste núcleo não depende da maneira como ele foi formado. No modelo de Feshbach são feitas as seguintes hipóteses:

- Os fragmentos provêm essencialmente do projétil.
- Não há correlação entre os diferentes momentos dos núcleons no projétil.

Goldhaber[Gol74], com a ajuda deste modelo, estabeleceu a relação entre o desviopadrão $\sigma_{P_{ff}}$ da gaussiana, a massa do projétil A_p e a massa do fragmento M_f :

$$\sigma_{P_{ff}}^2 = \sigma_0^2 M_f (A_p - M_f) / (A_p - 1), \tag{2.1}$$

onde σ_0 é uma constante.

Pode-se deduzir desta relação que a largura da distribuição da componente paralela do momento para um dado fragmento aumenta com a diferença entre a massa do projétil e a do fragmento.

Da mesma forma, supondo que o projétil atingiu o equilíbrio térmico, Goldhaber reencontrou a expressão 2.1 e pode assim conectar a constante σ_0 à temperatura T do projétil:

$$kT = 4\sigma_0^2/m_n A_p,$$

onde k é a constante de Boltzman, A_p e m_n são as massas do projétil e do núcleon, respectivamente. Esta previsão concorda plenamente com os resultados experimentais observados.

Hüfner[Huf78] estabeleu a analogia entre o processo de fragmentação e as seções de choque de reação núcleo-núcleo. Sabe-se que esta alcança rapidamente o valor geométrico $\pi R^2(R=r_0(A_a^{1/3}+A_p^{1/3})),$ tornando-se então independente da energia. A independência, em energia do projétil, da distribuição em momento dos fragmentos, deixa supor que a fragmentação tem uma origem geométrica. Hüfner e colaboradores[Huf75] propuseram a descrição da fragmentação com um modelo de abrasão-ablação. Neste modelo considerase um projétil relativístico incidente sobre um alvo com um parâmetro de impacto b, tal que os dois núcleos contêm uma região de sobreposição. Após a colisão, os dois núcleos se afastam desta região que possui uma grande energia de excitação. A parte restante do projétil (quasi-projétil) será bem pouco perturbada e continuará sua trajetória com uma velocidade próxima à do feixe incidente. A quantidade de núcleons da região quente é proporcional ao volume da região de sobreposição. Contudo, estes núcleons, tendo sido ligados ao projétil, têm uma grande distribuição de momentos devido ao seu momento de Fermi. Isto introduz flutuações em seu momento médio que deve ser compensada, no sistema de referência do projétil, pelo momento de recuo do quasi-projétil. Quanto menor a massa deste, maior é este efeito, como está ilustrado na Fig.2.2, confirmando o modelo de Goldhaber. A presença de transferências ou de processos bastante inelásticos, mesmo para altas energias, é evidente do fato que núcleos com um Z maior que o projétil também podem ser formados[Fen94]. O máximo da distribuição isotópica para íons pesados é localizada na região deficiente em nêutrons[Sch94], indicando que a evaporação é também importante; contudo, se o projétil inicial é rico em nêutrons, pode-se ter fragmentos com esta mesma característica. Assim, um complexo mecanismo de reação é englobado pelo termo fragmentação.

Os produtos da fragmentação têm características favoráveis à produção de um feixe secundário: alta seção de choque de produção, focalização dianteira, velocidade próxima à do feixe primário, distribuição estreita de energia. Os aceleradores que dispõem de feixes de íons pesados com energias intermediárias (~ 100 MeV/núcleon), como GANIL, NSCL-MSU, RIKEN, usam este método para produzir feixes de íons secundários pelas

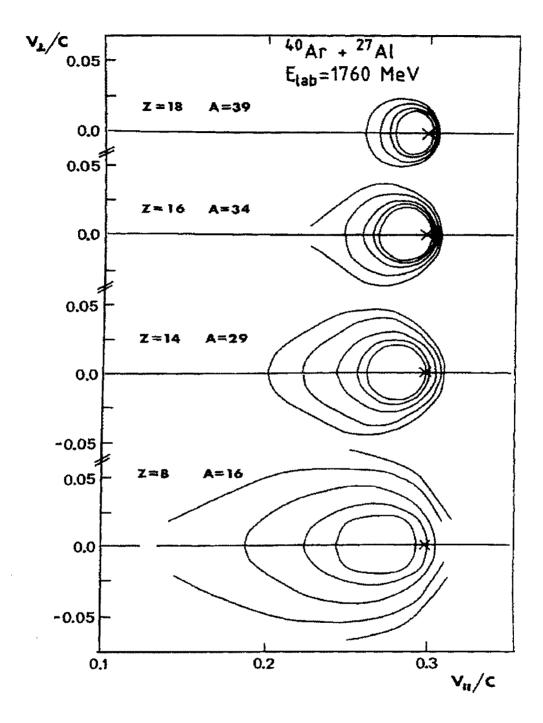


Figura 2.2: Ilustração das distribuições de momentos paralelos e perpendiculares para produtos de fragmentação com diferentes massas. (Extraído de [Mit97]).

vantagens apresentadas.

Os núcleos situados longe do vale de estabilidade são produzidos ao mesmo tempo que inúmeros outros isótopos (estáveis e instáveis) e constituem frequentemente não mais que uma pequena parte da seção de choque de reação total. Destarte, falta ainda selecionar os eventos procurados, no meio deste enorme ruído de fundo, a fim de utilizá-lo como feixe secundário.

2.2 Métodos de Separação

São empregados para isolar e identificar os núcleos de interesse entre os diversos produtos de reação presentes no feixe secundário. Estes métodos podem ser classificados em dois grandes grupos: os chamados ISOL ("Isotope Separation OnLine") e aqueles ditos de separação em vôo (representados pela sigla SF - Separação de Fragmentos). Um esquema comparativo destes dois métodos gerais é apresentado na Fig.2.3

Ambos os métodos fazem uso de dispositivos eletromagnéticos para separar os núcleos formados de acordo com sua razão massa sobre carga. Em geral, o método SF é usado conjuntamente com o processo de fragmentação de projétil, onde o feixe secundário já dispõe de uma relativamente boa resolução em energia e focalização cinemática. O método ISOL é mais indicado quando se quer o feixe secundário em baixa energia e com boas características ópticas.

2.2.1 Métodos ISOL

O método ISOL consiste em irradiar um alvo grosso com feixes primários intensos, geralmente prótons de alta energia, produzindo os núcleos radioativos parados no alvo. Tais núcleos são então extraídos do alvo, ionizados, acelerados e separados com um campo magnético num processo contínuo[Rav89, Rav94, Her69, Kla69, Han79]. O alvo pode estar incorporado à fonte de ionização e aceleração, e o dispositivo de separação eletromagnética é sempre colocado imediatamente em seguida. Sabendo que os núcleos radioativos são produzidos ao mesmo tempo que inúmeros isótopos de outros elementos, o sistema ISOL deve ser seletivo não somente em A mas também em Z.

Para extrair do alvo os núcleos produzidos pela reação, emprega-se o processo de difusão térmica. Esta difusão deve-se realizar em um tempo curto. A quantidade de

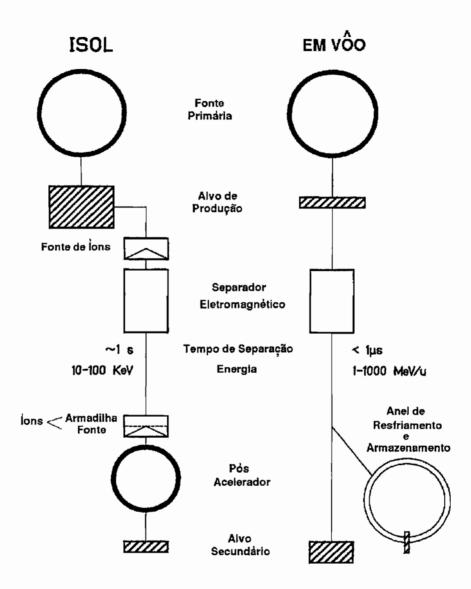


Figura 2.3: Esquema comparativo dos métodos de separação. (Extraído de [Gei95]).

átomos difundidos de um alvo sólido por unidade de tempo é proporcional à raiz quadrada do coeficiente de difusão D dado pela expressão:

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{\Delta H}{RT}\right). \tag{2.2}$$

Onde ΔH é a energia de ativação, R é uma constante que depende do elemento a ser obtido e T é a temperatura do alvo.

Apesar de algumas exceções, como os gases nobres, que se difundem de certos compostos mesmo à temperatura ambiente, o alvo deve ser aquecido para, de uma parte favorecer a difusão, conforme a Eq.2.2, e de outra parte, manter o núcleo a ser extraído em sua fase gasosa. O limite superior da temperatura é imposto pela temperatura crítica T_c na qual o alvo sofre uma degradação.

A difusão térmica depende da natureza dos átomos a extrair e do elemento químico constituinte do alvo. Esta propriedade pode ser usada para proceder-se a uma separação química dos produtos de reação. A temperaturas pouco elevadas por exemplo, a difusão térmica será maior para os gases nobres. O método de ionização dos átomos extraídos do alvo constitui também um meio de separação química. Se ele for bem escolhido pode ser bem seletivo. Devido ao seu pequeno potencial de ionização, é mais fácil ionizar os átomos alcalinos do que os gases nobres. Esta é uma das razões para os primeiros núcleos radioativos produzidos terem sido de átomos alcalinos[Kla67]. Em geral, a cada grupo de elementos (alcalinos, alcalino-terrosos, gases nobres, terras raras, etc.) corresponde um método de difusão e de ionização[Bjo87].

Nota-se que o conjunto alvo-fonte de íons é um ponto extremamente importante e delicado deste método e deve ser realizado com muito cuidado. Os alvos não devem conter contaminantes. Esta precaução permite evitar que estes evaporem e se difundam ao mesmo tempo que os núcleos que se busca produzir. Os alvos são assim constituídos geralmente de metais puros, preferencialmente de metais refratários (resistentes a altas temperaturas) tais como Nb, Mo, Ta, W, Re, e outros, pela simples razão que não evaporam facilmente. Daí a dificuldade para se produzir isótopos ricos ou deficientes em nêutrons destes metais.

Muito trabalho tem sido efetuado sobre o conjunto alvo-fonte de íons, sobre a espessura ótima do alvo a se utilizar ou, ainda, sobre a ionização. A escolha da espessura do alvo

é um compromisso entre um alvo fino que gere uma pequena taxa de produção mas uma boa difusão, e um alvo espesso que favoreça a produção em detrimento da difusão.

A eficácia da ionização é também um parâmetro essencial para a intensidade do feixe. Os núcleos produzidos são em geral fracamente ionizados. Para obter feixes de energias elevadas, é preciso obter íons com estados de carga elevados também. De fato, a energia W de um íon que atravessa uma diferença de potencial U é diretamente proporcional a seu estado de carga q (W=qU).

Os sistemas ISOL produzem um feixe de boa qualidade. A contaminação por núcleos vizinhos pode ser inferior a 10⁻⁴ para um feixe incidente de 10¹¹ partículas por segundo. A dispersão em energia destes feixes é geralmente pequena e emitâncias situadas entre 2π e 10π mm.mrad podem ser obtidas. Dado que a difusão e a efusão (escape térmico dos núcleos do recipiente que contém o alvo) são processos lentos, o método ISOL é restrito à produção de nuclídeos com vidas-médias maiores que 10 ms, dependendo das características químicas e de matéria condensada[Dup92, Kir92] dos produtos da reação. Estes são acelerados por um potencial tipicamente entre 10 e 100 kV, antes de serem analisados num espectrômetro. Isto não constitui propriamente um feixe, pois não é possível utilizá-lo para induzir reações em algum alvo, mas tais núcleos podem ser adequadamente estudados.

Há ainda a perspectiva de se acoplar este separador a um pós-acelerador para se produzir um feixe radioativo final com energia suficiente para se estudar reações nucleares. Vários progressos já têm sido reportados neste sentido[Gei95], dos quais se destaca o projeto SPIRAL[Vil95], do GANIL, cuja entrada em funcionamento é prevista para este ano.

2.2.2 Métodos de Separação de Fragmentos (SF)

Estes métodos são em geral associados com processos de produção que utilizam alvos finos e feixes secundários energéticos. Desta forma, os produtos de reação penetram nos elementos ópticos posteriores com altas velocidades. Uma combinação de campos elétricos e magnéticos (seletores de velocidade, de energia ou espectrômetros) pode ser usada para realizar a separação dos íons em energias médias. Para energias relativísticas, os campos elétricos requeridos excederiam as possibilidades técnicas atuais, portanto,

apenas dispositivos magnéticos podem ser empregados.

Os produtos de certas reações tais como fusão-evaporação a baixas energias, e fragmentação do projétil a energias intermediárias e relativísticas, são focalizados em um pequeno cone de revolução em torno do eixo do feixe. Esta característica é aproveitada pelo método de separação SF que se baseia na utilização de um sistema magnético combinado ou não a um degradador colocado no caminho do feixe, no qual as partículas perdem uma parte de sua energia. O sistema magnético é um espectrômetro magnético acromático, o que significa que as coordenadas das partículas no plano focal imagem do espectrômetro não dependem das dispersões em momento e em ângulo no plano focal objeto. O espectrômetro age como um integrador das distribuições angulares e dos momentos para conformá-las ao valor da aceptância da canalização experimental. O esquema do princípio de funcionamento está representado na Fig.2.4. A dispersão gerada pelo primeiro dipolo é corrigida pelo segundo que focaliza os núcleos sobre o ponto imagem. Tal espectrômetro é particularmente adaptado à separação de feixes secundários.

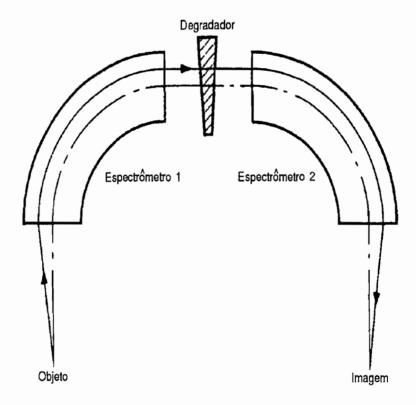


Figura 2.4: Ilustração do método de separação de fragmentos usando dois dipolos magnéticos acromáticos e um degradador espesso entre eles. (Extraído de [Val96]).

Para melhorar a seletividade, coloca-se no plano focal intermediário um degradador cujo formato deve ser adaptado para preservar o acromatismo geral do espectrômetro. As partículas que o atravessam perdem uma fração de sua energia que depende de seu número atômico Z. O segundo dipolo permite purificar o feixe secundário.

No caso de uma pobre definição em energia, e/ou em ângulo, do feixe secundário (associada, em geral, à produção com reações bastante inelásticas ou reações de transferência a baixas energias), um outro método eletromagnético de separação é disponível. Ao invés de se empregar dipolos com uma pequena aceptância angular, pode-se utilizar solenóides supercondutores com aceptância de 10° a 20°. Tal equipamento foi instalado no Nuclear Structure Laboratory, da University of Notre Dame, USA, seguindo um acelerador Tandem de 9 MV, e propicia a produção de feixes relativamente intensos de ⁸Li, ⁶He e de alguns outros isótopos leves ricos em nêutrons[Lee96, Ali97].

Todos estes procedimentos levam a perdas na transmissão uma vez que os métodos de separação eletromagnéticos dependem do estado de carga com que os núcleos são produzidos. A interação do feixe primário com o alvo popula diversos estados de carga, dos quais apenas um ou poucos são selecionados, reduzindo, por conseguinte, a intensidade do feixe secundário. No limite de baixas velocidades, esta deficiência pode ser superada transportando-se os íons através de um sistema magnético dispersivo preenchido com gás[Arm61, Ghi88]. As interações atômicas dos íons com o gás levam a processos de troca de carga, resultando num estado de carga médio $\langle q \rangle$ que depende do número atômico Z_1 dos íons e é proporcional à sua velocidade v[Shi86]:

$$\langle q \rangle = Z_1^{1/3} \frac{v}{v_0},\tag{2.3}$$

onde $v_0 = 2.18 \times 10^6$ m/s é a velocidade dos elétrons externos no átomo (velocidade de Bohr). Inserindo-se esta relação na expressão da rigidez magnética:

$$B\rho = \frac{p}{q} = \frac{mv}{q}$$

mostra-se que, para íons com uma massa específica, a deflexão magnética depende apenas do número atômico e não mais da velocidade.

Uma outra técnica em desenvolvimento para a intensificação de feixes secundários baseia-se na utilização de anéis de armazenagem ("storage rings"). Estes são, em princípio, armadilhas de íons com grande aceptância. Neles o feixe é armazenado pela combinação

de resfriamento e acumulação, o que aumenta a sua intensidade. A técnica de resfriamento comumente usada para íons pesados é a combinação destes com um feixe de elétrons monoenergético (ou "frio") [Gei95, Pot90]. Através da interação coulombiana, a velocidade média e a temperatura dos íons pesados se ajustam àquelas do feixe de elétrons, que tem uma corrente da ordem de 1 a 10 A. Voltagens de aceleração típicas para estes elétrons vão de 50 a 200 kV, para feixes de íons da ordem de 100 a 400 MeV/núcleon.

Os sistemas SF têm a vantagem de possuirem tempos de separação curtos, o que permite estudar núcleos com vidas-médias pequenas. Nestes métodos as limitações no tempo de vida são determinadas apenas pelo tempo-de-vôo através do sistema óptico (da ordem de centenas de nanosegundos a microsegundos). A correlação em tempos entre a produção e a detecção do núcleo é conservada. A existência desta correlação possibilita a realização de medidas de coincidência. A eficácia de separação deste método não é função das propriedades químicas dos elementos. Enfim, o sistema é perfeitamente adaptado para os mecanismos de reação cujos produtos são focalizados a pequenos ângulos. Os fragmentos são produzidos a energias relativísticas ou intermediárias. O feixe ainda pode ser freado para efeito de medidas em energias em torno da barreira coulombiana.

Estas vantagens para os sistemas SF só não se verificam nos processos de resfriamento de feixes em anéis de armazenagem. O tempo de resfriamento é grande, pois é necessário passar o feixe de íons várias vezes através do feixe de elétrons. Tipicamente são necessários centenas de milisegundos. Sistemas "fast cooling" infelizmente não existem ainda.

A separação de fragmentos, através de espectrômetros magnéticos, foi o processo empregado neste trabalho.

Capítulo 3

Montagem Experimental

A experiência foi realizada nas instalações do Laboratório GANIL ("Grand Accélérateur National d"Ions Lourds), localizado em Caen, França. A Fig.3.1 fornece uma visão geral e esquemática do laboratório. Para a produção, separação e identificação dos diferentes isótopos de interesse, foram utilizados, em particular, o sistema de solenóides supercondutores denominado SISSI, o espectrômetro α e a linha experimental em que se localiza o espectrômetro SPEG, além dos sistemas básicos para a produção do feixe primário. A medida das grandezas de interesse, como a seção de choque de reação, foi empreendida utilizando-se um telescópio de detetores de silício, que funcionaram como alvos para o feixe secundário.

O processo utilizado para a produção dos feixes radioativos foi o de fragmentação de um feixe primário. Nas energias intermediárias do GANIL (≈ 50 a 100 MeV.A) a fragmentação é um dos mecanismos de reação dominantes. As qualidades deste modo de produção de núcleos secundários (focalização dianteira dos fragmentos e boa resolução em energia) permitem obter uma relativamente boa eficiência de coleção e de transporte destas partículas. As perdas na transmissão do feixe secundário não são, no entanto, desprezíveis, devido à qualidade óptica ainda não excelente destes feixes e também devido à pequena aceptância (16π mm.mrad) das linhas de transporte de feixe. A transmissão em momento é ligada à distribuição em momento dos fragmentos, que pode ser calculada com o modelo de Goldhaber.

Segue uma descrição sucinta dos componentes do arranjo experimental.

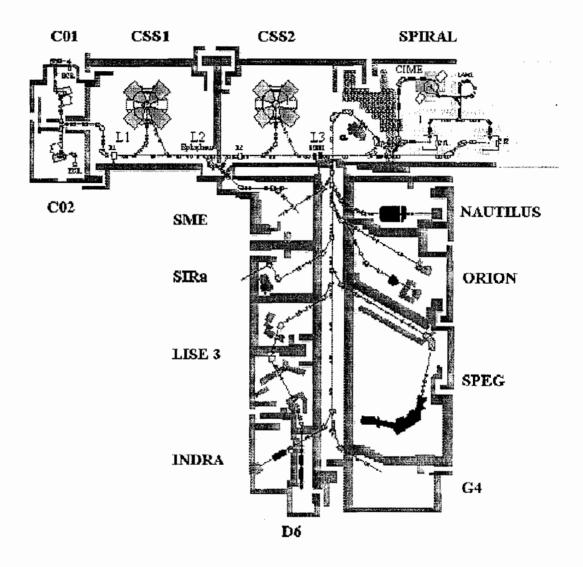


Figura 3.1: Planta do laboratório GANIL.

3.0.3 Produção do Feixe Primário

O sistema de aceleração do GANIL é composto de um pequeno cíclotron compacto CO1 (ou CO2) e de dois cíclotrons de setores separados, CSS1 e CSS2. O papel dos cíclotrons CO1 ou CO2 é o de acelerar os íons produzidos pela fonte ECR ("Eletron Cyclotron Resonance" [Gel90]) até a energia necessária para serem injetados na primeira órbita de CSS1. Na saída deste, os íons (com uma energia próxima a 5 MeV/núcleon) atravessam uma delgada folha ("stripper"), com espessura da ordem de alguns microns, onde perdem elétrons e diminuem sua razão A/q, ganhando mais velocidade e energia cinética (A e q são respectivamente a massa e o estado de carga do íon). Os íons podem então ser eficientemente acelerados por CSS2 até energias entre 50 e 100 MeV/núcleon. O feixe primário está pronto então para ser incidido sobre o alvo de produção dos núcleos secundários.

3.0.4 Solenóides Supercondutores - SISSI

O conjunto de solenóides supercondutores SISSI ("Source d'Ions Secondaires à Solénoïdes Supraconducteurs Intenses" [Jou91]) é um equipamento instalado entre o último cíclotron (CSS2) e o espectrômetro α (Fig.3.1), a fim de aumentar a aceptância angular das linhas de transporte sem aumentar a emitância do feixe secundário, refocalizando os fragmentos como uma lente de foco curto (Fig.3.2). As linhas de transporte de feixe têm uma aceptância de 16π mm.mrad, daí, para se obter uma aceptância angular $\Delta\theta = \Delta\varphi$ (ângulos polar e azimutal em relação à linha do feixe) em torno de $\pm 5^{0} = \pm 80$ mrad, o raio da mancha produzida pelo feixe primário sobre o alvo de produção não deve exceder a:

$$\Delta x = \Delta y = \frac{16\pi \text{ mm.mrad}}{80\pi \text{ mrad}} = 0.2 \text{ mm}$$

a fim de conservar a emitância, de acordo com o teorema de Liouville[Ban66]. O alvo de produção está, portanto, situado no ponto imagem de uma primeira lente de distância focal curta. A Fig.3.2 exemplifica convenientemente o funcionamento deste equipamento.

SISSI permite, graças ao seu dubleto de bobinas supercondutoras, enviar às salas experimentais do GANIL feixes secundários mais intensos e de boa qualidade óptica, melhorando a transmissão das linhas de feixe para os feixes secundários.

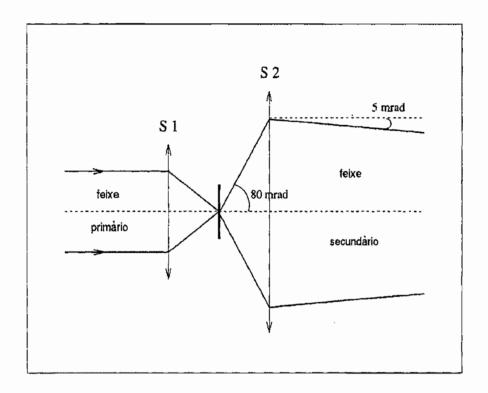


Figura 3.2: Visão esquemática do funcionamento de SISSI. (Extraído de [Cha96]).

3.0.5 O Espectrômetro α

Os papéis deste espectrômetro são o de analisar em energias o feixe acelerado pelos cíclotrons do GANIL, o de filtrar e o de defletir o feixe para as áreas experimentais. Os íons sofrem um desvio total de 270° ao atravessarem um percurso em forma de α , donde o nome do espectrômetro (vide Fig.3.3).

O sistema é duplamente acromático em x e θ , isto significa que a posição x_f e o ângulo θ_f das partículas são independentes de seu momento. O espectrômetro consiste de uma primeira seção de análise seguida de uma segunda seção de compensação, separadas por um tripleto de quadrupolos que possibilita o acromatismo. Cada seção compreende um par de dipolos separados por um sextupolo que compensa as aberrações de segunda ordem. Na saída do espectrômetro, dois dubletos de quadrupolos realizam uma focalização ("waist") no ponto imagem do espectrômetro, que serve então como ponto objeto para a linha de transporte que se dirige às áreas experimentais.

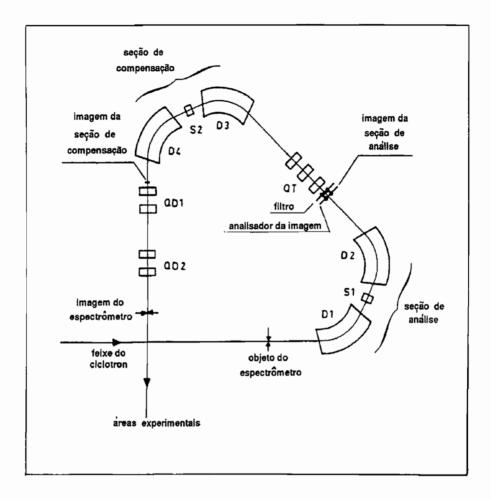


Figura 3.3: Esquema geral do espectrômetro α destacando suas duas seções, constituídas por pares de dipolos magnéticos, e seus vários elementos ópticos. (Extraído de [Cha96]).

3.0.6 O Espectrômetro SPEG

A Fig.3.4 representa o espectrômetro a perda de energia do GANIL, SPEG ("Spectromètre à Perte d'Énergie du GANIL"), que é constituído por dois dipolos magnéticos, sendo o conjunto todo acromático. Uma descrição sucinta dos diferentes elementos magnéticos que o constituem será feita aqui para precisar o seu papel; uma descrição mais detalhada das características e performances de SPEG se obtém em Bianchi[Bia89].

A óptica do GANIL é tal que o sistema de transporte do feixe é acromático até as fendas situadas no plano objeto de SPEG (ver Fig.3.4). Os quadrupolos Q25 e Q26

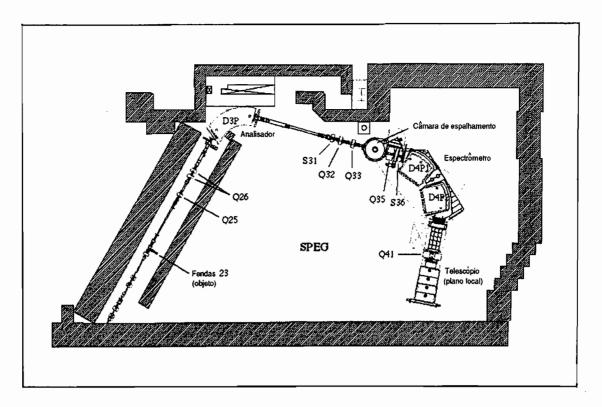


Figura 3.4: Visão geral de SPEG, com destaque para o dipolo analisador (dispersivo) D3P, e o par de dipolos acromáticos D4P1 e D4P2. (Extraído de [Cha96]).

fornecem um ponto de focalização horizontal intermediário bem na entrada do dipolo de análise D3P, que por sua vez focaliza o feixe no alvo situado habitualmente na câmara de espalhamento, ou seja, no plano imagem dispersivo intermediário. Os dois quadrupolos Q32 e Q33 permitem ajustar a dispersão no alvo a um bom valor, igual ao inverso da dispersão do espectrômetro, para que o sistema seja acromático. O quadrupolo Q35, situado depois do alvo, realiza um focalização vertical, de maneira a obter uma aceptância angular vertical de $\pm 2^0 = \pm 35$ mrad no espectrômetro constituído de dois dipolos D4P. O último quadrupolo Q41, situado na saída do espectrômetro, permite controlar a dispersão angular no plano focal. De outra parte, vários sextupolos, assim como bobinas de correção situadas junto dos dipolos, permitem corrigir os efeitos de segunda ordem.

Neste trabalho, ao invés de um alvo, foi colocado um detetor de posições do feixe no plano dispersivo intermediário de SPEG para possibilitar a reconstrução da trajetória das partículas.

3.1 Sistema de Detecção

Um esquema do arranjo de detetores está representado na Fig.3.5.

Para se ter uma boa precisão na medida de massa dos núcleos ricos em prótons de $A \approx 60$ -80, foi medido o tempo de vôo dos íons sobre a maior distância possível, que é obtida entre a saída do espectrômetro α e o plano focal de SPEG ($L \sim 82$ m). O tempo gasto pelo feixe para percorrê-la é da ordem de μ s. Para medir efetivamente este tempo utilizou-se um detetor "start" rápido em camadas de microcanais ("Microchannel Plates - MCP"), situado na saída do espectrômetro α (sistema GALETEMPS), e um detetor "stop" de silício situado no plano focal de SPEG (ΔE_2).

Uma medida da rigidez magnética foi feita medindo-se a trajetória efetiva das partículas com detetores de posição, a saber uma MCP localizada no plano dispersivo do analisador (sistema GALOTTE), e uma outra situada no plano focal de SPEG (sistema GALERE), além de quatro câmaras de arrasto de pequenas dimensões (CA), situadas no plano focal de SPEG, e de um detetor de silício sensível às posições perpendiculares à direção do feixe (ΔE_{xy}) localizado no telescópio de detetores.

AS MCP e as câmaras de arrasto terão seus princípios de funcionamento esmiuçados no Apêndice A; não obstante, pode-se dizer deles agora que são detetores interceptivos mas que alteram muito pouco as características ópticas do feixe, pois provocam no mesmo perdas de energia desprezíveis.

O número atômico (Z) dos íons é identificado graças a um telescópio de cinco detetores de silício colocados no final do percurso do feixe, no plano focal de SPEG. Há três detetores para medida da perda de energia dos íons (ΔE_1 com 50 μ m de espessura, ΔE_2 com 150 μ m e ΔE_{xy} com 163 μ m), e um detetor grosso de Si-Li (4.5 mm de espessura) para medir a energia residual (E). Um último detetor $(\overline{E}, \text{ com 4.1 mm de espessura})$ serve para medir a energia de partículas leves provenientes de reações que os íons podem sofrer nos detetores de Si precedentes. Este telescópio é usado para medir a seção de choque de reação total (σ_R) dos diversos isótopos presentes no feixe secundário através do chamado Método Direto já descrito no Capítulo 1.

O esquema da eletrônica associada a estes detetores está representado nas Figs.3.6, 3.7, 3.8 e 3.9. O significado de cada sigla utilizada aparece na Tabela 3.1.

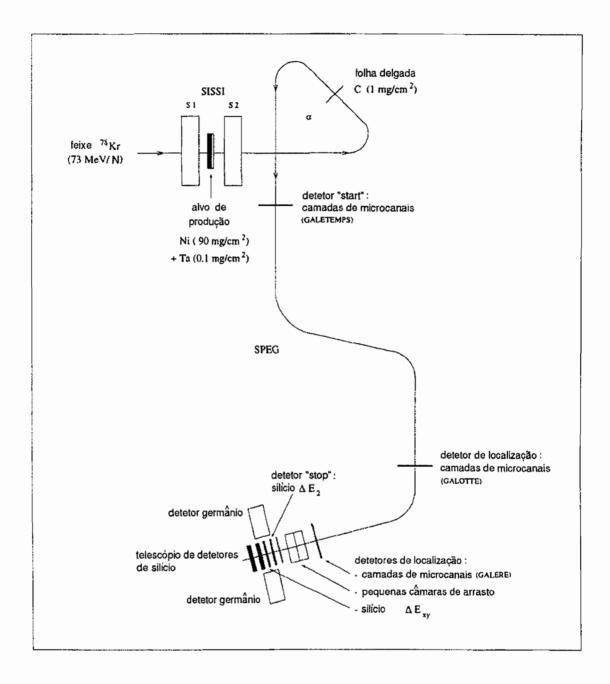


Figura 3.5: Esquema geral da linha experimental utilizada, situando os detetores e principais elementos empregados nesta experiência. (Extraído de [Cha96]).

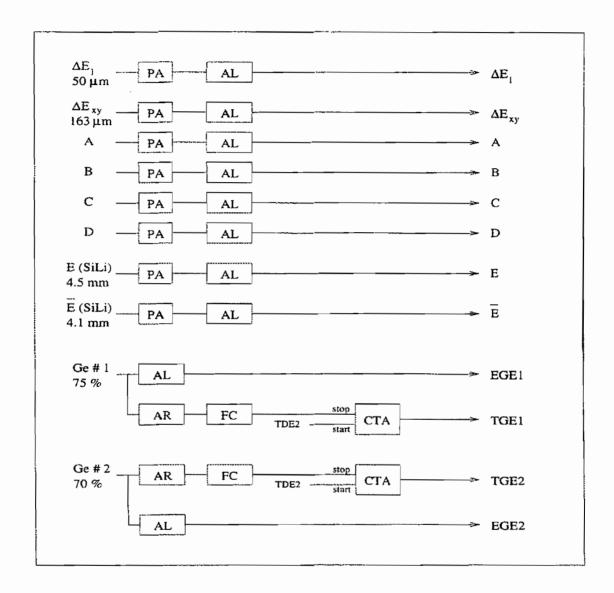


Figura 3.6: Eletrônica de aquisição dos detetores de Si e de Ge. (Extraído de [Cha96]).

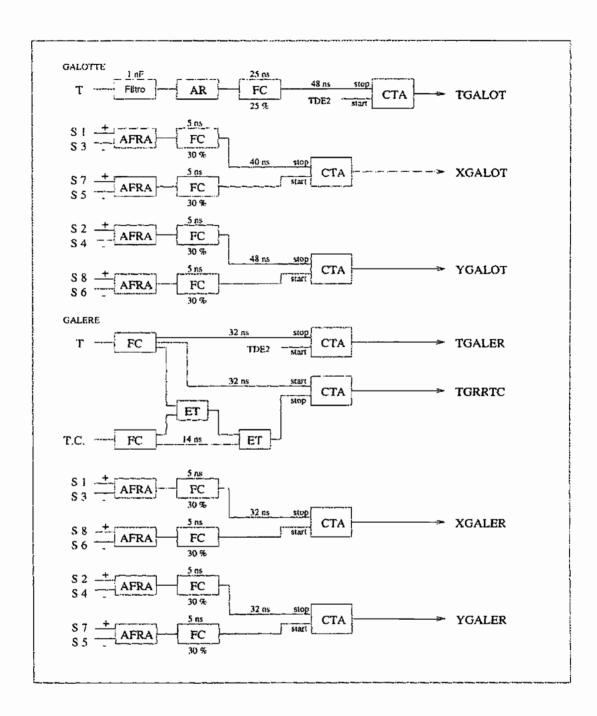


Figura 3.7: Eletrônica de aquisição das MCP. (Extraído de [Cha96]).

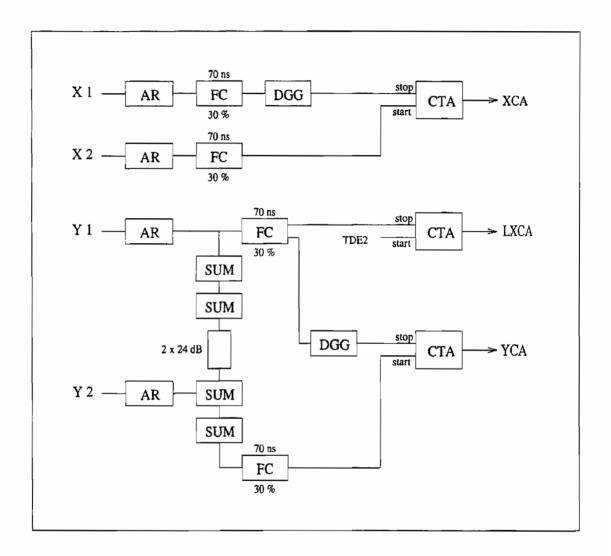


Figura 3.8: Eletrônica de aquisição das câmaras de arrasto. (Extraído de [Cha96]).

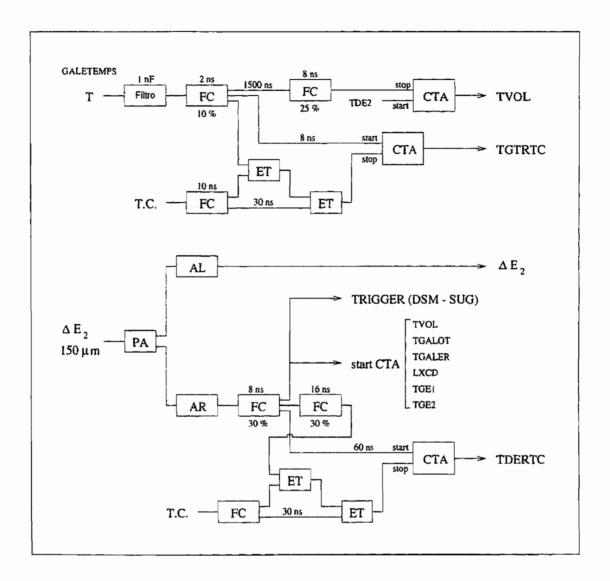


Figura 3.9: Eletrônica para o tempo de vôo e para ΔE_2 . (Extraído de [Cha96]).

