M. C. Nunes

Dirceu Pereira

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

Instituto de Física

ESTUDO EXPERIMENTAL DA FUSÃO NUCLEAR NO SISTEMA $^{16}O + ^{60}Ni$

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO
1657
INSTITUTO DE FÍSICA

Cely Paula da Silva

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

Defesa 24.04.90

SBI-IFUSP

305M810T1657

Orientador: *Prof. Dr. Dirceu Pereira*

SÃO PAULO

1990

Aos meus pais

e. 2

FICHA CATALOGRÁFICA

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

Silva, Cely Paula da
Estudo experimental da fusão nuclear no sistema $^{16}O+^{60}Ni$. São Paulo, 1990.

Dissertação (Mestrado) - Universidade de São Paulo Instituto de Física. Departamento de Física Nuclear.
Área de Concentração: Física Nuclear
Orientador: Prof. Dr. Dirceu Pereira

Unitermos: 1.Fusão completa; 2.Sistema de tempo de vôo; 3.Funções de excitação; 4.Distribuições angulares; 5.Comparação com o sistema $^{18}O+^{58}Ni$; 6.Aumento da seção de choque subcoulombiana; 7.Modelo unidimensional; 8.Cálculo de canais acoplados; 9.Espectros de velocidade.

USP/IF/SBI - 02/90

AGRADECIMENTOS

Desejo expressar meus agradecimentos a todos os doutores, bolsistas, técnicos e amigos que de maneira direta ou indireta ajudaram na realização deste trabalho. Em particular;

Ao Prof. Dr. Dirceu Pereira, pela orientação amiga e pelo grande estímulo na realização deste trabalho;

Ao Luiz e ao Ernesto pela amizade e especialmente pela ajuda vital em todas as fases do trabalho, que foi enriquecido por suas participações;

Ao Prof. Dr. Alexandre M. Borges por confiar a mim a análise dos dados experimentais do sistema $^{18}O + ^{58}Ni$, estudado por ele e também pelas discussões valiosas, onde sempre se mostrou solícito em ajudar ao grupo;

À Cecília e ao "Carocha" pela amizade e pelas importantes discussões sobre física nuclear;

Ao Renato pela ajuda na confecção da capa deste trabalho como também pela revisão na leitura do mesmo;

Ao pessoal técnico das oficinas mecânica e eletrônica e aqueles responsáveis pela manutenção do acelerador e fonte de íons;

Ao Adilson, Fábio e Marcelo pela cooperação com os programas computacionais, assim como ao grupo de operadores por sempre demonstrarem boa vontade na operação do computador;

Ao pessoal do desenho técnico pela precisão na confecção dos desenhos;

E ao grupo de pessoas da secretaria pela boa vontade e presteza, que contribuiram em diversas áreas deste trabalho.

Por último agradeço ao CNPq pelo apoio financeiro.

RESUMO

Com o objetivo de estudar o processo de fusão entre íons pesados, realizamos medidas da seção de choque do processo de fusão nuclear para o sistema $^{16}O + ^{60}Ni$ no intervalo de energia de bombardeio ao redor da barreira coulombiana ($E_{LAB} \rightarrow 40 - 72$ MeV). A técnica utilizada para a detecção dos resíduos de evaporação do núcleo composto, foi a da medida de tempo de vôo, associada a um sistema de deflexão eletrostática para separar esses resíduos, das partículas com massa perto da do feixe incidente. As distribuições angulares dos resíduos de evaporação foram medidas no intervalo angular de $2^{\circ} \leq \theta_{LAB} \leq 18^{\circ}$.

A função de excitação de fusão foi analisada inicialmente via modelo de penetração de barreira unidimensional que mostrou subestimar a seção de choque de fusão em energias em torno e abaixo da barreira coulombiana; desta forma procuramos ajustar os dados desta região, através do modelo de canais acoplados, que não se mostrou totalmente satisfatório. Em energias acima da barreira (na região de anomalia) também foram detectados desvios dos dados experimentais com relação às previsões teóricas do modelo unidimensional, que são explicados através de considerações de potenciais ópticos.

Com o objetivo de se obter uma melhor compreensão de efeitos de estrutura nuclear nos processos de reação envolvidos, comparamos o sistema até aqui citado com o sistema $^{18}O + ^{58}Ni$ (que leva ao mesmo núcleo composto do sistema $^{16}O + ^{60}Ni$). A comparação revelou que o primeiro sistema possui um aumento significativo na seção de choque de fusão na região subcoulombiana, em relação ao $^{16}O + ^{60}Ni$, isto pode estar relacionado com o fato de que as estruturas internas dos núcleos são diferentes, mas não nos foi possível confirmar esta afirmação.

ABSTRACT

With the objective to study the process of fusion between heavy ions, we measured the nuclear fusion cross section for the system $^{16}O + ^{60}Ni$, at an energy range around the Coulomb barrier ($E_{LAB} \rightarrow 40 - 72$ MeV). In order to detect the evaporation residues following the fusion process, the time of flight method was adopted in conjunction with an eletrostatic deflector capable of separating the evaporation residues from the beam particles. The angular distributions of the evaporation residues were measured in the angular range of $2^{\circ} \leq \theta_{LAB} \leq 18^{\circ}$.

The excitation function was analysed using the unidimensional barrier penetration model. Theoretical fusion cross sectionsobtained from this analysis were smaller than our measured values, in the energy region near and below the Coulomb barrier. In order to discover which channels enhance the fusion cross section in this region, a coupled channel calculation was performed, but did not lead to satisfactory results. Theoretical predictions for the unidimensional model were compared to the experimental fusion cross section (anomaly region).

We compared the systems $^{18}O + ^{58}Ni$ and $^{16}O + ^{60}Ni$ (which lead to the same compound nucleus) to understand the nuclear structure effects in the reaction process. This comparison showed that the cross section of the first system is larger than that for$^{16}O + ^{60}Ni$, at energies below the Coulomb barrier. This could be possibly to the different internal structures of the nuclei, but it was not possible to confirm this affirmation.

SUMÁRIO

I - INTRODUÇÃO.....1

II - PARTE EXPERIMENTAL.....4

II.1 - Introdução.....4

II.2 - Arranjo Experimental.....4

II.2.1 - Fonte de Íons e o Acelerador Pelletron.....4

II.2.2 - Sistema de Detecção: Tempo de vôo.....6

II.2.3 - Câmara de Espalhamento.....13

II.2.4 - Sistema de Deflexão Eletrostática.....18

II.3 - Aquisição de Dados.....23

II.3.1 - Eletrônica de Aquisição.....23

A) Eletrônica Rápida.....23

B) Eletrônica Lenta.....26

II.3.2 - Aquisição dos Dados Experimentais.....29

II.3.3 - Medidas Realizadas.....32

II.4 - Redução de Dados.....36

II.4.1 - Métodos e Programas Úteis na Redução dos Dados.....36

A) Identificação das Massas.....38

B) Redução de Dados dos Espectros Multicanais.....44

II.5 - Cálculo da Seção de Choque de Fusão Experimental.....47

II.6 - Resultados Obtidos.....52

III - FUNDAMENTOS TEÓRICOS.....58

III.1 - Introdução.....58

III.2 - O Processo e o Cálculo da Seção de Choque de Fusão Nuclear para Íons Pesados.....58

III.3 - Potenciais Nucleares.....65

III.4 - Modelo de Canais Acoplados.....67

III.5 - Potencial do Modelo Óptico.....74

III.6 - Cinemática dos Resíduos de Evaporação.....78

IV - ANÁLISE DE DADOS.....85

IV.1 - Introdução.....85

IV.2 - Análise dos Dados Experimentais Referentes às Distribuições Angulares.....86