Tabela 3.1: Módulos da eletrônica de aquisição

Sigla	Módulo
PA	Pré-Amplificador
AL	Amplificador Lento
AR ou AFR	Amplificador Rápido
DFC	Discriminador à Fração Constante
CTA	Conversor Tempo-Amplitude
ET	Módulo de Coincidência E
OU	Módulo de Coincidência OU
DGG	Gerador de Porta Lógica
Porta "Leblanc"	Porta integradora
FANIN - FANOUT	Módulo Lógico de Entrada e Saída
Lin FANIN - FANOUT	Módulo Analógico de Entrada e Saída
TTL - NIM	Transformador de sinais $TTL o NIM$
SUM	Somador-Inversor de sinais
BiDiV	Bidivisor sincrônico

3.2 Produção do Feixe Secundário

Diversas experiências realizadas no laboratório NSCL (National Superconducting Cyclotron Laboratory) da Michigan State University (MSU) [Moh91b, Win93], demonstraram que a utilização de um feixe primário de 78 Kr intenso e de energia relativamente alta, acoplado a um separador de fragmentos, permite atingir a região de núcleos ricos em prótons de $A \approx 60$ - 80. Na experiência aqui analisada, um feixe de 78 Kr a 73 Mev.A foi incidido e fragmentado num alvo de 90 mg/cm² de nat Ni, situado entre os dois solenóides de SISSI.

A escolha de um alvo de níquel repousa sobre os resultados experimentais obtidos em MSU, os quais mostraram que a estas energias a transferência de núcleons é ainda uma via relativamente importante. Notadamente, os isótopos de rubídio (Rb) e estrôncio (Sr) puderam ser produzidos pela captura de prótons a partir da fragmentação de um feixe de ⁷⁸Kr[Moh91b].

Em tal reação, mais de 200 nuclídeos são produzidos, o que corresponde a uma intensidade total de 5 a 7×10^5 íons/s, após passar pelo espectrômetro α , de acordo com estimativas das rotinas INTENSITY[Win92] e LISE[Baz93]. Taxas de contagens desta ordem não podem ser suportadas pelos detetores de sílicio; entretanto, é requerida a intensidade máxima do feixe para se produzir os núcleos mais exóticos. É então absolutamente necessário purificar estes feixes secundários para se atingir taxas de contagem razoavelmente suportáveis pelos detetores, e otimizadas para os núcleos de interesse.

3.2.1 Método de Purificação de Feixes Secundários por Extração de Elétrons

O método de purificação correntemente utilizado com feixes secundários produzidos por fragmentação consiste em efetuar uma seleção de íons por redução da velocidade (moderação) num degradador acromático espesso. Este método, simples e pouco custoso, oferece uma boa eficiência de seleção mas apresenta o inconveniente de aumentar a emitância do feixe em razão da dispersão ("straggling") em energia e em ângulo que o feixe sofre após passar pelo degradador. Por esta razão foi desenvolvido para esta experiência um outro método de purificação do feixe secundário que não deteriora suas qualidades ópticas. Ele é baseado não mais sobre a moderação mas sim sobre a extração de elétrons

atômicos remanescentes.

Inicialmente, uma delgada camada de tântalo ($\sim 100~\mu \rm g/cm^2$) é evaporada sobre a face posterior do alvo de níquel ($90~\rm mg/cm^2$) para favorecer a produção de íons no estado de carga q=Z-1. Depois, na passagem por uma delgada folha de carbono (mylar $\sim 1~\rm mg/cm^2$), montada entre as duas seções do espectrômetro α , esse elétron restante será arrancado muito provavelmente. Por uma regulagem assimétrica das duas seções do espectrômetro α , procede-se não apenas à eliminação dos núcleos mais leves (notadamente os mais abundantemente produzidos), mas também, e sobretudo, a uma melhor seleção baseada sobre o número atômico dos íons. O princípio deste método está ilustrado na Fig.3.10.

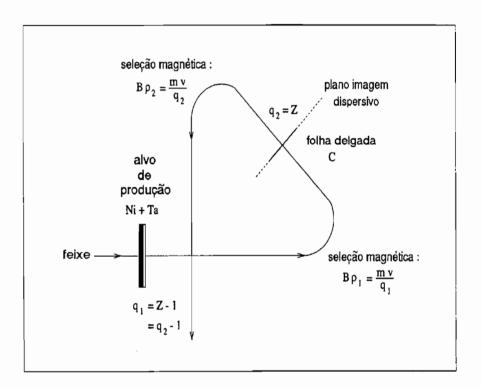


Figura 3.10: Princípio do método de purificação de feixes secundários através da mudança de estado de carga numa folha fina. (Extraído de [Cha96]).

Com efeito, sendo a regulagem da primeira parte do espectrômetro α :

$$B\rho_1 = \frac{mv}{q_1} \tag{3.1}$$

e da última seção:

$$B\rho_2 = \frac{mv}{q_2} \tag{3.2}$$

com $q_1 = Z - 1$ e $q_2 = q_1 + 1 = Z$. Um conjunto dos dois valores $B\rho_1$ e $B\rho_2$ permite a seleção do estado de carga q_1 , que equivale à seleção do número atômico Z dos íons, pois estes são completamente ionizados ao atravessarem a fina folha de mylar, como mostra a seguinte relação:

 $\frac{B\rho_1 - B\rho_2}{B\rho_1} = \frac{\Delta B\rho}{B\rho_1} = \frac{1/q_1 - 1/q_2}{1/q_1} = \frac{1}{Z}$ (3.3)

A diferença entre dois estados de carga vizinhos, ou dois valores de Z vizinhos:

$$\Delta \left(\frac{\Delta B \rho}{B \rho} - \frac{\Delta B \rho'}{B \rho'} \right) = \frac{1}{Z} - \frac{1}{Z+1} \sim \frac{1}{Z^2}$$
 (3.4)

é da ordem de 0,1% para valores de $Z\sim 30$, que é aproximadamente a resolução do espectrômetro α com SISSI, isto significa que provavelmente dois valores de Z contíguos poderão ser transmitidos simultaneamente com uma dada regulagem $B\rho_1$ e $B\rho_2$.

A seleção de um outro valor de Z se obtém variando unicamente a rigidez magnética $B\rho_1$ da primeira parte do espectrômetro α . Com efeito, tendo em conta a precisão que é desejável atingir é importante que as condições de medida, em particular aquelas de regulagem da linha de transporte do feixe desde a folha de extração de elétrons até SPEG (quer dizer a rigidez magnética $B\rho_2$), não variem no curso da experiência. Assim, para selecionar um valor de Z superior basta atribuir à primeira seção de α a rigidez magnética:

$$B\rho_1' = B\rho_1 \cdot \frac{q_1}{q_1'} \tag{3.5}$$

onde:

$$q_1' = q_1 + 1 = Z - 1 + 1 = (Z + 1) - 1$$

o que dá, após extração de elétrons na folha de mylar, o novo estado de carga selecionado:

$$q_2' = q_1' + 1 = Z + 1.$$

Cálculos realizados com as rotinas INTENSITY e LISE predizem uma taxa de contagens total de aproximadamente 5×10^3 íons/s com este método de purificação, ou seja, uma redução de duas ordens de grandeza em relação às taxas estimadas acima sem qualquer purificação. As Figs.3.11(a) e (b) mostram os resultados de cálculos efetuados com

INTENSITY para a reação de fragmentação considerada, ⁷⁸Kr + ^{nat}Ni, respectivamente sem e com purificação do feixe secundário, para uma regulagem de α correspondente à conversão de ⁶⁶As de estado de carga 32⁺ ao estado de carga 33⁺. Fica claro que os íons mais leves serão totalmente cortados com este método, pois, estando eles totalmente ionizados, com nenhuma velocidade satisfarão as exigências 3.1 e 3.2.

A eficiência deste método depende da probabilidade de realizar esta mudança do estado de carga de $q_1 = Z - 1$ para $q_2 = Z$. É evidentemente impossível aplicar este método de purificação aos núcleos leves, dado que estes são, em sua maioria, produzidos completamente ionizados. Com este método de purificação, a transmissão relativa de núcleos tendo um número atômico superior a Z = 25 é da ordem de 50% a 30% (ver Fig.3.12), enquanto os núcleos mais leves são totalmente cortados. Para purificar feixes de núcleos leves é mais apropriado usar degradadores.

É importante destacar que este método de purificação por extração de elétrons permite obter uma excelente seletividade sem deteriorar a qualidade óptica do feixe, contrariamente ao outro método utilizando um degradador espesso (ver Fig.3.13).

Não obstante estes cuidados, a purificação efetivamente atingida foi um pouco menos boa do que a prevista. Acabaram "vazando" pelo espectrômetro α , e sendo registrados nos detetores, íons com números atômicos Z+1, Z e Z-1, com estados de carga vizinhos do totalmente ionizado. Este resultado pode ser explicado observando-se a Fig.3.14 que representa um feixe secundário, produzido pela fragmentação de um feixe primário de 78 Kr num alvo de Ni, após sua passagem pela folha emissiva fina ($\sim 1 \text{ mg/cm}^2$) de um detetor de microcanais colocado na câmara de espalhamento de SPEG, ou seja, no plano dispersivo intermediário. A linha tracejada representa a distribuição em momento do feixe quando este não atravessa qualquer folha; a linha sólida representa o mesmo feixe após atravessar a referida folha, quando este sofre mudanças de estados de carga. Os diferentes estados se encontram separados de maneira específica e pode-se notar, por este exemplo, que a captura de um elétron pelo feixe $(q_f = q_i - 1)$ é mais provável que a perda de um elétron $(q_f = q_i + 1)$. Estes estados podem ser selecionados por um jogo de fendas, ou, quando a folha está situada entre as duas seções do espectrômetro α , por uma adequada regulagem do segundo dipolo. No caso desta experiência, o segundo dipolo foi ajustado para transmitir apenas os estados $q_f = q_i + 1$, no entanto, a passagem de uma fração dos

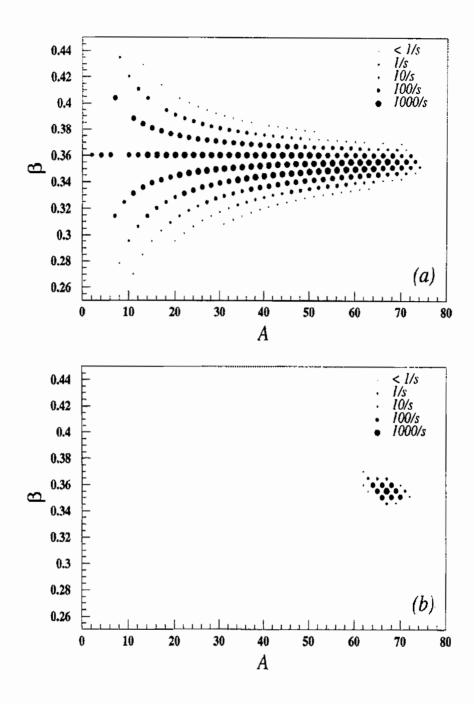


Figura 3.11: a) Estimativa obtida com a rotina INTENSITY para a produção de fragmentos sem o procedimento para extração de elétrons no espectrômetro α . A intensidade total prevista é da ordem de 6×10^5 íons/s. b) Estimativa de INTENSITY para a produção de fragmentos com extração de elétrons. A avaliação é feita para o íon 66 As passando do estado de carga 32^+ para 33^+ . A intensidade é reduzida para cerca de 5×10^3 íons/s. (Extraído de [Cha96]).

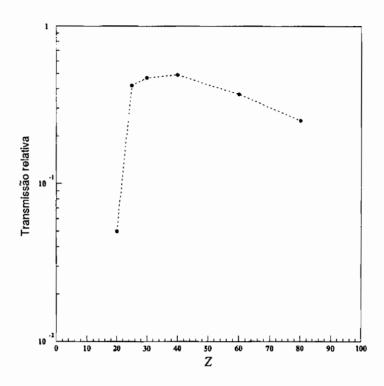


Figura 3.12: Transmissão de fragmentos quando se usa o método de extração de elétrons estimada por INTENSITY. Para núcleos com $Z \sim 25$, a transmissão relativa é da ordem de 30 a 50%. (Extraído de [Cha96]).

demais estados é inevitável.

A presença de íons com pelo menos dois diferentes números atômicos, por rodada de aquisição de dados, ou seja, para cada valor fixado de $B\rho_1$, propiciou um bem-vindo incremento nas estatísticas; entretanto, a introdução de outros estados de carga destes mesmos íons representaram uma contaminação inesperada nos espectros, cujo tratamento requereu o desenvolvimento de uma sistemática de análise própria a ser detalhada no próximo capítulo.

Frise-se que alguns estados de carga do 78 Kr são também detectados em todos os espectros, mas não representam uma contaminação, antes constituindo-se numa referência para as calibrações tanto de número de massa (A) quanto de número atômico (Z).

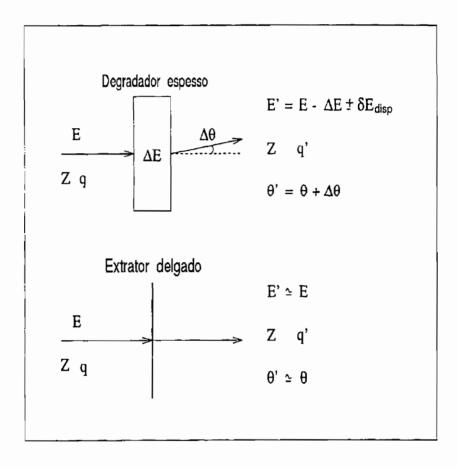


Figura 3.13: Comparação entre os métodos de purificação quanto às qualidades ópticas do feixe produzido. (Extraído de [Cha96]).

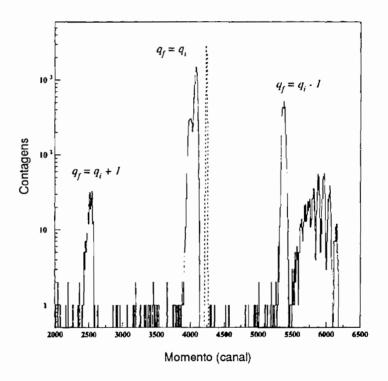


Figura 3.14: Distribuição em momento de um feixe secundário sem (traço descontínuo) e com (traço contínuo) uma folha fina ($\sim 1~{\rm mg/cm^2}$) colocada antes do espectrômetro SPEG para variar o estado de carga. (Extraído de [Cha96]).

Capítulo 4

Análise de Dados

A redução e análise de dados desta experiência foram efetuadas utilizando-se o pacote de rotinas VAXPAK[Mil87, Rib89, Rib96] que incorpora programas para criação de espectros (SCAN) e para sua visualização e manipulação (DAMM), entre outros. A sistemática para a identificação dos nuclídeos segue aquela adotada em outros trabalhos[Vil91, Mit97a], e será em seguida explicitada.

4.1 Determinação do número de massa A

No transcurso de toda esta experiência o campo magnético de SPEG foi mantido constante, ou seja, a rigidez magnética do analisador e do espectrômetro foi fixada em $B\rho_0 = 2.30977$ T.m. Desta forma:

$$B\rho_0 = \frac{p}{q} = \frac{mv}{q}$$

$$v = \frac{L}{T_{v\hat{o}o}} \Rightarrow v \propto T_{v\hat{o}o}^{-1}$$

$$\Rightarrow \frac{m}{q} \propto T_{v\hat{o}o}$$
(4.1)

lembrando que $L=cte.\sim82$ m. Portanto, a medida do tempo de vôo das partículas é uma medida da razão m/q das mesmas. Agora como $m=A\times931.5~MeV/c^2$, o número de massa A também é obtido diretamente do tempo de vôo:

$$\frac{A}{q} \propto T_{v\hat{o}o} \tag{4.2}$$

4.1.1 Correção do Tempo de Vôo

Íons de mesma razão A/q, passando pelo imã analisador na primeira parte de SPEG, apresentarão tempos de vôo distintos decorrentes da dispersão em momento (δ) apresen-

tada pelo feixe secundário. A resolução do tempo de vôo e, portanto, de A/q será assim prejudicada. Para superar este problema procede-se a uma correção da correlação de $B\rho$ com δ . As medidas de posição x efetuadas no plano dispersivo imagem intermediário, com o detetor GALOTTE, permitem determinar a correlação de $B\rho$ com a dispersão em momento δ , para corrigir a rigidez magnética, da seguinte maneira:

$$B\rho = B\rho_0 \cdot (1+\delta) \tag{4.3}$$

onde $B\rho_0$ é a rigidez magnética da trajetória central de SPEG. Empregando a Eq.4.1 obtém-se:

$$T_{\nu\hat{o}o}^{o} = T_{\nu\hat{o}o} \cdot (1 + \delta) \tag{4.4}$$

onde $T^0_{v\hat{o}o}$ é o tempo de vôo da partícula na trajetória central. Desta forma, todos os demais tempos de vôo serão igualados ao da partícula central, eliminando-se a correlação gerada pela dispersão em momento. O $T^0_{v\hat{o}o}$ passará agora a ser denominado tempo de vôo corrigido.

A partir de um espectro bi-paramétrico " $X_{GALOTTE}$ vs. $T_{v\hat{o}o}$ ", pode-se determinar δ como o fator de correlação entre estes dois parâmetros, e obtê-lo através da relação:

$$\delta = (X - X_0)_{GALOTTE} \cdot \cot \theta \tag{4.5}$$

A Fig.4.1 procura ilustrar o procedimento e esclarece o significado dos termos constantes nesta equação.

4.2 Determinação do Número Atômico Z

O telescópio no plano focal de SPEG conta com três detetores ΔE de Si, como já exposto acima. A fórmula de Bethe[Bet53] mostra que a perda de energia está relacionada ao Z de uma partícula pela expressão:

$$\Delta E \propto \frac{mZ^2}{E} \tag{4.6}$$

Substitui-se nesta relação E por:

$$E = \frac{1}{2}mv^{2} \Rightarrow E \propto mv^{2}$$

$$v \propto T_{v\hat{o}o}^{-1}$$

$$\Rightarrow E \propto \frac{m}{T_{v\hat{o}o}^{2}}$$
(4.7)

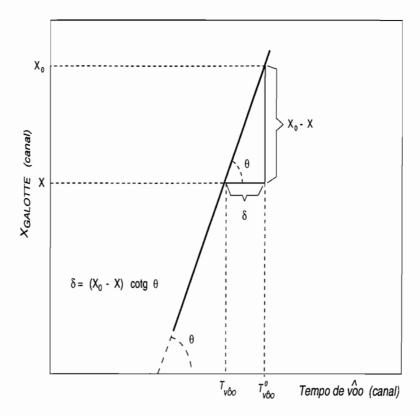


Figura 4.1: Identificação dos termos das Eqs.4.4 e 4.5, usados para correção da correlação entre o tempo de vôo e a dispersão em momento.

Destas duas últimas relações obtém-se:

$$Z \propto \frac{\sqrt{\Delta E}}{T_{v\hat{o}o}} \tag{4.8}$$

Na prática o número atômico dos íons foi calculado utilizando uma expressão empírica parecida com a última equação:

$$Z \propto \frac{\sqrt{\Delta E_i}}{(T_{v\hat{o}o})^{\alpha}} \tag{4.9}$$

onde o índice i pode representar cada um dos três detetores ΔE_1 , ΔE_2 e ΔE_{xy} , e α é um expoente tipicamente da ordem de 0.8, ajustado até tornar o parâmetro Z independente de $T_{v\hat{o}o}$.

O detetor ΔE_{xy} apresenta uma eficiência de coleção de portadores cargas diferenciada em função da posição de incidência do feixe, o que acarreta uma não-linearidade integral nas medidas de perda de energia neste detetor, que afetam a resolução em Z. As posições x e y das partículas no telescópio podem ser determinadas com o detetor ΔE_{xy} a partir dos sinais de seus quatro vértices A, B, C e D (vide Apêndice A), através das relações:

$$x \propto \frac{(B+D-A-C)}{(A+B+C+D)}$$
 (4.10)

e

$$y \propto \frac{(C+D-A-B)}{(A+B+C+D)}$$
 (4.11)

Pode-se encontrar a correlação entre a perda de energia no ΔE_{xy} e as coordenadas x e y, visualizando-se espectros biparamétricos "Z vs. x" e "Z vs. y". Daí podem ser determinadas as dependências funcionais entre estes parâmetros: Z = h(x) e Z = f(y), que serão usadas para compensar esta não-linearidade, da seguinte maneira:

$$Z \propto \left(\frac{\sqrt{\Delta E_i}}{T_{v\hat{n}\hat{o}}^{\alpha}} \cdot [1 - h(x)]\right) \cdot [1 - f(y)]$$
 (4.12)

Obtém-se, assim, uma significativa melhora na resolução em Z.

4.3 Identificação dos Isótopos

Espectros biparamétricos "Z vs. $T_{v\hat{o}o}$ ", ou "Z vs. (A/q)", são mostrados nas Fig.4.2a e b, cada um obtido com um diferente valor de $B\rho_1$. Neles são evidentes as linhas horizontais de Zs constantes e as faixas verticais de razão A/q constantes. A linha com maior Z corresponde ao $^{78}_{36}$ Kr, sendo que, em ordem crescente de canais, podem estar presentes os seus estados de carga $36^+,35^+,34^+,33^+$ e 32^+ . Esta identificação é imediata uma vez que não podem ocorrer, com bastante intensidade, elementos com Z maior do que o 78 Kr do feixe primário, que é fragmentado; nem tampouco estados de carga maiores do que o 36^+ correspondente a um Kr totalmente ionizado. Esta primeira identificação permite construir uma reta de calibração da razão A/q dos estados de carga do 78 Kr em função do parâmetro Tempo de Vôo em canais obtido do espectro. Utilizando os coeficientes desta reta vão se atribuindo valores para A e Z dos isótopos dos demais elementos até se reproduzir os valores de Tempo de Vôo em canais de cada um. Assim se identificam o número atômico (Z) e o número de massa (A) dos isótopos presentes nos espectros.

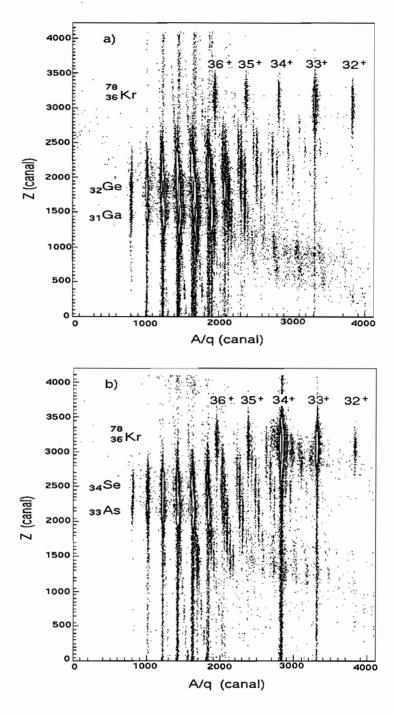


Figura 4.2: a) Espectro "Z vs. A/q" onde se destacam as linhas compostas por isótopos de $_{31}$ Ga e $_{32}$ Ge. b) Espectro "Z vs. A/q" com destaque para as linhas de $_{33}$ As e $_{34}$ Se. Em ambos os espectros nota-se a presença de linhas do $_{36}^{78}$ Kr (feixe primário) com vários estados de carga.

Uma vez identificados os isótopos pode-se estudar isoladamente cada cadeia isotópica traçando-se sobre as mesmas, nos espectros "Z vs. A/q", polígonos como o mostrado na Fig.4.3, e produzindo-se em seguida, para efeito de análise, espectros dos demais

parâmetros de interesse em coincidência com este polígono.

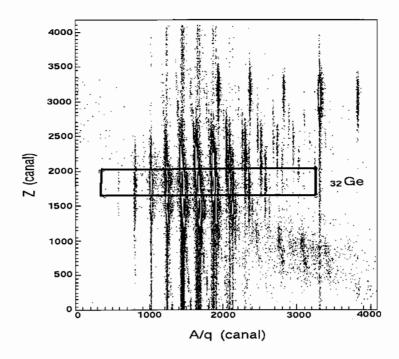


Figura 4.3: Exemplo de polígono num espectro "Z vs. A/q", traçado sobre a cadeia isotópica do $_{32}$ Ge, e que possibilita o seu estudo isoladamente.

4.4 Parâmetro Massa

A Energia Total (E_{tot}) das partículas pode ser calculada pela soma das energias perdidas nos detetores ΔE_i e no detetor SiLi (E_{SiLi}) , presentes no telescópio:

$$E_{tot} = c_1 \cdot \Delta E_1 + c_2 \cdot \Delta E_2 + c_3 \cdot \Delta E_{xy} + c_4 \cdot E_{SiLi}, \tag{4.13}$$

onde c_1, c_2, c_3 e c_4 são coeficientes para equalização dos ganhos. Nesta experiência este conjunto de detetores também funciona como alvo , daí a necessidade de se proceder a esta soma para se levar em conta todos os eventos produzidos nos detetores. Na prática, entretanto, foi conveniente criar um novo parâmetro através do produto $E_{tot} \cdot T_{v\hat{o}o}^2$, que apresenta uma melhor resolução, pois compensa a aceptância em energia da ordem de 1% que a linha de feixe apresenta após SPEG. Este novo parâmetro é claramente proporcional à massa das partículas detectadas, pois:

$$m = \frac{2E_{tot}}{v^2} \propto E_{tot} \cdot T_{v\hat{o}o}^2, \tag{4.14}$$

Mesmo assim, verificou-se que tanto os espectros de energia (E_{tot}) , como agora estes de massa (M), apresentavam uma resolução bastante ruim quando todos os eventos eram considerados, independentemente da trajetória e ponto de impacto das partículas detectadas, como pode-se ver na Fig.4.4.

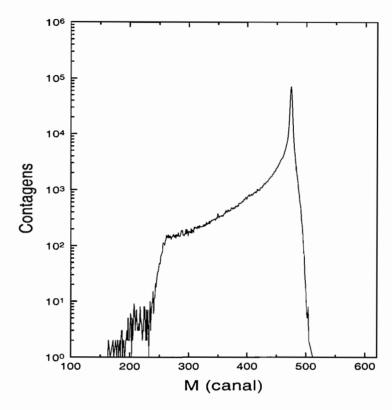


Figura 4.4: Espectro de M obtido sem condição limitante nos parâmetros de posição do detetor ΔE_{xy} .

No entanto, quando se limitou a região geométrica de aceitação à porção central dos detetores, ou seja, excluindo-se as bordas dos mesmos, a resolução melhorou consideravelmente. Esta limitação se fez colocando-se condições sobre os parâmetros de posição X e Y do detetor de Si sensível à posição, ΔE_{xy} . Quando se aceitam apenas os eventos cujos parâmetros X e Y estão situados dentro de um retângulo, chamado "janela" e indicado na Fig.4.5, há efetivamente um ganho em resolução como pode ser verificado, comparativamente, na Fig.4.6 que mostra o mesmo espectro da Fig.4.4 depois de imposta esta condição.

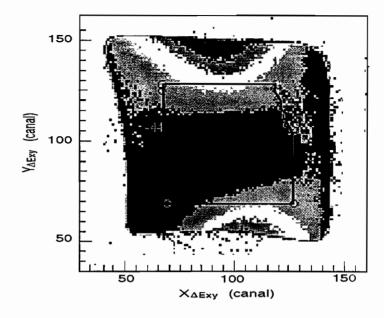


Figura 4.5: "Janela" usada nos parâmetros X e Y do detetor ΔE_{xy} .

Com esta restrição, um espectro de E_{tot} do isótopo de ^{67}Ge , com alta estatística, apresentou uma resolução da ordem de 1,01%, enquanto um espectro de M teve uma resolução de cerca de 0,845%. Um ganho em resolução da ordem de 16%, confirmando a melhor qualidade deste segundo parâmetro para efeito de análise dos dados.

4.5 Espectros de Massa

A identificação dos isótopos foi efetuada conforme descrito na seção 4.3, sendo que o número atômico Z das partículas é calculado utilizando-se apenas a perda de energia no primeiro detetor do telescópio (ΔE_1), que tem uma espessura de apenas 50 μ m. Traçando-se um polígono sobre uma faixa de Z constante no espectro bi-paramétrico "Z vs. A/q", como já visto na Fig. 4.3, e projetando-se o seu conteúdo agora num espectro bi-paramétrico "M vs. A/q", destacam-se os diversos isótopos presentes nesta cadeia de Z. O aspecto deste novo espectro é visível na Fig.4.7, onde as estruturas que aparecem são os diferentes isótopos desse elemento. Nesta figura apresentam-se isótopos de $_{32}$ Ge devidamente identificados. A porção mais densa de uma estrutura corresponde a contagens de espalhamento elástico; e a região que se prolonga verticalmente para baixo, indicando energias totais mais baixas do que a dos eventos elásticos, corresponde a eventos de reações

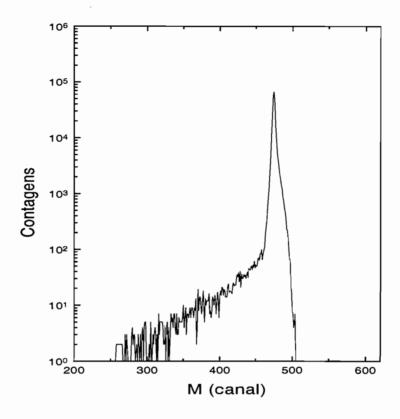


Figura 4.6: Espectro de M obtido após a aplicação da "janela" em ΔE_{xy} .

nucleares, onde há perda de energia.

A projeção de qualquer uma destas estruturas sobre o eixo de M, resulta num espectro como aquele mostrado na Fig.4.6, onde se destacam o pico dos espalhamentos elásticos e uma região com contagens decrescentes ("rabo") de reações. O corte separando as reações dos eventos elásticos foi sempre posicionado o mais próximo possível do pico, no canal onde o espectro sofre uma mudança drástica de inclinação, como procura-se ilustrar na Fig.4.8. Este é um ponto sensível desta análise, pois uma pequena variação na posição deste corte pode representar uma alteração dos valores medidos de Probabilidade de Reação. A incerteza decorrente deste corte foi estimada ser da ordem de $\pm 5\%$ na quantidade total de reações, e foi incluída na incerteza final dos resultados.

Os polígonos nos espectros "Z vs. A/q" isolando um dado elemento, estarão sempre descartando as reações que ocorrem no detetor ΔE_1 , dado que eles são traçados sobre a região que corresponde apenas a espalhamentos elásticos e a pequenas perdas de energia neste detetor. A imensa maioria das partículas que atravessa o primeiro detetor de silício, perde uma fração de sua energia (ΔE_1) por meio de múltiplas colisões de excitação e

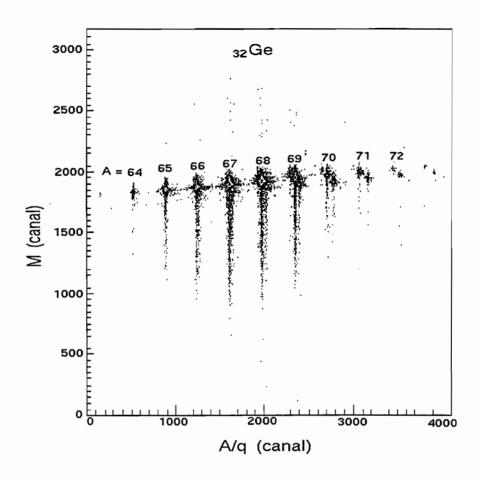


Figura 4.7: Espectro "M vs. A/q" obtido em coincidência com o polígono da Fig.4.3, mostrando os diversos isótopos presentes na cadeia do $_{32}$ Ge.

ionização com os átomos do cristal. Algumas poucas sofrem colisão elástica distante com o núcleo de Si e são espalhadas a ângulos quase nulos, não alterando sua energia. As que sofrem reação nuclear, perdem uma fração maior de sua energia e não estarão incluídos no pico ΔE_1 de perda de energia. Embora tenham estas partículas o mesmo Z da região demarcada pelo polígono, elas não serão ali registradas e, portanto, serão descartadas. A conclusão disto é que o detetor ΔE_1 não pode ser considerado como parte integrante do detetor-alvo do Método Direto, já que as reações que nele se processam não são contabilizadas.

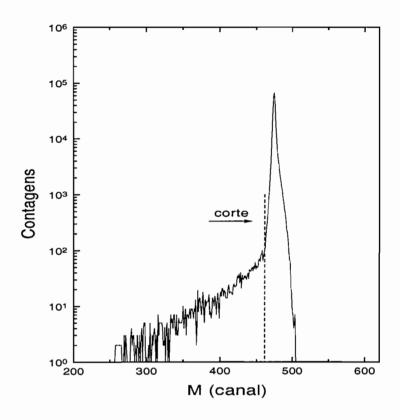


Figura 4.8: Exemplo do corte separando as regiões elástica (à direita) e de reações (à esquerda).

4.5.1 Contaminantes

Na Fig.4.9 é reproduzido um espectro "M vs. A/q" expandido, na qual se verifica que, onde antes parecia haver apenas um único isótopo, existe na verdade um grupo de três estruturas semelhantes e próximas. A estrutura central corresponde ao isótopo de interesse na cadeia e que está devidamente identificado, as outras duas são contaminações provenientes de:

- a) um isótopo de outro elemento com massa e Z maiores do que o do isótopo central (acima e à esquerda); e
- b) um outro isótopo do próprio elemento selecionado pelo polígono, mas com estado de carga e massa menores do que o isótopo central (abaixo e à direita).

Na mesma Fig.4.9 são identificados os elementos e respectivos estados de carga de alguns destes conjuntos de agrupamentos.

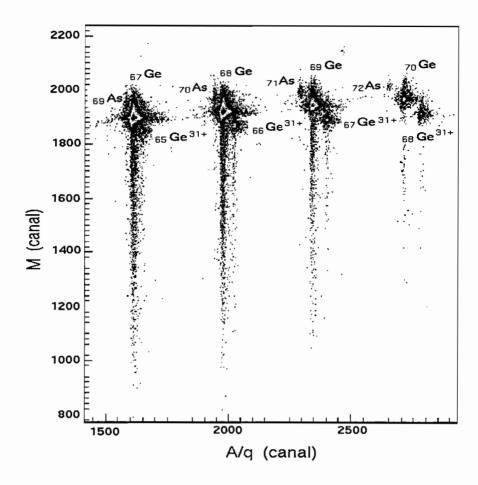


Figura 4.9: Ampliação de uma área da Fig.4.7 destacando as contaminações na cadeia do 32Ge devidas à presença de isótopos totalmente ionizados de 33As e de isótopos parcialmente ionizados do próprio Ge.

A origem destes contaminantes já foi explicada na seção 3.2.1. A sua presença nos espectros de M é facilmente compreendida quando se observa a ampliação de um espectro "Z vs. A/q" apresentada na Fig.4.10. Os contaminantes com massa e Z maiores surgem porque a cadeia isotópica com Z superior invade o polígono traçado sobre o Z de interesse, em razão da resolução insuficiente do detetor ΔE_1 . Estes contaminantes têm uma razão A/q um pouco menor do que a dos isótopos em estudo; seus números de massa são sempre duas unidades maiores do que os dos isótopos do polígono, e seus estados de carga também são maiores por uma unidade pois tratam-se de elementos com $Z_M = Z + 1$, totalmente ionizados. Resumindo, tais contaminantes têm $A_M = A + 2$, e $q_M = Z + 1$, onde A e Z são os do isótopo de interesse.

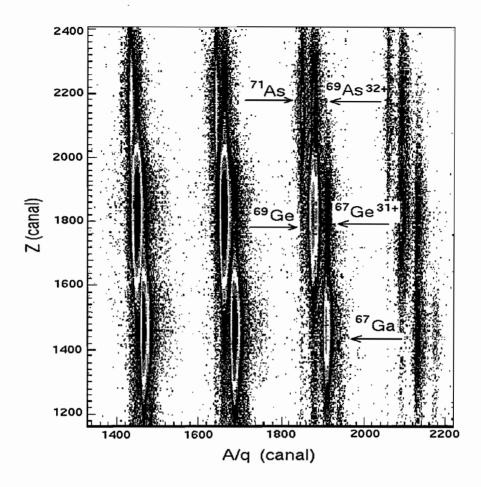


Figura 4.10: Espectro "Z vs. A/q" com identificação da origem dos contaminantes do $_{69}$ Ge vistos na Fig.4.9. Os isótopos sem ionização explicitada estão totalmente ionizados. A extensão desta identificação para os demais isótopos é imediata.

Já os contaminantes de menor massa são decorrentes de isótopos do próprio elemento em destaque, mas que têm outra massa e também outro estado de carga, ou seja, não estão totalmente ionizados. Observa-se na faixa isolada pelo polígono a presença de uma estrutura menos intensa ("sombra") à direita de qualquer um dos isótopos identificados. Esta "sombra" tem uma razão A/q maior e corresponde a um isótopo deste mesmo elemento (pois está na mesma faixa de Z), e que tem duas unidades de massa a menos do que o isótopo básico, e uma unidade de carga menor do que este, ou seja, $A_m = A - 2$, e $q_m = Z - 1$. Esta interpretação é corroborada pela calibração anteriormente feita para identificação dos isótopos.

Estimativa e Dedução dos Contaminantes

Na maioria dos casos, a estrutura central é muitas ordens de grandeza mais intensa do que os grupos contaminantes. A importância dos contaminantes surge na medida em que podem ter seus eventos de reações incluídos nas contagens de reações do isótopo central, provocando assim uma superestimação das probabilidades de reação.

A remoção destas contaminações não é um processo trivial. A separação entre o isótopo de interesse e seus contaminantes é grande quando vista num espectro bi-paramétrico "M vs. A/q" para os maiores valores de Tempo de Vôo. Assim, pode-se facilmente traçar um polígono em torno do isótopo e visualizar apenas o seu conteúdo num espectro de M, sem incorporar os contaminantes. No entanto, para os menores valores de A/q, não há resolução suficiente para separar os contaminantes do isótopo em estudo, ocorrendo praticamente uma superposição entre eles. A região densa dos contaminantes, correspondente a seus espalhamentos elásticos, é bastante intensa e notável; no entanto, a sobreposição das regiões de reações do isótopo desejado e dos contaminantes, as faz absolutamente indistinguíveis.