IV.3 - Análise da Função de Excitação.....92

IV.3.1 - Parâmetros de Barreira de Fusão.....92

IV.3.2 - Influência que os Potenciais Ópticos Exercem sobre o Processo de Reação Nuclear.....103

IV.3.3 - Análise de Canais Acoplados.....112

IV.4 - Análise dos Resíduos de Evaporação Através do Espectro de Velocidades.....117

V - COMENTÁRIOS FINAIS.....124

APÊNDICE - CALIBRAÇÃO EM ENERGIA DO ACELERADOR PELLETRON.....126

1. Introdução.....126

2. Montagem da Experiência.....127

3. Resultados Obtidos.....128

REFERÊNCIAS.....132

III - FUNDAMENTOS TEÓRICOS.....58

III.1 - Introdução.....58

III.2 - O Processo e o Cálculo da Seção de Choque de Fusão Nuclear para Íons Pesados.....58

III.3 - Potenciais Nucleares.....65

III.4 - Modelo de Canais Acoplados.....67

III.5 - Potencial do Modelo Óptico.....74

III.6 - Cinemática dos Resíduos de Evaporação.....78

IV - ANÁLISE DE DADOS.....85

IV.1 - Introdução.....85

IV.2 - Análise dos Dados Experimentais Referentes às Distribuições Angulares.....86

IV.3 - Análise da Função de Excitação.....92

IV.3.1 - Parâmetros de Barreira de Fusão.....92

IV.3.2 - Influência que os Potenciais Ópticos Exercem sobre o Processo de Reação Nuclear.....103

IV.3.3 - Análise de Canais Acoplados.....112

IV.4 - Análise dos Resíduos de Evaporação Através do Espectro de Velocidades.....117

V - COMENTÁRIOS FINAIS.....124

APÊNDICE - CALIBRAÇÃO EM ENERGIA DO ACELERADOR PELLETRON.....126

1. Introdução.....126

2. Montagem da Experiência.....127

3. Resultados Obtidos.....128

REFERÊNCIAS.....132

I - INTRODUÇÃO

Nos últimos 20 anos, a física de íons pesados em energias de bombardeio próximas à barreira coulombiana ($\leq$ 10 MeV/nucleon), tem recebido considerável atenção (Le 78, Sc 84), devido à observação de fenômenos coletivos de dissipação de energia.

Entre eles está a fusão completa, que é o fenômeno mais dissipativo, desde que toda energia cinética inicial disponível seja transformada em energia de excitação do sistema composto, que leva o nome de núcleo composto. Este processo ocorre quando todos os nucleons do íon que representa o projétil unem-se com todos aqueles do alvo, neste caso o momento linear total do projétil é transferido para o sistema composto. O núcleo composto formado passa a ter uma energia de excitação que faz com que este decaia através da evaporação de partículas leves, da emissão de radiação eletromagnética e/ou por fissão, levando ao núcleo residual também chamado de resíduo de evaporação. Assim sendo, experimentalmente não se detecta o núcleo fundido diretamente, mas sim o núcleo resultante da desexcitação.

Em todos estes anos de pesquisas com relação à procura de novas informações sobre os mecanismos responsáveis pela fusão nuclear, houve um acréscimo considerável dos dados adquiridos, que mostraram existir inúmeros sistemas que apresentam desvios significativos em relação ao comportamento geral.

Em energias de bombardeio que se encontram em torno ou abaixo da barreira coulombiana observa-se para diversos sistemas de massa intermediária ou pesada, a existência de um aumento na seção de choque de fusão quando comparada com modelos que utilizam o formalismo de penetração de barreira unidimensional (descrito sucintamente na seção III.3), onde o único grau de liberdade considerado é a distância de separação entre os núcleos reagentes (St 84a).

Outro aspecto experimental importante foi a observação de sistemas cujas funções de excitação apresentam diferenças pronunciadas com uma pequena variação do número de nucleons envolvidos no processo. Como exemplos marcantes deste efeito, podemos citar os sistemas $^{16}O + ^{148-154}Sm$ (St 80) e $^{16}O + ^{63,65}Cu$ (Pe 89), além de outros envolvendo alguns dos isótopos pares do níquel como: $^{58,62,64}Ni$ (Be 80, St 84b), onde os desvios observados nas reações para diferentes isótopos não podem ser explicados em termos das diferenças geométricas destes sistemas.

Vários modelos teóricos (Br 83a, Da 83a, Da 83b, Es 81, St 81) tentam explicar a dinâmica dos processos acima citados, introduzindo graus de liberdade adicionais, associados à estrutura nuclear do sistema de interação. No entanto, a figura que se tem do mecanismo exato que produz estes efeitos, ainda não é clara nem completa, do ponto de vista teórico e experimental.

Devido à estas observações, torna-se necessário um número maior de dados experimentais da seção de choque de fusão em energias ao redor da barreira coulombiana, a fim de se obter um entendimento mais abrangente dos efeitos até aqui citados e que portanto, nos levam à uma visão mais precisa da dinâmica envolvida no processo de fusão nuclear. Com este objetivo, nos propomos a estudar o processo de fusão nuclear que ocorre no sistema $^{16}O + ^{60}Ni$, uma vez que medidas experimentais de espalhamento elástico, realizadas para este sistema, mostraram haver um comportamento anômalo dos potenciais ópticos, em função da energia de bombardeio (Fu 85), provocando fortes variações da parte real do potencial associado às variações da parte imaginária do mesmo. Estes fatos têm efeito na seção de choque de reação e conseqüentemente na de fusão, visto que na faixa de energia de bombardeio que nos propomos a estudar, a seção de choque de fusão é uma fração importante da seção de choque de reação.

Outro motivo da escolha deste sistema em particular, é que o mesmo está enquadrado dentro de uma região de massa de interesse do grupo de íons pesados no laboratório Pelletron.

Este sistema nos possibilita também a comparação com outro que possui uma variação isotópica com relação à massa dos núcleos estudados neste trabalho, e que levam ao mesmo núcleo composto formado. O sistema em questão ($^{18}O + ^{58}Ni$) apresenta um aumento significativo na seção de choque de fusão abaixo da barreira coulombiana quando comparado com $^{16}O + ^{60}Ni$; em outras palavras a seção de choque de fusão na região subcoulombiana decresce mais lentamente para o sistema $^{18}O + ^{58}Ni$ do que para o sistema $^{16}O + ^{60}Ni$.

A técnica utilizada para a identificação do resíduo de evaporação proveniente do núcleo composto formado foi a da medida do tempo de vôo, descrita em detalhes na seção II.1.2, associada a um sistema de deflexão eletrostática que faz a separação entre estes resíduos e as partículas do feixe incidente que são espalhadas elasticamente. Este sistema é exposto na seção II.1.4. O aparato experimental, associado à eletrônica de aquisição e o método de identificação dos dados obtidos são explicados ao longo do capítulo II.

No capítulo III é feita uma breve discussão dos aspectos teóricos necessários para efetuar a análise dos dados apresentados neste trabalho.

Já no capítulo IV são mostrados os resultados experimentais, onde é feita primeiramente uma análise das distribuições angulares, seguida da análise da função de excitação, que está dividida em duas partes. A primeira procura interpretar os resultados experimentais obtidos para energias acima da barreira coulombiana, e a segunda analisa aqueles que se encontram na região subcoulombiana. Para encerrar o exame dos dados experimentais é feita uma análise dos resíduos de evaporação através do espectro de velocidades.

Finalmente, no capítulo V são apresentados os comentários finais sobre o estudo realizado e no apêndice é feita uma breve descrição do processo de calibração em energia do acelerador Pelletron, realizada por nosso grupo.

II - PARTE EXPERIMENTAL

II.1 - *INTRODUÇÃO*

No presente capítulo faremos uma descrição do arranjo experimental, compreendido pela fonte de íons, o acelerador Pelletron e o sistema de tempo de vôo. Também serão descritos o aparato eletrônico e os métodos utilizados na aquisição e redução dos dados experimentais. Logo após será apresentado um tratamento conciso do cálculo da seção de choque de fusão experimental como também serão expostos os dados obtidos para os sistemas: $^{16}O + ^{60}Ni$ e $^{18}O + ^{58}Ni$.

II.2 - *ARRANJO EXPERIMENTAL*

II.2.1 - FONTE DE ÍONS E O ACELERADOR PELLETRON

As medidas apresentadas neste trabalho foram realizadas no Acelerador Pelletron do tipo "tandem" 8UD, da Universidade de São Paulo (Sa 74).

A fonte utilizada para a obtenção do feixe de íons negativos de ^{16}O é do tipo duoplasmatron (La 65), instalada no 8º andar do edifício do acelerador, e cujo esquema encontra-se na figura II.1.

Esta fonte possui um filamento de níquel (cátodo) recoberto por uma camada de óxidos de bário e cálcio, que quando aquecido emite elétrons.

Para a produção de $^{16}O^-$, usa-se uma mistura dos gases H_2 e O_2, onde o hidrogênio é o gás principal e o oxigênio é o contaminante. Quando se introduz esta mistura na região do cátodo, ela é ionizada dando origem a um plasma, que é constituido de íons negativos e

positivos. O confinamento deste plasma, na região entre o eletrodo intermediário e o ânodo (vide figura II.1), é conseguido pela ação de um campo magnético produzido por ímãs permanentes.

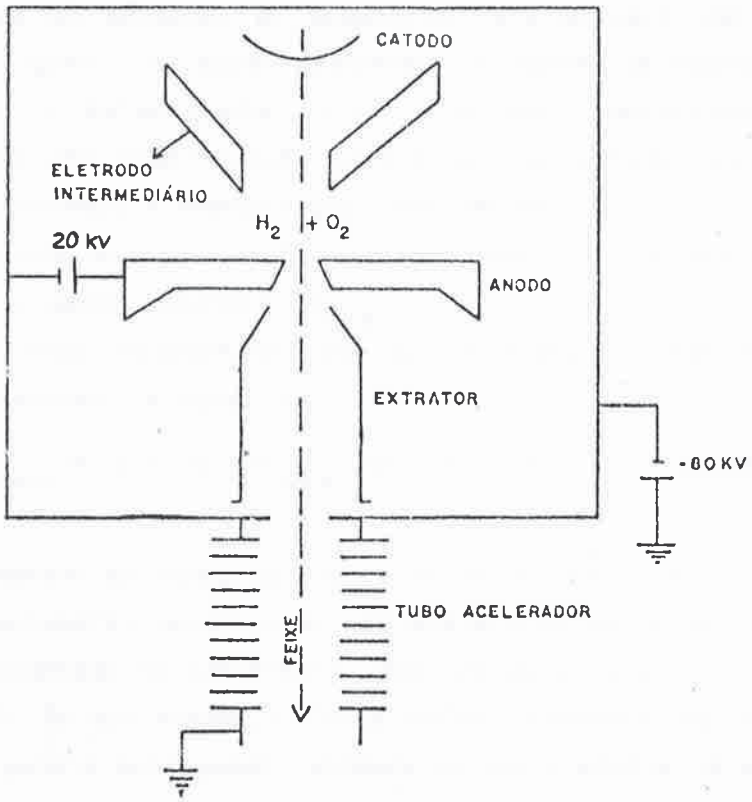

Figura II.1 - *Esquema da fonte de íons Duoplasmatron*

Os íons negativos de ^{16}O são extraídos da fonte através de um pequeno orifício, localizado no ânodo, pela ação de um eletrodo de extração, polarizado com tensão positiva (V_{ext} = +20 KV) em relação ao ânodo. A partir daí, o feixe de íons ($^{16}O^-$) é acelerado e focalizado pela ação de um tubo pré-acelerador polarizado com voltagem V_{inj} = - 80 KV, com relação ao potencial terra. O transporte do feixe até a entrada do acelerador é feito pela ação de um quadrupolo eletrostático e desviadores magnéticos.

positivos. O confinamento deste plasma, na região entre o eletrodo intermediário e o ânodo (vide figura II.1), é conseguido pela ação de um campo magnético produzido por ímãs permanentes.

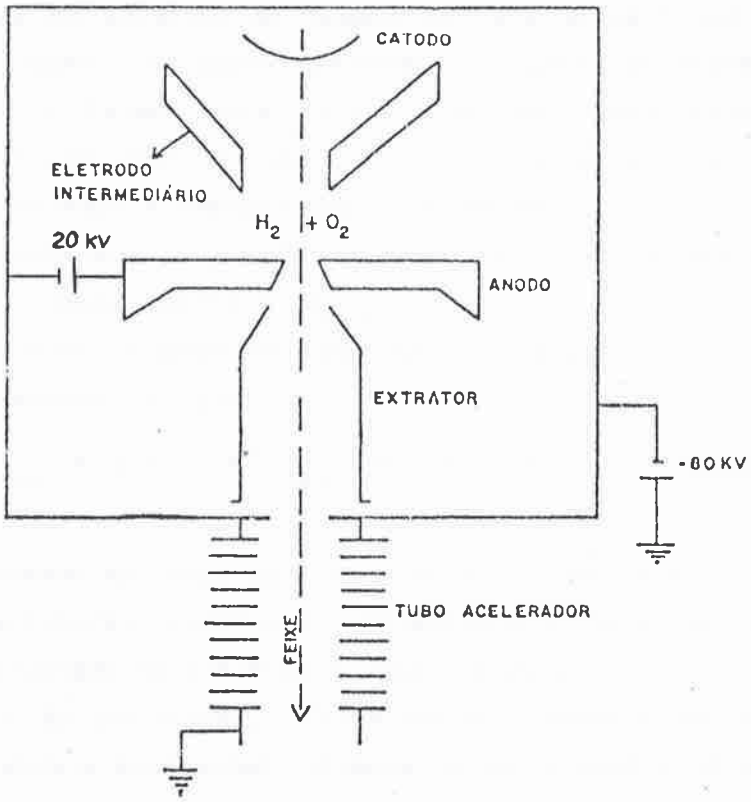

Figura II.1 - *Esquema da fonte de íons Duoplasmatron*

Os íons negativos de ^{16}O são extraídos da fonte através de um pequeno orifício, localizado no ânodo, pela ação de um eletrodo de extração, polarizado com tensão positiva (V_{ext} = +20 KV) em relação ao ânodo. A partir daí, o feixe de íons ($^{16}O^-$) é acelerado e focalizado pela ação de um tubo pré-acelerador polarizado com voltagem V_{inj} = - 80 KV, com relação ao potencial terra. O transporte do feixe até a entrada do acelerador é feito pela ação de um quadrupolo eletrostático e desviadores magnéticos.

Antes de ser injetado no acelerador, o feixe é defletido da trajetória horizontal para a vertical, por um eletroímã cuja capacidade máxima de poder de deflexão é $ME/Z^2 = 20$ (ME-20).