A solução encontrada para remover os contaminantes nestas condições consistiu em projetar em M cada agrupamento completo (isótopo central e contaminantes), mas excluindo as regiões elásticas dos contaminantes que foram projetadas separadamente. Desta forma, o espectro do isótopo de interesse conteria em excesso apenas as contagens de reações daqueles contaminantes. Para estimar a quantidade destas adotou-se um procedimento em primeira aproximação. Determinou-se no espectro M o número de eventos elásticos (N_{el}) e de reações (N'_{reac}) , incluindo-se aqui, obviamente, aquelas devidas aos contaminantes, e obteve-se uma proporção inicial entre estes eventos (P') dada por:

$$P' = \frac{N'_{reac}}{N_{el}}$$

Aplicou-se em seguida esta proporção à quantidade de eventos elásticos de cada um dos contaminantes (N_{el}^C) para se estimar um número de reações correspondente a cada um (N_{reac}^C) :

$$N_{reac}^C = P' \cdot N_{el}^C$$

As quantidades de reações assim obtidas para cada contaminante são então subtraídas do número de reações N'_{reac} , para finalmente se obter o número de reações efetivas do

isótopo de interesse (N_{reac}). Há um cuidado adicional a se tomar, antes desta operação, que consiste em descontar das reações do contaminante de maior massa a fração das mesmas que não coincide com o rabo de reações do isótopo principal. Pode-se observar claramente na Fig.4.9 que uma parte das reações deste contaminante na verdade se sobrepõe apenas à região elástica do isótopo central. A porcentagem de reações nesta situação (\overline{p}) foi estimada ser da ordem de 25% do total de reações, e então, finalmente:

$$N_{reac} = N'_{reac} - N_{reac}^{A_m} - N_{reac}^{A_M} \cdot (1 - \overline{p})$$

$$\tag{4.15}$$

onde $N_{reac}^{A_m}$ e $N_{reac}^{A_M}$ são as quantidades de reações dos contaminantes de menor e maior massa, respectivamente.

A quantidade total de eventos presentes no espectro será denominada N_T . O número total de eventos efetivos (N_{tot}) , concernentes ao isótopo principal, é dado por:

$$N_{tot} = N_T - N_{reac}^{A_M} - N_{reac}^{A_m} \tag{4.16}$$

Finalmente, a Probabilidade de Reação deste isótopo será obtida da razão:

$$P_{reac} = \frac{N_{reac}}{N_{tot}} \tag{4.17}$$

Este procedimento para dedução de contaminantes foi aplicado à maioria dos isótopos presentes em cada cadeia, dado que apenas aqueles que apresentavam uma alta razão A/q tinham uma separação considerável em relação aos contaminantes e possibilitavam então uma confiável distinção entre as respectivas regiões de reações, sem sobreposições. Apenas um ou dois isótopos por cadeia não requeriam o tratamento acima.

Uma outra contaminação está presente nos espectros M e é devida, para uma dada cadeia isotópica Z, aos isótopos do elemento com número atômico Z+1 e que têm os mesmos números de massa A dos isótopos da cadeia de interesse, mas possuem estados de carga q=(Z+1)-1=Z. Isto implica que tais contaminantes têm a mesma razão A/q dos isótopos totalmente ionizados da cadeia estudada, e que são os efetivamente analisados. Desta forma, nos espectros M, estes contaminantes não serão destacados do próprio isótopo em relevo, antes misturando exatamente suas contagens com as deste em razão de possuírem ambos a mesma massa. A remoção desta contaminação é, em consequência, impossível.

Mais uma vez tal contaminação surge em razão de a resolução no parâmetro Z não ser suficiente para separar completamente as cadeias isotópicas. Um polígono traçado sobre qualquer uma delas incorporará contagens da cadeia imediatamente acima. Projetou-se, em Z, faixas de A/q constantes, de forma a se avaliar a intensidade desta contaminação. O resultado de uma delas é visto na Fig.4.11 onde estão devidamente identificados os picos presentes. Ajustes gaussianos efetuados sobre tais projeções mostraram que a área referente aos contaminantes correspondia, no máximo, a apenas 3% daquela dos isótopos de interesse. Esta é uma proporção pequena e distribuída entre eventos elásticos e inelásticos; se a razão P_{reac} para esta contaminação for a mesma que para o isótopo principal, sua presença não irá distorcer os resultados das medidas.

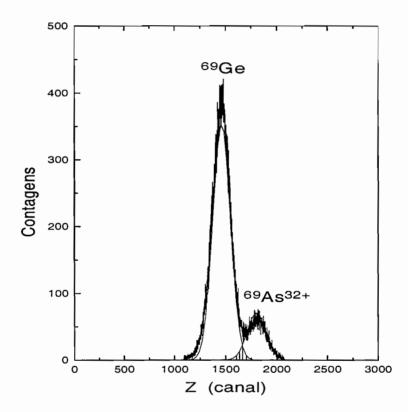


Figura 4.11: Projeção da faixa A/q que contém o ⁶⁹Ge, mostrando a presença de uma contaminação de ⁶⁹As³²⁺. A área hachurada corresponde à sobreposição das gaussianas ajustadas sobre os picos, e a fração de contaminantes que invade a região do isótopo estudado corresponde a $\approx 3\%$ da área deste.

4.6 Reações com Q menor que a resolução de E_{SiLi}

O detetor SiLi, onde o feixe é parado, não tem resolução suficiente para discriminar os eventos elásticos das reações com $|Q| \le 130 \text{ MeV}$ (este valor corresponde aproximadamente à energia em que é colocado o corte separando as regiões elástica e de reações nos espectros de M). Tais reações ficam então ocultas sob o pico elástico, o que leva a uma subestimação das probabilidades de reação. Para contornar esta insuficiência do detetor, e poder-se incorporar estas reações ao cálculo das P_{reac} , recorreu-se a um outro detetor grosso de Si a seguir justificado.

No processo de fragmentação empregado para a produção do feixe secundário, os íons produzidos têm praticamente a mesma velocidade do feixe primário. Desta forma, sua posterior incidência sobre um outro alvo leve, no caso o próprio silício dos detetores, induzirá novos processos de fragmentação, preferencialmente. Os fragmentos assim produzidos têm, como já visto, A e Z próximos do feixe e param no detetor de SiLi; no entanto, estes fragmentos estão, em geral, em estados excitados e se desexcitam através da emissão de partículas leves $(p, n, d, \alpha, t, \text{ etc.})$ que podem não ser paradas pelo SiLi.

Para captar as partículas leves carregadas assim produzidas, incluiu-se no telescópio um outro detetor grosso (4.1 mm) situado logo após o detetor SiLi e denominado \overline{E} . As contagens obtidas em \overline{E} correspondem, exclusivamente, a reações ocorridas nos detetores anteriores, e podem ser usadas então para determinar a quantidade delas com $|Q| \leq 130$ MeV. Com efeito, gerando-se um espectro de M em coincidência com este detetor \overline{E} , e sobrepondo-o ao espectro normal de M, observa-se o resultado mostrado na Fig.4.12 onde as reações ocultas sob o pico são reveladas.

A quantidade destas reações é obtida simplesmente determinando-se o número delas que está acima do corte (mostrado na Fig.4.12) Porém, é claro na mesma figura que a eficiência de \overline{E} não é de 100%, pois não há uma sobreposição exata de seu espectro com o rabo de reações do espectro M normal. A razão disto é a existência também de outros tipos de reações que geram nêutrons e/ou raios γ , que não são detectados por \overline{E} . Além disso, há a possibilidade de algumas partículas leves serem espalhadas em ângulos não dianteiros e, portanto, escaparem de \overline{E} . Para compensar a consequente subestimação que tais fatos provocam na quantidade de reações com $|Q| \leq 130$ MeV, estimou-se uma eficiência (ε) deste detetor \overline{E} e se a utilizou para corrigir aquela quantidade de reações.

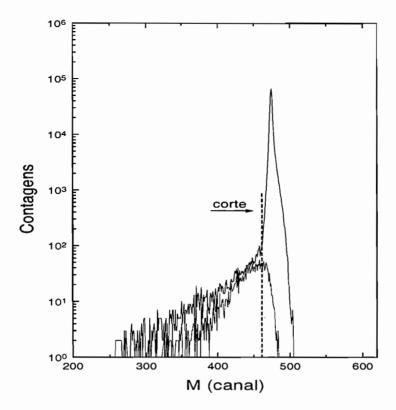


Figura 4.12: Espectros de M obtidos sem e em coincidência com o detetor \overline{E} , sobrepostos, mostrando a existência de reações escondidas sob o pico elástico.

Assim, a eficiência estimada foi de $\varepsilon \approx 70\%$, e sendo N_{qe} o número de reações encontradas sob o pico, e N_{reac} o número de reações obtido anteriormente sem a coincidência, tem-se:

$$N_R = N_{reac} + \frac{N_{qe}}{\varepsilon} \tag{4.18}$$

 N_R é agora a nova quantidade a ser utilizada para calcular P_{reac} . Isto implica que, para todos os isótopos em estudo, os espectros M em coincidência com \overline{E} deverão ser gerados para se determinar os valores de N_{qe} .

No entanto, como o detetor de silício \overline{E} não detecta nêutrons, as desexcitações por emissão de nêutrons, com $|Q| \leq 130$ MeV, não são contabilizadas com este recurso. Estimou-se a fração de contagens perdidas devido à não detecção de nêutrons por \overline{E} , calculando-se a desexcitação de projéteis excitados através do programa CASCADE. Tomou-se o núcleo ⁶⁸Ge, como exemplo, excitado a diversas energias $E^* \leq 130$ MeV e calculou-se a probabilidade de seus diferentes canais de decaimento. Estimou-se assim a fração de nêutrons na desexcitação em função de E^* . Supôs-se que o próprio espectro de

 \overline{E} descreveria a probabilidade de excitação do projétil, multiplicada pela probabilidade de decaimento de partículas carregadas. Isto permitiu estimar a probabilidade de excitação total em função de E^* e calcular a probabilidade de emissão de nêutrons. O resultado foi que ≈ 2 a 2.5% das emissões com $E^* \leq 130$ MeV ocorre com emissão só de nêutrons. Na seção de choque de reação total esta fração representa cerca de 0.3% apenas. Ou seja, a quantidade de reações subestimada pela não detecção de nêutrons é desprezível.

Na Fig.4.12 pode-se observar que todas as reações com Q>0 estão ocultas sob o pico elástico. A utilização do detetor \overline{E} garante também que estas poucas reações exoérgicas sejam integralmente consideradas no cálculo de P_{reac} .

Capítulo 5

Resultados experimentais -Comparação com outras medidas

Cumpridos todos os critérios acima estipulados para a análise, calcularam-se as quantidades relevantes deste trabalho: as Probabilidades de Reação (P_{reac}), as Seções de Choque de Reação Médias integradas em energia ($\overline{\sigma}_R$), e os Raios Reduzidos de Interação (r_0), para os diversos nuclídeos presentes no feixe secundário.

Para a consecução dos cálculos que levam a estas grandezas é preciso conhecer o alcance ("range") das partículas do feixe no detetor-alvo. Este parâmetro pode ser determinado a partir da energia da partícula incidente e empregando-se as tabelas de Hubert[Hub90]. A energia incidente sobre o detetor-alvo é determinada a partir da rigidez magnética $(B\rho)$ fixada em SPEG, do número de massa e do estado de carga da partícula estudada. Contudo, para se efetuar o cálculo de alcance, deve-se ainda deduzir desta energia um valor que corresponde à perda de energia do feixe no primeiro detetor ΔE_1 , que não é considerado como alvo, uma vez que as reações que nele ocorrem não entram no cálculo de P_{reac} , conforme já exposto na seção 4.5.

A Tabela 5.1 traz os valores de r_0 determinados neste trabalho para os diversos isótopos estudados. Nas Figs.5.1, 5.2 e 5.3 apresentam-se os gráficos de r_0 contra o número de massa A para todos os núcleos analisados.

Tabela 5.1: Raios reduzidos de interação (r_0) medidos neste trabalho

$_{31}\mathrm{Ga}$					
A	N	E/A (MeV)	$r_0 ext{ (fm)}$		
63	32	58.669	9 1.068± 0.036		
64	33	56.847 1.038± 0.01			
65	34	55.104	$1.0136\pm\ 0.0083$		
66	35	53.437	$1.0096 \pm\ 0.0078$		
67	36	51.842	1.002± 0.014		
68	37	50.313	0.963± 0.045		
₃₂ Ge					
A	N	E/A (MeV)	$r_0 ext{ (fm)}$		
65	33	58.690	1.045± 0.047		
66	34	56.920	1.040± 0.021		
67	35	55.226	$1.011\pm\ 0.017$		
68	36	53.604	$0.996\pm\ 0.017$		
69	37	52.048	1.021± 0.021		
70	38	50.557	0.987± 0.032		
71	39	49.125	1.12± 0.12		
33As					
A	N	E/A (MeV)	r_0 (fm)		
67	34	58.707	1.064± 0.047		
68	35	56.988	1.065± 0.020		
69	36	55.340	1.002± 0.015		
70	37	53.759	1.012± 0.016		
71	38	52.242	$1.023\pm\ 0.025$		
72	39	50.785	$1.034\pm\ 0.037$		

Tabela 5.1: Raios reduzidos de interação (r_0) medidos neste trabalho (continuação)

₃₄ Se					
A	N E/A (MeV)		r ₀ (fm)		
69	35	58.721	1.068 ± 0.050		
70	3 6	57.049	1.044 ± 0.018		
71	37	55.444	$1.021\pm\ 0.011$		
72	38	53.903	$0.987\pm\ 0.013$		
73	39	52.423	0.999 ± 0.024		
74	40	51.000	0.948 ± 0.067		
$_{35}\mathrm{Br}$					
A	N	E/A (MeV)	$r_0 \text{ (fm)}$		
72	37	57.105	1.043 ± 0.043		
73	38	55.542	1.011± 0.028		
74	39	54.039	1.091± 0.024		
75	40	52.593	$1.094\pm\ 0.035$		
76	41	51.202	1.14± 0.10		

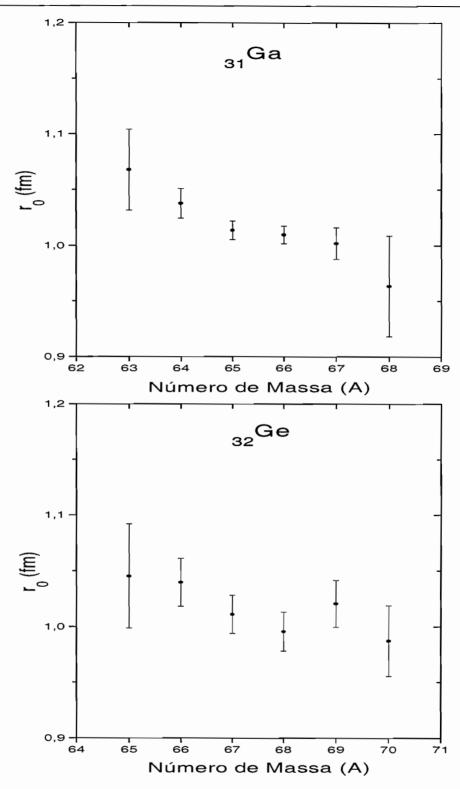


Figura 5.1: Raios reduzidos de interação medidos para isótopos do 31Ga e do 32Ge.

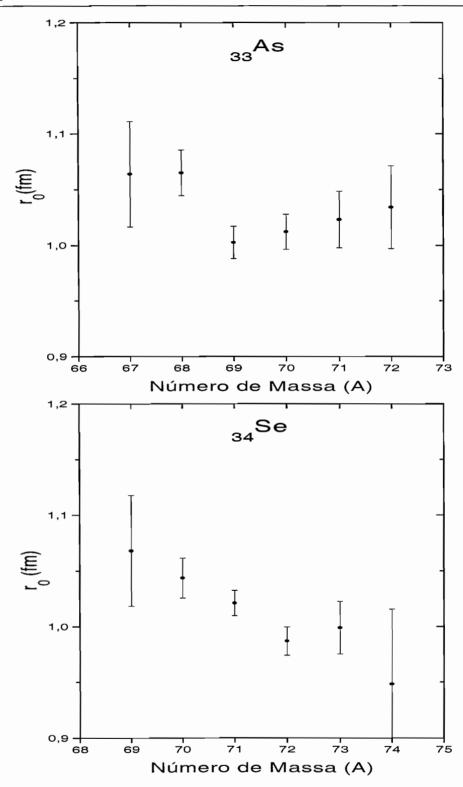


Figura 5.2: Raios reduzidos de interação medidos para isótopos do 33As e 34Se.

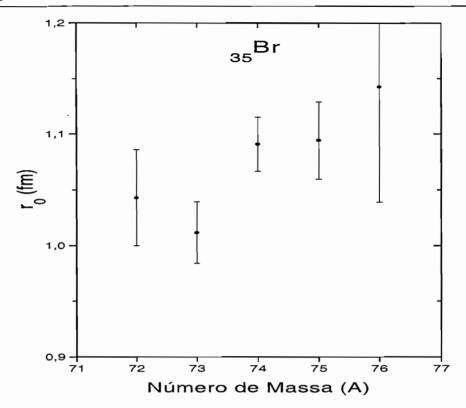


Figura 5.3: Raios reduzidos de interação medidos para isótopos do 35Br.

Isotópos com N=Z apresentaram estatísticas insuficientes para uma medida confiável de r_0 .

Na Fig.5.4 apresenta-se um gráfico dos r_0 de todas as cadeias isotópicas contra o número de nêutrons (N). Destaca-se aí a tendência suavemente decrescente dos valores do raio com o aumento do número de nêutrons, verificada para todos os elementos estudados com exceção do $_{35}{\rm Br}$.

A literatura[Ham89, Ben84] apresenta evidências de deformações e coexistência de formas para núcleos nesta região de massa. Procurou-se determinar se havia alguma correlação entre tais propriedades e os valores de r_0 obtidos neste trabalho. Os esforços nesta direção são relatados a seguir.

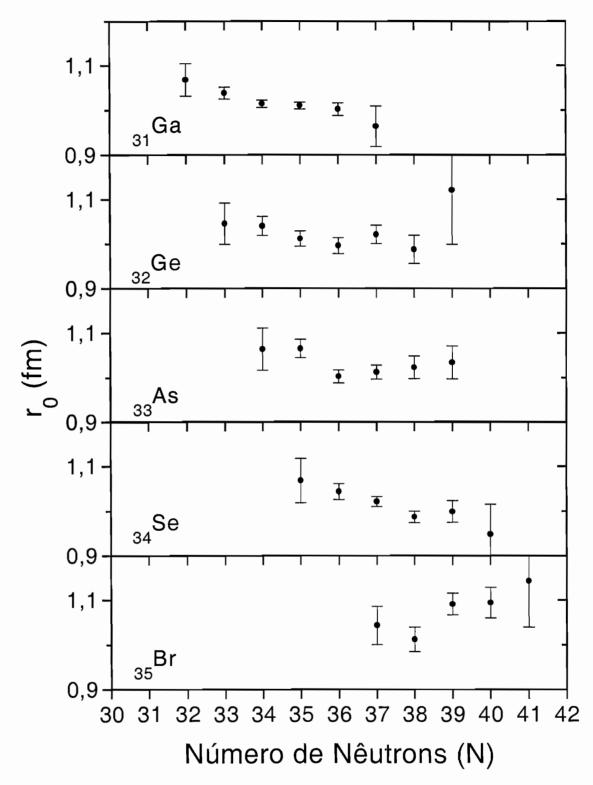


Figura 5.4: Cadeias isotópicas estudadas neste trabalho em função do número de neutrons.

5.1 Deformações e Coexistência de Formas na região $A \approx 60-80$

A pequena deformação do estado fundamental do \$\frac{72}{34}\$Se₃₈ já foi constatada nos trabalhos originais de Hamilton e colaboradores[Ham74b, Ham76b], que mostraram a co-existência, neste isótopo, de bandas com diferentes deformações. A Fig.5.5 é tirada destes trabalhos e mostra o momento de inércia da cascata *yrast* do \$^{72}\$Se em baixos spins. Percebe-se um crescimento vertical no início, típico de um vibrador esférico, mas que rapidamente curva-se como que para tornar-se horizontal, caracterizando um rotor deformado. Comportamentos similares foram observados nos núcleos \$^{74}_{34}\$Se₄₀ e \$^{70,72}_{32}\$Ge_{38,40}[Ham85c, Li88].

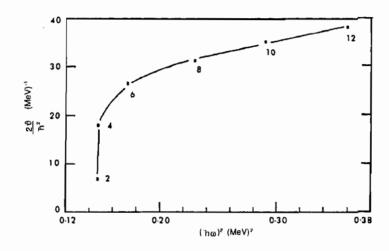


Figura 5.5: Momentos de inércia da banda yrast do ⁷²Se. (Extraído de [Ham89]).

A presença de um mínimo nos valores dos raios de uma cadeia isotópica, coincidente com o núcleo esférico (ou quasi-esférico), no número mágico N=50, é também observada em medidas do raio de carga feitas pelo método de deslocamento isotópico para núcleos nesta região de Z[Auf87, Ott89, Buc90, Ott94, Kei95]. As Figs.5.6, 5.7a e b, e 5.8, reproduzem resultados destes trabalhos, indicando claramente a ocorrência do comportamento em questão em torno de N=50, um número mágico esférico.

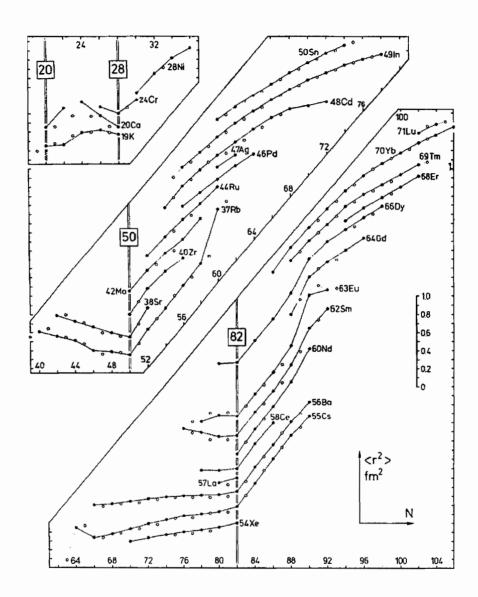


Figura 5.6: Medidas do raio quadrático médio de carga de isótopos de diversos elementos feitas com o método de deslocamento isotópico[Auf87], destacando-se mais uma vez o mínimo em N=50, para núcleos da região de massa estudada neste trabalho.

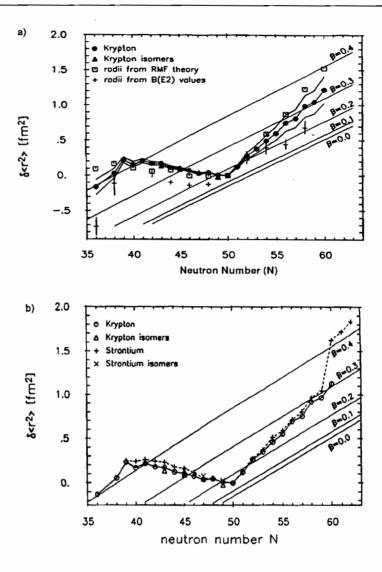


Figura 5.7: a) Medidas do raio quadrático médio de carga de isótopos do 36Kr realizadas com espectroscopia laser [Kei95] mostrando mais uma vez um mínimo em N=50. Nota-se também a presença de um decréscimo de raio indo de N=38 para 36. b) Medidas do raio de carga de isótopos do $_{38}$ Sr[Buc90,Lie91,Lie92], sobrepostas às medidas do Kr, mostrando também o mínimo para N=50. As linhas transversais traçadas nestes gráficos são equideformadas, e foram calculadas por um modelo de gota líquida. Nota-se que quando N=50 tem-se um núcleo esférico, quando N=38 o núcleo é deformado com $\beta_2 = 0.4$, e, quando $N \sim 60$ o núcleo tem uma deformação $\beta_2 = 0.3$. Para o 36Kr, o aumento em $\langle r_c^2 \rangle$ é devido a deformações quando se passa de N=50 a 60, ou de N=50 a 38.

Esta rápida mudança de formas, constatada através dos raios e dos esquemas de níveis, mostrou ser uma característica de núcleos nesta região da tabela de nuclídeos $(A \approx 60 - 80)$, já apontada por diversos autores [Ham89, Lal95]. Tal propriedade, determinada primeiramente por Hamilton[Ham74b, Ham76b], consituiu-se em algo totalmente inesperado dado que os nucleos localizados nesta faixa apresentam valores de Z e N vi-

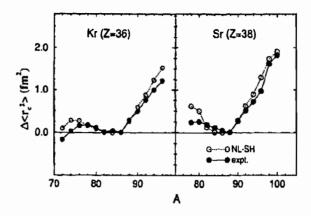


Figura 5.8: Medidas do raio quadrático médio de carga de isótopos do $_{36}{\rm Kr}[{\rm Ott94}]$ e do $_{38}{\rm Sr}[{\rm Ott89},{\rm Buc90}]$ (círculos fechados) realizadas com o método de deslocamento isotópico. Observase a presença de um mínimo para N=50. Os círculos abertos são resultados de cálculos com a teoria do Campo Médio Relativístico[Lal95].

zinhos dos números mágicos (especialmente quando 40 é considerado um número mágico devido ao comportamento de núcleo duplamente mágico observado no $^{90}_{40}\mathrm{Zr}_{50}$), e, portanto, não se esperavam deformações como as que acabaram sendo observadas em estados fundamentais e/ou excitados. De fato, núcleos $Z=N\sim36-38$ apresentaram deformações significativas. A deformação quadrupolar β_2 do estado fundamental dos núcleos $^{74,76}_{36}\mathrm{Kr}$ e do $^{100}_{38}\mathrm{Sr}$, e de seus vizinhos, é da ordem de 0.35-0.40 (prolata)[Ham85b, Ham85c]. Esta propriedade pode ser vista na Fig.5.10, onde são mostradas as energias do estado 2^+_1 dos isótopos do Sr. Nota-se a pequena energia quando N=62, 60, indicando uma grande deformação, e também uma alta energia quando N=50, o que comprova a esfericidade dos núcleos que têm esse número mágico. As energias decaem suave, mas rapidamente, quando N varia de 50 a 40-38, apontando mais uma vez para uma significativa deformação dos núcleos.

Outras evidências deste comportamento surpreendente dos núcleos em torno de Z=N=38, tanto para isótopos ricos quanto deficientes em nêutrons, são fornecidas pelo interessante trabalho de Hamilton[Ham89]. Em seguida procurar-se-á justificar este comportamento dúbio dos núcleos com N e $Z\sim36-38$, que ora são extremamente deformados (74,76 Kr), e ora quasi-esféricos (70,72 Ge e 72,74 Se).

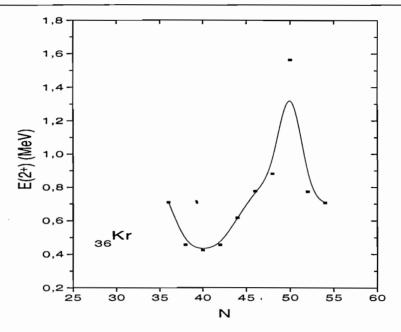


Figura 5.9: Energias de excitação do primeiro estado excitado 2⁺ dos isótopos pares de ₃₆Kr. Verifica-se que para N=50 a energia de excitação apresenta um alto valor, que corresponde ao ⁸⁶Kr esférico. Existe uma correlação clara entre energias de excitação de 2⁺ e a deformação no estado fundamental observada através dos valores dos momomentos de quadrupolo (ver Fig.5.14). Comparando-se com a Fig.5.7 nota-se também a estreita correlação entre o comportamento dos raios quadráticos médios de carga dos isótopos do Kr e as energias de excitação do 2⁺, apontando para a deformação dos mesmos. As linhas são guias para os olhos.

5.1.1 Números Mágicos "Deformados"

As referências acima mencionadas indicam que as coexistências de formas nucleares e de bandas de energia devem estar relacionadas com efeitos de camadas dos núcleos. Como se sabe, os conhecidos números mágicos (2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, 182) estão relacionados a grandes hiatos ("gaps") no modelo de camadas de núcleos esféricos, e propiciam uma grande estabilidade de formas a estes núcleos. No entanto, num artigo clássico, Brack e colaboradores[Bra72] enfatizaram que grandes lacunas nos níveis de partícula única, com grande deformação, seriam igualmente tão mágicos quanto as lacunas esféricas, dando ao núcleo uma forma estável, só que agora deformada. A descoberta de núcleos com deformações fixas em $Z=N\sim38$ e $N\sim60$ confirmaram esta hipótese.

Bengtsson e colaboradores[Ben84] estudaram formas nucleares usando o modelo macroscópico exponencial extra de Yukawa, convoluído com um potencial de partícula única também de Yukawa, para 4023 núcleos, indo do 16 O até o 279 112. Os níveis de partícula única calculados para nêutrons e prótons, na região de massa de interesse ($A \approx 60-80$),

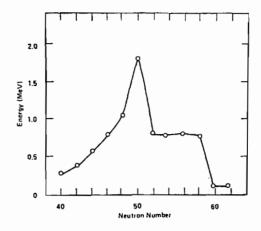


Figura 5.10: Energias do estado 2_1^+ do $^{78-100}$ Sr, mostrando intensas deformações (baixas energias) para N=40 e N=60-62 e uma alta energia em N=50, característica de um núcleo esférico. (Extraído de [Ham89]).

são mostrados na Fig.5.11, particularizados para o ⁸⁰Br. Observa-se neste esquema os níveis em função das deformações quadrupolar e hexadecapolar (ε_2 e ε_4). Para $\varepsilon_2=0$, os números mágicos conhecidos são bem reproduzidos, mas aparecem aí também novos números como 38, 40 e 56. Já quando a deformação deixa de ser nula tem-se a emergência de novos números mágicos, como 34, 36, 38, 56, 58, 60, 62 e 64. Estes níveis diferem em dois aspectos dos níveis do oscilador modificado (Nilsson) usados anteriormente para tentar explicar a coexistência de formas[Ham81c, Pi81, Pi82]. Existem ainda hiatos para N e Z=38, mas agora para uma maior deformação prolata ($\beta_2\sim0.35$), que está em excelente concordância com os valores experimentais encontrados para o ⁷⁴Kr e o ¹⁰⁰Sr. Contudo, há também lacunas em N e Z=36 para formas oblatas com igualmente grande deformação ($\beta_2 \sim -0.35$). Existem ainda lacunas para ambas as formas, prolata e oblata, com uma menor deformação em Z=34. Assim, há várias formas em competição - grande oblata (em torno de $N \approx Z \approx 36$), grande prolata (N, $Z \approx 38$), menor oblata e prolata $(N, Z \approx 34)$, e formas aproximadamente esféricas $(N, Z \approx 38, 40)$ - nesta região. As formas deformadas oblata e prolata podem coexistir em um delicado balanço com cada outra e com a forma quasi-esférica.

Entretanto, a explicação definitiva das deformações observadas nos núcleos desta região, e suas coexistências, só é alcançada com a introdução dos conceitos de reforçamento ("reinforcing") e deslocamento de dominância ("switching") dos hiatos do modelo de ca-

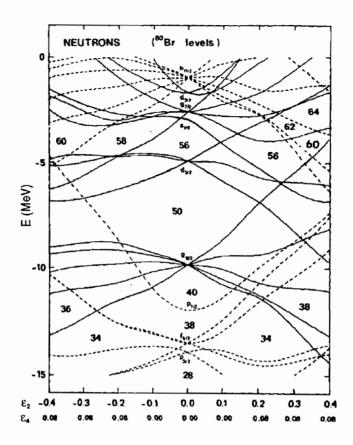


Figura 5.11: Níveis de partícula única calculados com a convolução de potenciais macroscópico e microscópico de Yukawa[Ben84], exemplificados para o 80 Br.

madas deformado. O reforçamento se refere à intensificação mútua da deformação que se consegue quando os valores de Z e N têm uma tendência de deformação similar. Já o deslocamento de dominância diz respeito a uma mudança do tipo de deformação que se tem numa uma dada combinação de N e Z, para uma outra, quando um destes valores, ou ambos, varia (numa cadeia isotópica ou isotônica, por exemplo). Este último efeito é, por excelência, o responsável pela coexistência de formas.

A delicada competição entre formas nesta região pode então ser compreendida olhandose para os hiatos no espectro de partícula independente deformado e apelando-se para os conceitos acima. Por exemplo: o hiato esférico em 40 é mágico para ambos, N e Z, quando o número para o outro núcleon, N ou Z, é próximo de um forte número mágico esférico, como 28 ou 50. Daí serem duplamente mágicos os núcleos $^{90.96}_{40}$ Zr_{50,56} e $^{68}_{28}$ Ni₄₀, entre outros. Porém, há um deslocamento de dominância para o nível deformado em 38, tanto para N quanto para Z, quando o número para o outro núcleon corresponde a um hiato para uma deformação similar como no $^{74,76}_{36}\mathrm{Kr}_{38,40}$, $^{98}_{38}\mathrm{Sr}_{60}$ e $^{100}_{40}\mathrm{Zr}_{60}$, que são todos fortemente deformados.

Quando se parte de Z=28 até Z=38,40, para núcleos com N=38-40, passa-se de núcleos esféricos como o $^{66,68}_{28}$ Ni $_{38,40}$, para núcleos com estado fundamental quasi-esféricos (e estados excitados deformados) como o $^{70,72}_{32}$ Ge $_{38,40}$ e o $^{72,74}_{34}$ Se $_{38,40}$, decorrentes dos hiatos em 34 e 38 para pequenas deformações oblatas. Já quando N e Z aproximam-se ambos de 38, 40, as deformações prolatas em N=Z=38 se reforçam mutuamente para dominar o hiato esférico em N=Z=40, resultando assim nas intensas deformações aí observadas.

5.2 Discussão dos Resultados

Nas Fig.5.12 aparecem as energias de excitação do primeiro estado excitado 2^+ dos núcleos pares com Z=30 a 34 e N=30 a $50[{\rm Isoexp}]$. Vê-se que para $_{30}{\rm Zn}$, $_{32}{\rm Ge}$ e $_{34}{\rm Se}$, as energias $E(2^+)$ são relativamente altas (~ 1 MeV) para $N \le 38$, decrescendo em seguida para $N \ge 40$. Já foi mostrada a correlação entre $E(2^+)$ e a deformação. Na Fig.5.14 apresentam-se os momentos de quadrupolo Q_o medidos por excitação Coulombiana dos isótopos pares de Ge, Se e Kr. A correlação entre $E(2^+)$ e Q_o fica clara comparando estas figuras. Zn e Ge apresentam uma redução em $E(2^+)$ a partir de N=40, enquanto que em Se esta redução já começa em N=38. Esta tendência indica que entre N=32 e 38 os isótopos de Zn, Ge e Se são esféricos, assumindo forma prolata moderadamente deformada para $N \ge 40$. Para os isótopos com Z ímpar (Ga, As, Br) procurou-se a energia de estado excitado ligado por meio de transição $\Delta l=2$ com o estado fundamental, para os isótopos ímpares. Estas são mostradas na Fig.5.13. Também os núcleos de $_{31}$ Ga e $_{33}$ As apresentam uma redução em $E(\Delta l=2)$ a partir de N=40. Já o $_{35}$ Br apresenta comportamento deformado em N=38-40 de forma semelhante ao $_{36}$ Kr (vide Fig.5.9).

Consequentemente, a variação de r_0 observada neste trabalho não pode, provavelmente, ser atribuída à mudança de formas como aquela invocada para explicar o comportamento dos raios quadráticos médios de carga das cadeias isotópicas do Kr e do Sr.

Um reforço a esta interpretação pode ser obtido observando-se a Fig. 5.14, onde são apresentados os momentos de quadrupolo Q_o para alguns isótopos de Ge, Se e Kr,

extraídos de Raman et al. [Ram87]. Nota-se que na região em que se concentram os valores de raios deste trabalho, os núcleos de Ge e Se apresentam um valor reduzido de Q_o , atestando o caráter esférico destes núcleos. Enquanto isso, na mesma região, os isótopos de Kr têm um alto valor de Q_o , indicando mais uma vez a sua intensa deformação.

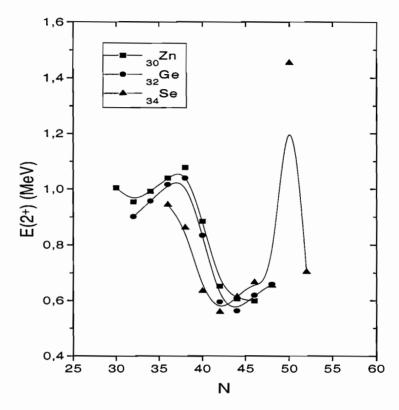


Figura 5.12: Energias dos estados excitados 2⁺ de isótopos pares do Zn, Ge e Se. As linhas são guias para os olhos. (Extraído de [Isoexp].)

Na Fig.5.15 os raios reduzidos de interação de todas as cadeias isotópicas aqui estudadas são sobrepostos e apresentados em função de (N-Z). Observa-se o comportamento similar de todas as cadeias, destoando apenas a do Br talvez por ser este um núcleo de transição entre os anteriores, esféricos, e o fortemente deformado Kr. Nesta mesma figura, para comparação, apresentam-se os r_0 de carga calculados para o Kr através de um procedimento multifásico. Inicialmente adotou-se a nomenclatura estabelecida por Myers[Mye73], onde:

$$Q^2 = \frac{5}{3} \langle r^2 \rangle, \tag{5.1}$$

é o raio quadrático médio equivalente, com $\langle r^2 \rangle$ sendo o raio quadrático médio tradicional.

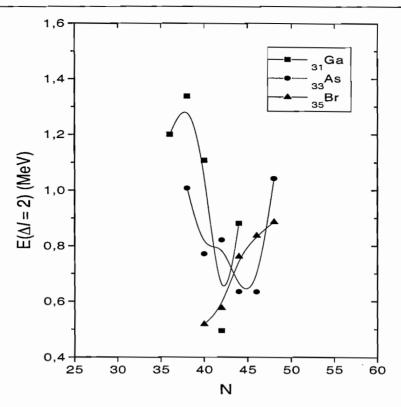


Figura 5.13: Energias dos estados excitados ligados obtidas da transição $\Delta l = 2$ ao estado fundamental, para isótopos do Ga, As e Br. As linhas são guias para os olhos. (Extraído de [Isoexp].)

Define-se então o raio equivalente esfera rígida (R) por:

$$R = r_0 A^{1/3} (5.2)$$

onde r_0 é o raio reduzido de interação. R e Q estão relacionados, em primeira ordem, através da expressão:

$$Q = R \left[1 + \frac{5\pi^2}{6} \left(\frac{z}{R} \right)^2 \right] \tag{5.3}$$

Nesta, z é a largura da superfície nuclear, um dos parâmetros da distribuição de Fermi para a matéria nuclear. Seu valor pode ser obtido na literatura, como, por exemplo, nas tabelas de De Vries[Dev87].

Para se calcular os valores de r_0 para o Kr, adotou-se o raio quadrático médio de carga do ⁸⁶Kr apresentado por Fricke et al.[Fri97] ($\langle r^2 \rangle_{^{86}Kr}^{1/2} = 4.1839(13)$ fm), obtido de uma compilação de medidas com diferentes métodos. A partir deste foi possível obter-se os raios quadráticos médios de carga dos demais isotópos através dos valores de deslocamento

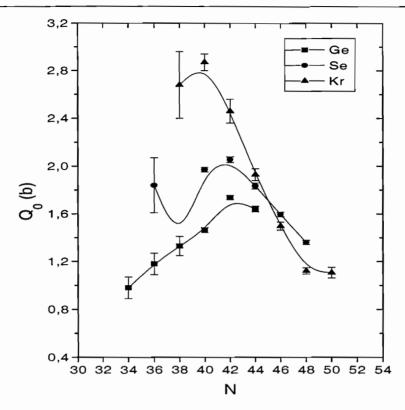


Figura 5.14: Momentos de Quadrupolo Q_o de isótopos de Ge, Se e Kr. As linhas são apenas guia para os olhos. (Extraído de [Ram87].)

isotópico apresentados por Keim e colaboradores [Kei95] e dado pela seguinte expressão:

$$\delta \langle r^2 \rangle_{86K_{r},AK_{r}} = \langle r^2 \rangle_{AK_{r}} - \langle r^2 \rangle_{86K_{r}}$$
 [fm²]

Estes valores foram aplicados, pela ordem, nas Eqs. 5.1, 5.3 e 5.2, utilizando um valor fixo para z (z = 0.57 fm; um valor médio para esta região de massa, conforme [Dev87]), obtendo-se então os r_0 apresentados na Fig.5.15. Como o interesse era apenas observar a tendência destes raios e compará-la com a observada nos raios estudados neste trabalho, não se teve qualquer preocupação aqui com o tratamento de erros.

Enquanto o comportamento crescente dos raios de Kr, quando se caminha em direção a N=Z, parece estar vinculado à deformação dos seus isótopos, a mesma tendência verificada nos raios dos núcleos aqui medidos não apresenta uma correlação mais forte com mudanças de formas, dado que, como já declarado, estes núcleos, nesta região de massa, são essencialmente esféricos.

Esta tendência ascendente dos raios, na região deficiente em nêutrons, parece ser comum a todas as regiões de massa, independente de deformações. De fato, Villari e

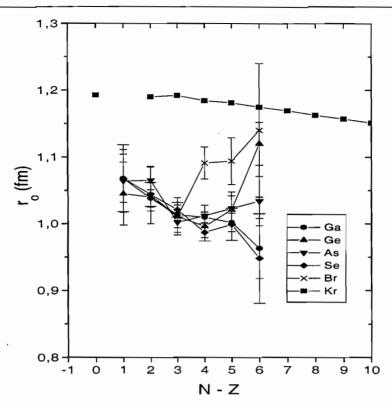


Figura 5.15: Raios reduzidos de interação r_0 em função de N-Z dos diversos isótopos medidos neste trabalho, e calculados para o Kr.

colaboradores [Vil89] observaram o mesmo comportamento para núcleos leves deficientes em nêutrons. A Fig.5.16 reproduz seus cálculos de desvio médio (δ) de r_0^2 em relação a $r_0^2 = 1.1 \, \mathrm{fm^2}$ como função de N-Z. Os resultados representam um comportamento médio para todos os núcleos, independente de Z, tendo sido adicionado aos dados experimentais, de onde se calcularam os r_0 , um erro artificial de 5% para remover efeitos de camada específicos de cada elemento. Deve-se ressaltar que, em se tratando de núcleos leves, N=Z corresponde ao vale de estabilidade. É sugerido pela figura o aumento dos raios na região N-Z negativa.

Finalmente, deve-se notar que a região de massa estudada neste trabalho apresenta vários isômeros: ⁶⁶Ga, ^{67,69,71}Ge, ^{69,71,73}Se e ^{72,74}Br, com meias-vidas da ordem de microsegundos. Nenhum deles é resolvido pelo *Método Direto* aqui adotado; portanto, os raios obtidos, para estes isótopos, correspondem a um valor médio entre os seus estados fundamental e isomérico.

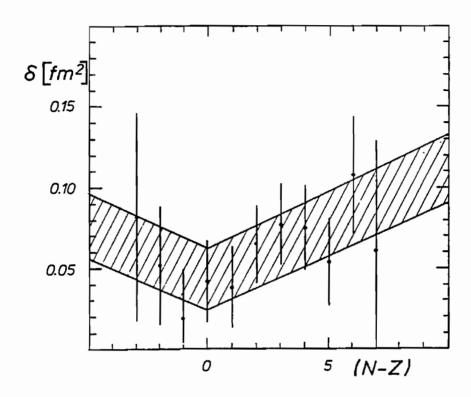


Figura 5.16: Desvio médio (δ) de r_0^2 , como função de N-Z, para núcleos leves[Vil89]. A região sombreada representa o resultado e o erro de um ajuste linear, tanto para a região rica quanto para a deficiente em nêutrons, assumindo uma dependência em |N-Z| para r_0^2 .

Capítulo 6

Modelos Teóricos - Comparação de Resultados Teóricos e Experimentais

Foram calculadas seções de choque de reação através do modelo de Glauber[Gla59], utilizando-se densidades calculadas com base na teoria do Campo Médio Relativístico ("Relativistic Mean Field - RMF") [Hir91, Hir97, Rin97]. Os valores de σ_R assim calculados foram aplicados à fórmula de Kox (Eqs.1.5 e 1.6), de onde finalmente se obtiveram os raios reduzidos de interação (r_0) dos isótopos estudados.

Os raios assim obtidos são listados na Tabela 6.1 juntamente com os raios medidos nesta experiência. Nas Figs.6.1, 6.2 e 6.3, são apresentados os raios medidos e calculados, sobrepostos para cada cadeia isotópica e em função do número de nêutrons N. Notase uma concordância razoável entre as magnitudes dos valores teóricos e os medidos; entretanto, a tendência decrescente de r_0 com o aumento do número de nêutrons, verificada nos dados, não é reproduzida pelos cálculos.

As densidades usadas nestes cálculos foram obtidas com um RMF esférico. Como já visto, medidas por deslocamento isotópico de raios quadráticos médios de carga de núcleos desta região apresentaram um comportamento semelhante aos obtidos neste trabalho; cálculos feitos com RMF têm sido bem sucedidos em reproduzir estes resultados conforme pode-se observar na Fig.5.8[Lal95].

As próximas seções trazem detalhes dos cálculos efetuados.

Tabela 6.1: Raios reduzidos de interação (r_0) experimentais e calculados com Modelo de Glauber e RMF, incluindo emparelhamento e correção para o centro-de-massa.

$_{31}{ m Ga}$						
A	N	E/A (MeV)	$(r_0)_{exp}~(\mathrm{fm})$	$(r_0)_{calc} ({ m fm})$		
63	32	58.669	$1.068\pm\ 0.036$	1.054		
64	33	56.847	$1.038\pm\ 0.013$	1.054		
65	34	55.104	$1.0136 \pm\ 0.0083$	1.056		
66	35	53.437	$1.0096\pm\ 0.0078$	1.057		
67	36	51.842	$1.002\pm\ 0.014$	1.060		
68	37	50.313	$0.963 \pm\ 0.045$	1.063		
			$_{32}{ m Ge}$			
Α	N	E/A (MeV)	$(r_0)_{exp}$ (fm)	$(r_0)_{calc} ext{ (fm)}$		
65	33	58.690	1.045 ± 0.047	1.054		
66	34	56.920	$1.040\pm\ 0.021$	1.055		
67	35	55.226	$1.011\pm\ 0.017$	1.056		
68	36	53.604	$0.996\pm\ 0.017$	1.059		
69	37	52.048	$1.021\pm\ 0.021$	1.061		
70	38	50.557	$0.987 \pm\ 0.032$	1.064		
71	39	49.125	1.12± 0.12	1.066		
33As						
A	N	E/A (MeV)	$(r_0)_{exp} ext{ (fm)}$	$(r_0)_{calc}$ (fm)		
67	34	58.707	1.064± 0.047	1.055		
68	35	56.988	$1.065\pm\ 0.020$	1.056		
69	36	55.340	$1.002\pm\ 0.015$	1.058		
70	37	53.759	1.012± 0.016	1.060		
71	38	52.242	$1.023\pm\ 0.025$	1.062		
72	39	50.785	$1.034\pm\ 0.037$	1.064		

Tabela 6.1: Raios reduzidos de interação (r_0) experimentais e calculados com Modelo de Glauber e RMF, incluindo emparelhamento e correção para o centro-de-massa (continuação).

₃₄ Se							
A	N	E/A (MeV)	$(r_0)_{exp} \; (\mathrm{fm})$	$(r_0)_{calc}$ (fm)			
69	35	58.721	$1.068\pm\ 0.050$	1.056			
70	36	57.049	1.044± 0.018	1.058			
71	37	55.444	$1.021\pm\ 0.011$	1.060			
72	38	53.903	$0.987 \pm\ 0.013$	1.061			
73	39	52.423	0.999 ± 0.024	1.063			
74	40	51.000	$0.948 \pm\ 0.067$	1.065			
	$_{35}\mathrm{Br}$						
A	N	E/A (MeV)	$(r_0)_{exp}$ (fm)	$(r_0)_{calc} \ ({ m fm})$			
72	37	57.105	$1.043\pm\ 0.043$	1.060			
73	38	55.542	1.011± 0.028	1.061			
74	39	54.039	1.091± 0.024	1.063			
75	40	52.593	$1.094\pm\ 0.035$	1.064			
76	41	51.202	1.14± 0.10	1.065			

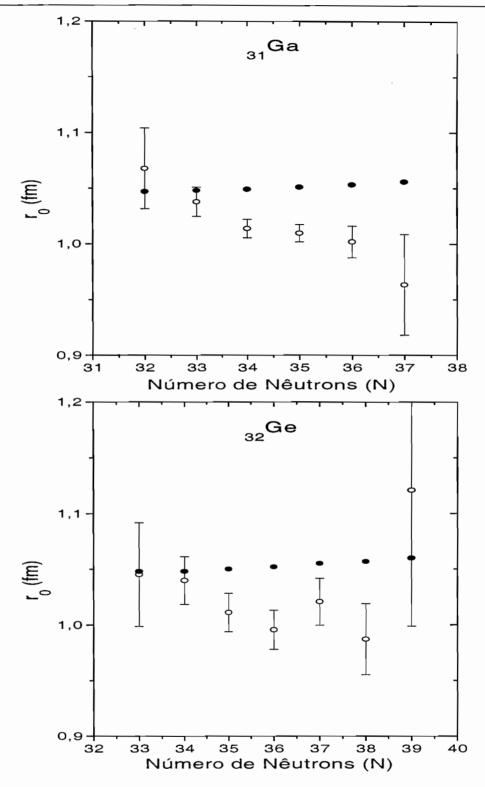


Figura 6.1: Raios reduzidos de interação medidos neste trabalho (círculos abertos) sobrepostos a cálculos de Glauber com RMF, incluindo emparelhamento e correção para o centro-de-massa (círculos fechados), para isótopos do $_{31}$ Ga e do $_{32}$ Ge.

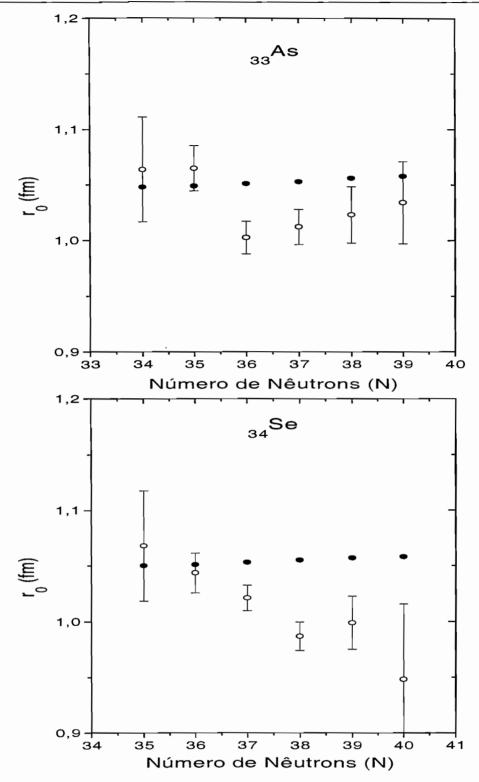


Figura 6.2: Raios reduzidos de interação medidos neste trabalho (círculos abertos) sobrepostos a cálculos de Glauber com RMF, incluindo emparelhamento e correção para o centro-de-massa (círculos fechados), para isótopos do 33As e do 34Se.

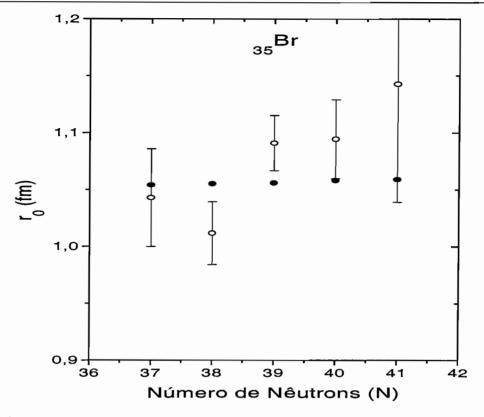


Figura 6.3: Raios reduzidos de interação medidos neste trabalho (círculos abertos) sobrepostos a cálculos de Glauber com RMF, incluindo emparelhamento e correção para o centro-de-massa (círculos fechados), para isótopos do 35Br.

6.1 Modelo de Glauber

Neste modelo a seção de choque de reação é resultante de interações núcleon-núcleon dos núcleos projétil e alvo. Para se levar em conta todas as interações deste tipo que podem ocorrer numa experiência de espalhamento, tomam-se as densidades nucleares do projétil e do alvo (ρ_P e ρ_A , respectivamente), e também a seção de choque de reação média núcleon-núcleon (σ_{NN}) definida por:

$$\sigma_{NN} = \left[\left(\frac{Z_A}{A_A} \right) \left(\frac{Z_P}{A_P} \right) + \left(\frac{N_A}{A_A} \right) \left(\frac{N_P}{A_P} \right) \right] \sigma_{ii} + \left[\left(\frac{Z_A}{A_A} \right) \left(\frac{N_P}{A_P} \right) + \left(\frac{N_A}{A_A} \right) \left(\frac{Z_P}{A_P} \right) \right] \sigma_{ij}$$

onde: $Z_{A(P)}$, $N_{A(P)}$ e $A_{A(P)}$ são, respectivamente, o número de prótons, nêutrons e de massa para o alvo e o projétil; σ_{ii} é a seção de choque próton-próton (nêutron-nêutron); e σ_{ij} é a seção de choque próton-nêutron. Estes dois últimos valores são obtidos da literatura.

A dedução para a seção de choque de reação total supõe um projétil com parâmetro de impacto b (Fig.6.4) que contém $\rho_P dV_P$ núcleons em um elemento de volume dV_P . Os

vetores r_P e r_A denotam as distâncias deste elemento de volume dos centros dos núcleos envolvidos (vide Fig.6.4). A probabilidade de interação deste elemento de volume, enquanto o projétil atravessa uma distância dz, é simplesmente $\sigma_{NN}\rho_A\rho_P dV_P dz$. A transparência, ou probabilidade de que o projétil $n\tilde{a}o$ interaja, neste parâmetro de impacto, é:

$$T(b) = \exp[-\sigma_{NN} \int \int \int \rho_A(r_A)\rho_P(r_P)dV_P \ dz]$$
 (6.1)

onde as integrações estendem-se sobre a trajetória do projétil e sobre as coordenadas internas. A seção de choque de reação total é obtida integrando-se sobre todos os parâmetros de impacto:

$$\sigma_R = 2\pi \int [1 - T(b)]b \ db \tag{6.2}$$

As densidades nucleares ρ_A e ρ_P foram obtidas através da teoria RMF, conforme será detalhado na próxima seção.

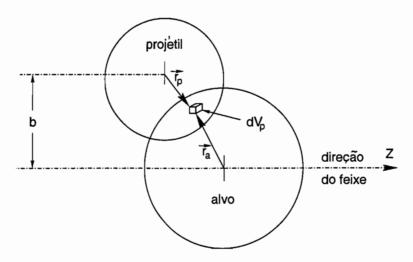


Figura 6.4: Região de sobreposição onde as colisões núcleon-núcleon têm lugar.

A seção de choque de reação assim obtida é substituída na fórmula de Kox (Eqs.1.5 e 1.6) que é resolvida então em relação ao raio reduzido de interação.

6.2 Teoria do Campo Médio Relativístico (RMF)

A teoria de Brüeckner-Hartree-Fock relativística, proposta por Walecka[Wal74, Ser86], tem-se mostrado bem sucedida na descrição de propriedades nucleares[Gam90, Rin96] sobre toda a tabela periódica, conseguindo isto com apenas seis ou sete parâmetros livres.

Partindo-se de parâmetros fixados para os núcleos estáveis pode-se procurar calcular as propriedades de núcleos próximos às "driplines" de prótons e de nêutrons, com alguns cuidados [Hir91, Rin97].

Esta teoria relativística inclui explicitamente nos cálculos os graus de liberdade dos mésons e descrevem os núcleons como partículas de Dirac. O modelo é baseado numa descrição da interação núcleon-núcleon através da troca de bósons. A partir desta suposição estabelece-se a Lagrangiana da densidade:

$$\mathcal{L} = \overline{\psi} \Big[i \gamma^{\mu} \partial_{\mu} - M - g_{\sigma} \sigma - g_{\omega} \gamma_{\mu} \omega^{\mu} - g_{\rho} \gamma_{\mu} \tau^{a} \rho^{\mu a} - e \gamma_{\mu} \frac{(1 - \tau_{3})}{2} A^{\mu} \Big] \psi
+ \frac{1}{2} \partial_{\mu} \sigma \partial^{\mu} \sigma - U(\sigma) - \frac{1}{4} g_{4} \sigma^{4} - \frac{1}{4} H_{\mu\nu} H^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_{\omega}^{2} \omega_{\mu} \omega^{\mu} + \frac{1}{4} c_{3} (\omega_{\mu} \omega^{\mu})^{2}
- \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^{a} G^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_{\rho}^{2} \rho_{\mu}^{a} \rho^{a\mu} - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$$
(6.3)

O espinor de Dirac ψ denota o núcleon com massa M. Já σ , ω_{μ} e ρ_{μ}^{a} são os campos de mésons sigma, omega e rho, com massas m_{σ} , m_{ω} e m_{ρ} , respectivamente. A^{μ} é o campo de fótons, que gera a interação coulombiana entre os prótons com $e^{2}/4\pi = 1/137$. Os campos tensoriais são definidos por:

$$H_{\mu\nu} = \partial_{\mu}\omega_{\nu} - \partial_{\nu}\omega_{\mu}, \tag{6.4}$$

$$G^{a}_{\mu\nu} = \partial_{\mu}\rho^{a}_{\nu} - \partial_{\nu}\rho^{a}_{\mu} - g_{\rho}\varepsilon^{abc}\rho^{b}_{\mu}\rho^{c}_{\nu}, \tag{6.5}$$

$$F_{\mu\nu} = \partial_{\mu}A_{\nu} - \partial_{\nu}A_{\mu}. \tag{6.6}$$

Os termos g_{σ} , g_{ω} e g_{ρ} são as constantes de acoplamento entre σNN , ωNN e ρNN . O termo ε^{abc} é o tensor de Levi-Civitta.

 $U(\sigma)$ é o potencial não-linear para σ :

$$U(\sigma) = \frac{1}{2}m_{\sigma}^{2}\sigma^{2} + \frac{1}{3}g_{3}\sigma^{3} + \frac{1}{4}g_{4}\sigma^{4}$$
(6.7)

incluído para reproduzir quantitativamente as propriedades do núcleo [Bog77].

O termo não-linear do méson ω é adicionado para se obter uma melhor descrição da curva de saturação da matéria nuclear[Bro90, Sug94].

A mais baixa ordem da teoria quântica de campos é a aproximação de campo médio: os operadores de campo mesônicos são substituídos por seus valores esperados. Os A núcleons, descritos por um determinante de Slater $|\Phi\rangle$ de espinores de partícula única ψ_i (i=1,2,...,A), movem-se independentemente num campo mesônico clássico.

A aplicação das equações de Euler-Lagrange sobre a Lagrangiana acima, resultam numa equação de Dirac para os núcleons e nas equações de Klein-Gordon para os campos de bósons. O estado fundamental de um núcleo é descrito pela solução estacionária autoconsistente do sistema de equações de Dirac e Klein-Gordon acopladas. A solução estática é obtida resolvendo-se a equação estacionária de Dirac:

$$\{-i\alpha \cdot \nabla + \beta M^*(r) + V(r)\}\psi_i(r) = \varepsilon_i \psi_i(r)$$
(6.8)

A massa efetiva $M^*(r)$ não é mais uma constante e é escrita em termos de $\sigma(r)$ como:

$$M^*(r) = M + g_{\sigma}\sigma(r) \tag{6.9}$$

O requerimento de simetria esférica proibe correntes espaciais no núcleo, assim as componentes vetoriais de espaço de ω , ρ_3 e A dos campos vetoriais mesônicos devem se anular. Desta forma, o potencial V(r) contém apenas as componentes temporais:

$$V(r) = g_{\omega}\omega^{0}(r) + g_{\rho}\tau_{3}\rho^{0}(r) + e^{\frac{(1-\tau_{3})}{2}}A^{0}(r), \qquad (6.10)$$

A conservação da carga garante que apenas a terceira componente isotópica de ρ sobreviva. Usando-se as autofunções $\psi(r)$ obtidas ao se resolverem as equações de autovalores 6.8, a quarta componente do vetor de corrente e as densidades escalares (valores a serem aplicados no cálculo de Glauber acima), são dadas por:

$$\rho_{3}(r) = \sum_{i=1}^{A} \overline{\psi}_{i}(r) \tau_{3} \gamma^{0} \psi_{i}(r),$$

$$\rho_{s}(r) = \sum_{i=1}^{A} \overline{\psi}_{i}(r) \psi_{i}(r),$$

$$\rho_{v}(r) = \sum_{i=1}^{A} \overline{\psi}_{i}(r) \gamma^{0} \psi_{i}(r),$$

$$\rho_{p}(r) = \sum_{i=1}^{A} \overline{\psi}_{i}(r) \frac{(1-\tau_{3})}{2} \gamma^{0} \psi_{i}(r).$$
(6.11)

As equações inomogêneas de Klein-Gordon são:

$$(-\Delta + m_{\sigma}^{2})\sigma(r) = -g_{\sigma}\rho_{s}(r) - g_{3}\sigma^{2}(r) - g_{4}\sigma^{3}(r),$$

$$(-\Delta + m_{\omega}^{2})\omega^{0}(r) = g_{\omega}\rho_{v}(r),$$

$$(-\Delta + m_{\rho}^{2})\rho^{0}(r) = g_{\rho}\rho_{3}(r),$$

$$(-\Delta A^{0}(r) = e\rho_{p}(r).$$
(6.12)

A literatura traz diversas parametrizações para a resolução destas equações: NL1 e NL2[Rei86], HS[Hor81], TS[Tok91] e L1[Gam90]. Neste trabalho empregou-se a parametrização TMA[Sug97], que tem dependência com o número de massa e reproduz quantitativamente propriedades tanto de núcleos leves quanto de núcleos "superpesados".

As Eqs.6.8, 6.11 e 6.12 foram resolvidas iterativamente utilizando-se um potencial de oscilador harmônico esférico. A solução das mesmas fornece, entre outros, o valor esperado dos raios quadráticos médios, momentos de quadrupolo e hexadecapolo, e a energia total, que no caso estático tem a forma:

$$E = \int d^3r \ H(r) \tag{6.13}$$

onde:

$$H(r) = \sum_{i} \psi_{i}^{\dagger} \{-i\nabla \cdot \alpha - \beta M^{*}(r) + V(r)\} \psi_{i}$$

$$+ \frac{1}{2} (\nabla \sigma)^{2} + U(\sigma)$$

$$- \frac{1}{2} \{ (\nabla \omega^{0})^{2} + m_{\omega}^{2} (\omega^{0})^{2} \}$$

$$+ \frac{1}{2} \{ (\nabla \rho^{0})^{2} + m_{\rho}^{2} (\rho^{0})^{2} + (\nabla A^{0})^{2} \}$$
(6.14)

A descrição acurada das propriedades do estado fundamental de núcleos requer que as correlações de emparelhamento sejam explicitamente levadas em conta. Para incluí-las de forma consistente, a teoria RMF deve ser derivada de uma nova forma, a partir das variações de um funcional Energia. Usando a energia definida na Eq.6.13, com simetria de reversão temporal e emparelhamento, encontra-se para a energia de ligação total:

$$E(\psi_i^{\dagger}, \psi_i, \sigma, \omega^0, \rho^0, A^0, v_i) = E_{part} + E_{\sigma} + E_{\omega} + E_{\rho} + E_C + E_{emp} + E_{CM} - AM \quad (6.15)$$

com:

$$E_{part} = \sum_{i} v_i^2 \int d^3r \ \psi_i^{\dagger} \{ -i \nabla \cdot \alpha + \beta M^*(r) + V(r) \} \psi_i$$
 (6.16)

$$E_{\sigma} = \int d^3r \left\{ \frac{1}{2} (\nabla \sigma)^2 + U(\sigma) \right\}$$
 (6.17)

$$E_{\omega} = -\int d^3r \, \frac{1}{2} \{ (\nabla \omega^0)^2 + m_{\omega}^2 (\omega^0)^2 \}$$
 (6.18)

$$E_{\rho} = -\int d^3r \, \frac{1}{2} \{ (\nabla \rho^0)^2 + m_{\rho}^2 (\rho^0)^2 \}$$
 (6.19)

$$E_C = -\int d^3r \, \frac{1}{2} (\nabla A^0)^2 \tag{6.20}$$

$$E_{emp} = -G\left(\sum_{i>0} u_i v_i\right)^2 \tag{6.21}$$

$$E_{CM} = -\frac{3}{4}\hbar\omega_0 = -\frac{3}{4}41A^{-1/3} \tag{6.22}$$

 E_{part} é a energia das partículas movendo-se em campos criados pelos mésons; E_{σ} , E_{ω} , E_{ρ} , e E_{C} são as contribuições dos campos de méson e do campo coulombiano; E_{emp} é a energia de emparelhamento com a constante de força G e as probabilidades de ocupação v_{i}^{2} e $u_{i}^{2} = 1 - v_{i}^{2}$. E_{CM} é a correção para a energia do centro-de-massa, aproximada pelo seu valor em um potencial de oscilador harmônico não relativístico.

A variação do funcional descrito na Eq. 6.15, em relação aos espinores de Dirac, produz as equações de Dirac. A variação em relação aos campos de méson e ao campo coulombiano, leva às equações de Klein-Gordon. No entanto, em relação às Eqs.6.11, agora deve-se incorporar os números de ocupação $n_i = v_i^2$; ou seja, deve-se substituir:

$$\sum_{i=1}^{A} \dots \quad por \qquad \sum_{i=1}^{A} v_i^2 \dots$$

A variação do funcional em relação aos números de ocupação v_i^2 fornece as equações de BCS:

$$2\varepsilon_i u_i v_i - \Delta(u_i^2 - v_i^2) = 0 \tag{6.23}$$

com:

$$\Delta = G \sum_{i>0} u_i v_i \tag{6.24}$$

Esta equação tem por solução:

$$\begin{pmatrix} u_i^2 \\ v_i^2 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \left(1 \pm \frac{\varepsilon_i - \lambda}{\sqrt{(\varepsilon_i - \lambda)^2 + \Delta^2}} \right)$$
 (6.25)

Como a intensidade da constante de emparelhamento G não é conhecida, ela é ajustada para cada núcleo de forma que o resultante parâmetro de separação Δ tenha o valor experimental para prótons e nêutrons obtidos das diferenças de massa de núcleos ímpar-par estudados e tabelados[Aud97, Wap77, Wap85], ou seja, G nunca é calculada explicitamente em RMF. Com os parâmetros experimentais calcula-se diretamente apenas a probabilidade de ocupação, Eq.6.25. Os potenciais químicos λ_n e λ_p são determinados pelos números de partícula para prótons e nêutrons.

O termo da energia de emparelhamento pode agora ser escrito como:

$$E_{emp} = -\Delta \sum_{i>0} u_i v_i$$

Combinando-se as Eqs. 6.8 e 6.12 com as Eqs. 6.22, as diferentes contribuições da energia total E podem ser facilmente calculadas:

$$E_{part} = \sum_{i} v_i^2 \varepsilon_i \tag{6.26}$$

$$E_{\sigma L} = -\frac{g_{\sigma}}{2} \int d^3r \, \rho_s(r) \, \sigma(r) \qquad (6.27)$$

$$E_{\sigma NL} = -\frac{1}{2} \int d^3r \left\{ \frac{2}{3} g_2 \ \sigma(r)^3 + \frac{1}{2} g_3 \ \sigma(r)^4 \right\}$$
 (6.28)

$$E_{\omega} = -\frac{g_{\omega}}{2} \int d^3r \; \rho_{\nu}(r) \; \omega^0(r) \qquad (6.29)$$

$$E_{\rho} = -\frac{g_{\rho}}{2} \int d^3r \, \rho_3(r) \, \rho^0(r) \tag{6.30}$$

$$E_C = -\frac{e^2}{8\pi} \int d^3r \; \rho_c(r) \; A^0(r)$$
 (6.31)

$$E_{emp} = -\Delta \sum_{i>0} u_i v_i \tag{6.32}$$

$$E_{CM} = -\frac{3}{4}\hbar\omega_0 = -\frac{3}{4}41A^{-1/3} \tag{6.33}$$

A solução destas equações bastante complexas está além dos objetivos deste trabalho. Esta introdução à teoria RMF aqui feita é suficiente para fornecer uma idéia geral de como ela calcula as densidades desejadas. Para um aprofundamento da teoria o leitor não familiarizado pode recorrer às referências já citadas, em especial a Gambhir *et al*.

Parte II

Medidas da Seção de Choque de Reação com o Método Direto no Laboratório Pelletron

Capítulo 7

O Método Direto no Pelletron

Houve uma preocupação neste trabalho em se viabilizar também o estudo experimental de núcleos exóticos nas energias fornecidas pelo acelerador Tandem 8UD (≈ 5 MeV/núcleon), instalado no Laboratório Pelletron[Her72, Sal74] do Instituto de Física da USP. Esta iniciativa teve duas frentes:

- a) o desenvolvimento do Método Direto para medidas das seções de choque de reação e dos raios nucleares, nestas energias;
- b) a tentativa de produzir e identificar núcleos radioativos.

Os passos e resultados deste projeto serão descritos e avaliados nos próximos capítulos. Para testar o método no Pelletron optou-se por utilizar um feixe de ¹⁶O, cuja seção de choque com o ²⁸Si em baixas energias, obtida por outras técnicas, é disponível na literatura para fins de comparação.

7.1 Arranjo Experimental

A experiência foi realizada na canalização a 15º da sala experimental A do Laboratório Pelletron. Nesta linha está localizado o espectrógrafo magnético tipo pólo-partido de Enge[Eng64, Spe67, Cru78], cujo esquema com seus principais elementos pode ser observado na Fig.7.1. O detetor utilizado como alvo estava localizado na câmara de detecção do espectrógrafo. Este foi posicionado a 0º em relação ao feixe incidente, e seu campo magnético ajustado de tal sorte a focalizar o feixe sobre o detetor.

Como o feixe de ¹⁶O usado no teste era o feixe primário acelerado pelo Pelletron, e, portanto, correspondia a uma taxa de contagens extremamente alta (≈ 1 nA ou 10¹º partículas por segundo), se incidido diretamente sobre um detetor de silício típico, como o que seria utilizado como alvo, este seria danificado instantaneamente de forma irreversível. Por isso, o feixe foi reduzido para cerca de mil partículas por segundo, uma taxa suportável pelos detetores. A redução do fluxo foi possível desfocalizando-se o feixe com os quadrupolos magnéticos localizados na canalização 15A. Além disto, antes de atingir o detetor-alvo, o feixe atravessava um conjunto de pequenas fendas em lâminas de tântalo que definiam uma abertura de apenas 0.04 mm², suficiente para fixar o fluxo em torno de 10³ partículas/s. Tais fendas estavam localizadas na câmara de espalhamento da espectrógrafo.

A medição prévia do fluxo, antes de se incidir o feixe sobre o detetor-alvo, era feita usando-se um detetor de silício tipo barreira de superfície (chamado detetor "morto"), posicionado sobre a torre de alvos da câmara de espalhamento, exatamente depois das fendas de atenuação, e conectado a um Medidor de Taxa de Contagem (MTC). Este era um detetor que já havia sido danificado e não mais apresentava boa resolução em energia, sendo utilizado apenas como um contador de partículas, daí sua denominação. Após o ajuste adequado do fluxo, o detetor "morto" era retirado da frente do feixe e posicionado a 90º deste, através do mecanismo de rotação da torre de alvos, ficando à disposição para futuras medições. A partir daí a monitoração do fluxo era feita acoplando-se o MTC ao próprio detetor-alvo.

Todo o procedimento para minimizar o fluxo resultava, contudo, num feixe degradado em energia, devido à desfocalização e ao consequente espalhamento do mesmo na canalização e nas bordas das fendas. Como é imprescindível ao método direto uma excelente definição de energia, o feixe atenuado foi analisado no espectrógrafo magnético e incidido sobre um detetor de Si sensível à posição (DSP) tipo barreira de superfície, localizado na câmara de detecção do espectrógrafo, e que atuou também como alvo. Isto permitiu realizar uma análise do feixe em energias, uma vez que cada uma delas tinha seu ponto focal específico e distinto; portanto, embora tivesse o feixe uma dispersão em energias estas podiam ser separadas espacialmente e identificadas convenientemente pelo sinal EX do detetor.

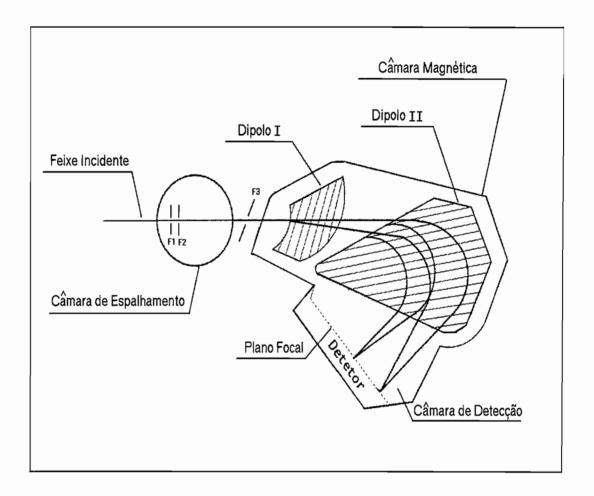


Figura 7.1: Esquema do Espectrógrafo Magnético tipo pólo-partido de Enge, localizado na canalização a 15º da sala experimental A do Laboratório Pelletron do IFUSP. Pode-se observar a posição da câmara de espalhamento, os dois imãs e seu efeito sobre trajetórias de partículas do feixe, e também a câmara de detecção onde se posiciona o detetor-alvo. Nesta figura o espectrógrafo está posicionado a 0º.



Para evitar o espalhamento do feixe nas fendas de entrada do espectrógrafo, estas foram abertas nos valores máximos possíveis, mas respeitando limitações conhecidas para não se introduzirem aberrações de 2º. ordem (provocadas por uma excessiva abertura das fendas horizontais), ou para não se produzirem espalhamentos espúrios (originados por excessos nas fendas verticais). O detetor foi colocado numa pequena caixa metálica com uma abertura e que foi utilizada como câmara de ionização. Esta caixa foi presa a um "carrinho" que se movimenta suspenso num trilho localizado na câmara de detecção. Esta caixa foi orientada num ângulo de 45º em relação ao trilho, para compensar o ângulo de incidência do feixe sobre o plano focal do espectrógrafo que é daquela ordem, e, desta forma, garantir uma incidência perpendicular do feixe sobre o detetor. O trilho permite ao detetor movimentos longitudinais e transversais em relação ao feixe. As atribuições de cada tipo de movimento são:

1) Os movimentos longitudinais são requeridos para posicionar o detetor exatamente sobre o plano focal do espectrógrafo, no caso deste variar em função do alargamento cinemático originado em reações ocorridas no alvo localizado na câmara de espalhamento. Esta correção do plano focal é fornecida pelas fórmulas empíricas [Cru78]:

$$X_{1} = 19.18 + 0.165 \cdot \left(\frac{1}{2E_{f}} \frac{dE_{f}}{d\theta}\right)_{0} [cm]$$

$$X_{2} = 18.74 + 0.243 \cdot \left(\frac{1}{2E_{f}} \frac{dE_{f}}{d\theta}\right)_{0} [cm]$$

onde, X_1 e X_2 são as coordenadas horizontais das extremidades do trilho, reguladas independentemente; e $\left(\frac{1}{2E_f}\frac{dE_f}{d\theta}\right)_0 \left(10^{-4} \cdot grau^{-1}\right)$ é o alargamento cinemático que representa o deslocamento relativo em energia das partículas emitidas pelo alvo para uma pequena variação no ângulo de reação em torno de θ_0 , o ângulo da trajetória central. Nesta experiência o alargamento cinemático era nulo, já que não havia alvo e o espectrógrafo estava posicionado a 0^0 ; portanto, o trilho foi fixado nas coordenadas $X_1 = 19.18$ cm e $X_2 = 18.74$ cm.