No acelerador o feixe é acelerado em dois estágios, como mostra a figura II.2. Inicialmente, o feixe negativo adquire uma energia igual a $e \cdot V_{term}$ (MeV), onde e é a carga eletrônica e V_{term} é a voltagem do terminal em megavolts, até atingir uma folha de carbono (Stripper), de aproximadamente 10 $\mu g/cm^2$ de espessura, que faz com que o feixe perca vários elétrons, adquirindo a carga positiva com uma distribuição percentual de estado de carga que depende da natureza e energia dos íons (Ma 68).

No segundo estágio, o feixe agora positivo, é acelerado por repulsão pelo mesmo potencial V_{term}.

Desta forma, podemos afirmar que, a energia total do íon, ao sair do acelerador, é igual a:

$$E_{total} = (Z + 1) \cdot e \cdot V_{term} \text{ (MeV)} + e \cdot |V_{inj}| \qquad \text{(KeV)}$$

onde:

Z → é o estado de carga do íon na saída do "stripper"

V_{inj} → é o potencial negativo de pré-aceleração do feixe antes de ser injetado no acelerador, dado em quilovolts.

Ao sair do acelerador, o feixe sofre novamente uma mudança da trajetória para a horizontal, através de outro eletroímã analisador (ME-200) que também determina o tipo de íon e a correspondente energia (Ro 76).

Finalmente o feixe é defletido por outro eletroímã (switching magnet), que o dirige para uma das seis canalizações existentes no laboratório Pelletron.

II.2.2 - SISTEMA DE DETECÇÃO : TEMPO DE VÔO

Existem vários métodos para a identificação das partículas produzidas em reações nucleares. Em particular, no processo de fusão nuclear, projétil e alvo fundem-se inteiramente, formando um núcleo composto, que por sua vez decai emitindo inicialmente

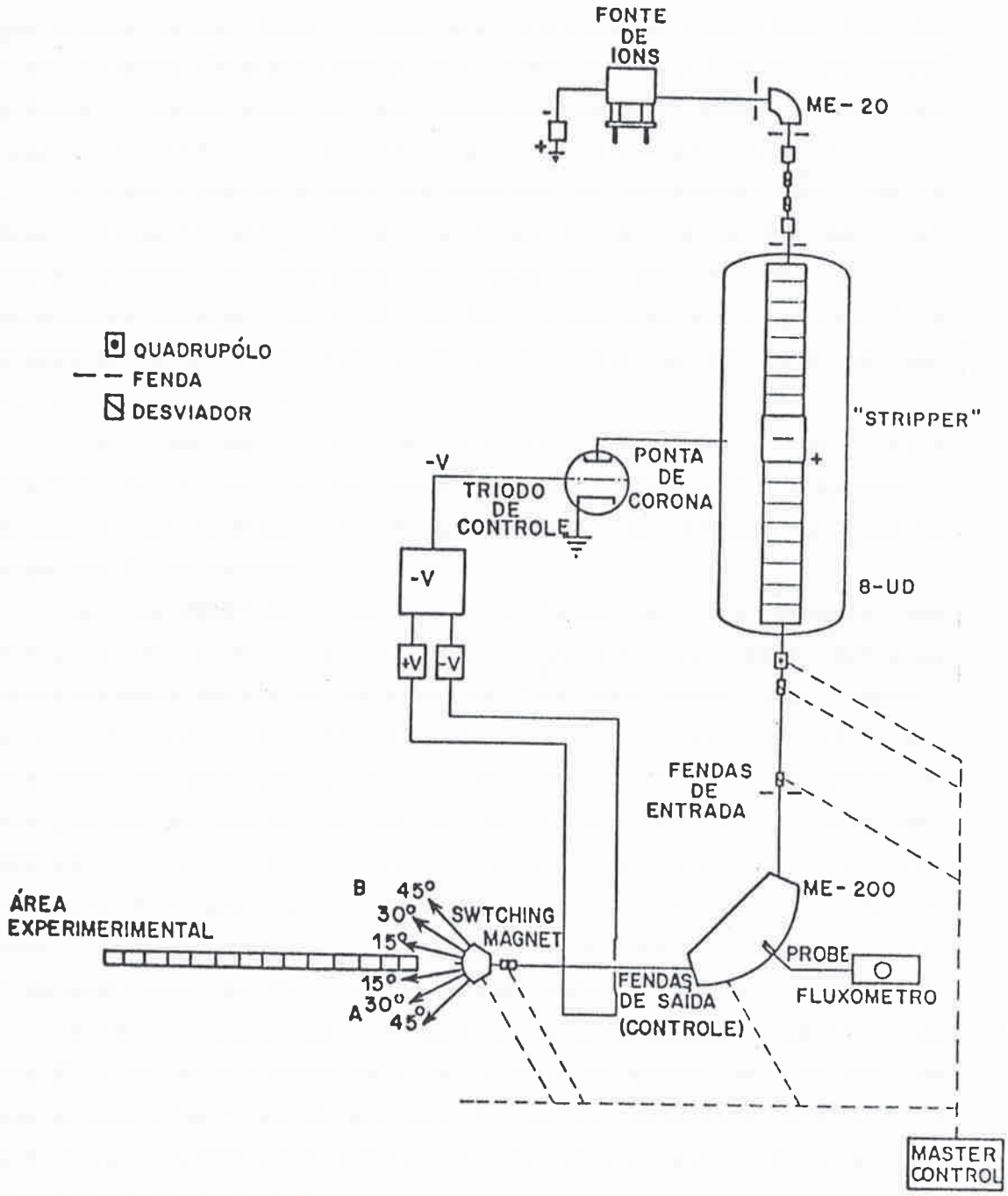

Figura II.2 - *Sistema do Acelerador Pelletron.*

partículas leves, dando origem aos resíduos de evaporação que são identificados determinando-se seu número atômico Z e/ou sua massa atômica A, sendo esta uma das técnicas possíveis para o estudo das reações de fusão, cuja identificação é feita de maneira direta.

A identificação direta dos resíduos de evaporação (que teve um desenvolvimento mais intenso no final da década de 60) pode ser feita através de sistemas de tempo de vôo (Vi 79, Ba 77), detectores telescópicos E-ΔE (Pe 78), detectores de traço (Na 70) e separação química (Ja 79), onde as duas últimas técnicas não são muito utilizadas atualmente.

Quanto às duas primeiras, o sistema de tempo de vôo permite identificar o número de massa A dos resíduos de evaporação, enquanto que sistemas telescópicos E-ΔE identificam os números atômicos Z dos mesmos.

Os resíduos de evaporação da fusão de íons pesados nas energias de bombardeio utilizadas, possuem em média energias relativamente baixas em relação aos íons espalhados elasticamente, o que dificulta a identificação dos mesmos quando utilizamos sistemas de detecção do tipo E-ΔE, devido ao fato da perda de energia destas partículas não ser muito sensível ao tipo de carga, nestes detectores. Assim sendo, para a região de energia que estes resíduos abrangem, não haverá boa resolução na identificação de seus números atômicos, quando analisados em espectros biparamétricos (Sp 80), como pode ser visto na figura II.3.

A identificação dos resíduos utilizando o método de tempo de vôo é feita determinando-se o valor de suas massas (A), através de uma medida simultânea da energia (E) destes resíduos e do tempo (T) que eles demoram para percorrer uma determinada distância (d), utilizando-se a relação:

$$A = 2 \cdot E \cdot \left(\frac{T}{d} \right)^2 \qquad (1)$$

Neste caso não são feitas correções de efeitos relativísticos na medida do número de massa pelo fato de serem desprezíveis na região de energia do acelerador Pelletron.

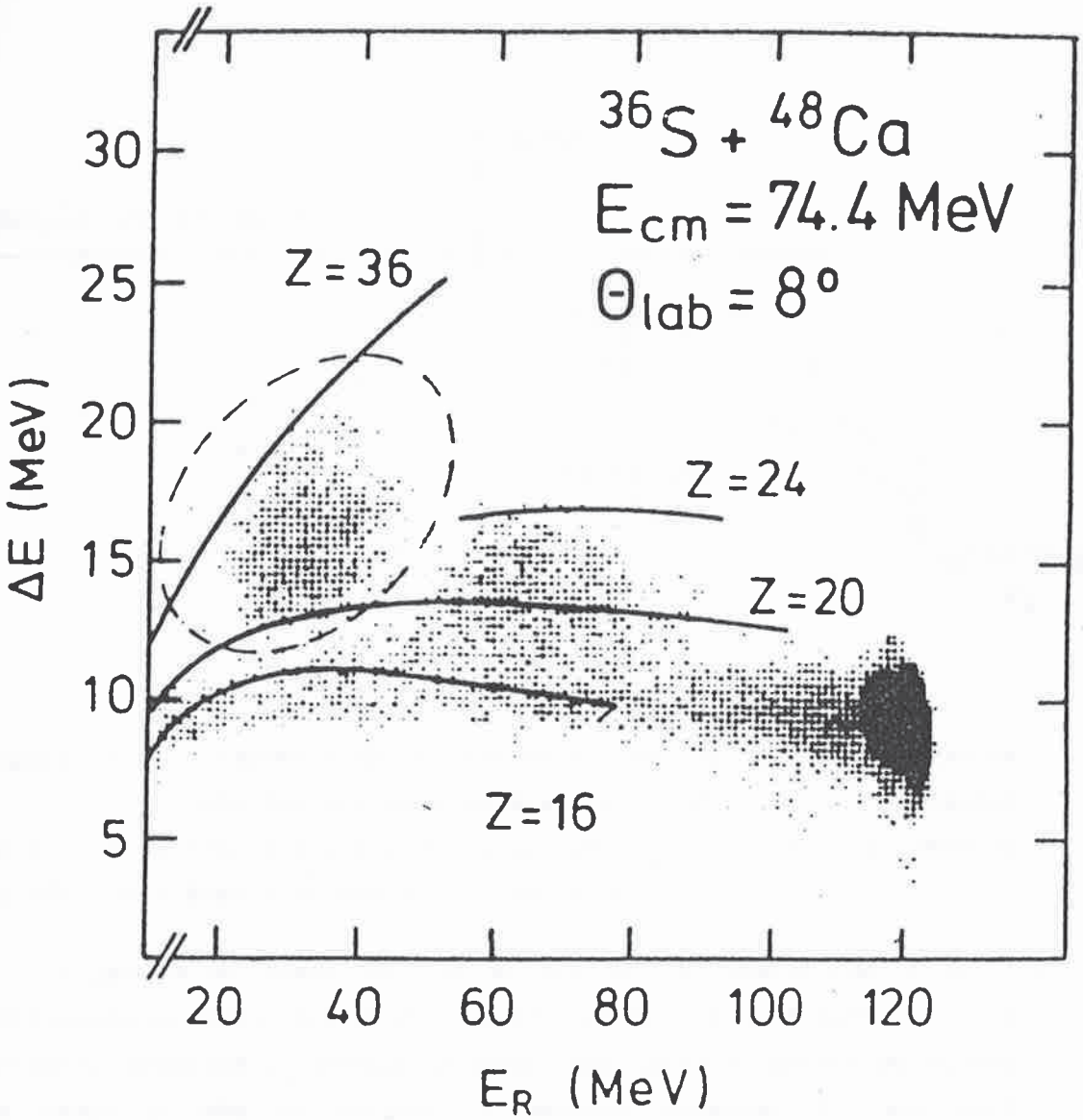

Figura II.3 - *Espectro biparamétrico da distribuição de cargas* (ΔE vs. E) *dos produtos de reação e das partículas espalhadas elasticamente. As linhas cheias são cálculos de curvas de perda de energia para alguns íons. Os eventos contidos dentro da linha tracejada são os resíduos de evaporação do sistema* $^{36}S + ^{48}Ca$

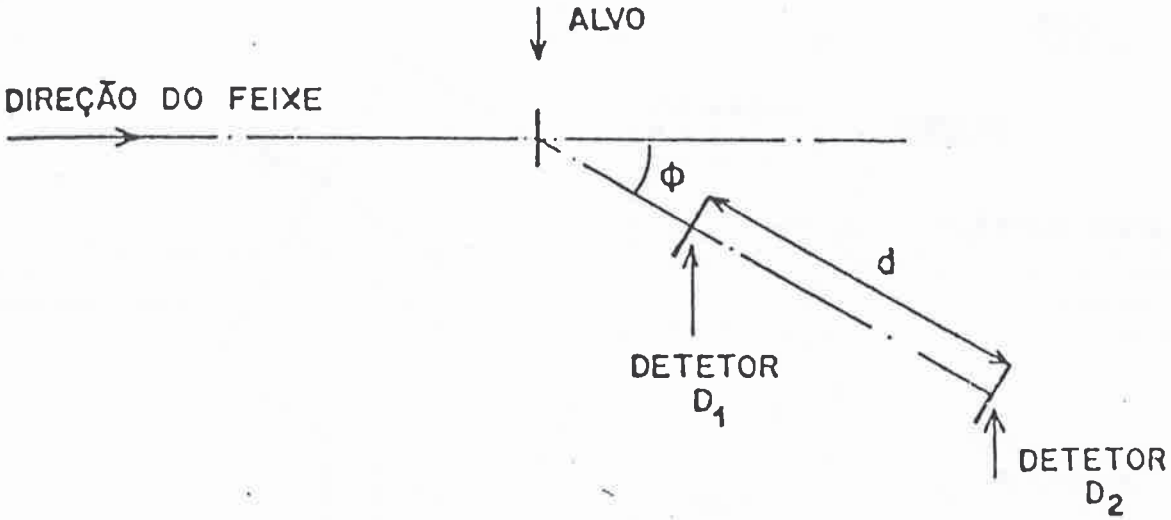

Figura II.4 - *Esquema simplificado do sistema de medida de tempo de vôo dos resíduos de evaporação, onde* D_1 *é o detector do início do vôo,* d *é a distância de vôo,* D_2 *o detector do término do vôo e* ϕ *o ângulo de medida no laboratório.*

A medida do tempo de vôo do resíduo de evaporação é feita utilizando-se dois detectores, conforme mostra a figura II.4. O primeiro detector D_1 produz um sinal que marca o início da medida de tempo de vôo do resíduo. O segundo detector D_2, que está separado de D_1 pela distância de vôo (d), é de barreira de superfície e fornece simultaneamente o sinal de tempo que marca o fim do percurso e a energia das partículas detectadas.

Na realidade o primeiro detector foi substituido por uma folha de plástico cintilador suficientemente fina ($\mu \cong 70$ a $100\ \mu g/cm^2$) para permitir a passagem de íons pesados, por nós estudados, provenientes da reação de fusão nuclear. Esta folha está acoplada opticamente por um espelho semi-esférico a uma fotomultiplicadora, como mostra o desenho esquemático da figura II.5.