2) Os movimentos transversais são de dois tipos: permitem ajustar a altura do detetor em relação ao feixe, e possibilitam ainda variar a sua posição ao longo do plano focal, para localizar o feixe quando fixada uma dada rigidez magnética $B\rho$.

Nas Figs.7.2 são mostrados dois desenhos esquemáticos de detetores semicondutores, tipo barreira de superfície, sensíveis à posição com constituições um pouco diferentes. Ambos os modelos foram empregados neste projeto em momentos diferentes.

A pequena câmara de ionização, dentro da qual foi colocado o DSP, funcionou como um detetor de perda de energia (ΔE), formando um telescópio $E - \Delta E$ juntamente com o DSP. O objetivo era identificar o Z das partículas incidentes e detetar eventuais contaminantes que pudessem acompanhar o feixe de ¹⁶O. Esta câmara tinha 70 mm de comprimento e foi preenchida com gás P10, mistura composta por 90% de ⁴⁰Ar e 10% de metano (C_1H_4), à pressão de 15 torrs. Sua janela de entrada era constituída por uma película de polipropileno [$(C_1H_2)_n$] com 100 μ g/cm² de espessura. Aqui também as perdas de energia sofridas pelo feixe no gás e na janela deveriam ser descontadas para efeito do cálculo do alcance das partículas no detetor-alvo, mas esta perda foi desprezível.

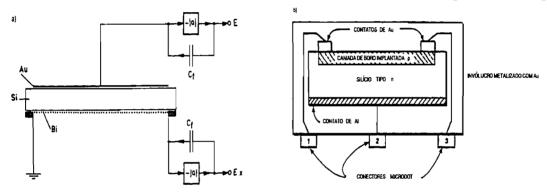


Figura 7.2: a) Detetor semicondutor sensível à posição com camada de entrada de ouro (Extraído de [Boc66]). b) DSP com camada de entrada composta pelo material dopante tipo p boro (Extraído de [Ort93]).

7.1.1 Eletrônica de Aquisição

O esquema da eletrônica empregada aparece na Fig.7.3 e as siglas ali constantes são definidas na Tabela 7.1.

Esta eletrônica era padrão, a única inovação foi a introdução dos parâmetros Tempo Rápido (T_r) e Tempo Lento (T_l) que tinham por objetivo propiciar uma seleção de pulsos por seu tempo de subida. Esta informação era relevante pois grandes tempos de subida estão relacionados com problemas de coleção de portadores de carga dentro dos detetores de barreira de superfície. É comum a ocorrência de pequenos defeitos nos cristais destes

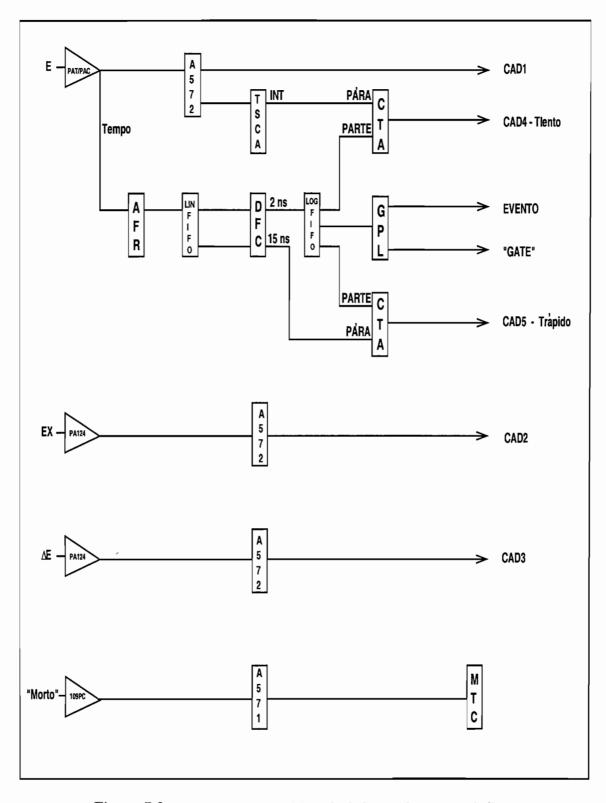


Figura 7.3: Eletrônica para aquisição de dados usada neste trabalho.

Tabela 7.1: Componentes da eletrônica de aquisição.

Sigla	Módulo	
PAT/PAC	Pré-Amplificador de Tensão e/ou Carga	
PA124	Pré-Amplificador de Carga ORTEC Mod.124	
109PC	Pré-Amplificador para Contadores Proporcionais	
A572	Amplificador ORTEC Mod.572	
A571	Amplificador ORTEC Mod.571	
AFR	Amplificador Rápido de Tempo	
TSCA	Discriminador Integral de Sinais	
CTA	Conversor Temporal-Analógico	
DFC	Discriminador à Fração Constante	
GPL	Gerador de Porta Lógica	
LOG FIFO	Módulo Lógico de Entrada e Saída	
LIN FIFO	Módulo Analógico de Entrada e Saída	
MTC	Medidor de Taxa de Contagens	
CAD	Conversor Analógico-Digital	

detetores (átomos deslocados de sua posição na rede cristalina, por exemplo), que se constituem em verdadeiras armadilhas para os portadores de carga. Se a quantidade destes defeitos for significativa, parte dos portadores produzidos quando da ionização do cristal devido à passagem de uma partícula carregada, serão aprisionados nestas armadilhas e escaparão das mesmas com um certo atraso em relação ao grupo original, ou ainda nunca se libertarão, pois se portadores de sinal contrário forem capturados no mesmo sítio haverá recombinação e, portanto, eliminação mútua entre eles. Quaisquer destes eventos se traduzirá num sinal com tempo de subida mais lento do que aqueles gerados por uma coleção completa dos portadores. A eletrônica concebida visava mapear os pulsos em função de suas características temporais, e armazenar a informação assim obtida para o subsequente descarte dos eventos impróprios durante a análise de dados.

Na eletrônica de Tempo Rápido era gerado um pulso proporcional ao tempo gasto para que um sinal de tempo bipolar cruzasse a linha de base ("crossover"). Estes sinais eram gerados num Discriminador a Fração Constante (DFC) a partir do pulso rápido de tempo originado no pré-amplificador do DSP. Estes DFC são concebidos de tal forma a produzirem "crossovers" constantes para sinais com o mesmo tempo de subida, independentemente da amplitude dos mesmos, conforme indica a Fig.7.4. "Crossovers" em tempos distintos estarão relacionados a variações no tempo de subida dos sinais.

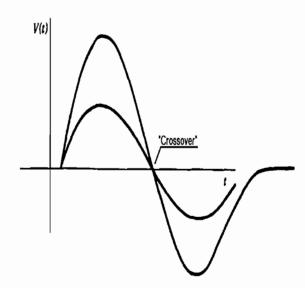


Figura 7.4: Exemplos de "crossovers" independentes da amplitude dos pulsos.

Um sinal gerado pelo DFC, empregando um atraso de 2 ns, era usado como disparo ("start") de um Conversor Temporal-Analógico (CTA), enquanto outro sinal produzido pelo DFC, agora com um atraso de 15 ns, era utilizado como parada ("stop"). Desta forma, criavam-se sinais com amplitudes proporcionais ao tempo dispendido para o pulso cruzar a linha de base. Estes sinais passavam então por um conversor analógico-digital (CAD), onde tinham suas amplitudes lidas e armazenadas para terem sua distribuição visualizada num espectro. Os sinais com tempo de subida normal concentravam-se num pico mais intenso, enquanto os demais se espalhavam em volta deste, ou eventualmente em picos secundários, e podiam ser facilmente identificados e eliminados. Uma vantagem adicional deste circuito foi a de permitir também a eliminação de pulsos encavalados ("pileups" de pico), uma vez que estes também provocam variações no tempo de "crossover" [Bla67, Fur84], conforme mostra a Fig.7.5

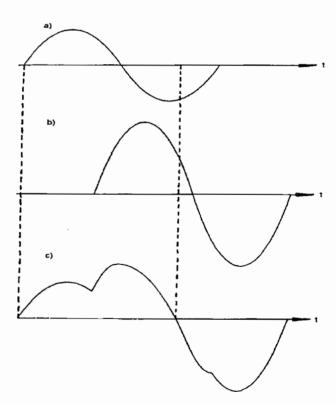


Figura 7.5: Efeito do "pileup" de cauda sobre a posição do "crossover" de pulsos de tempo bipolares.

Um espectro de T_r é apresentado nas Figs.7.6a e b, já na Fig.7.6c vê-se o mesmo espectro após ter-lhe sido imposta uma condição restritiva (janela ou "gate") apenas sobre os eventos do pico.

Já a eletrônica de Tempo Lento produzia um sinal de tempo proporcional ao tempo gasto pelo pulso para atingir a sua máxima amplitude. O "start" num CTA era dado pelo sinal rápido de tempo proveniente do DFC, com atraso de 2 ns, enquanto o sinal "stop" era fornecido por um Discriminador Integral de Sinais (TSCA) a partir do máximo de amplitude do pulso formatado pelo amplificador. O sinal na saída do CTA era então, evidentemente, dependente do tempo de subida do sinal de energia proveniente do amplificador, o que permitia a identificação dos pulsos problemáticos. Num espectro de T_l deveria haver, portanto, um pico bem definido representando os pulsos com tempo de subida normal e contagens marginais indicando os pulsos deficientes, como se verifica nas Figs.7.7a e b. Na Fig.7.7c tem-se o mesmo espectro após o descarte dos eventos com tempos deficientes. Este parâmetro possibilitava também a eliminação dos "pileups" de pico, pois estes também incrementam a duração dos pulsos.

Os dados tomados com este arranjo experimental, e em várias energias do feixe, apresentaram problemas e resultados importantes para a compreensão das sutilezas do emprego do Método Direto em baixas energias como se verá em seguida.

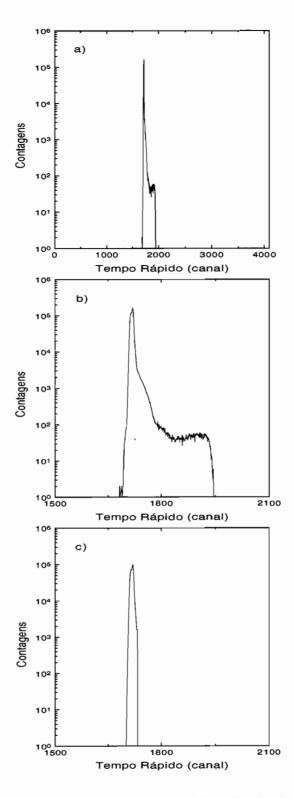


Figura 7.6: a) Espectro do parâmetro Tempo Rápido. b) Detalhe do pico de T_r . c) Tempo Rápido depois de selecionada a região de interesse.

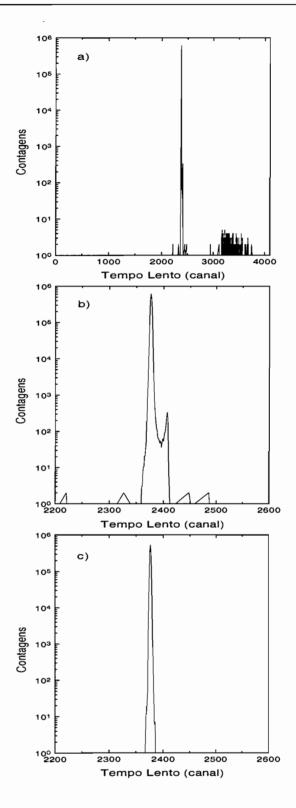


Figura 7.7: a) Espectro do parâmetro Tempo Lento. b) Detalhe do pico de T_l . c) T_l após selecionada a região de interesse.

Capítulo 8

Análise de Dados - Pelletron

Os parâmetros obtidos na aquisição de dados foram: Energia (E) e o produto Energia vezes Posição (EX), fornecidos pelo DSP; a Perda de Energia (ΔE) , fornecida pela câmara de ionização; e, finalmente, os Tempos Rápido (T_r) e Lento (T_l) .

Nenhuma contaminação do feixe por outro elemento $(Z \neq 8)$ foi identificada pelo detetor ΔE em qualquer um dos períodos de aquisição de dados realizados; sendo assim, na análise que se segue, este parâmetro será desconsiderado.

Na Fig.8.1 vê-se um espectro bi-paramétrico Posição (X) vs. Energia (E) obtido após um adequado tratamento dos parâmetros acima. Nota-se a existência de um ponto de incidência bem definido para o feixe de onde parte uma cauda em direção aos menores valores de energia e que representa as reações ocorridas dentro do detetor. As faixas transversais são devidas à dispersão em energia do feixe, que acaba varrendo todo o detetor. Cada faixa é originada por um estado de carga diferente (identificados na figura) produzidos nas fendas de atenuação; apenas o estado de carga de interesse é focalizado sobre o detetor, os demais têm seus pontos focais localizados fora da área sensível do DSP.

Os detalhes do refinamento dos dados brutos passam a ser objeto de discussão agora.

8.1 Variação de Ganho

Constatou-se durante a tomada de dados uma variação do ganho do detetor, solidária com o aumento de sua corrente inversa, e caracterizada, nos espectros de energia, por um alargamento exagerado do pico elástico, como se vê na Fig.8.2. Nota-se a completa

falta de qualidade destes espectros, inviabilizando-os para a medida da Probabilidade de Reação.

As causas para esta perda gradual de resolução são: ou um fluxo intenso atingindo o detetor, ou mesmo um fluxo pequeno, mas mantido por um longo período. A velocidade com que se dá esta deterioração está na razão direta da energia do feixe empregado. A insistência em qualquer uma destas condições pode levar a uma descaracterização total do detetor no ponto de incidência do feixe, como se pode observar na Fig.8.3, obtida após uma exposição prolongada do detetor ao feixe. Quando da constatação destes problemas estava-se usando um feixe com taxa de contagens da ordem de 1500 partículas/s. Neste experimento, o foco do feixe sobre o detetor é praticamente puntual, dado o tamanho do ponto objeto (fendas de $0.04~\rm mm^2$) e à pequena magnificação horizontal do espectrógrafo (cerca de 0.30 ± 0.02).

Esta deterioração do detetor é descrita na literatura específica[Kno89] e está relacionada aos chamados defeitos de Frenkel. A radiação excessiva sobre o detetor, seja em tempo e/ou em intensidade, é cumulativa, e provoca deslocamentos de átomos do semicondutor de suas posições originais na rede. Irradiações da ordem de 3×10^8 íons/cm²[Kno89, Shi69] promovem defeitos permanentes no cristal. Estes defeitos tornam-se verdadeiros sorvedouros para os portadores de carga, desaparecendo com grandes quantidades deles, e provocando a perda de referências verificada na Fig.8.3. A degradação é limitada apenas ao ponto de incidência não havendo danos ao restante do detetor, pelo menos nas condições desta experiência: um DSP com feixe puntual.

Estas ocorrências determinaram cuidados adicionais em aquisições de dados ulteriores. A primeira providência foi reduzir substancialmente a intensidade do feixe incidente sobre o DSP para no máximo 500 partículas por segundo. Complementando, evitou-se manter a mesma posição de incidência do feixe por períodos prolongados. Rodadas de aquisição com duração de quatro horas mostraram-se as mais adequadas tanto em termos de estatísticas quanto em termos de preservação do instrumento. Vencida uma rodada efetuava-se uma mudança do ponto de incidência do feixe; no entanto, mesmo tendo-se esta preocupação, requeria-se a observação por alguns minutos dos espectros produzidos neste nova posição para se certificar que os mesmos não apresentassem, já de início, alguma deformação que indicasse um problema estrutural pré-existente do detetor neste local, caso em que nova

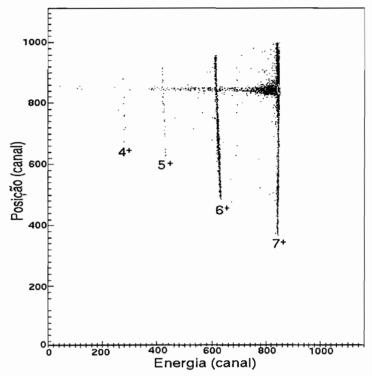


Figura 8.1: Espectro Posição vs. Energia, após tratamento de dados.

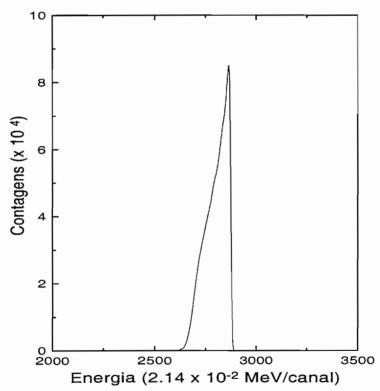


Figura 8.2: Espectro de energia obtido com alta taxa de contagens e longo tempo de exposição.

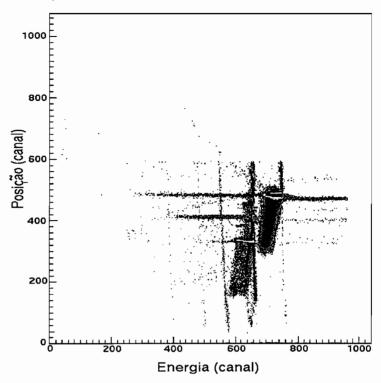


Figura 8.3: Espectro bi-paramétrico obtido após longa exposição.

mudança de posição se impunha.

Em reforço ainda, providenciou-se a adaptação ao DSP de um sistema de refrigeração alimentado por nitrogênio líquido. O objetivo era evitar variações amplas da corrente inversa do detetor, e assim garantir uma boa resolução em energia para os espectros pela atenuação do ruído térmico. Este recurso permitiu ainda que se trabalhasse com um limiar de sinal ("threshold") bem baixo no amplificador, como necessário para não se desperdiçar eventos de reações que geram pulsos de pequena amplitude, e que de outra forma seriam confundidos com ruído e, portanto, desprezados pelo circuito.

8.1.1 Correção do Ganho

Não obstante todas estas dificuldades e providências, tentou-se ainda recuperar e aproveitar, na medida do possível, os espectros afetados pela degradação do detetor. Para tanto procurou-se efetuar uma correção da variação do ganho através da rotina CORGAN especialmente criada para isso. Este programa toma a posição do pico elástico definida por uma quantidade inicial apreciável de eventos de um dado espectro, e, usando-a como re-

ferência, calcula um fator de correção para trazer os demais eventos a esta mesma posição, pelo menos até onde o dano não seja irreversível. A quantidade básica escolhida foi de 20480 eventos, a razão é que este valor corresponde a um número inteiro de "buffers" em que são registrados os eventos no formato L002 usado pelo VAXPAK[Mil87]. Dependendo do total de parâmetros que se tem na aquisição, este número de "buffers", que contêm aquela quantidade de eventos, irá mudar, mas sempre será um número inteiro deles. A posição do pico elástico dos primeiros 20480 eventos será a referência (C_0) ; as posições dos picos dos demais grupos de 20480 eventos (C_i) serão corrigidas multiplicando-se-as por fatores κ , obtidos de:

$$\kappa = \frac{C_0}{C_i}$$

Assim, as novas posições serão dadas por:

$$C_i' = \kappa \cdot C_i$$

Ao mesmo tempo, a rotina CORGAN media a largura a meia-altura, em canais, do pico de cada um destes grupos de 20480 eventos, comparando-a com uma largura limite pré-estabelecida que ao ser ultrapassada interrompia a execução do programa, dando a correção por encerrada. Os eventos posteriores a este ponto eram simplesmente descartados pois já pertenceriam a um estágio irrecuperável. É patente então que este processo não recupera integralmente o espectro obtido na rodada de aquisição de dados, mas apenas corrige o deslocamento do pico resultante da variação de ganho, até o ponto onde isto seja possível. Quanto ao progressivo alargamento do pico não há como compensá-lo, pois quando ele se torna demasiado não há mais meios de se distinguir entre eventos elásticos e inelásticos, e assim o restante destes dados perdeu a sua função. A Fig.8.4 mostra o resultado da aplicação do CORGAN sobre o espectro da Fig.8.2. A vantagem na sua utilização é evidente.

Mesmo em espectros adquiridos com feixes pouco intensos, rodízio e checagem dos pontos de incidência, além de refrigeração do detetor, notou-se um suave, mas persistente, alargamento do pico. Optou-se, em consequência, por submeter todos os espectros de energia à correção de ganhos, obtendo-se com isto uma melhora da resolução da ordem de 5 a 15%, dependendo do espectro. Isto não significa que os cuidados observados durante a

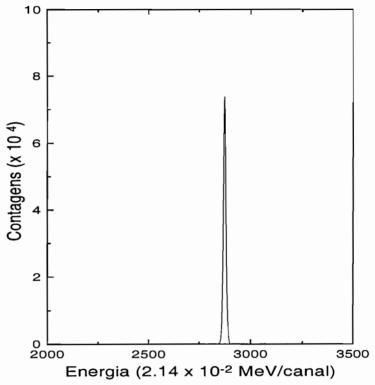


Figura 8.4: Mesmo espectro apresentado na Fig.8.2 agora com ganho corrigido.

aquisição tenham sido em vão. Eles permitiram o aproveitamento integral dos espectros, pois, em nenhum daqueles em que se observaram tais providências, o pico alargou-se mais do que o limite estabelecido para o CORGAN.

8.2 Determinação da Posição de Incidência do Feixe

Esta informação é essencial na medida em que as reações das partículas do feixe com os núcleos de Si do detetor-alvo acontecem exclusivamente neste ponto. Rememore-se que o DSP fornece apenas o produto energia vezes posição (EX), e, é claro, a energia (E); a posição X tem que ser extraída destes parâmetros. Um espectro bi-paramétrico EX vs. E é mostrado na Fig.8.5, a linha diagonal ali vista é a cauda de reações que ocorrem no ponto de incidência.

Obteve-se a posição de incidência simplesmente efetuando-se a operação:

$$X = k \cdot \frac{EX}{E}$$

onde k é um fator para igualar os ganhos e obtido a partir da cotangente do ângulo entre

o rabo de reações e o eixo E. O resultado deste tratamento já foi mostrado na Fig.8.1.

Na Fig.8.6a é mostrado um espectro simples de posição (X). Para compensar a péssima resolução deste parâmetro, deve-se aproveitar apenas as contagens contidas numa estreita janela colocada sobre o seu pico. Tal condição fornece espectros em X como aquele visto na Fig.8.6b, o qual foi limitado aos canais onde o número de contagens correspondia a 2/3 do máximo do pico.

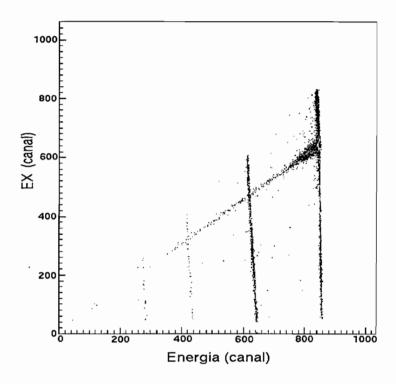


Figura 8.5: Espectro "EX vs. E" obtido com o método direto num DSP.

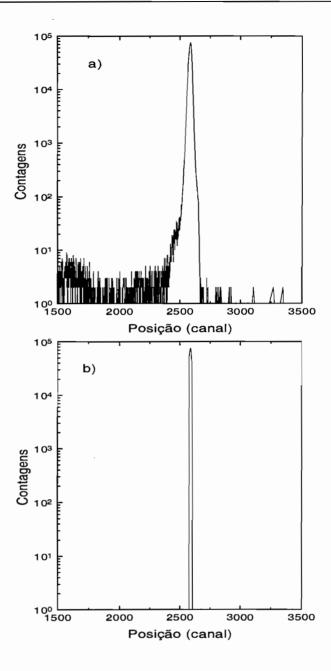


Figura 8.6: a) Espectro de posição (X) do DSP obtido na aquisição de dados. b) Mesmo espectro agora limitado aos canais onde o número de contagens corresponde a 2/3 do pico.

8.3 Redução de Dados

8.3.1 Considerações Iniciais

Todos estes tratamentos (correção de ganhos, janelas sobre tempo rápido, tempo lento e posição) resultam em espectros de energia como o mostrado na Fig.8.7a. Na Fig.8.7b

é apresentado o mesmo espectro antes de todas estas depurações. O ganho em resolução obtido com o tratamento é da ordem de 12%.

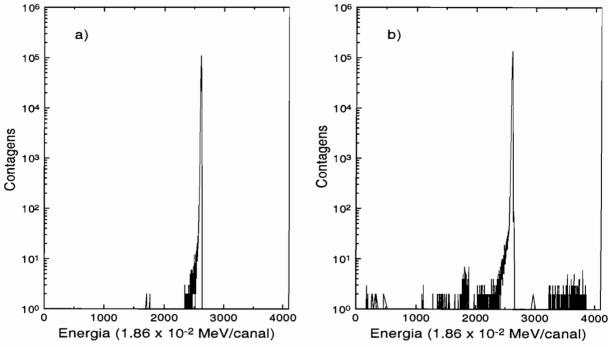


Figura 8.7: a) Espectro de energia após passar pelo tratamento descrito no texto. b) Mesmo espectro antes do tratamento.

No entanto, estes cuidados não removem a contaminação dos espectros de energia pelos outros estados de carga presentes no feixe. Como se pode ver na Fig.8.8, estes estados de carga clandestinos produzem picos secundários exatamente sobre a região de reações. Para remover esta contaminação das contagens de reações optou-se por contabilizar apenas a quantidade de reações existentes entre os picos secundários, evitando-os portanto. Em seguida, para levar em conta as reações reais escondidas sob eles, considerou-se que a quantidade destas seria igual àquela encontrada na região adjacente a cada pico secundário e de mesma largura que este. Este procedimento, embora se constitua numa estimativa, oferece a vantagem de não provocar propagações de erros significativas.

Como comentado no capítulo anterior, alguns detetores tipo barreira de superfície, tais como alguns DSPs utilizados neste trabalho, apresentavam uma fina camada de ouro depositada sobre o cristal de silício. Assim, foram efetuados cálculos para avaliar a probabilidade da ocorrência de espalhamentos de Rutherford em ângulos traseiros nesta camada. Tais espalhamentos provocariam recuos dos núcleos de Au envolvidos, gerando sinais de pequena amplitude que seriam, erroneamente, contabilizados como reações. No entanto,

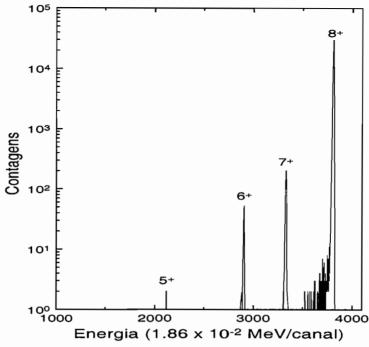


Figura 8.8: Espectro para a energia de 72 MeV onde destacam-se os picos secundários provocados por estados de carga contaminantes.

as estimativas indicaram ser este um efeito desprezível (da ordem de 10^{-6}) em relação às reações reais esperadas ($P_{reac} \sim 10^{-4}$).

Em detetores semicondutores mais modernos[Ort93] a janela de entrada é constituída do próprio material dopante (doador ou receptor) que compõe a junção p-n com o silício. Portanto, a probabilidade de retro-espalhamentos é ainda menor por terem estes materiais números atômicos (Z) menores que o ouro. Já foi mencionado que este tipo de detetores também foi empregado neste trabalho.

8.3.2 Resultados Preliminares

Foram realizados diversos períodos de aquisição de dados, sendo que em alguns deles foram obtidos espectros de energia utilizando-se pulsos bipolares para o parâmetro energia, e em outros (a maioria), utilizou-se pulsos unipolares. Espectros de energia obtidos com estes dois tipos de pulsos são mostrados nas Figs.8.9.

O corte visto nas figuras acima, separando o pico elástico da região de reações, foi fixado em Q=-1.5 MeV, para incorporar o primeiro estado excitado do ²⁸Si que encontrase em Q=-1.78 MeV. A posição em canais do corte define-se através da calibração em

energia. Contabilizam-se como reações apenas as contagens situadas abaixo deste corte, uma vez que não se encontraram reações acima do pico (com Q>0). A grandeza experimental assim obtida é, novamente, a Probabilidade de Reação:

$$P_{reac} = \frac{N_{reac}}{N_{tot}}$$

onde, como antes, N_{reac} é a quantidade de reações, e N_{tot} o número total de eventos no espectro (reações + elásticos).

Estimativas previamente realizadas, utilizando-se parâmetros conhecidos de potencial óptico, apontavam para um valor de Probabilidade de Reação do sistema ¹⁶O + ²⁸Si da ordem de 10⁻⁴ para as energias mais altas. Valores desta ordem foram obtidos nos espectros produzidos por pulsos bipolares; entretanto, nos espectros originados com pulsos unipolares os valores obtidos situaram-se em torno de 10⁻³. Justificar esta discrepância constituiu-se na parte mais complicada e demorada deste trabalho.

As suspeitas para esta diferença recairam sobre a quantidade de reações que estariam superestimadas nos espectros unipolares. O principal indicador disto é o rabo visualizado nestes espectros estendendo-se do pico em direção à região de reações, justamente na posição do corte em $Q=-1.5~{\rm MeV}$, como destaca a Fig.8.10a. A título de comparação apresenta-se na Fig.8.10b um espectro de energia gerado por pulsos bipolares onde se nota a ausência do referido rabo.

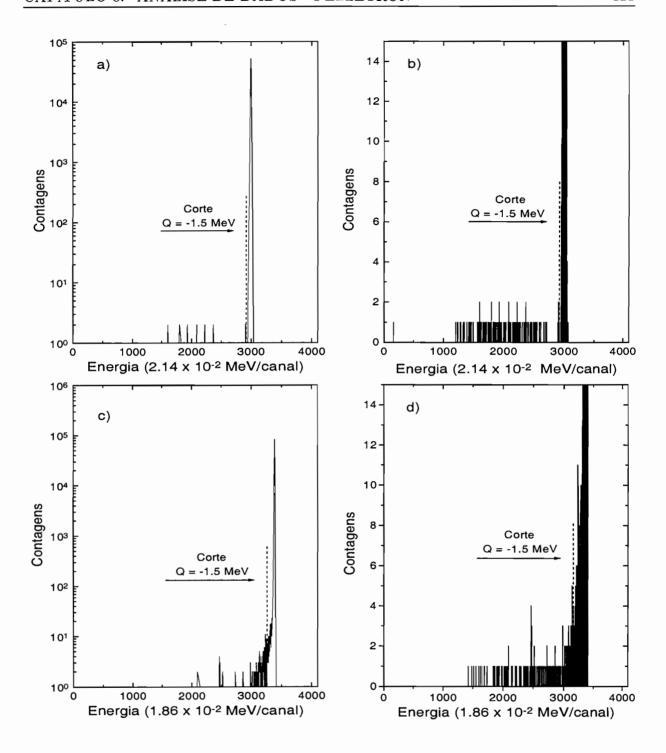


Figura 8.9: a) Espectro de $E_{lab} = 64$ MeV obtido com pulsos bipolares. b) Mesmo espectro em escala linear destacando os eventos de reações em energias menores. c) Espectro de $E_{lab} = 62$ MeV obtido com pulsos unipolares. Nota-se aqui a presença do rabo ao lado do pico elástico, ausente no espectro bipolar. d) Mesmo espectro de (c) em escala linear.

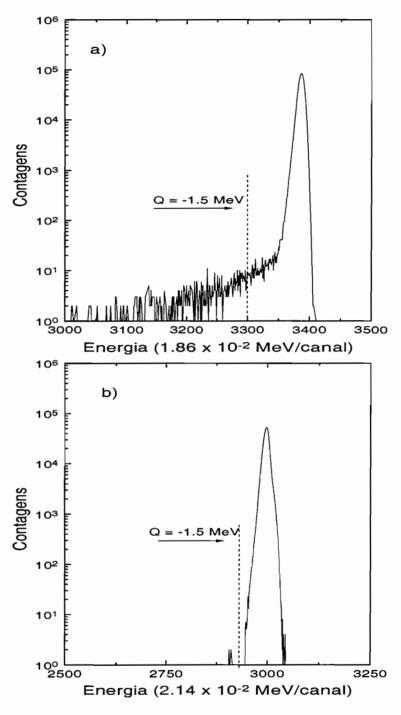


Figura 8.10: a) Espectro de energia (62 MeV) obtido com pulso unipolar. Destaca-se o rabo exponencial adjacente ao pico e que incrementa a contagem de reações. b) Espectro de energia (64 MeV) obtido com pulso bipolar. Repare a inexistência do rabo contíguo ao pico.

A primeira hipótese levantada para explicar estas contagens excedentes nos espectros unipolares, foi a de o DSP não estar totalmente depletado durante a aquisição de dados em razão talvez de uma baixa tensão aplicada sobre o mesmo. Isto explicaria o

número excessivo de reações como sendo um problema de coleção do detetor, que estaria registrando eventos elásticos com uma amplitude de sinal menor do que a real, devido à coleção incompleta dos portadores de carga criados. Esta hipótese foi baseada no trabalho de Bock e colaboradores[Boc66]. A Fig.8.11 é extraída desta referência e mostra as variações observadas na forma de um pico em função da tensão aplicada sobre um detetor. Não obstante o fato de se ter trabalhado nos períodos de aquisição com o valor nominal de tensão do DSP (100 V), foram feitos testes, à posteriori, variando-se a tensão aplicada no detetor. Aplicou-se ao detetor voltagens entre 60 e 180 V para verificar o seu efeito sobre os espectros, contudo nenhuma mudança no aspecto e nos valores extraídos dos espectros foi constatada. Descartou-se então a hipótese de se ter trabalhado com uma tensão inadequada durante a experiência.

Outra possibilidade estudada foi a de uma perda significativa de energia das partículas na camada de entrada do DSP (composta de ouro ou material dopante, como já mencionado). Estes materiais constituem a chamada camada morta do detetor, pois a ionização que ali ocorre não é detectada. Porém, as medidas constantes na literatura [Kno89] para a perda de energia nesta camada são da ordem de keVs, enquanto o rabo observado nos presentes espectros tem uma extensão de MeVs. A camada morta, portanto, só contribui para a flutuação estatística normal da amplitude dos pulsos.

O efeito de canalização ("channelling"), quando as partículas do feixe percorrem trajetórias paralelas aos planos do cristal de silício, poderia também ser invocado para justificar o problema. Partículas nestas condições ionizam menos o detetor, podendo, inclusive, atravessá-lo. Os sinais de energia assim produzidos seriam então de pequena amplitude, e não corresponderiam a quaisquer reações reais, mas passariam como tal para a eletrônica de aquisição, sendo assim registrados no espectro. Contra a possibilidade de haver ocorrido este efeito valem dois argumentos: primeiro, os detetores são fabricados de forma aos planos cristalinos serem posicionados perpendicularmente à janela de entrada, justamente para evitar a canalização; e, segundo, se esperaria que as variações em energia produzidas por este fenômeno se distribuissem uniformemente pelo espectro, e não que se concentrassem na vizinhança do pico. Recorrer a este efeito não é, portanto, uma explicação convincente.

A hipótese de um defeito intrínseco ao detetor-alvo foi também descartada uma vez

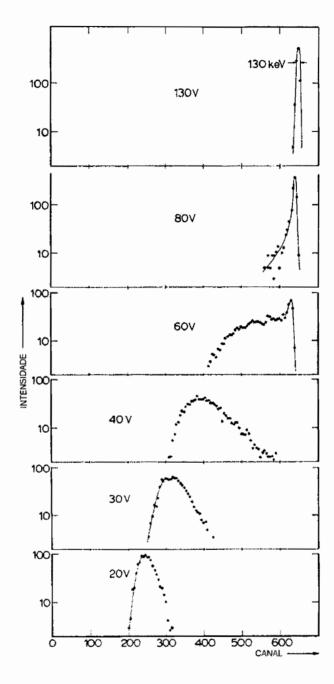


Figura 8.11: Efeito da variação da tensão aplicada sobre o detetor na resolução em energia do espectro (Extraído de [Boc66]).

que foram utilizados DSPs distintos durante as várias baterias de tomadas de dados empreendidas, e todos apresentaram os mesmos resultados. Além disto, defeitos graves no cristal dos detetores implicariam em problemas de coleção que gerariam pulsos com tempos de subida lentos. Estes seriam captados e eliminados pela eletrônica especial já descrita. De fato, os pulsos que produziram o rabo eram uniformes em tempo de subida, e com variações apenas na amplitude.

Restava, portanto, tão somente a opção de um problema no circuito eletrônico de aquisição para explicar o efeito. Esta hipótese revelou-se em seguida correta; o problema foi identificado com o que a literatura chama de "pileup" de cauda[Kno89, Sou64, Gol65, Fed74, Wie76, Dat77], decorrente da perda de referência da linha de base (zero volts) do circuito.