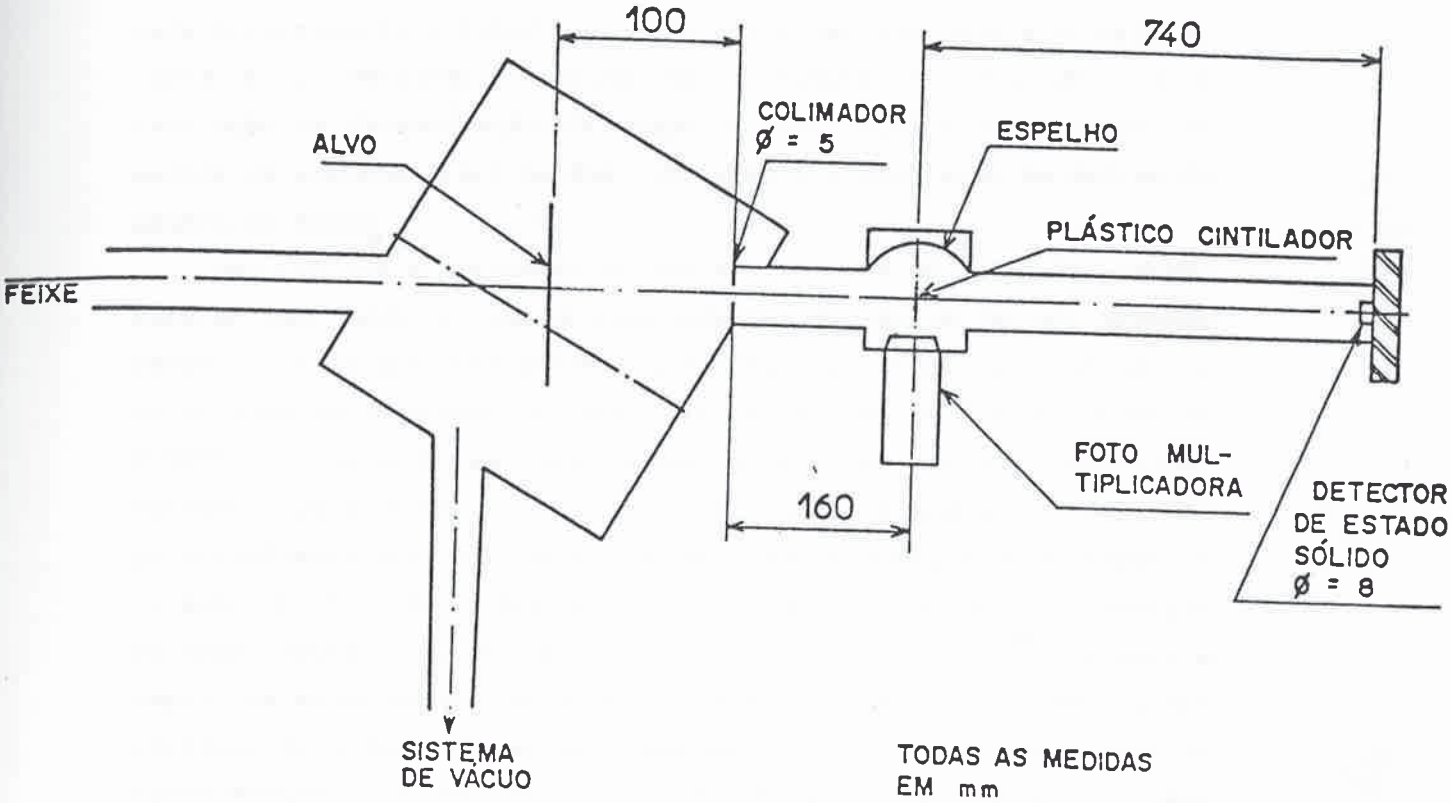

Figura II.5 - *Esquema simplificado do sistema de tempo de vôo posicionado num ângulo de medida de 0°. Partículas espalhadas pelo alvo atravessam a folha cintiladora, gerando o sinal de início do tempo de vôo, que se dirigem ao detector de barreira de superfície onde são gerados os sinais de término do tempo de vôo e da energia das mesmas.*

As incertezas nas medidas da energia cinética dos íons e do tempo de vôo dos mesmos afetam a resolução na determinação de seus números de massa. Também existe uma imprecisão na distância de vôo deles, devido às possíveis trajetórias causadas pelo ângulo de detecção. Estas incertezas se relacionam com a incerteza na detecção dos números de massa pela expressão II.1, de onde obtemos:

$$\frac{\Delta A}{A} = \left[\left(\frac{\Delta E}{E}\right)^2 + \left(2\cdot\frac{\Delta T}{T}\right)^2 + \left(2\cdot\frac{\Delta d}{d}\right)^2\right]^{1/2} \qquad (2)$$

onde Δ representa a incerteza associada à variável que a acompanha; $\Delta d/d$ é a resolução relativa na distância de vôo; $\Delta T/T$ é a resolução na determinação do tempo de vôo; $\Delta E/E$ é a resolução na medida da energia cinética dos íons e $\Delta A/A$ a resolução na medida do número de massa.

Uma vez que a distância de vôo é fixa (d = 74 cm), não podemos alterar seu valor e como a resolução na distância de vôo depende essencialmente das diferentes trajetórias permitidas pela geometria do sistema de detecção, a incerteza na relação $\Delta d/d$ é da ordem de 0.005%, o que a torna desprezível perante as outras incertezas. Portanto, para estas condições, a resolução em massa vai depender principalmente das resoluções das medidas da energia e do tempo. A relação $\Delta T/T$ é da ordem de 0.8%, para o intervalo de energia estudado neste trabalho (máximo 72 MeV para feixe de ^{16}O) e para a região de massa do núcleo composto formado, onde o tempo de vôo dos resíduos de evaporação é da ordem de 119 ns com uma resolução de aproximadamente 1 ns. Para a região de massa do núcleo composto formado, deveríamos encontrar um valor também baixo para a resolução em energia, o que não é possível devido à resolução intrínseca do detector. Medidas feitas pelo grupo utilizando íons pesados como cobre e bromo, indicam um valor para a relação $\Delta E/E$ de aproximadamente 2.5%.

Sendo assim, a resolução na medida do número de massa é maior do que deveria ser e portanto não é possível separar as massas dos resíduos de evaporação individualmente; no entanto os mesmos formam um grupo totalmente separado dos outros produtos de reação, tornando possível assim, o cálculo da seção de choque total de fusão.

II.2.3 - CÂMARA DE ESPALHAMENTO

O sistema de tempo de vôo está localizado na canalização de 45° na área experimental "A" do laboratório Pelletron (Sa 74).

Um desenho da montagem completa deste sistema é mostrado na figura II.6.

Nesta figura encontra-se o esquema da câmara de espalhamento, utilizada para a medida de tempo de vôo dos resíduos de evaporação, e cujas partes constituintes estão enumeradas e passam a ser descritas a seguir:

1)Tubo de acoplamento da câmara de espalhamento ao acelerador: o acoplamento entre a câmara de espalhamento e a canalização do acelerador é feito através de um tubo inoxidável por onde o feixe é transmitido até a câmara.

A câmara de espalhamento está dividida em duas partes: uma fixa à canalização e outra móvel.

Na parte fixa encontra-se o conjunto de porta alvos e o detector monitor, enquanto que na móvel estão o sistema de detecção de tempo de vôo e as placas de deflexão eletrostática, que são descritas em detalhes na seção II.2.4.

A divisão desta câmara foi feita num corte normal ao eixo de simetria para possibilitar a rotação entre as duas partes. Levando-se em conta o fato de que as medidas em ângulos dianteiros são importantes na determinação das seções de choque entre íons pesados (pois são nestes ângulos que as seções de choque são maiores para a região de massa estudada pelo grupo de íons pesados), fixou-se como o menor ângulo de medida em 0°.