8.3.3 "Pileup" de Linha de Base

Em geral, a informação relevante do pulso é trazida por sua amplitude que é proporcional à energia depositada por uma partícula ou radiação no detetor. O "pileup" de cauda, ou "pileup" de linha de base, envolve a superposição de pulsos na longa região de decaimento de um pulso precedente. Esta cauda pode, em certas circunstâncias, cruzar a linha de base estendendo-se sob esta (amplitude negativa) e a ela retornando lentamente, constituindo o chamado "undershoot". A duração desta cauda pode fazer da sobreposição de pulsos um problema significativo mesmo para relativamente baixas taxas de contagem[Kno89], como as que foram usadas nesta experiência. Para altas taxas seus efeitos são muito mais dramáticos. O "pileup" de cauda corresponde a uma flutuação da linha de base dos pulsos. Como a medida da amplitude dos mesmos é efetuada tomando-se como referência a linha de zero volts verdadeira, as amplitudes acabarão sendo super ou subestimadas, a consequência é a piora da resolução dos espectros pela adição de caudas aos mesmos, conforme mostra a Fig.8.12.

Nota-se a similaridade entre o espectro afetado pelo "undershoot" e os espectros unipolares deste trabalho. Este efeito do "undershoot" será denominado doravante de "piledown", para diferenciar do "pileup" de pico que gera pulsos com amplitudes artificialmente maiores.

Na eletrônica empregada há duas possibilidades para o surgimento de flutuações da

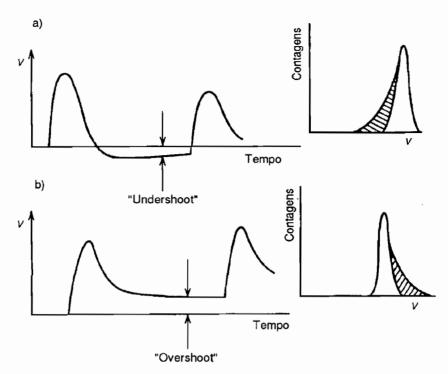
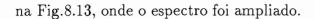


Figura 8.12: "Pileups" de cauda e seus efeitos nos espectros (Extraído de [Kno89]).

linha de base. Uma é o cancelamento inadequado do chamado circuito de pólo-zero, a outra é a não utilização do circuito restaurador da linha de base (RLB). Um detalhamento completo do funcionamento e papel destes dois circuitos é feito no Apêndice B. O "piledown" observado neste trabalho foi debitado exclusivamente a um cancelamento inadequado do pólo-zero, uma vez que os dados foram adquiridos com o circuito restaurador ativado. O ajuste de pólo-zero é feito visualmente, o que por si só é incerto. Além disso, segundo Bertolaccini e Bussolati[Ber72], há uma impossibilidade inerente de se cancelá-lo completamente em situações experimentais reais.

Esta hipótese de um cancelamento inadequado do pólo-zero foi testada simulando-se as condições experimentais através da mesma eletrônica usada na aquisição, submetida agora a um pulsador randômico (um aparelho que gera pulsos de amplitude constante, mas com intervalos de tempo aleatórios). Geraram-se pulsos com as mesmas características dos produzidos pelo pré-amplificador usado na experiência, e com frequência da ordem da observada nas condições reais (cerca de 500 s⁻¹). Submeteu-se estes pulsos a um amplificador com pólo-zero não cancelado, mas com RLB habilitado, e procedeu-se à leitura e armazenamento das amplitudes assim obtidas. O resultado do teste é mostrado



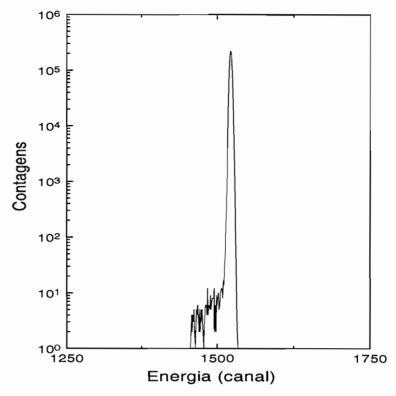


Figura 8.13: Espectro obtido numa simulação usando pulsador randômico e a mesma eletrônica utilizada nas aquisições de dados, agora com o ajuste de pólo-zero propositadamente desregulado. A similaridade com os espectros experimentais é patente.

Há evidentemente uma semelhança qualitativa entre este espectro e os experimentais, reforçando a hipótese do mal cancelamento de pólo-zero, não obstante a diferença de escalas entre este espectro e o da Fig.8.10. Ressalte-se o fato de os espectros gerados com pulsador randômico terem excelente resolução, em razão de o principal fator causador de ruídos estar ausente: o detetor.

Para se reproduzir quantitativamente o "piledown" partiu-se para a realização de simulações númericas dos espectros experimentais, tomando-se como fato o mal cancelamento do pólo-zero. Os pormenores e resultados destas simulações são tratados no Apêndice C. Foi possível reproduzir os espectros reais de forma excelente, tanto qualitativa quanto quantitativamente, utilizando-se parâmetros compatíveis com a realidade tal como a taxa de contagens, confirmando mais uma vez a validade da hipótese feita. O resultado de duas destas simulações pode ser observado nas Figs.8.14a e b, e 8.15a e b, comparando-se-as com os espectros reais.

Os espectros obtidos com pulsos bipolares não são afetados por "piledown" em razão deste tipo de pulso ser resistente à flutuação da linha de base, como também se discute no Apêndice B. Esta vantagem compensa a sua pior relação sinal/ruído em relação aos pulsos unipolares.

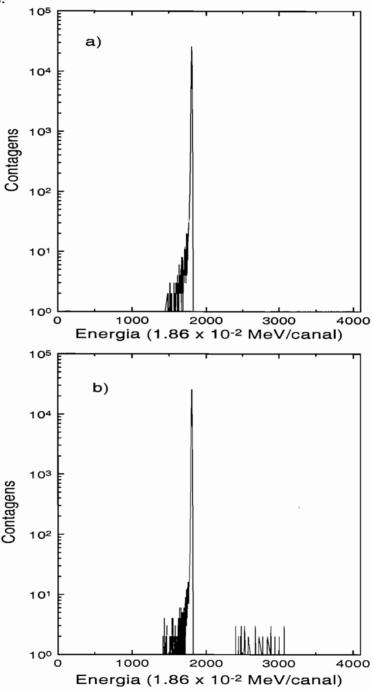


Figura 8.14: a) Espectro real obtido com $E_{feixe} = 35 \text{ MeV. b}$) Simulação do mesmo espectro.

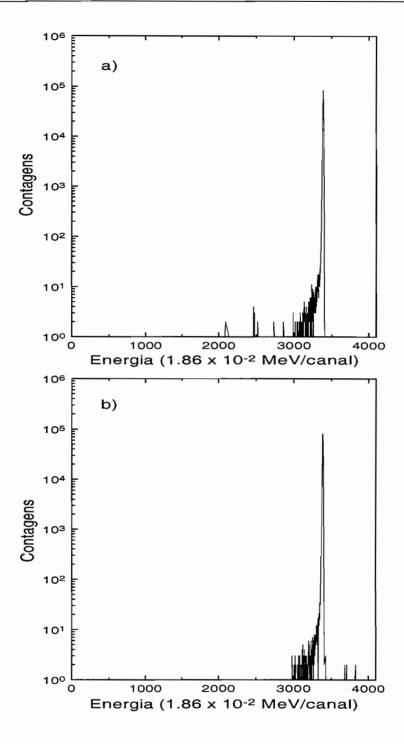


Figura 8.15: a) Espectro real obtido com $E_{feixe} = 62.36$ MeV. b) Simulação do espectro em a.

8.4 Resultados Finais

A partir das simulações acima procurou-se remover o "piledown" dos espectros reais e estimar-se a quantidade de reações escondidas sob eles. Evitou-se a subtração entre os "piledowns" dos espectros real e simulado, já que este procedimento aumentaria as incertezas. Adotou-se, ao invés, uma atitude radical que consistiu em usar o "piledown" simulado apenas para estabelecer os limites do seu similar real. O corte em energia para separar as regiões elástica e de reações foi colocado então neste limite ditado pela simulação. Consideraram-se reações tão somente as contagens abaixo deste corte, localizado, em média, em Q = -6.0 MeV. O procedimento pode ser entendido olhando-se a Fig.8.16, onde são apresentados os espectros real e simulado para uma dada energia e o corte fixado com base na simulação.

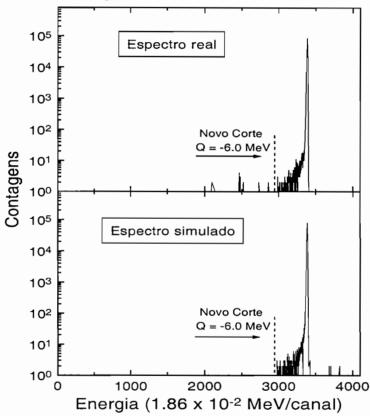


Figura 8.16: Exemplificação do novo critério para fixação do corte separando regiões elástica e de reações na presença de "piledown".

A Tabela 8.4 traz os valores obtidos para P_{reac} , nas diversas energias estudadas. Nela também está indicado o tipo de pulso utilizado para aquela energia durante a aquisição.

Os valores de energia aqui apresentados já têm descontados as perdas de energia na janela de entrada e no gás do detetor ΔE . Os valores obtidos para os pulsos unipolares já levam em conta o tratamento acima discutido para o "piledown". Efetivamente agora as P_{reac} se situaram em torno de 10^{-4} como previsto.

Um gráfico " P_{reac} vs. Energia" aparece na Fig. 8.17, onde também estão discriminados os valores obtidos com cada tipo de pulso.

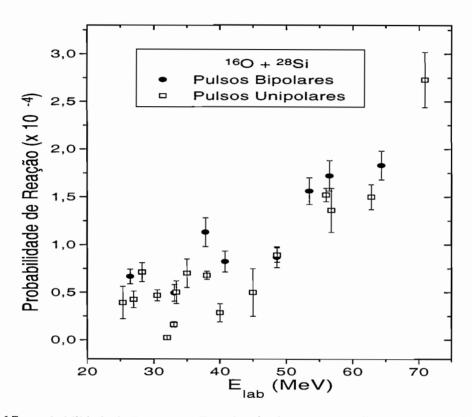


Figura 8.17: Probabilidade de Reação vs. Energia, obtidas neste trabalho. Nos valores da energia aqui constantes já estão descontados as perdas sofridas na janela e no gás do detetor ΔE , quando este for o caso.

Um polinômio do 2º grau foi ajustado a estes pontos experimentais como se pode ver na Fig. 8.18.

Para a obtenção da seção de choque de reação total, a partir da probabilidade de reação, é preciso derivar este polinômio e aplicar a Eq.1.11:

$$\sigma_R(E) = \frac{m}{N_A} \left(\frac{dE}{dx}\right) \frac{dP_{reac}}{dE}$$

com m = 28,085 g e $N_A = 6,023 \times 10^{23}$.

Tabela 8.1: Probabilidades de Reação para o sistema $^{16}{\rm O}$ + $^{28}{\rm Si}$ medidas neste trabalho, e tipo de

sinal de energia usado para obtê-las.

$E_{lab} [MeV]$	Probabilidade de Reação	Pulso
25,40	$(3,9 \pm 1,7) \times 10^{-5}$	unipolar
26,50	$(6,65 \pm 0,77) \times 10^{-5}$	bipolar
27,00	$(4,24 \pm 0,88) \times 10^{-5}$	unipolar
28,26	$(7,1 \pm 1,0) \times 10^{-5}$	unipolar
30,50	$(4,67 \pm 0,58) \times 10^{-5}$	unipolar
32,00	$(2,3 \pm 2,3) \times 10^{-6}$	unipolar
33,00	$(1,61 \pm 0,29) \times 10^{-5}$	unipolar
33,07	$(4,93 \pm 0,87) \times 10^{-5}$	bipolar
33,39	$(5,0 \pm 1,2) \times 10^{-5}$	unipolar
35,00	$(7,0 \pm 1,5) \times 10^{-5}$	unipolar
37,79	$(1,13 \pm 0,15) \times 10^{-4}$	bipolar
38,00	$(6,78 \pm 0,42) \times 10^{-5}$	unipolar
40,00	$(2,84 \pm 0,95) \times 10^{-5}$	unipolar
40,79	$(8,2 \pm 1,1) \times 10^{-5}$	bipolar
45,00	$(5,0 \pm 2,5) \times 10^{-5}$	unipolar
48,64	$(8,7 \pm 1,1) \times 10^{-5}$	bipolar
48,66	$(8,91 \pm 0,75) \times 10^{-5}$	unipolar
53,50	$(1,56 \pm 0,14) \times 10^{-4}$	bipolar
56,00	$(1,52 \pm 0,07) \times 10^{-4}$	unipolar
56,50	$(1,72 \pm 0,16) \times 10^{-4}$	bipolar
56,77	$(1,36 \pm 0,23) \times 10^{-4}$	unipolar
62,84	$(1,50 \pm 0,13) \times 10^{-4}$	unipolar
64,36	$(1,83 \pm 0,15) \times 10^{-4}$	bipolar
70,92	$(2,73 \pm 0,29) \times 10^{-4}$	unipolar

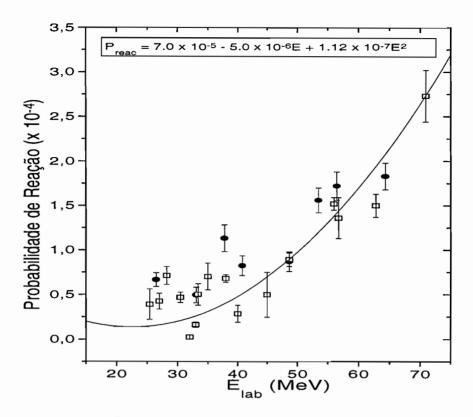


Figura 8.18: Polinômio do 2^0 grau ajustado por minímos quadrados aos pontos experimentais de P_{reac} .

Adotando-se para o poder de freamento a parametrização $dE/dx = 29 \cdot E^{-0.48}$, obtida a partir da rotina STOPX do VAXPAK[Mil87], e derivando-se o polinômio acima, obtém-se para a seção de choque de reação o resultado:

$$\sigma_R(E) = 29E^{-0.48} \cdot (4,67 \times 10^4) \cdot (-5,0 \times 10^{-6} + 2,22 \times 10^{-7} E) \ [barns] \ \ (8.1)$$

Na Fig.8.19 esta função é comparada com valores de $\sigma_R(E)$ obtidos por outros métodos e tirados da literatura[Bra77, Hai84, Vil87]. Estes valores estão listados na Tabela 8.2. As curvas tracejadas que aparecem neste gráfico representam a incerteza de σ_R obtida com o Método Direto, calculada através de uma simples propagação de erros a partir dos desvios e das covarianças dos parâmetros do polinômio anteriormente ajustado.

8.5 Discussão dos Resultados

O resultado obtido para $\sigma_R(E)$ é amplamente satisfatório, apesar das dificuldades da análise, e demonstra a viabilidade da utilização do *Método Direto* também nas energias fornecidas pelo acelerador Pelletron do IFUSP.

Tabela 8.2: Seção de Choque de Reação para o sistema 16 O + 28 Si. Os dados de [Hai84] são de $\sigma_{fusão}$, e os dados de [Bra77,Vil87] são de $\sigma_{reação}$ obtidos de espalhamento elástico.

E_{lab} [MeV]	$\sigma_R (E) [barns]$	Referência
21,1	$0,054 \pm 0,034$	[Hai84]
22,2	$0,057 \pm 0,034$	[Hai84]
23,3	$0,088 \pm 0,054$	[Hai84]
25,1	$0,11 \pm 0,06$	[Hai84]
27,2	0.13 ± 0.07	[Hai84]
28	0.15 ± 0.07	[Hai84]
29,4	0.18 ± 0.01	[Hai84]
31	0.31 ± 0.01	[Hai84]
33,2	$0,41 \pm 0,01$	[Hai84]
33,9	0.58 ± 0.04	[Bra77, Vil87]
35,7	$0,6 \pm 0,1$	[Bra77, Vil87]
41,2	$0,9 \pm 0,1$	[Bra77, Vil87]
55	$1,1 \pm 0,1$	[Bra77, Vil87]

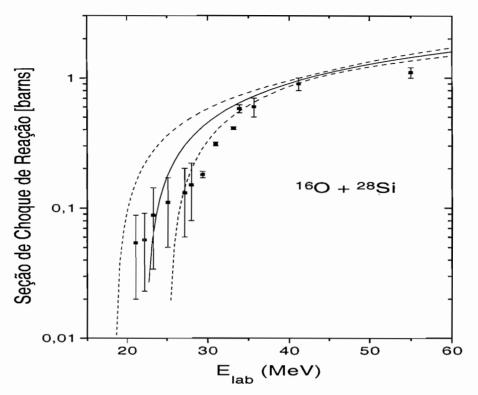


Figura 8.19: Seção de choque de reação obtida neste trabalho (curva) em comparação com resultados da literatura (pontos). As curvas tracejadas correspondem à incerteza de σ_R obtida pelo Método Direto.

As simulações realizadas comprovaram a influência da flutuação de linha de base de pulsos unipolares na aquisição de dados, e permitiram também a correção dos seus efeitos. Contudo, esta flutuação deve ser eliminada, ao invés de contornada como aqui. Isto pode ser conseguido utilizando-se pulsos bipolares como as evidências experimentais já o demonstraram.

Verificou-se efetivamente que as medidas com pulsos bipolares apresentam probabilidades de reação que são maiores, em todas as energias incidentes, do que as medidas com pulsos unipolares. Nestas se perderam os eventos de reação entre \approx -6,0 MeV $\leq Q \leq$ -1,5 MeV (ver Fig.8.18). Em especial, com o corte estipulado para os espectros unipolares, acaba-se perdendo o primeiro estado excitado do ²⁸Si, o que não acontece no caso dos espectros bipolares como atesta a Fig.8.20. Pensou-se em estimar, a partir dos espectros bipolares, a proporção de reações que se perde com este deslocamento do corte para somála à probabilidade de reações que se perde com este deslocamento do corte para somála à probabilidade de reações registrada nos espectros bipolares neste intervalo. entre o velho

e o novo cortes, era bastante variável não correspondendo, portanto, a uma proporção fixa e confiável a ser usada para compensar as perdas nos espectros unipolares. Assim, optou-se simplesmente por trabalhar com as P_{reac} efetivamente obtidas dos espectros, já que o objetivo consistia apenas em estudar a viabilidade do método, pelo menos a partir do momento em que se deparou com grandes dificuldades para operacionalizá-lo. A manutenção destes valores subestimados de P_{reac} serviria também como uma ilustração clara dos cuidados a serem tomados na operação desta técnica.

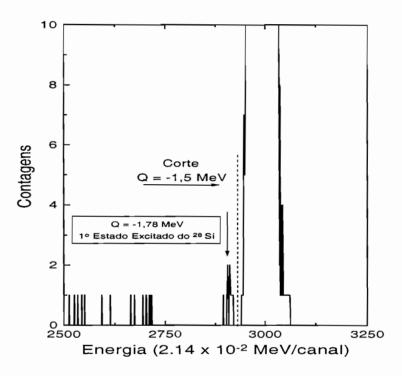


Figura 8.20: Espectro de energia obtido com pulso bipolar onde se discrimina facilmente as contagens referentes ao primeiro estado excitado do ²⁸Si.

Alguns espectros, como o visto na Fig.8.21, apresentaram um "piledown" extremamente intenso e só reprodutível, nas simulações, com o emprego de taxas de contagem que superavam em muito os valores usados durante a aquisição. Provavelmente, nestes espectros, a posição de incidência do feixe escolhida já estivesse comprometida por "defeitos de Frenkel", o que gerou contagens espúrias adicionais ao "piledown". Tais espectros foram simplesmente descartados.

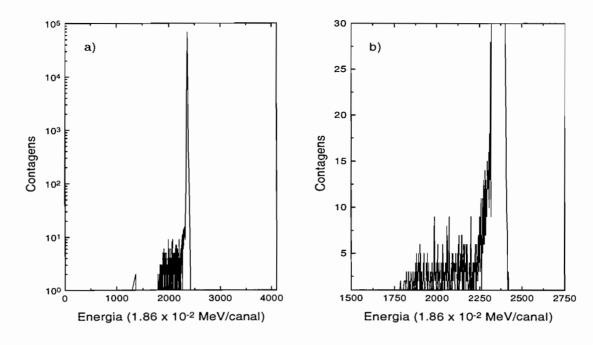


Figura 8.21: a) Espectro com defeito de coleção, escala logarítmica. b) Mesmo espectro em escala linear expandida.

Merece destaque ainda a oscilação dos valores de P_{reac} abaixo de 40 MeV, visível nos gráficos " P_{reac} vs. E_{lab} " (Fig. 8.18). Atribui-se este comportamento à influência de ruídos no circuito de aquisição e que se tornam mais importantes nas energias mais baixas em razão da dificuldade em distinguir-se ruídos de reações, dado que estas têm também amplitudes muito pequenas. Este fato introduz na agenda de futuros desenvolvimentos deste método a necessidade de se utilizar procedimentos para deconvolução do ruído, dos quais a literatura é farta[Wol67, Shi78, Zhi83, Mar93, Pul93, Lin93]. As expectativas com isso são as de melhorar a resolução dos espectros, possibilitando a redução da referida oscilação das probabilidades, e também estender a aplicabilidade do método para energias subcoulombianas, pois, por hora, parece que o limite do mesmo é atingido bem antes da barreira (localizada em torno de 30 MeV, no lab., para o sistema $^{16}O + ^{28}Si$). No entanto, frise-se que o método é bastante estável acima de 40 MeV, dentro, portanto, da faixa de energias oferecida pelo acelerador Pelletron e também futuramente pelo LINAC.

Finalmente, pode-se estabelecer um rol de procedimentos a serem observados para o melhor aproveitamento do *Método Direto*:

1) Efetuar uma análise em energias do feixe, utilizando sistemas ópticos adequados (espectrógrafo magnético, filtros de velocidade ou energia, solenóides), associados a

um detetor-alvo sensível à posição (DSP) para se ter as diferentes energias focadas em pontos distintos e identificáveis;

- 2) Refrigerar o DSP para reduzir o ruído térmico;
- 3) Adotar procedimentos para o mapeamento das características temporais dos pulsos com o intuito de eliminar aqueles que apresentarem problemas de coleção;
- Variar periodicamente o ponto de incidência do feixe sobre o detetor para evitar a degradação local deste;
- 5) Usar taxas de contagem pequenas (≈ 500 s⁻¹) para retardar a deterioração do detetor, e também para prevenir as flutuações de linha de base;
- 6) Utilizar pulsos bipolares a fim de eliminar o "piledown";
- 7) Corrigir o ganho dos espectros para minimizar a gradativa perda de resolução apresentada pelo detetor no ponto de incidência.

8.6 Produção e Identificação de Feixes Secundários no Laboratório Pelletron

Neste projeto tentou-se produzir o núcleo radioativo 19 O a partir da reação $d(^{18}O,^{19}O)p$, que estimativas aproximadas apontaram ter as melhores características para se obter um feixe relativamente intenso. Para estimar a taxa de produção empregou-se a expressão:

$$I = I_0 \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)_{lab} N_e \Delta \Omega \tag{8.2}$$

onde: I é a intensidade do feixe secundário;

 I_0 é a intensidade do feixe primário;

 $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)_{lab}$ é a seção de choque diferencial no ângulo θ do laboratório;

 N_e é o número de espalhadores/cm² no alvo de produção; e

 $\Delta\Omega$ é o ângulo sólido subentendido pela superfície em que se quer medir a taxa de produção.

Como havia necessidade de se analisar em energias o feixe produzido, este foi submetido também ao espectrógrafo magnético e incidido sobre um DSP. Assim sendo. a grandeza

 $\Delta\Omega$ da expressão acima foi definida como o próprio ângulo sólido subentendido pelas fendas de entrada deste espectrógrafo em sua condição ótima já citada anteriormente. Nestas condições tem-se:

$$\Delta\Omega = 3.1 \ msr$$

A intensidade máxima de um feixe primário de ¹⁸O produzido no acelerador Pelletron é tipicamente, para um estado de carga 6^+ , da ordem de 20 nA ou $I_0 = 2 \times 10^{10}$ partículas/segundo.

Já para o valor de $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)_{lab}$ encontrou-se na literatura[Nak63] o valor:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(0^o)_{lab} \approx 2.13 \ b/sr$$

para uma energia $E_{lab} = 135 \text{ MeV}$. Embora este valor de energia seja o dobro daquela que se pode atingir atualmente com o Pelletron, utilizou-se esta seção de choque como uma primeira aproximação.

O alvo de produção consistiu de uma pequena câmara (8 cm de comprimento) preenchida com gás de deutério. Para simular um alvo com espessura de 50 μ g/cm² utilizou-se uma pressão de gás de 50 torrs, o que dava um número de espalhadores da ordem de $N_e = 1,50 \times 10^{19} \ cm^{-2}$. As janelas de entrada e saída do feixe nesta pequena câmara-alvo eram compostas de folhas de mylar $(C_{10}H_8O_4)$ grossas $(1 \ \text{mg/cm}^2)$, requeridas para suportar a alta pressão do gás injetado.

Substituindo estes valores na Eq.8.2 obtém-se uma taxa de produção $I_0 \approx 1,86 \times 10^3$ partículas/s. Esta taxa não seria suportável para o DSP, no entanto, como a seção de choque utilizada era válida apenas para uma energia muito maior do que a realmente empregada, era plausível acreditar que a taxa de produção que efetivamente se conseguiria com um feixe de E=60 MeV seria aceitável para a realização do teste.

Entretanto, se algum ¹⁹O foi produzido não foi possível observá-lo devido à impossibilidade de separar, com o espectrógrafo magnético, estes núcleos dos ¹⁸O do feixe primário. Este sofria um grande "straggling" em energia ao atravessar as folhas de mylar da câmara-alvo, e acabava se espalhando por todo o plano focal do espectrógrafo, manchando os espectros obtidos com o DSP.

Este resultado indicou a necessidade de se utilizar algum outro tipo de elemento óptico, isoladamente ou em associação com o próprio espectrógrafo, para possibitar a separação e

identificação dos núcleos radioativos. Neste sentido, está em andamento um projeto para a instalação de solenóides supercondutores no laboratório Pelletron. Trata-se do projeto RIBRAS[Rib97], com financiamento já aprovado e que possibilitará a implementação definitiva da linha de pesquisa em núcleos exóticos nesse laboratório.

Conclusão

Na primeira parte deste trabalho utilisamos o Método Direto para a obtenção, pela primeira vez, das seções de choque de reação totais, sobre um alvo de Si, e dos raios nucleares de isótopos deficientes em nêutrons de 31Ga, 32Ge, 33As, 34Se e 35Br. O feixe secundário foi produzido através da fragmentação de ⁷⁸Kr à energia de 73 MeV/núcleon sobre um alvo de Ni, posicionado entre os solenóides supercondutores de SISSI. O feixe secundário foi analisado, em seguida, pelo espectrômetro α e incidiu sobre um telescópio de detetores de Si, que servem, segundo este método, também como alvo. Várias questões experimentais foram abordadas neste trabalho, como por exemplo a necessidade de se limitar a região geométrica de aceitação dos detetores apenas à porção central dos mesmos, para evitar a degradação dos espectros por espalhamentos espúrios nas suas bordas, e obter-se então espectros de energia com boa resolução. Além disto, como a resolução em energia do detetor grosso que teoricamente pararia o feixe (E_{SiLi}) é limitada, algumas reações não eram discriminadas dos eventos elásticos. Para corrigir esta insuficiência do método, foi necessário incluir-se no telescópio um novo detetor grosso de Si (\overline{E}) após o E_{SiLi} , para captar partículas leves $(p, d, t, \alpha, \text{ etc.})$, geradas nas reações do feixe com os núcleos de Si dos detetores anteriores. As contagens obtidas em \overline{E} possibilitaram uma estimativa das reações desconsideradas pelos detetores anteriores para sua inclusão conveniente no cálculo das probabilidades de reação.

Os raios reduzidos de interação obtidos com este método para os isótopos deficientes em nêutrons do 31Ga, 32Ge, 33As, 34Se e 35Br, apresentaram magnitudes dentro do esperado, mas mostraram uma tendência de redução de seus valores com o aumento do número de nêutrons. As tentativas feitas para se relacionar este comportamento com possíveis deformações destes núcleos, já que se encontra na literatura[Ham89] relatos de coexistência de formas em núcleos desta região de massa. mostraram não haver evidência significativa

desta correlação. Os momentos de quadrupolo Q_o , medidos para os núcleos par-par desta região (Zn,Ge,Se) e energias de excitação do primeiro estado 2_1^+ excitado indicaram que entre N=32 e 38 estes núcleos apresentam forma esférica em seu estado fundamental. Apenas o $_{35}$ Br apresenta um comportamento que poderia estar vinculado à deformações. Outros trabalhos[Vil89] mostram que esta tendência de crescimento do raio dos núcleos deficientes em nêutrons seria padrão, embora constatada até então apenas para núcleos leves.

Cálculos feitos com o modelo de Glauber, usando-se densidades calculadas a partir da teoria de "Relativistic Mean Field", forneceram valores de r_0 para estes núcleos compatíveis com os medidos. Entretanto, a tendência acima discutida não foi reproduzida pelos cálculos.

Na segunda parte do trabalhou relatou-se os esforços efetuados para dotar o Laboratório Pelletron do IFUSP de uma linha de pesquisa em núcleos exóticos. Mostraram-se as dificuldades e cuidados a serem observados para a utilização do *Método Direto* nas energias ali disponíveis, onde problemas de coleção do detetor e/ou regulagens inconvenientes da eletrônica de aquisição de dados podem produzir efeitos da mesma ordem de grandeza dos valores que se quer medir, mascarando completamente os resultados. Verificou-se que quando tais problemas são adequadamente contornados, os resultados obtidos são totalmente compatíveis com os obtidos por outros métodos confiáveis.

As tentativas de se produzir um feixe de núcleos radioativos neste laboratório levaram à constatação da necessidade de um novo equipamento que possibilitasse a separação conveniente destes núcleos daqueles do feixe primário. O projeto RIBRAS para instalação de um sistema de solenóides supercondutores, que hoje já conta com financiamento aprovado, responderá aos quesitos necessários para a realização de tais experimentos.

Apêndices

Apêndice A

Detetores

Serão detalhados em seguida o funcionamento dos principais detetores utilizados na medida dos raios de núcleos radioativos.

A.1 Detetor ΔE_{xy}

Este detetor de perda de energia, constituído de silício com espessura de 163 μ m, é sensível às posições x e y perpendiculares ao feixe. O mecanismo usado para determinar estas posições é o de divisão da carga produzida pelo íon em sua passagem pelo detetor. Uma camada resistiva localizada na parte traseira de tal detetor faz com que esta carga se distribua desigualmente entre os terminais do detetor localizados em seus quatro vértices A, B, C e D. A distribuição da carga é inversamente proporcional à distância do ponto de incidência a cada um dos vértices. A disposição destes é mostrada na Fig.A.1.

Medindo-se os sinais produzidos nas saídas destes vértices, e que são proporcionais à fração da carga neles coletados, pode facilmente obter valores proporcionais às posições x e y de contato do feixe. Assim, somando-se as cargas coletadas no terminais D e B, e subtraindo desta a soma das cargas coletadas nos terminais A e C, portanto: D+B-A-C, tem-se a diferença de cargas coletadas entre as laterais do retângulo subentendido pela área sensível do detetor. Dividindo-se este valor pela carga total coletada, A+B+C+D, obtém-se um valor proporcional à posição de incidência x:

$$x \propto \frac{B+D-A-C}{A+B+C+D}$$

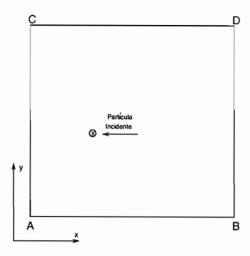


Figura A.1: Identificação dos vértices do detetor ΔE_{xy} usados para determinar a posição da partícula incidente.

O mesmo raciocínio é aplicado para obter-se um valor proporcional à posição y:

$$y \propto \frac{C + D - A - B}{A + B + C + D}$$

que se depreende facilmente da explicação anterior para x e da Fig.A.1.

A.2 Detetor em camadas de microcanais

A medida da posição horizontal dos íons num plano perpendicular ao eixo do feixe informa a sua rigidez magnética. Dispõe-se, para realizar tais medidas, de dois detetores idênticos em camadas de microcanais (ou "Microchannel Plates" - MCP), denominados GALOTTE e GALERE, munidos de um sistema de localização, e situados respectivamente no nível do plano imagem dispersivo intermediário e no plano focal de SPEG. Descrever-se-á aqui o princípio de funcionamento destes detetores, que foram desenvolvidos no GANIL com o objetivo de fornecer medidas de tempos e das posições horizontal x e vertical y, para a reconstrução das trajetórias, partícula por partícula, com uma boa resolução[Odl96].

Um corte de tal detetor no plano vertical contendo o eixo do feixe é representado na Fig.A.2. Os íons incidentes atravessam uma folha delgada na qual são emitidos elétrons secundários. Utilizou-se folhas de mylar de 0.5 μ m aluminizadas sobre uma face (20 $\mu g/cm^2$) para assegurar a condutividade elétrica. Acresceu-se ainda a esta camada de alumínio um fino depósito de iodeto de césio ($\sim 500\,$ Å) para multiplicar, por cerca de 5, a quantidade de elétrons secundários produzidos. Estes elétrons são em seguida acelerados

em direção às camadas de microcanais colocadas fora da trajetória dos íons incidentes de forma a não os interceptar. A eficiência ótima das camadas de microcanais com os elétrons é obtida para uma gama de energias situada entre 100 e 200 eV. Portanto, para haver uma boa eficácia de detecção de partículas pouco ionizantes, é preferível utilizar uma tensão de aceleração relativamente pequena (100 - 400 V). Os elétrons são em seguida amplificados por uma fator da ordem de 10^6 graças a duas camadas montadas em chevron, antes de atingir o sistema de localização.

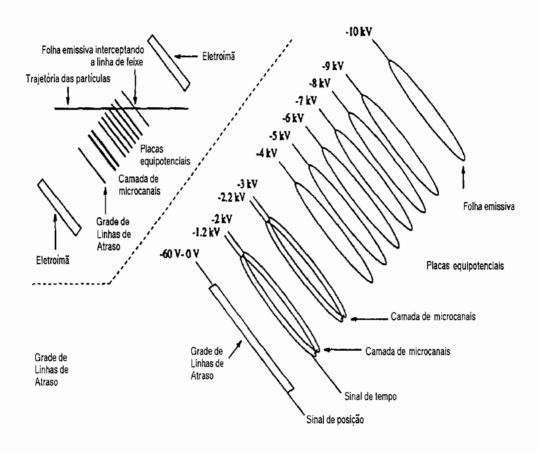


Figura A.2: Esquema geral de funcionamento do detetor em camadas de microcanais (Extraído de [Odl96]).

Deve-se imaginar um procedimento que permita a leitura dos sinais de grande amplitude produzidos nas MCP, tudo para conservar uma boa resolução espacial. um pequeno tempo-morto, se possível com pouca ou sem distorção, e uma correlação entre as coordenadas x e y que seja desprezível. De outra parte, é preciso levar em conta as limitações

devidas à taxa de contagens. Com efeito, a taxa de contagens máxima suportada pelas MCP decresce linearmente quando o ganho delas aumenta. Falta portanto procurar obter a resolução espacial desejada com o menor ganho possível. Para satisfazer todas estas exigências, um sistema de leitura por duas linhas de atraso mostrou ser a melhor adaptação.

Este sistema de localização, representado na Fig.A.3, é constituído de duas bobinas paralelas de fios de tungstênio dourados de 150 μ m de diâmetro, sendo um plano de fios para cada uma das direções x e y, sobre as quais é colecionada a carga liberada da última camada de microcanais. As camadas têm um diâmetro de 70 mm e os planos de fios cobrem uma superfície de $65 \times 65 \text{ mm}^2$. De fato, cada bobina tem uma estrutura bifiliar que lhe permite libertar-se dos efeitos de acoplamentos capacitivos, para subtração dos sinais provenientes do fio coletante e do fio não coletante. Os dois fios, espaçados de 0.5 mm, têm um comprimento correspondente a 20 ns. A metade da carga total é colecionada sobre cada bobina. Duas calhas de cobre conectadas à carcaça, e revestidas de um isolante sobre a superfície interna, são montadas em torno dos suportes dos enrolamentos de fios. Elas permitem evitar reflexões que podem ser ocasionadas por flutuações das resistências características. Os sinais são lidos nas duas extremidades de cada par de fios, e depois amplificados. Um adaptador de $200\Omega \rightarrow 50\Omega$ é necessário para transmitir aos módulos da eletrônica, por cabos padronizados de 50Ω , os sinais provenientes das linhas de atraso, cuja resistência característica é de 200Ω .

Um sinal rápido de tempo é extraído na saída da última camada e constitui um tempo de referência ("start") para os sinais provenientes das linhas de atraso ("stop"). Os elétrons saem das camadas de microcanais e induzem um sinal elétrico ao chegarem sobre um dos fios da bobina. A posição de impacto pode ser determinada medindo-se a distância, a partir da medida de tempos, deste ponto de incidência às duas extremidades do fio. A soma dos tempos que faltam aos sinais para chegar às duas extremidades, os quais se tratam de um impulso real, fornecem o tempo total necessário para percorrer o comprimento do fio. Esta informação pode ser utilizada para rejeição dos eventos doentios que provêm de vez em quando de disparos defeituosos.