2)Câmara de alvos: a parte fixa da câmara de espalhamento é constituida pela câmara de alvos que possui forma cilíndrica, com 20 cm de diâmetro e 25 cm de altura, e é construida de aço inoxidável e onde também encontram-se o porta alvos e o detector monitor. A câmara de alvos teve seu eixo de simetria inclinado em relação à perpendicular local. Esta inclinação foi necessária para que se pudesse acoplar a parte móvel da câmara de espalhamento à

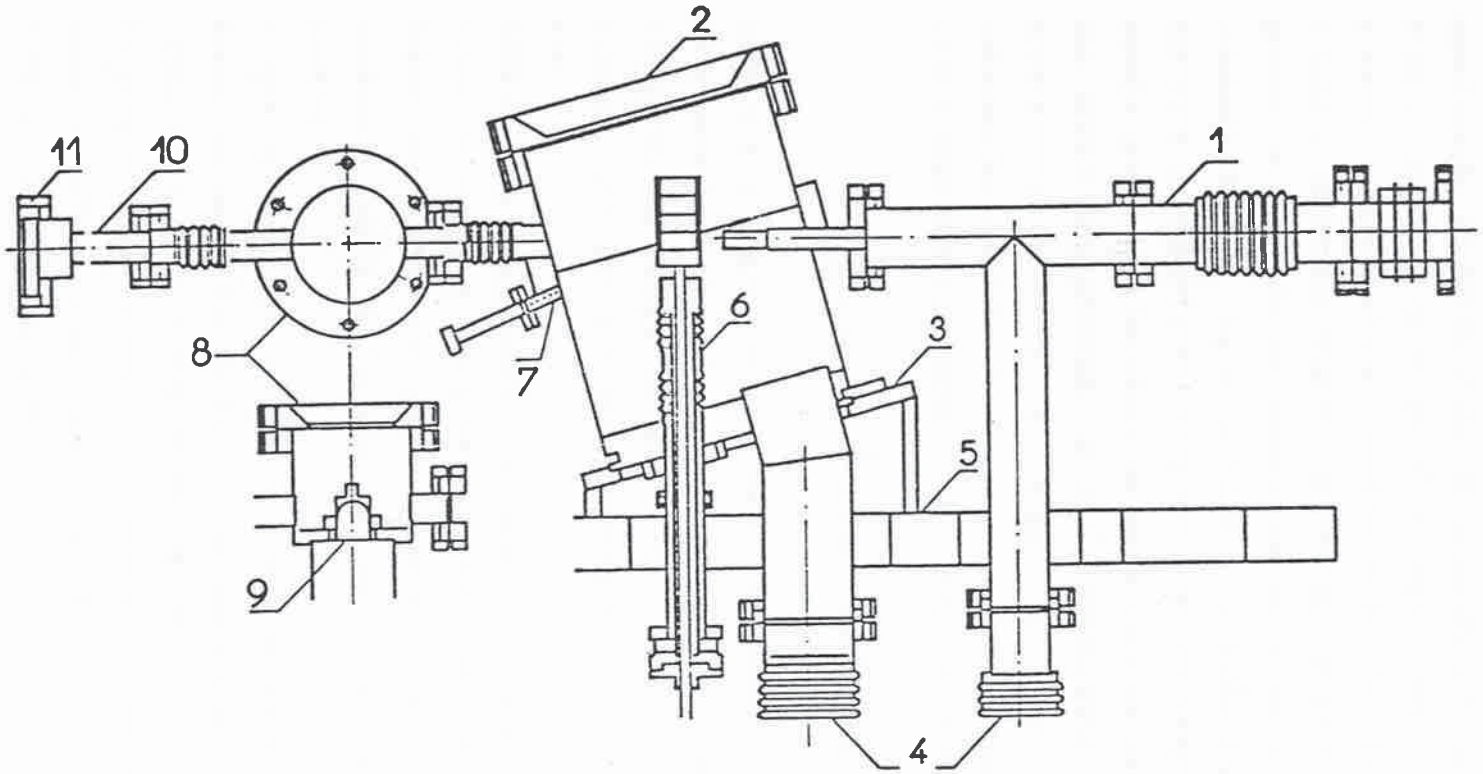

Figura II.6 - *Desenho num corte longitudinal da montagem do sistema de medida de tempo de vôo, onde está incluido o sistema de porta alvos, a câmara do cintilador, a câmara de alvos e o tubo de vôo. Na figura, os números indicam:* **1)** *tubo de acoplamento da câmara ao acelerador;* **2)** *câmara de alvos, cujo acesso ao seu interior se dá por uma tampa localizada na parte superior da mesma;* **3)** *suporte da câmara de alvos;* **4)** *saídas para bombeamento do vácuo;* **5)** *mesa de apoio da câmara;* **6)** *torre de suporte dos alvos;* **7)** *sede do monitor;* **8)** *câmara onde se encontra a folha de plástico cintilador;* **9)** *espelho semi-esférico;* **10)** *tubo de vôo;* **11)** *sede do detector de barreira de superfície.*

canalização do feixe (tubo de acoplamento) que está presa à parte fixa da mesma. O valor de $15^{\circ}16'$ para o ângulo de inclinação (α) é o menor ângulo possível, dentro de certas limitações. Este ângulo limita o intervalo angular de medidas do sistema. Para se fazer a medida da rotação da câmara em torno do eixo de simetria que chamamos de θ_{LIDO}, ou seja, fazer a variação angular do detector de barreira de superfície, fixo no final do tempo de vôo, existe uma escala graduada e um nônio na parte externa da câmara, escala esta que possui uma precisão de 0.1°. Assim sendo não é possível ler diretamente o valor do ângulo de espalhamento no sistema referencial de laboratório (que será denominado θ_{LAB}), o que nos leva à seguinte expressão, para a sua determinação (Vi 79):

$$\theta_{LAB} = \arccos\cdot\left[\operatorname{sen}^2\alpha + \cos^2\alpha\cdot\cos\theta_{LIDO} \right] \qquad (3)$$

onde α é o ângulo de inclinação da câmara, cujo valor é $15^{\circ}16'$; mais detalhes sobre ele são encontrados no número 3 da figura II.6.

3)<u>Suporte da câmara de alvos</u>: a câmara de alvos é presa a um suporte, que por sua vez proporciona a inclinação necessária a ela.

4)<u>Saídas para bombeamento do vácuo</u>: o acoplamento mecânico entre a bomba de vácuo e o sistema de tempo de vôo, é feito através de tubos sanfonados que possuem saídas para o escoamento de ar e conseqüentemente à formação do vácuo no interior da câmara de espalhamento.

5)<u>Mesa de apoio da câmara</u>: a câmara de espalhamento está apoiada sobre uma mesa fixa de ferro, que isola eletricamente o sistema de tempo de vôo para evitar malhas de terra.

6)<u>Torre de suporte dos alvos</u>: dentro da câmara de alvos existe um suporte para os mesmos que consiste de um quadro que pode conter três alvos simultaneamente, permitindo trocá-los sem quebra de vácuo. Este quadro é preso a uma barra que permite-nos girar o plano do alvo em relação à direção do feixe, sem quebra de vácuo. O ângulo de rotação é medido externamente. A fim de que se possa trocar o alvo exposto ao feixe, o suporte pode ser deslocado no

sentido vertical. Este movimento é permitido através de tubos sanfonados que prendem o suporte de alvos à parte fixa da câmara. O alvo escolhido é posicionado na linha do feixe com o uso de espaçadores colocados logo abaixo dos tubos sanfonados, pelo lado de fora da câmara.