Os elétrons secundários têm uma energia inicial, na saída da folha emissiva, da ordem de um a vários eV, e são distribuídos em uma grande emitância, da ordem de $\varepsilon=3500\pi$

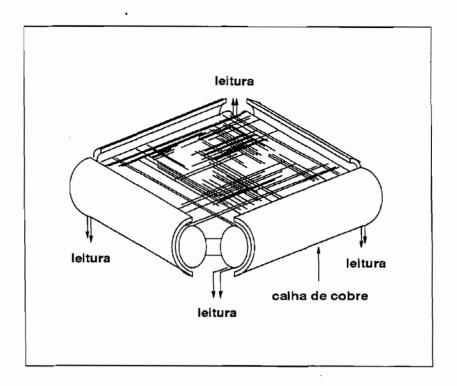


Figura A.3: Esquema do sistema de localização por linhas de atraso. (Extraído de [Cha96].)

mm.mrad, que introduz uma perda de qualidade da imagem entre a folha e as camadas de microcanais se não forem refocalizados sobre estas. Para tanto, acoplou-se, ao campo elétrico acelerador, um campo magnético paralelo.

Com efeito, em presença de um campo elétrico \overrightarrow{E} e de um campo magnético \overrightarrow{B} , os elétrons de carga -e com velocidade \overrightarrow{v} , sentem a força de Lorentz:

$$\vec{F} = -e \cdot (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \tag{A.1}$$

Pode-se decompor a velocidade dos elétrons nas componentes paralela e perpendicular ao campo \overrightarrow{E} :

$$\vec{v} = \vec{v}_{\parallel} + \vec{v}_{\perp} \tag{A.2}$$

Neste detetor, onde os campos \overrightarrow{E} e \overrightarrow{B} são paralelos, os elétrons têm uma velocidade $|\overrightarrow{v}_{\perp}|$ constante e efetuam, no plano xy perpendicular aos campos \overrightarrow{E} e \overrightarrow{B} , trajetórias circulares com, numa aproximação não relativística, a frequência cíclotron:

$$\omega = \frac{eB}{m_e} \tag{A.3}$$

e a razão das órbitas é dada por:

$$r = \frac{v_{\perp}}{\omega_c} \tag{A.4}$$

Na direção z paralela aos campos \overrightarrow{E} e \overrightarrow{B} , a velocidade inicial dos elétrons secundários pode ser desprezada pois sua energia inicial é pequena diante da energia de aceleração, e, em consequência, o tempo de trânsito t_{tr} destes elétrons entre a folha emissiva e as camadas de microcanais através de placas equipotenciais pode ser considerado como constante, para uma dada distância d entre a folha e a face de entrada da primeira camada:

$$t_{tr} = \sqrt{\frac{2m_e d}{eV_{acc}}} \tag{A.5}$$

Pode-se mostrar que a equação do movimento dos elétrons, entre a folha e as camadas, ou seja, ali onde reinam os campos elétricos e magnéticos, é dada pela seguinte expressão:

$$\rho(B,d) = \sqrt{\left(\frac{m_e v_\perp}{eB}\right)^2 \left(\left[\cos\left(\frac{eB}{m_e}\sqrt{\frac{2m_e d}{eV_{acc}}}\right) - 1\right]^2 + \left[\sin\left(\frac{eB}{m_e}\sqrt{\frac{2m_e d}{eV_{acc}}}\right)\right]^2\right)}$$
 (A.6)

onde $\rho(B,d)$ é definido como o desvio, no plano xy, em relação a uma reta de direção z. Dito de outra forma, após o tempo t_{tr} gasto pelos elétrons para percorrer a distância d, ρ é igual à distância entre a posição de impacto sobre as camadas e a posição de projeção da origem dos elétrons secundários. Deduz que $\rho = 0$ para:

$$\frac{eB}{m_e} \cdot \sqrt{\frac{2m_e d}{eV_{acc}}} = n\pi, \quad com \quad n = 2, 4, 6, 8, \dots$$
 (A.7)

Isto significa que uma imagem "perfeita" da folha pode ser obtida se os elétrons secundários efetuam um número par de voltas, em sua frequência ciclotron ω_c , antes de atingirem as camadas de microcanais. Assim, é possível encontrar as configurações ótimas de campos para as quais o detetor produz a melhor imagem possível da folha emissiva.

Este detetor foi construído no GANIL e foram feitas medidas de resolução intrínseca da eletrônica, a saber uma resolução em tempos da ordem de ~ 200 - 300 ps (FWHM) e uma resolução espacial inferior a 0.2 mm (FWHM). As Figs.A.4 e A.5 mostram os resultados de testes feitos com este detetor.

Num primeiro teste, as partículas de uma fonte α atravessavam a folha e induziam a emissão de elétrons secundários, estas partículas α s eram detectadas em coincidência num detector de silício. A Fig.A.4 mostra a imagem obtida colocando-se uma placa metálica,

com pequenos furos regularmente espaçados, entre a fonte α e a folha emissiva. A distância entre os furos é de 5 mm enquanto que seu diâmetro é de 1 mm.

Um segundo teste permitiu otimizar a resolução espacial do detetor variando os campos elétrico e magnético. Neste teste, utilizou-se elétrons secundários diretamente emitidos pela fonte α que substituem a folha emissiva, a fim de se ter taxas de contagem mais elevadas. A Fig.A.5 representa a imagem obtida sem campo magnético (a), e com campo magnético (b). Sem campo magnético, obtém-se uma imagem da mancha de partículas incidentes muito mais embaçada, enquanto que, quando um campo magnético é aplicado, o movimento helicoidal das partículas produz um efeito focalizante. A resolução ótima do detetor, 0.7 mm (FWHM), é obtida com um campo elétrico de E=4000 V/m, e um campo magnético B=3.0 mT produzido por dois eletroimãs.

Estes testes mostram, por outro lado, que tais MCP apresentam uma eficiência de detecção próxima de 100% para partículas rápidas, ou seja de energia superior a 50 MeV/núcleon, de número atômico $Z \geq 8$.

Nesta experiência realizada com um feixe de 78 Kr, por razões práticas ligadas à montagem do dispositivo, os eletroimãs foram substituídos por um sistema de imãs permanentes, que propiciou resultados igualmente satisfatórios, sendo a resolução da ordem de 1 mm e 1.5 mm (FWHM) en x e y. A Fig.A.6 mostra a imagem e a resolução obtidas com um feixe estreito e bem focalizado.

A.3 Câmaras de Arrasto

Estas câmaras foram utilizadas para a medida da rigidez magnética $B\rho$ dos íons no plano focal de SPEG. Tal detetor foi desenvolvido no GANIL para efetuar, evento por evento, e a altas taxas de contagem (da ordem de $\sim 10^6$ íons/s), medidas precisas das posições horizontal e vertical, a fim de se reconstruir as trajetórias das partículas.

Este detetor modular é composto de quatro pequenas câmaras de arrasto idênticas. Cada uma delas é preenchida com gás isobutano, a uma pressão de 20 mbar, que é previamente misturado com álcool isopropílico a 4 °C, constituindo 1% da mistura, para retardar os efeitos do envelhecimento. A Fig.A.7 representa uma dessas pequenas câmaras de arrasto.

A diferença de potencial de -450 V aplicada entre o anodo e o cátodo é distribuída

uniformente sobre a região de deriva (70 mm) graças a finas bandas de ouro evaporadas sobre as janelas de entrada e de saída compostas de mylar (0.5 μ m) de cada módulo, e que fornecem um campo elétrico constante de 3200 V.cm⁻¹.atm⁻¹. Uma grade de Frisch colocada no interior da câmara serve ao mesmo tempo como anodo e como separação entre as zonas de deriva e de regime proporcional. Os elétrons produzidos pela ionização na passagem de íons incidentes dirigem-se ao fio proporcional, em torno do qual são amplificados. A carga coletada sobre este fio é utilizada para a medida de posição. A velocidade de deriva dos elétrons neste campo elétrico constante é de 5 cm/ μ s, e o tempo de deriva sobre os 70 mm é, portanto, de 1.4 μ s.

Pré-amplificadores de alto ganho (200 mV/MeV) são montados diretamente sobre o suporte dos detetores, perto das saídas de sinal dos fios proporcionais, para garantir a melhor razão sinal/ruído possível.

Os quatro módulo de detecção são colocados de tal forma que o campo elétrico seja ortogonal ao eixo do feixe, porém a direção de deriva dos elétrons é diferente para cada um destes módulos (ver Fig.A.7). Assim, duas medidas independentes da posição horizontal, $x_{esquerdo}$ e $x_{direito}$, e da posição vertical, $y_{superior}$ e $y_{inferior}$, são efetuadas.

Mediu-se uma resolução angular de ± 0.5 mrad colocando-se dois módulos de deteção a um metro um do outro, para reconstruir o ângulo com o eixo óptico da trajetória incidente. Este valor satisfatório é apesar de tudo um pouco maior do que a resolução intrínseca, prevista em torno de ± 0.35 mrad, em razão da dispersão ("straggling") angular introduzido pela travessia dos detetores.

As pequenas câmaras foram testadas e utilizadas pela primeira vez nesta experiência. Nesta experiência foram utilizados apenas dois módulos para as medidas de x e de y. Foi medida uma resolução espacial da ordem de 0.2 mm (FWHM) para estes detetores com um feixe estreito. A Fig.A.8 mostra a imagem assim obtida.

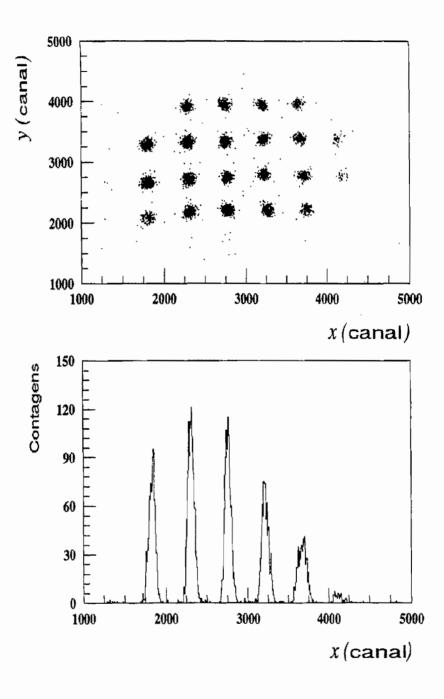


Figura A.4: a) Imagem obtida com partículas α atravessando uma placa metálica contendo pequenos furos regularmente espaçados, situada entre a fonte α e a folha emissiva da MCP, e detectadas em um detetor de Si em coincidência com os elétrons secundários. b) Projeção da figura (a) sobre o eixo x. (Extraído de [Cha96].)

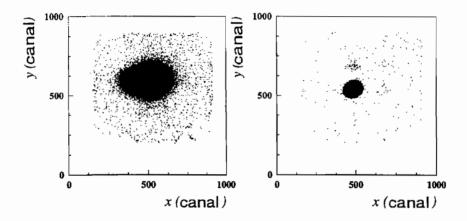


Figura A.5: Imagem de uma fonte α de 7 mm de diamètro obtida (a) sem campo magnético, (b) com um campo magnético $B=3.0~{\rm mT}$ aplicado paralelamente ao campo elétrico $E=4000~{\rm V/m}$. (Extraído de [Cha96].)

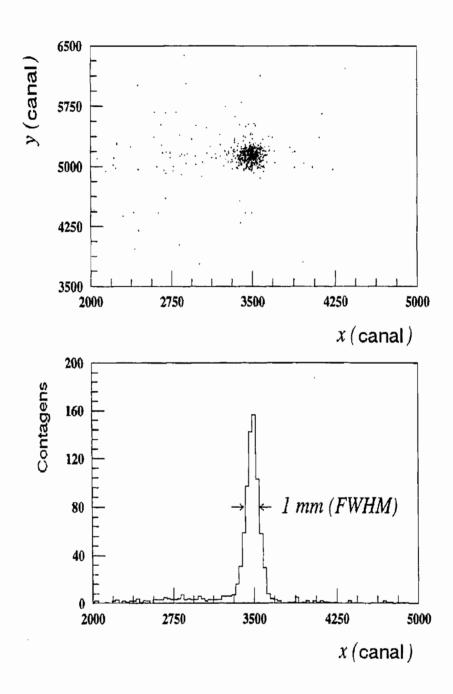


Figura A.6: a) Imagem obtida com o detetor em camada de microcanais para um feixe estreito de 78 Kr. b) Projeção da figura (a) sobre o eixo x. (Extraído de [Cha96].)

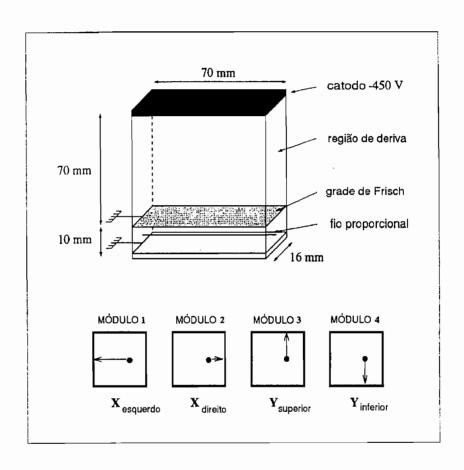


Figura A.7: Esquema das pequenas câmaras de arrasto.(Extraído de [Cha96].)

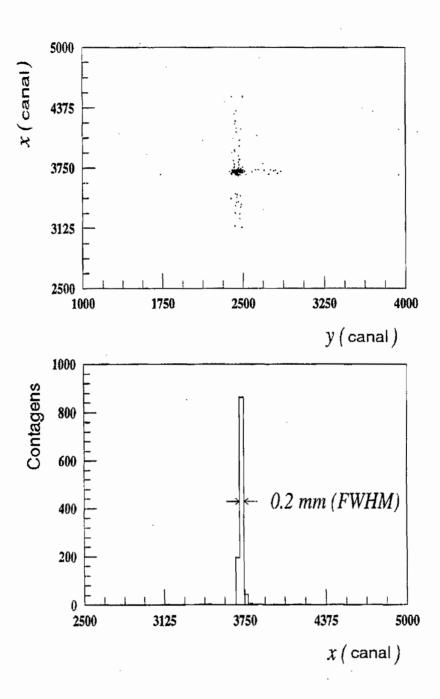


Figura A.8: a) Imagem obtida com as pequenas câmaras de arrasto para um feixe estreito de 78 Kr. b) Projeção da figura (a) sobre o eixo x. (Extraído de [Cha96].)

Apêndice B

Flutuação da Linha de Base

As duas principais fontes de flutuação da linha de base do circuito eletrônico de aquisição de dados são discutidas em seguida.

B.1 Pólo-Zero

Cabe aqui uma rápida revisão do caminho de um pulso, desde sua origem no detetor até sua leitura e armazenamento. A passagem de uma partícula carregada pelo detetor gera uma pequena corrente que é integrada pelo pré-amplificador e transformada por este num pulso de voltagem. Estes pulsos têm um tempo de decaimento bastante longo (da ordem de 50 a 500 μ s), característico de cada pré-amplificador, e requerido para possibilitar a integração de toda a carga produzida. Um trem de pulsos gerado no pré terá então o aspecto mostrado na Fig.B.1a, onde os sinais se sobrepõem um à cauda do anterior. Se estes pulsos fossem simplesmente amplificados e medidos isto resultaria em uma leitura errônea de suas amplitudes, já que a medida destas é feita em relação à linha de zero Volts do circuito. Os pulsos aparentariam possuir uma amplitude maior do que a real. Para evitar isto, tais pulsos são submetidos a um circuito diferenciador CR (estágio inicial de um amplificador) sensível às variações da derivada do pulso, e que, portanto, é capaz de extrair do trem de pulsos o valor real da amplitude de cada um, conforme indica a Fig.B.1b.

A Fig.B.2 mostra o esquema básico de um circuito diferenciador e sua ação sobre um pulso em degrau[Kno89].

Contudo, a forma dos pulsos na saída do diferenciador não é conveniente para a pos-

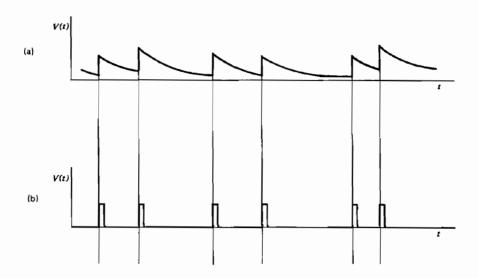


Figura B.1: a) Trem de pulsos do pré-amplificador. b) Efeito do estágio diferenciador sobre os pulsos do pré. (Extraído de [Kno89].)

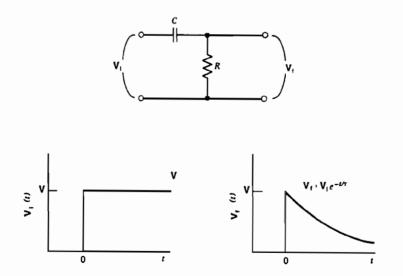


Figura B.2: Circuito diferenciador CR e seu efeito sobre um pulso quadrado. (Extraído de [Kno89].)

terior leitura de suas amplitudes, pois o máximo do pulso é mantido por um intervalo de tempo muito pequeno. Os pulsos devem então ser adequadamente formatados o que ocorre com a introdução de um estágio integrador RC na sequência do circuito, que produzirá pulsos com formato semi-gaussiano. A Fig.B.3 mostra o esquema de um circuito integrador e sua ação sobre um pulso em degrau[Kno89].

A Fig.B.4 traz o esquema de um amplificador onde se combinam os circuitos diferenciador e integrador (CR-RC). Os pulsos obtidos de um arranjo como este são exemplificados na Fig.B.5.

Toda esta sequência é descrita matematicamente da seguinte forma. Os pulsos oriundos do pré-amplificador são descritos pela função[Man572]:

$$e_0(t) = V_0 e^{-t/\tau_0}$$

onde: Vo é a amplitude máxima; e

 τ_0 é o tempo de decaimento característico do pré.

A função de transferência (transformada de Laplace \mathcal{L}) deste pulso é dada por[Man572]:

$$\mathcal{L}[e_0(t)] = E_0(s) = V_0 \frac{1}{s + \frac{1}{T_0}}$$

onde: s é a variável de Laplace.

Estes pulsos são em seguida submetidos a um circuito diferenciador C_1R_1 , cuja ação é descrita por uma função G(t), resultando numa função $e_1(t)$ representada por:

$$e_1(t) = V_0 e^{-t/\tau_0} \times G(t)$$

A função de transferência de G(t) é:

$$\mathcal{L}[G(t)] = g(s) = \frac{s}{s + \frac{1}{R_1 C_1}} = \frac{s}{s + \frac{1}{\tau_1}}$$

com $\tau_1 = R_1 C_1$ sendo o tempo característico do circuito $C_1 R_1$, ou tempo de formatação do pulso ("shapping time"). Então, a transformada total deste pulso, $E_1(s)$, é:

$$\mathcal{L}[e_1(t)] = E_1(s) = E_0 \times g(s) = V_0 \frac{1}{s + \frac{1}{\tau_0}} \times \frac{s}{s + \frac{1}{R_1 C_1}}$$

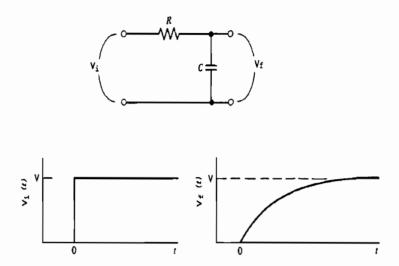


Figura B.3: Circuito integrador e seu efeito sobre um pulso quadrado. (Extraído de [Kno89].)

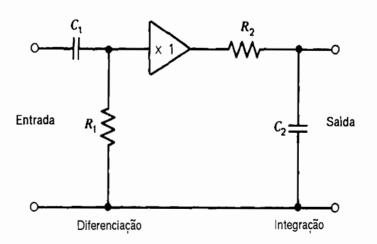


Figura B.4: Diagrama de um amplificador. (Extraído de [Kno89].)

Nota-se que o pólo desta transformada em $s=-\frac{1}{\tau_0}$ não cancela o zero em s=0, a consequência imediata disto é que um circuito deste tipo, combinando um pré-amplificador e um RC, não produzirá jamais um pulso verdadeiramente unipolar. A presença de um "undershoot" é inevitável [Wid34]. Esta afirmação é comprovada ao observar-se o resultado da transformada inversa de $E_1(s)$:

$$\mathcal{L}[E_1(s)] = e_1(t) = \frac{V_0}{\tau_0 - \tau_1} \left(\tau_0 e^{-t/\tau_1} - \tau_1 e^{-t/\tau_0} \right)$$
 (B.1)

ou seja, este é um pulso com um "undershoot" que retorna à linha de base num tempo da ordem do tempo de decaimento do pré. Toda esta discussão é ilustrada na Fig.B.6.

A subestimação da amplitude dos pulsos seria, portanto, um problema perene com este circuito, pois cada pulso partiria sempre do "undershoot" do anterior. Para superar esta deficiência utiliza-se um artifício para cancelamento do pólo-zero[Now65] que consiste essencialmente de um resistor variável em paralelo com o capacitor, conforme mostra a Fig.B.7. A conveniente regulagem deste resistor permite eliminar o "undershoot" no sinal de saída do estágio diferenciador. Descrevendo-se a ação do circuito CR com este resistor em paralelo também por uma função genérica G(t), determina-se para a função de transferência desta[Man572]:

$$\mathcal{L}[G(t)] = g(s) = \frac{s + \frac{K}{R_2 C_1}}{s + \frac{R_1 + R_2}{R_1 R_2 C_1}}$$

onde K é um fator de modulação do resistor em paralelo.

Novamente, tomando-se o pulso de saída do pré-amplificador $e_0(t)$ e sua transformada $E_0(s)$, encontra-se para a função de transferência completa deste circuito a expressão:

$$E_1(s) = E_0(s) \times g(s) = V_0 \frac{1}{s + \frac{1}{\tau_0}} \times \frac{s + \frac{K}{R_2 C_1}}{s + \frac{R_1 + R_2}{R_1 R_2 C_1}}$$

O cancelamento do pólo-zero pode então ser obtido fazendo-se:

$$s + \frac{1}{\tau_0} = s + \frac{K}{R_2 C_1}$$

ou:

$$E_1 = \frac{V_0}{s + \frac{R_1 + R_2}{R_1 R_2 C_1}} = \frac{V_0}{s + \frac{1}{R_\rho C_1}}$$

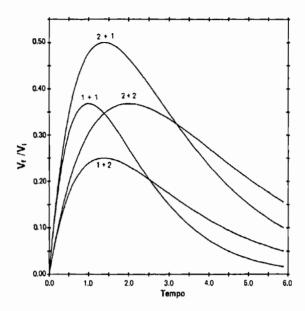


Figura B.5: Forma dos pulsos na saída do integrador. Os números são, respectivamente, os tempos de diferenciação e integração, em μ s. (Extraído de [Kno89].)

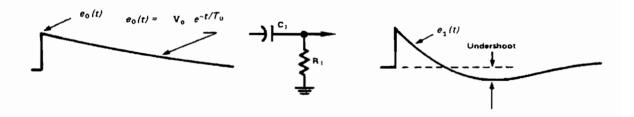


Figura B.6: "Undershoot" no pulso após sua passagem pelo circuito diferenciador CR. (Extraído de [Man572].)

onde:

$$R_{\rho} = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}$$

Finalmente, fazendo-se a transformada inversa tem-se:

$$e_1(t) = V_0 e^{-t/R_{\rho}C_1}$$
.

E obtém-se então um pulso realmente unipolar, como se verifica na Fig.B.7. Fisicamente, o papel deste resistor variável é permitir a passagem pelo diferenciador de uma réplica atenuada do sinal do pré-amplificador. Como este pulso é positivo e tem um tempo de decaimento finito e longo, o "undershoot" provocado pelo estágio diferenciador CR pode ser cancelado por esta mistura com o pulso original. Em seguida o pulso é submetido ao circuito integrador.

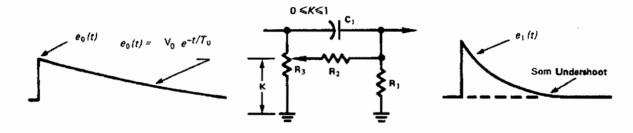


Figura B.7: Cancelamento do Pólo-Zero. (Extraído de [Man572].)

Os amplificadores usados nas experiências de Física Nuclear contam com um potenciômetro que permite a regulagem deste resistor e, consequentemente, o cancelamento do pólo-zero. Observando-se o pulso de saída do amplificador num osciloscópio vai-se ajustando o resistor variável até a eliminação ou, pelo menos, a atenuação do "undershoot". Uma sobrecorreção deste potenciômetro, entretanto, pode gerar o problema inverso: um "overshoot", que dará origem a uma cauda no pico no lado de maiores energias (vide Fig.8.12).

B.1.1 Efeito do Pólo-Zero Desregulado

Quando um pulso começa subir no "undershoot" do pulso precedente isto implica que sua linha de base está deslocada, o que provocará tanto uma depreciação na medida da

amplitude deste pulso quanto um aprofundamento da amplitude de seu própro "undershoot", em relação ao referencial de zero Volts. Este "undershoot" aprofundado levará um tempo maior do que o período característico do pulso para retornar à linha de zero Volts, estendendo os efeitos deste "undershoot" e provocando então a flutuação da linha de base. Se um novo pulso surgir agora neste novo "undershoot", o processo será reiniciado e reforçado. Pode-se dizer que, em relação à linha de base, o circuito é um sistema paralizável, conceituação cuja significado será esclarecido no Apêndice C. A Fig.B.8 procura ilustrar o efeito aqui descrito.

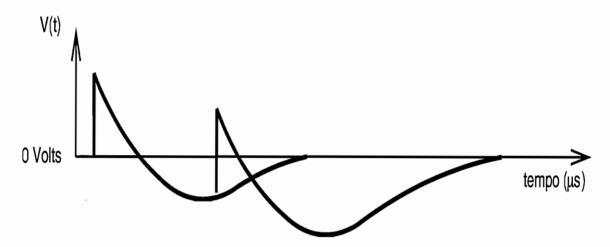


Figura B.8: Intensificação e extensão do "undershoot" de um pulso que começa a subir na fase negativa do pulso antecedente.

Assim, a amplitude de um pulso não depende apenas do intervalo de tempo em relação ao pulso que lhe antecedeu, mas é função também do decaimento de todos os outros pulsos anteriores, conforme já o demonstrara Datlowe[Dat77]. A veracidade disto pode ser confirmada numa simulação do próprio circuito eletrônico empregado. A Fig.B.9 mostra um diagrama contendo os principais elementos do circuito real empregado, obtido através do programa *PSpice*[Psp95] que permite ainda simular o comportamento deste circuito.

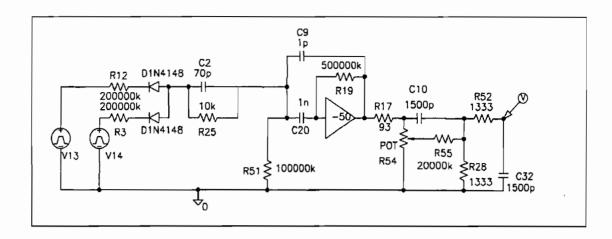


Figura B.9: Desenho esquemático feito com o programa *PSpice*[Psp95] com os principais componentes eletrônicos do circuito de aquisição de dados empregado.

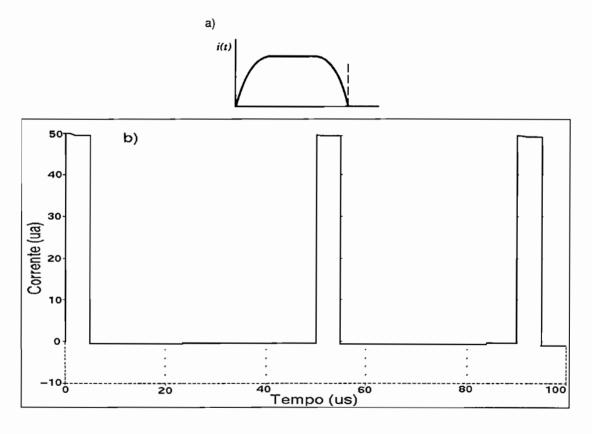


Figura B.10: a) Pulso de corrente esperado na saída do detetor (Extraído de [Kno89].); b) Pulso de corrente obtido na saída do detetor simulado.

Nesta esquematização do circuito, dois pulsadores de onda quadrada emulam o feixe, ou mais precisamente, seus pulsos representam duas partículas chegando no detetor com um intervalo de tempo que pode ser ajustado. O detetor é simulado por um circuito CR

com valores atribuídos com base em especificações do fabricante[Ort93]. É interessante observar que na saída deste detetor tem-se pulsos quadrados de corrente tais como os efetivamente encontrados nos detetores reais. A integral destes pulsos, no tempo de coleção do detetor, fornece a carga nele gerada pela passagem de um partícula ionizante. Na Fig.B.10a vê-se o tipo de pulso esperado de um detetor, enquanto na Fig. B.10b tem-se o resultado da leitura de um amperímetro colocada na saída do detetor simulado. O resultado dá confiança nesta representação do circuito real.

Pela ordem os pulsos passam após o detetor por: um pré-amplificador, um circuito diferenciador com regulagem para cancelamento de pólo-zero, e, finalmente, por um integrador. Os valores dos elementos foram estabelecidos de forma a reproduzir os utilizados comumente em situações reais, como, por exemplo, tempo de formatação (diferenciação e integração) de 2 μ s. Mantendo o pólo-zero desregulado e dando a um dos pulsadores um atraso de forma a os pulsos coincidirem um no "undershoot" do outro, obtém-se a configuração de pulsos observada na Fig.B.11 num tempo total de 1 ms. Esta leitura foi feita no final do estágio integrador, onde foi colocado o voltímetro V, conforme se vê no diagrama (Fig.B.9).

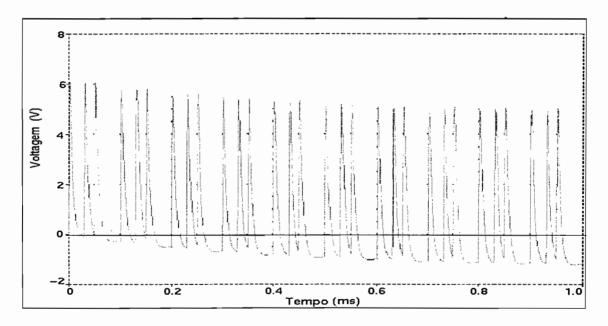


Figura B.11: Simulação do comportamento dos sinais no circuito de aquisição para pulsos muito próximos e com pólo-zero não cancelado.

É flagrante na Fig.B.11 a perda de referência da linha de base. A amplitude de cada

pulso é depreciada não apenas por sua coincidência com o "undershoot" do pulso anterior, mas também pelo fato de a linha de base ter-se perdido na sequência deles.

As taxas de contagem utilizadas nas aquisições de dados reais foram relativamente menores que as taxas da simulação acima, de tal forma que situações extremas como a da Fig.B.11 não se verificaram; contudo, qualquer sequência de pulsos próximos entre si certamente experimentará este efeito.

É interessante comparar este resultado com o que seria obtido no mesmo circuito mas com pólo-zero cancelado. Esta situação gera pulsos como os vistos agora na Fig.B.12, onde claramente os problemas com a linha de base deixaram de existir.

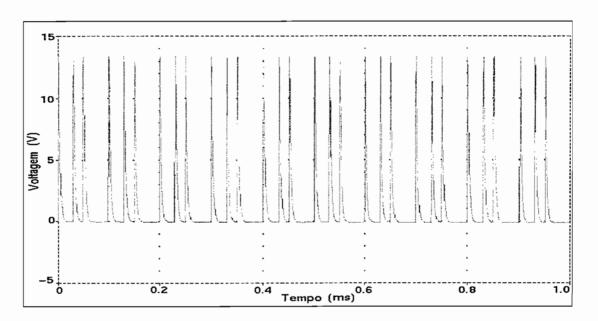


Figura B.12: Simulação do comportamento dos sinais no circuito de aquisição com pulsos muito próximos e pólo-zero cancelado.

B.2 Deslocamento da Linha de Base

Este efeito ocorre nos trechos do circuito acoplados por um capacitor, o chamado acoplamento de corrente alternada (CA). No circuito empregado este acoplamento ocorre no próprio estágio diferenciador CR. Como o capacitor não transmite corrente, os pulsos unipolares que por ele passam perderão a sua referência de linha de base anterior. Podese dizer que, como se trata de um circuito diferenciador, todas as constantes anteriores

serão perdidas, inclusive o zero. Em razão disto, os pulsos gerados pelo capacitor serão balanceados em torno da linha de zero volts, de forma a manter iguais as áreas sobre e sob a linha de base, gerando o deslocamento desta como se observa na Fig.B.13a, onde se ilustra o efeito sobre um trem de pulsos retangulares e periódicos. O deslocamento é ampliado quando se reduz a distância entre os pulsos, ou seja, quando a frequência aumenta.

Novamente, como a medida da amplitude de um pulso é feita em relação ao nível CD (corrente direta) real, este deslocamento produzirá uma subestimação de seus valores. Este efeito é muito mais grave em condições experimentais reais, onde a aleatoriedade dos pulsos e sua variabilidade de amplitudes implicarão em flutuações irregulares, como se observa na Fig.B.13b.

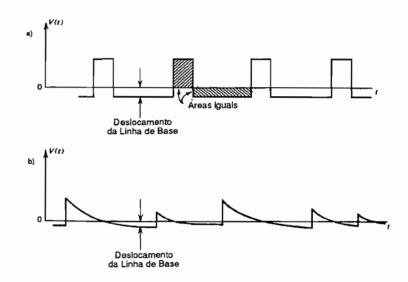


Figura B.13: Deslocamento da linha de base causado por acoplamentos capacitivos: a) num trem de pulsos retangulares e regularmente espaçados, e b) num trem de pulsos com amplitudes variáveis e com frequência aleatória. (Extraído de [Kno89].)

Os amplificadores usados em aquisição de dados contam com um recurso para evitar este deslocamento. Trata-se do circuito restaurador da linha de base (RLB), que tem diversas concepções[Rob61, Cha67, Ger67, Rad67, Ber72], mas que podem ser todas representadas esquematicamente pelo circuito apresentado na Fig.B.14. O propósito deste circuito é fazer com que a linha de base retorne ao zero real, entre a passagem dos pulsos, no mais curto intervalo de tempo possível. No circuito da Fig.B.14 a chave S fica aberta apenas durante a passagem de um pulso, e é fechada no intervalo entre eles, re-

tornando a voltagem a zero com uma constante de tempo dada pelo produto de $(R+R_0)$ e a impedância de saída do amplificador operacional A. Embora as diversas realizações deste circuito acrescentem uma pequena dose de ruído extra ao sistema, as vantagens dele decorrentes compensam esta impropriedade. Nos modernos amplificadores, o papel da chave S é realizado por diodos ou circuitos ativos.

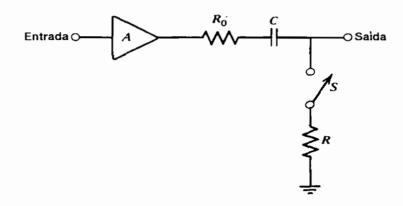


Figura B.14: Circuito restaurador da linha de base. (Extraído de [Kno89].)

Para evitar que outros acoplamentos capacitivos venham novamente a modificar a linha de base, os RLB são colocados no final do ciclo de formatação dos pulsos, já na saída dos amplificadores e imediatamente antes de os pulsos ingressarem nos conversores analógicos-digitais (CAD) para leitura e digitalização.

B.3 Pulsos Bipolares

Conforme já exposto mais acima, a oscilação da linha de base provocada pela desregulagem do pólo-zero é um efeito difícil de se evitar, e, portanto, o "piledown" seria inevitável. Contudo, o pólo-zero não cancelado é um efeito que acompanha apenas os pulsos unipolares; os pulsos bipolares não apresentam este problema. Este outro tipo de pulsos são produzidos num circuito que inclui em sequência: um estágio diferenciador CR, um estágio integrador RC, e um novo estágio diferenciador CR antes da saída do amplificador, como mostrado na Fig.B.15. Este último estágio tem por propósito extrair de um trem de pulsos a real amplitude dos mesmos, eliminando os efeitos da sobreposição de um pulso na região de decaimento do anterior, exatamente como o faz o primeiro estágio

de diferenciação em relação aos pulsos originados no pré-amplificador e já ilustrado na Fig.B.1. Para um dado tempo de formatação, os pulsos bipolares possuem a mesma extensão temporal de um pulso unipolar.

Os pulsos bipolares apresentam ainda a vantagem adicional de serem imunes ao deslocamento da linha de base, ou seja, não requerem um circuito restaurador desta, pois seus lóbulos positivo e negativo encerram áreas iguais o que torna impossível qualquer variação daquela referência. O único inconveniente que apresentam é uma relação sinal/ruído inferior ao dos pulsos unipolares, em razão de apresentarem um circuito com mais componentes e, portanto, com fontes adicionais de ruídos.

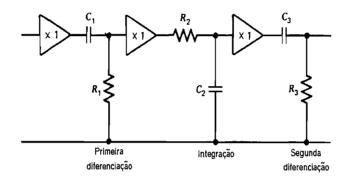


Figura B.15: Circuito CR-RC-CR, gerador de pulsos bipolares. (Extraído de [Kno89].)

Apêndice C

Simulação de "Piledown" por "Monte Carlo"

A idéia mestre desta simulação é gerar pulsos do tipo daqueles descritos na Eq.B.1 em instantes de tempo aleatórios e com amplitude (V_0) fixa, como se fossem pulsos devidos apenas a espalhamento elástico. Se o intervalo de tempo entre um pulso e o precedente é tal que o primeiro começa a subir no "undershoot" do último, então a sua amplitude padrão será subestimada de um fator que depende deste intervalo. Estas amplitudes são então medidas, digitalizadas e sua distribuição visualizada num histograma (espectro).

Os passos e cuidados seguidos nesta simulação estão abaixo delineados.

C.1 Intervalos de Tempo Aleatórios

Os instantes de tempo aleatórios foram gerados obedecendo uma taxa de contagens fixa e compatível com a observada na aquisição. Tais instantes foram produzidos com dupla precisão para permitir uma melhor resolução dos intervalos de tempo, que são obtidos pela subtração entre instantes adjacentes. Empregou-se rotinas constantes do "Numerical Recipes" [NumRe] que propiciam a produção deste tipo de randômicos. Na Fig.C.1 é mostrado um histograma destes intervalos de tempo simulados. Note-se que este histograma reproduz a distribuição teoricamente esperada para intervalos de tempo [Kno89].

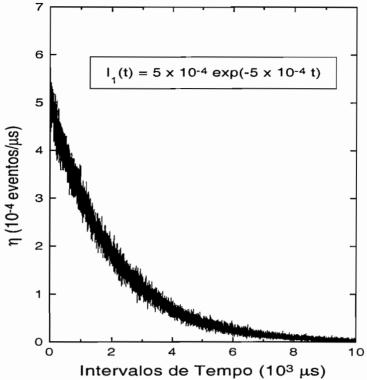


Figura C.1: Histograma dos intervalos de tempo simulados.

C.2 Memória da Linha de Base

Para a simulação numérica da perda de referência da linha de base, característica do circuito com pólo-zero não-cancelado, dotou-se a rotina de uma memória da linha de base produzida por pulsos passados. Esta não é estática, mas decai a zero com um tempo característico T_B bastante longo[Dat77] em relação a outros tempos característicos do circuito. Cada novo pulso será então influenciado tanto por esta memória, quanto pelo "undershoot" do pulso imediatamente anterior. Assim, a linha de base B(t) para um novo pulso será dada, em primeira aproximação, por:

$$B(t) = e_1(t - t') + B(t')e^{-(t - t')/T_B}$$
(C.1)

onde: t - t' é o intervalo de tempo entre o pulso atual e o precedente;

 $e_1(t-t')$ é a amplitude do pulso anterior neste instante em que surge o novo pulso; e B(t') é a amplitude da linha de base quando surgiu o pulso antecedente (em t') e que decai exponencialmente até o instante em que surge um novo pulso (em t), ou seja, é

este termo que carrega a memória da linha de base.

É evidente então que a linha de base deve ser recalculada para cada novo pulso, com o propósito de se reproduzir a sua flutuação. Este é um elemento essencial nesta simulação.

A amplitude de um pulso simulado é obtida então simplesmente somando-se, à linha de base assim calculada, a amplitude padrão V_0 (que varia para cada espectro que se quer simular).

C.3 Tempo-Morto

O sistema CAMAC[Rib89, Rib96], empregado no laboratório Pelletron para a leitura, conversão analógico-digital e armazenamento das amplitudes, está programado de tal forma a consumir 50µs na execução destas operações, independentemente da quantidade de parâmetros em aquisição (máximo de oito num Conversor Analógico-Digital (CAD)). Este período de varredura e conversões constitui o tempo-morto da aquisição de dados; durante este intervalo nenhum outro pulso que chegue ao CAD conseguirá sensibilizá-lo, de forma que o sistema é dito não-paralizável[Kno89], ou seja, tem um tempo-morto de duração fixa e improrrogável. Um sistema paralizável é aquele que durante o tempo-morto não registra os eventos, mas estes conseguem estender a duração deste mesmo tempo-morto. O comportamento destes sistemas pode ser entendido olhando-se para a Fig.C.2.

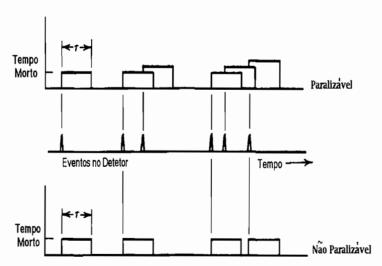


Figura C.2: Sistemas Paralizável e Não-Paralizável em relação ao tempo-morto. Fica claro porque o circuito é *paralizável* em relação ao efeito do "undershoot" sobre a linha de base: cada novo evento estende sua duração. (Extraído de [Kno89].)

Esta condição implica que o "piledown" observado nos espectros deve-se constituir num efeito de $2^{\underline{a}}$. ordem da flutuação da linha de base. De fato, numa sequência de três pulsos distanciados entre si por 30μ s, por exemplo, apenas o primeiro e o último serão registrados pelo CAD. O segundo pulso não será detectado, mas contribuirá para modificar a linha de base do último pulso, de acordo com a Eq.C.1.

Os únicos pulsos com intervalos de tempo menores do que o tempo-morto que serão detectados pelo sistema são aqueles tão próximos um do outro que não permitem ao CAD discriminá-los. Eles produzirão o "pileup" de pico, ou seja, terão suas amplitudes somadas, e aparecerão nos espectros à direita do pico elástico. Para se reproduzir os "pileups" de pico nesta simulação, fixou-se um intervalo mínimo (3 μ s) no qual se considera que dois pulsos, ou mais, não podem ser resolvidos e as suas amplitudes são, portanto, somadas, junto com suas linhas de base.

C.4 Digitalização

Os pulsos de voltagem produzidos nas etapas acima têm suas amplitudes máximas medidas para que se visualize a distribuição destas. Contudo, o resultado disto não é imediatamente comparável a um espectro real dado que aqui estar-se-iam histogramando diretamente amplitudes de pulsos analógicos, enquanto no espectro experimental tais amplitudes foram antes digitalizadas e, em seguida, visualizadas numa escala conveniente em canais (0 a 4095). O propósito da digitalização é converter as amplitudes em valores binários, mais adequadas para o seu armazenamento.

Para possibilitar a comparação entre os espectros, efetuou-se também uma digitalização das amplitudes simuladas aplicando-se o mesmo princípio dos conversores analógico-digitais empregados na aquisição de dados, o chamado Método das Aproximações Sucessivas. Neste processo, inicialmente, estabelece-se um valor de amplitude máxima como termo de comparação (10 V nas condições reais), o ganho dos amplificadores deve ser regulado de tal sorte aos pulsos não superarem este máximo; o valor usado na simulação foi o mesmo. Em seguida fixa-se o número de bits de uma "palavra" binária em que se quer escrever o resultado da digitalização; neste caso, tal como nas situações reais, esta "palavra" tinha 12 bits . A amplitude do pulso que se deseja converter é comparada com a metade da amplitude máxima; se ela for maior do que esta metade então o bit mais

significativo daquela "palavra" (o 12º) receberá o valor 1 e da amplitude do pulso será subtraída aquela metade, gerando um nova amplitude para a comparação seguinte. Caso a amplitude não seja maior do que a metade da máxima, então o valor do bit mais significativo será 0 e a própria amplitude original do pulso será utilizada no estágio seguinte. Neste a amplitude remanescente (seja a original ou a subtraída) é comparada com um quarto da amplitude máxima; se for maior do que esta o próximo bit será 1 e se subtrairá dela 1/4 do máximo, senão o bit será 0 e a amplitude passa para o próximo passo ilesa. Toma-se então o submúltiplo seguinte da amplitude máxima e repete-se as comparações anteriores com a amplitude remanescente do pulso; faz-se isto até esgotar-se todas as posições da "palavra". A Fig.C.3 ilustra este procedimento.

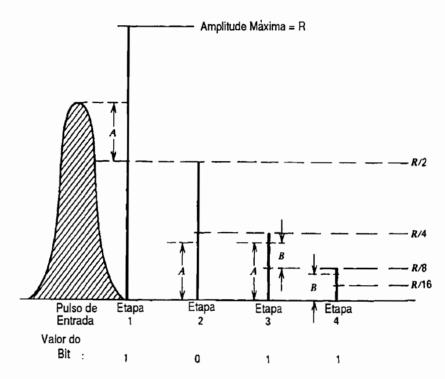


Figura C.3: Exemplo de digitalização das amplitudes de voltagem pelo *Método das Aproximações Sucessivas*. (Extraído de [Kno89].)

Uma "palavra" de 12 bits representa a conversão da amplitude numa escala de 2¹² = 4096 canais. Agora os espectros simulados podem ser imediatamente comparados com os reais.

C.5 Ruídos

As principais fontes de ruído estão concentradas no detetor[Kno89]: variações da corrente inversa, ruídos de Johnson nos contatos elétricos, e flutuações estatísticas na quantidade de portadores de carga criados pela passagem de uma partícula ionizante. Os diversos estágios eletrônicos pelos quais os pulsos deve passar também contribuem para o aumento do ruído.

Essencialmente o papel de todas estas fontes é provocar um alargamento do pico elástico dos espectros, cuja largura a meia-altura (σ_E) é dada então por:

$$(\sigma_E)^2 = (\sigma_{E_{\text{detetor}}})^2 + (\sigma_{E_{\text{eletronica}}})^2$$

Como estes ruídos são devidos a várias fontes pode-se invocar então o *Teorema de Lindeberg-Feller*[Vuo92] para afirmar que o seu efeito é provocar um alargamento gaussiano do pico.

Na simulação numérica efetuada empregou-se um gerador de aleatórios gaussianos, com média 0 e desvio-padrão igual a 1, fornecido pelo "Numerical Recipes" [NumRe], para emular-se o efeito do ruído experimental. Os randômicos assim criados eram multiplicados por um fator para sua conversão a uma escala em milivolts, correspondente ao ruído real existente durante a aquisição de dados. Em seguida, este valor era somado à amplitude gerada pela simulação. O resultado deste procedimento foi satisfatório, como atesta a Fig.C.4.

Entretanto, uma comparação entre os picos simulado e real, como na Fig.C.5, mostra que o segundo apresenta uma ligeira assimetria para o lado de menores energias que não era reproduzida pela simulação. Este comportamento do espectro experimental é atribuído também às já citadas armadilhas presentes no cristal do detetor, as quais provocam uma redução na quantidade de portadores coletados que supera a simples flutuação estatística esperada da ionização, promovendo o alargamento do pico apenas no lado de menores energias[Kno89]. Estas perdas são pequenas e não chegam a comprometer o tempo de subida dos pulsos, e, assim, estes não são descartados pela eletrônica de tempos (já descrita no Capítulo 7), mas são suficientes para promover mudanças detectáveis na amplitude dos pulsos.

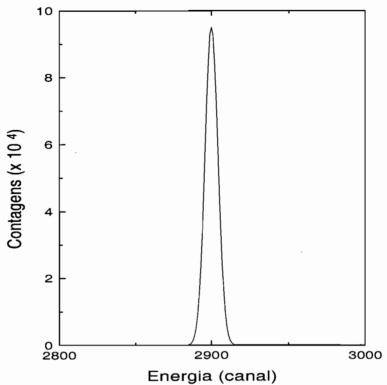


Figura C.4: Pico simulado e digitalizado, mostrando o efeito dos aleatórios gaussianos.

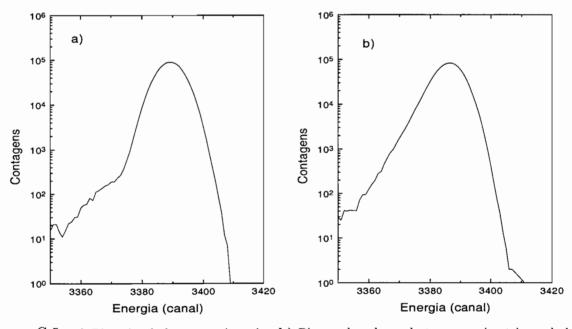


Figura C.5: a) Pico simulado sem assimetria. b) Pico real onde se destaca a assimetria no lado de baixas energias.

A forma encontrada para reproduzir este efeito na simulação foi a de gerar um conjunto de números aleatórios negativos para serem somados às amplitudes simuladas e assim

reduzir os valores destas. Optou-se por produzir aleatórios logarítmicos que, além de serem negativos, poderiam também ter valores absolutos grandes, produzindo variações significativas das amplitudes. A geração destes aleatórios se fez sorteando um número randômico com distribuição uniforme entre 0 e 1, e calculando-se o seu logaritmo. O número assim obtido é ainda multiplicado por um fator para sua conversão a uma escala em milivolts, como se fosse um ruído negativo adicional. O emprego destes aleatórios não dispensa os randômicos gaussianos para simular a largura do pico.

A Fig.C.6a mostra um pico simulado incluindo os aleatórios logarítmicos e a Fig.C.6b traz um pico real, é evidente o sucesso na reprodução da assimetria.

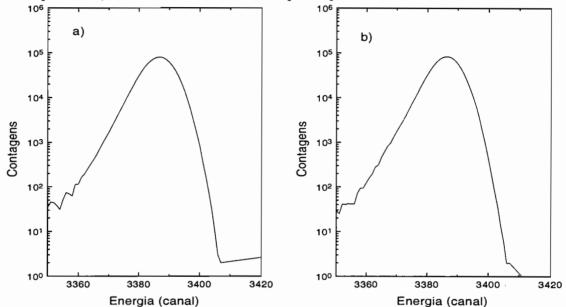


Figura C.6: a) Espectro simulado com assimetria. b) Pico real para comparação.

C.6 Integração

Para reproduzir adequadamente o espectro real através de simulação numérica foi necessário ainda incorporar a esta um procedimento que emulou o estágio de integração RC do circuito eletrônico. Tomando-se a função que representa os pulsos, Eq.B.1, com sua linha de base já devidamente determinada através da expressão C.1, procedeu-se a uma integração numérica deste pulso entre os instantes $t_0 = 0$ a $t_1 = 2.2\tau_1$. Estes limites são os que o amplificador efetivamente usa quando procede à integração [Man572].

O resultado de todos estes processos na simulação é percebido na Fig.C.7, onde a

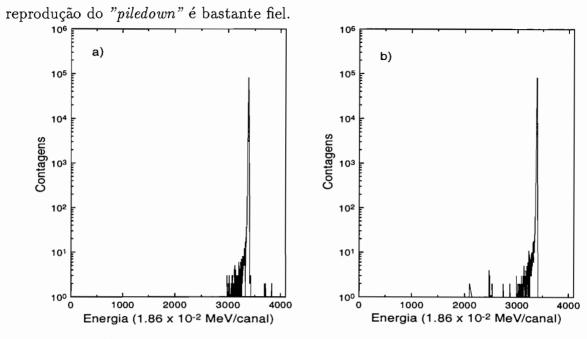


Figura C.7: a) Espectro simulado com "piledown". b) Espectro real para comparação.

C.7 Ajustando Parâmetros para reproduzir o "Piledown"

A reprodução exata de um espectro real depende da atribuição adequada de intensidades aos diversos elementos da simulação descritos até agora, em especial os valores dos parâmetros da Eq.B.1: τ_0 e τ_1 , e também do tempo T_B de recuperação da linha de base. Estes parâmetros devem ser fixos para todas as simulações de um mesmo período de aquisição de dados. Já V_0 depende da energia do feixe e é ajustado para cada espectro, assim como a taxa de contagens. A atribuição de valores a este último termo foi feita com base nos registros tomados durante a própria aquisição de dados. Fatores como largura e assimetria do pico eram determinados por tentativa e erro.

Para a definição dos parâmetros τ_0 , τ_1 e de T_B , resolveu-se simular um espectro de baixa energia ($E_{lab}=35~{\rm MeV}$), no qual não são esperadas reações em número apreciável. Desta forma um ajuste de boa qualidade entre os espectros real e simulado não seria forçado, pois efetivamente tudo o que estivesse à esquerda do pico experimental dever-seia essencialmente ao "piledown". Este ajuste foi conseguido através de um procedimento de minimização de χ^2 calculado entre os dois espectros, como indica a expressão:

$$\chi^{2} = \sum_{i=0}^{4095} \frac{(Y_{real}(i) - Y_{sim}(i))^{2}}{\sigma_{i}^{2}}$$
 (C.2)

onde:

 $Y_{real}(i)$ e $Y_{sim}(i)$ são as quantidades de contagens por canal nos espectros real e simulado, respectivamente; e

 σ_i é a incerteza no número de contagens de cada canal do espectro real e dada por $\sigma_i = \sqrt{Y_{real}(i)}.$

Para proceder a esta procura de um espectro simulado com ajuste adequado ao espectro real, foi preciso simulá-lo várias vezes, variando cada um dos parâmetros que entram na sua composição, até se encontrar os valores que minimizavam o χ^2 . Novamente apelou-se para rotinas do "Numerical Recipes" que possibilitavam esta variação com busca de mínimos de funções multiparamétricas. Para o espectro de E=35 MeV, obteve-se o ajuste de espectros visualizado na Fig.C.8, que apresentou um $\chi^2_{red}\approx 3$.

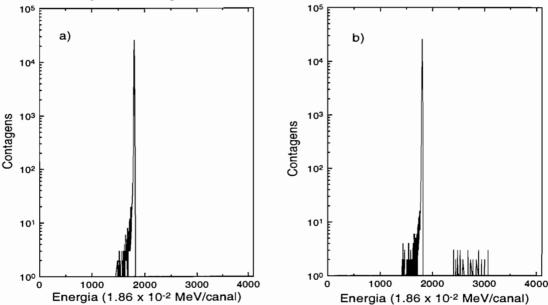


Figura C.8: a) Espectro real obtido com $E_{feixe} = 35 MeV$. b) Simulação do mesmo espectro.

Os parâmetros otimizados obtidos neste ajuste foram usados nas simulações de todos os demais espectros. Foram eles:

$$\tau_0 = 11 \ \mu s;$$
 $\tau_1 = 2 \ \mu s;$
 $T_R = 200 \ \mu s.$

A diferença entre o valor de τ_0 da simulação e o valor esperado (da ordem de 50μ s, tempo de decaimento do pulso do pré-amplificador), se deveu à tentativa de cancelar o pólo-zero feita no início da aquisição de dados, embora este esforço não tenha sido bem sucedido como ficou demonstrado pelos fatos.

Quando se usou τ_0 da ordem de 50μ s na simulação numérica, efeitos de primeira ordem da flutuação da linha de base apareceram, caracterizados por um ombro no pico elástico como ilustra a Fig.C.9a. Este efeito não foi observado nos espectros reais.

A Fig.C.9b traz um espectro produzido com um pulsador randômico aplicado sobre uma eletrônica de aquisição com o pólo-zero desregulado. O tempo de decaimento do pulso usado era da ordem de $\tau_0 \approx 50 \mu s$. Observa-se também neste caso a presença de efeitos de 1^{α} . ordem da flutuação da linha de base, totalmente compatíveis com os produzidos na simulação numérica vista na Fig.C.9a.

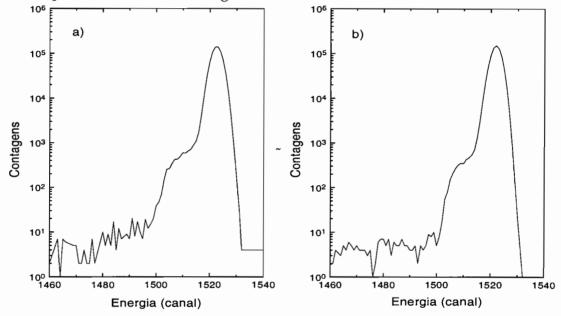


Figura C.9: a) Espectro simulado numericamente com "piledown" apresentando efeitos de primeira ordem da flutuação da linha de base. Os parâmetros utilizados foram: $\tau_0 = 30\mu s$, $\tau_1 = 2\mu s$ e $T_B = 200\mu s$. b) Espectro produzido com pulsador randômico, usando $\tau_0 \approx 50\mu s$.

Vale ressaltar que nestas simulações com pulsador randômico se a taxa de contagens é aumentada, mesmo usando-se pulsos com tempo de decaimento da ordem de 10μ s, os efeitos de primeira ordem aparecem. A razão principal para isto é o ruído reduzido em relação à situação experimental, dado que a principal fonte deles, o detetor, está ausente. Procedeu-se a simulações numéricas usando-se pulsos com tempos de decaimento desta ordem, e atribuindo-se valores diminutos para o ruído, e também se observaram efeitos de

primeira ordem do "piledown". Estes resultados evidenciam que os ruídos têm também uma forte influência sobre os espectros experimentais, pois certamente ajudam a esconder parte do "piledown" sob o pico elástico.

Bibliografia

- [Ali97] A. Lépine-Szily, in *Proceedings of XXth Brazilian Annual Workshop on Nuclear Physics* (1997), em impressão.
- [Ant91] N.V. Antonenko and R.V. Jolos, Z. Phys. A338 (1991) 423.
- [Any74] N. Anyas-Weiss et al., Phys. Rep. 12 (1974) 201.
- [Arm61] P. Armbruster, Nukleonik 3 (1961) 188.
- [Art69] A.G. Artukh et al., Nucl. Phys. A137 (1969) 348.
- [Art71a] A.G.Artukh et al., Nucl. Phys. A160 (1971) 511.
- [Art71b] A.G.Artukh et al., Nucl. Phys. A176 (1971) 284.
- [Aud97] G. Audi et al., Nucl. Phys. A624 (1997) 1.
- [Auf87] P. Aufmuth, K. Heilig and A. Steudel, At. Dat. Nucl. Dat. Tab. 37 (1987) 455.
- [Bar88] R. Barden et al., Z. Phys. A329 (1988) 319.
- [Ban66] A. P. Banford, The Transport of Charged Particle Beams, 1966, E. & F. N. Spon Limited, London.
- [Baz93] D. Bazin and O. Sorlin, http://www.nscl.msu.edu/bazin/LISE.html.
- [Ben84] R. Bengtsson et al., Phys. Scr. 29 (1984) 402.
- [Ber72] M.Bertolaccini and C.Bussolati, Nucl. Instr. and Meth. 100 (1972) 349.
- [Ber94] M. Bernas et al., Phys. Lett. **B331** (1994) 19.

BIBLIOGRAFIA

- [Ber96] M. Bernas et al. Extreme of Nuclear Structure in Proceedings of the International Workshop XXIV on gross properties of nuclei and nuclear excitations. Hirschegg, Aústria, January, 15-20, 1996.
- [Bet53] H.A. Bethe and J. Ashkin, Experimental nuclear physics "Passage of Radiations through Matter", Ed. E. Segrè 1 (1953).
- [Bia89] L. Bianchi et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A276 (1989) 509.
- [Bjo87] T. Bjornstad et al., Nucl. Instr. Meth. B26 (1987) 174.
- [Bla67] S.L.Blatt, Nucl. Instr. and Meth. 49 (1967) 235.
- [Boc66] R.Bock et al., Nucl. Instr. and Meth. 41 (1966) 190.
- [Boc72] J.P.Bocquet et al., Nucl. Phys. A189 (1972) 556.
- [Bog77] J. Boguta and A.R. Bodmer, Nucl. Phys. A292 (1977) 413.
- [Boh95] H.G. Bohlen et al., Low-Energy Nucl. Dyna., XV Nucl. Phys. Div. Conf. St. Peterburg, Rússia: World Sci. (1995) 53.
- [Bra72] M. Brack et al., Rev. Mod. Phys. 44 (1972) 320.
- [Bra77] P.Braun-Munzinger et al, Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 944.
- [Brin72] D.M.Brin, Phys. Lett. 40B (1972) 37.
- [Bro90] R. Brockmann and R. Machleidt, Phys. Rev. C42 (1990) 1965.
- [Buc90] F. Buchinger et al., Phys. Rev. C41 (1990) 2883.
- [Bue76] M. Buenerd et al., Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 1191.
- [Cha67] R.L.Chase and L.R.Poulo, *IEEE Trans. Nucl. Sci* NS-14, n^{ϱ} . 1 (1967) 83.
- [Cha96] M. Chartier, Tese de Doutoramento, Universite de Caen, França, 1996.
- [Cor96] M.D. Cortina, Etude de la diffusion élastique et de la réaction d'échange de charge (p,n) avec des faisceaux exotiques légers riches en neutrons, Tese de Doutorado, GANIL T 96 02 (1996).

- [Cru78] E.R.Cruz, Dissertação de Mestrado, IFUSP (1978).
- [Dat77] D.W.Datlowe, Nucl. Instr. Meth. 145 (1977) 365.
- [Lot66] De Lotto and D.Dotti, Nucl. Instr. and Meth. 39 (1966) 281; e
 De Lotto, D.Dotti and D.Mariotti, Nucl. Instr. and Meth. 40 (1966) 169.
- [Dev80] R.M. DeVries and J.C. Peng, Phys. Rev C22 (1980) 1055.
- [Dev87] H. De Vries, C. W. Jager, and C. De Vries, At. Data and Nucl. Data Tables 36 (1987) 495.
- [Dup92] P. Van Duppen et al., Proc. Int. Conf. on Radioactive Nuclear Beams, p. 289, 3rd., ed. D.J. Morrissey, Gif-sur-Yvette, Editions Frontières (1992).
- [Eng64] H.A.Enge, Nucl. Instr. and Meth. 28 (1964) 119.
- [Fed74] S.N.Fedotov and N.G.Volkov, Nucl. Instr. and Meth. 122 (1974) 463.
- [Fel87] H. Feldmeier, Rep. Prog. Phys. **50** (1987) 915.
- [Fen94] J. Feng et al., Phys. Rev. C51 (1994) 2420.
- [Fes73] H. Feshbach et al., Phys. Lett. B47 (1973) 300.
- [Fri97] G. Fricke et al., At. Dat. and Nucl. Dat. Tab. 60 (1997) 177.
- [Fur84] M.Furrer, J.J.Gostely and P.Lerch, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 226 (1984) 455.
- [Gam90] Y.K. Gambhir, P. Ring and A. Thimet, Ann. Phys. 198 (1990) 132.
- [Gei95] H. Geissel, G. Münzenberg and K. Riisager, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci 45 (1995) 163.
- [Gel90] R. Geller, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 40 (1990) 15.
- [Gel91] W. Gelletly et al., Phys. Lett. **B253** (1991) 287.
- [Ger67] E.A.Gere and G.L.Miller, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-14, nº. 1 (1967) 89.

BIBLIOGRAFIA 186

- [Ghi88] A. Ghiorso et al., Nucl. Instr. Meth. A269 (1988) 192.
- [Gla59] R.J. Glauber, Lectures on Theoretical Physics, Vol. I, ed. W.E. Brittin and
 L.G. Dunham, Interscience Publishers, New York (1959) p. 315.
- [Gol65] R.Gould, Rev. Sci. Instr. 35 (1965) 785; e
 R.Gould, Rev. Sci. Instr. 36 (1965) 784.
- [Gol74] A.G. Goldhaber, Phys. Lett. **B53** (1974) 306.
- [Gre75] D.E. Greiner et al., Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 152.
- [Hai84] Q.Haider and F.B.Malik, Atom. Dat. and Nucl. Dat. Tab. 31 (1984) 208.
- [Ham74b] J.H. Hamilton et al., Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 239.
- [Ham76b] J.H. Hamilton et al., Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 340.
- [Ham81c] J.H. Hamilton et al., Proceedings of the Fourth International Conference on Nuclei Far From Stability, CERN 81-09 (1986) p. 391.
- [Ham85b] J.H. Hamilton, in Nucleus-Nucleus Collisions from the Coulomb Barrier Up to the Quark-Gluon Plasma, in Progress in Particle and Nuclear Physics, ed. A. Faessler, Pergamon Press, New York (1985) p. 31.
- [Ham85c] J.H. Hamilton, in Proceedings of the International Symposium on Nuclear Shell Models, eds. M. Vallieres and B.H. Wildenthal, World Scientific Publ. Singapore (1985) p. 31.
- [Ham89] J.H. Hamilton, in Structures of Nuclei Far From Stability, Treatise on Heavy-Ion Science Vol.8 ed. D.A. Bromley, Plenum Press, New York and London (1989), p. 3.
- [Han79] P.G. Hansen, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci 29 (1979) 69.
- [Hec71] H.H. Heckman et al., Science 174 (1971) 1130.
- [Hec72] H.H. Heckman et al., Phys. Rev. Lett. 28 (1972) 926.

- [Her69] G. Herrmann and H.O. Denschlag, Ann. Rev. Nucl. Sci 19 (1969) 1.
- [Her72] R.G.Herb, Revista Brasileira de Física 2 (1972) 17.
- [Hir91] D. Hirata et al., Phys. Rev. C44 (1991) 1467.
- [Hir97] D. Hirata et al., Nucl. Phys. A616 (1997) 438c.
- [Hof95a] S. Hofman et al., Z. Phys. A350 (1995) 277.
- [Hof95b] S. Hofman et al., Z. Phys. A350 (1995) 281.
- [Hor81] C.J. Horowitz and B.D. Serot, Nucl. Phys. A368 (1981) 503.
- [Hub90] F. Hubert, R. Bimbot and H. Gauvin, At. Dat. and Nucl. Dat. Tab. 46 (1990)1.
- [Huf75] J. Hüfner et al., Phys. Rev. C12 (1975) 1888.
- [Huf78] J. Hüfner et al., Phys. Lett. B73 (1978) 289.
- [Hus91] M.S. Hussein, R.A. Rego and C.A. Bertulani, Phys. Rep. 5 (1991) 279.
- [Isoexp] Isotope Explorer, http://isotopes.lbl.gov/isotopes/isoexpl/isoexpl.html
- [Jou91] A. Jobert, Proceedings of the 1991 particle accelerator conference, IEEE 1 (1991).
- [Kei95] M. Keim et al. Nucl. Phys. A586 (1995) 219.
- [Kir92] R. Kirchner, Nucl. Instr. Meth. B70 (1992) 186.
- [Kla67] R. Klapisch et al., Nucl. Instr. Meth. 53 (1967) 216.
- [Kla69] R. Klapisch, Ann. Rev. Nucl. Sci. 19 (1969) 33.
- [Kno89] G.F.Knoll, Radiation Detection and Measurement 2. 1989, John Willey & Sons, Singapore.
- [Kox87] S. Kox et al., Phys. Rev C35 (1987) 1678.

- [Kuc91] H. Kucharek and P. Ring, Z. Phys. A339 (1991) 23.
- [Lal95] G.A. Lalazissis and M.M. Sharma, Nucl. Phys. A586 (1995) 201.
- [Lee96] M.Y.Lee et al., 14th Int. Conf. Applic. Accel. Res. Ind. Univ. North Texas, Denton (1996).
- [Li88] C.J. Lister et al., in Nuclei Far From Stability, Fifth International Conference, ed. I.S. Tower, American Institute of Physics Conference Proceeding 164 (1988) p. 354.
- [Lie91] P. Lievens et al., Phys. Lett. **B256** (1991) 141.
- [Lie92] P. Lievens et al., Phys. Rev. C46 (1992) 797.
- [Lin93] T.Lindblad and G.Székely, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A328 (1993) 603.
- [Lis90] C.J. Lister et al., Phys. Rev. C42 (1990) R1191.
- [Man 572] Model 572 Spectroscopy Amplifier Operator and Service Manual, EG& G OR-TEC.
- [Mar93] A.A.Marchetti and A.C.Mignerey, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A324 (1993) 288.
- [Mye73] W. D. Myers, Nucl. Phys. A204 (1973) 465.
- [Mil87] W.T.Milner, Holifield Ion Research Facility Computer Handbook, Oak Ridge National Laboratory, USA (1987).
- [Mit87] W. Mittig et al., Phys. Rev. Lett. 59 (1987) 1889.
- [Mit97] W. Mittig, A. Lépine-Szily and N.A. Orr, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 47 (1997) 27.
- [Mit97a] W. Mittig et al., Nucl. Phys. A616 (1997) 329c.
- [Moh91b] M.F. Mohar et al., Phys. Rev. Lett. 66 (1991) 1571.

- [Mor63] H. Morinaga and P.C. Gugelot, Nucl. Phys. 46 (1963) 210.
- [Nak63] Y.Nakajima et al., Nucl. Phys. 41 (1963) 584.
- [Ngh94] P. Nghiem, J. Payet, and A. Tkatchenko, Note LNS/GT 94-02 (1994).
- [Now65] C.H.Nowlin and J.L.Blankenship, Rev. Sci. Instr. 36 (1965) 1830.
- [NumRe] Numerical Recipes in FORTRAN, The Art of Scientific Computing 2^a., W.H.Press, W.T.Vetterling, S.A.Teukolsky and B.P.Flannery; ed.: Cambridge University Press.
- [Nup97] Nuclear Physics in Europe: Highlights and Opportunities, NuPECC Report, eds. Jean Vervier et al., December 1997.
- [Odl96] O.H. Odland et al., Nucl. Instr. Meth. A378 (1996) 149.
- [Ogan70] Yu Ogannessian et al., Journal de Physique 31 (1970) 259.
- [Ort93] P-Series Position-Sensitive Detectors Operating and Service Manual, EG& GORTEC.
- [Ott89] E.W. Otten, in Nuclear radii and moments of unstable nuclei, Treatise on Heavy-Ion Science, Vol. 8, ed. D.A. Bromley, Plenum Press, New York and London (1989) p. 517.
- [Ott94] T. Otto et al., Nucl. Phys. A567 (1994) 281.
- [Pi81] R.B. Piercey et al., Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 1514.
- [Pi82] R.B. Piercey et al., Phys. Rev. C25 (1982) 1914.
- [Pot90] H. Poth, Phys. Rep. 196 (1990) 135.
- [Psp95] PSpice Electrical Circuit Simulator, MicroSim Corporation, 20 Fairbanks Irvine, CA 92718 USA.
- [Pul93] J.Pŏlpán and M.Králík, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A325 (1993) 314.
- [Rad67] V.Radeka, Rev. Sci. Instr. 38 (1967) 1397.

- [Ram87] S. Raman et al., At. Data and Nucl. Data Tables 36 (1987) 19.
- [Rav89] H.L Ravn and B. Allardyce, Treatise on Heavy-Ion Science, Vol.8, p.363, ed.D.A. Bromley, New York, Plenum (1989).
- [Rav94] H.L. Ravn et al., Nucl. Instr. Meth. B88 (1994) 441.
- [Rei86] P.G. Reinhard et al., Z. Phys. A323 (1986) 13.
- [Rib89] R.V.Ribas, Manual do Sistema SPM-CAMAC para Aquisição de Dados, préprint (1989).
- [Rib96] R.V.Ribas, Nuclear Physics Department IFUSP Annual Report (1996) 64.
- [Rib97] Projeto RIBRAS, Laboratório Pelletron, IFUSP, não publicado.
- [Rin96] P. Ring, Progr. Part. and Nucl. Phys. 37 (1996) 193.
- [Rin97] P. Ring, in Proceedings of XXth Brazilian Annual Workshop on Nuclear Physics (1997), em impressão.
- [Rob61] L.B.Robinson, Rev. Sci. Instr. 32 (1961) 1057.
- [Sal74] O. Sala and G.Spalek, Nucl. Instr. and Meth. 122 (1974) 213.
- [Sch94] R. Schneider et al., Z. Phys. A348 (1994) 241.
- [Sch91] K.H. Schmidt and W. Morawek, Rep. Prog. Phys. 54 (1991) 949.
- [Ser86] B.D. Serot and J.D. Walecka, Adv. Nucl. Phys. 16 (1986) 1.
- [Shi69] F. Shiraishi, Nucl. Instr. and Meth. 69 (1969) 316.
- [Shi78] K.Shizuma, Nucl. Instr. and Meth. 150 (1978) 447.
- [Shi86] K. Shima, T. Mikumo and H. Tawara, At. Dat. Nucl. Dat. Tab. 34 (1986) 357.
- [Sou64] B. Souček, Nucl. Instr. and Meth. 28 (1964) 306.
- [Spe67] J.E.Spencer and H.A.Enge, Nucl. Instr. and Meth. 49 (1967) 181.

- [Sug94] Y. Sugahara and H. Toki, Nucl. Phys. A579 (1994) 557.
- [Sug97] Y. Sugahara and H. Toki, submitted
- [Tok91] H. Toki et al., Nucl. Phys. A524 (1991) 633.
- [Tan85] I. Tanihata et al., Phys. Lett. **B160** (1985) 380.
- [Tan85b] I. Tanihata et al., Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 2676.
- [Tan88] I. Tanihata et al., Phys. Lett. **B206** (1988) 592.
- [Trac72] B.L. Tracy et al., Phys. Rev. C5 (1972) 222.
- [Val96] V.F. Youmbi, Tese de Doutoramento, Universite Paris XI ORSAY, França.
- [Vil87] A.C.C. Villari, Tese de Doutoramento, IFUSP (1987).
- [Vil89] A.C.C. Villari et al., Proceedings of the XXVII International Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio, Italy (1989), ed. I. Iori.
- [Vil91] A.C.C. Villari et al., Phys. Lett. **B268** (1991) 345.
- [Vil95] A.C.C. Villari et al., Nucl. Phys. A588 (1995) 267c.
- [Vol72] V.V. Volkov et al., Proc. Int. Conf. Nucl. Phys. bf 2, Munich (1973) eds. J. de Boer, H.J. Mang, North Holland, Amsterdam (1972) 279.
- [Vuo92] J.H.Vuolo, Fundamentos da Teoria de Erros, Apêndice A.4, 1992, Editora Edgard Blücher Ltda.
- [Wal74] J.R. Walecka, Ann. Phys. 83 (1974) 491.
- [Wap77] A.H. Wapstra and K. Bos, At. Data Nucl. Data Tables 19 (1977) 1.
- [Wap85] A.H. Wapstra and G. Audi, Nucl. Phys. A432 (1985) 55.
- [War88] R. Warner et al., Phys. Rev C37 (1988) 1884.
- [War89] R.E. Warner et al., Phys. Rev. C40 (1989) 2473.

BIBLIOGRAFIA - 192

[Whi97] White Papers, Scientific Opportunities with an Advanced ISOL Facility, ed. C. Baktash et al., November/1997.

- [Wid34] D.V.Widder, Trans. Am. Math. Soc. 36 (1934) 155.
- [Wie76] L.Wielopolski and R.P.Gardner, Nucl. Instr. and Meth. 133 (1976) 303.
- [Win92] J.A. Winger, B.M. Sherril, and D.J. Morrissey, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B70 (1992) 380.
- [Win93] J.A. Winger et al., Phys. Lett. **B299** (1993) 214.
- [Wol67] J.R. Wolberg, Nucl. Instr. and Meth. 56 (1967) 209.
- [Zhi83] V.P.Zhigunov, Nucl. Instr. and Meth. 216 (1983) 183.