Mesmo havendo a possibilidade de se instalar três alvos no quadro do porta alvos, na realidade são colocados apenas dois, deixando o primeiro estágio do quadro para o uso de um colimador de tântalo que possui em seu centro um orifício de aproximadamente 2 mm de diâmetro (dimensão do feixe ao incidir sobre o alvo) por onde o feixe deve passar a fim de que ele seja bem focalizado ao incidir sobre o alvo. O uso deste colimador é importante, uma vez que os colimadores na entrada da câmara de alvos foram retirados com o objetivo de reduzir o número de partículas do feixe que eram espalhadas pelos mesmos e que poderiam alcançar o sistema de detecção.

Na fase de ajuste do feixe, colocamos a torre de alvos no primeiro estágio, onde estão posicionados o colimador de tântalo e, a 10 cm atrás do mesmo, uma placa coletora do feixe, ambos alimentados e isolados eletricamente um do outro como também da câmara. Variando-se os controles da posição do feixe, minimizamos a corrente no colimador e maximizamos a corrente na placa coletora até que se obtenha uma razão menor que 10^3. Este procedimento é repetido toda a vez que a energia do feixe é mudada.

7)Sede do monitor: em uma das saídas da câmara de alvos está posicionado um detector de barreira de superfície, que é usado para a monitoração dos dados obtidos, o qual chamaremos de monitor; este detector está direcionado para o centro geométrico dos alvos, na linha do feixe.

8)Câmara da folha de plástico cintilador: logo após a câmara de alvos, encontramos a câmara da folha de plástico cintilador, onde ocorre a determinação do instante inicial de vôo. Ela possui 10 cm de diâmetro e 9 cm de comprimento. O acesso a ela é feito através de uma tampa localizada em sua parte lateral.

9)Espelho semi-esférico: na parte diametral oposta da câmara acima

citada, foi colocado um espelho semi-esférico de duralumínio, acoplado a uma fotomultiplicadora do tipo "RCA-8575". Ao longo do eixo de simetria do espelho existe um orifício, através do qual foi fixado o suporte de uma fina folha de plástico cintilador do tipo NE-111 (Vi 79) que se encontra acoplada opticamente ao espelho, em cujo foco está o centro geométrico da folha de plástico cintilador e a linha de incidência dos íons.

Desta forma, quando o íon atravessa a folha, a luz produzida pelo plástico cintilador é refletida para o fotocatodo da fotomultiplicadora, que transforma os fótons incidentes em pulsos elétricos, indicando o início do vôo dos referidos íons. A folha cintiladora possui a espessura de aproximadamente 70 $\mu g/cm^2$, que foi determinada utilizando-se a técnica de perda de energia (Vi 86), com o auxílio de uma fonte α calibrada. Vale a pena mencionar que esta folha tem uma segunda função importante, que é a de equilibrar o estado de carga médio dos produtos da reação (Be 72).

10)Tubo de vôo: ligado à câmara da folha cintiladora está o tubo de vôo, que acopla a parte móvel à parte fixa da câmara de espalhamento. Este tubo é feito de aço inoxidável e possui um comprimento igual a 93 cm.

11)Sede do detector de barreira de superfície: no final do tubo de vôo existe uma "Flange" que comporta o detector de barreira de superfície, que fornece o instante final do vôo e a energia do íon.

A pressão de trabalho no interior da câmara foi de 10^{-6} Torr (alto vácuo), conseguida através de uma bomba do tipo "turbo-molecular" TVS-252, da marca "Pfeiffer". Esta bomba já contém consigo um sistema de pré-vácuo.

Os alvos, na forma sólida, utilizados na realização deste trabalho são provenientes da Universidade Técnica de Munique e foram confeccionados pelo processo de evaporação em vácuo de ^{60}Ni na forma metálica, com aproximadamente 80 $\mu g/cm^2$ de espessura e grau de pureza superior a 95%.

Aqui no Brasil alguns destes alvos receberam uma fina camada de ^{197}Au, utilizando-se o mesmo processo de evaporação (Ap 75),

onde foram depositados pequenos pedaços de fio de ouro sobre o filamento de tungstênio, que ao ser percorrido por uma corrente elétrica evapora o ouro, por transmissão de calor, que por sua vez se deposita sobre os alvos de níquel, formando uma fina camada de aproximadamente 5 $\mu g/cm^2$ de espessura.

II.2.4 - SISTEMA DE DEFLEXÃO ELETROSTÁTICA

Este sistema permite a separação e identificação de resíduos de evaporação. Como mencionado anteriormente, a seção de choque diferencial de fusão é significativa para ângulos dianteiros, uma vez que numa reação de fusão o núcleo composto formado decai principalmente por emissão de partículas leves tais como prótons, nêutrons, alfas, e desta forma os resíduos de evaporação são emitidos em ângulos bastante dianteiros, na forma de um cone, na direção do eixo de incidência do feixe como mostra a figura II.7.

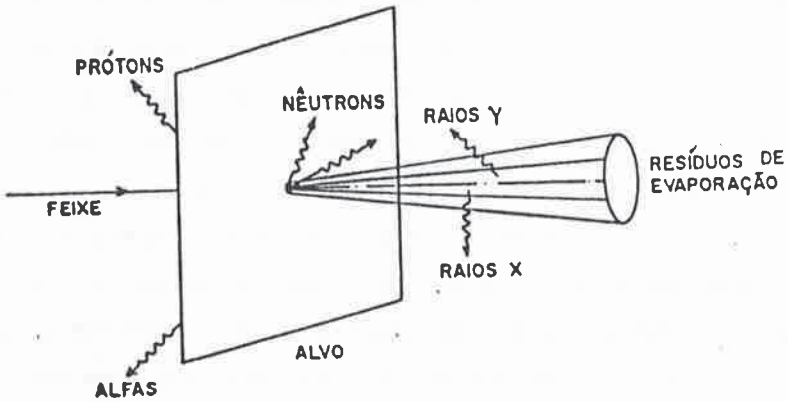

Figura II.7 - *Representação esquemática dos produtos de uma reação de fusão nuclear* (Be 84).

Assim sendo, a detecção direta destes resíduos requer necessariamente a eliminação ou pelo menos a redução do número de partículas do feixe, espalhadas elasticamente pelo alvo, que devem alcançar o sistema de detecção.

Para isto pode-se utilizar espectrômetros de massa (Co 81) que

usam uma combinação de campos magnéticos e elétricos, que separam o feixe transmitido (composto de partículas espalhadas elasticamente pelo alvo) dos resíduos de evaporação, proporcionando assim resíduos de diferentes massas em diferentes posições do plano focal. Em outros tipos de instrumentos (Di 80, Ew 76, Ru 83), campos eletromagnéticos são usados apenas para separar o feixe transmitido. A identificação dos resíduos de evaporação é feita através da medida de sua energia E, do tempo de vôo e/ou da diferença de energia ΔE, ou pela detecção de seus produtos de decaimento (por exemplo partículas alfa). Tais dispositivos podem ser chamados de espectrômetros de velocidade, desde que a separação entre os resíduos de evaporação e as partículas do feixe seja feita pela utilização de suas diferentes velocidades.

Em nosso caso, era necessário que se montasse um aparato experimental utilizando o sistema de tempo de vôo que permitisse a detecção dos resíduos de evaporação em ângulos dianteiros; para isto acoplamos ao sistema, placas defletoras (Pe 86) que criam um campo eletrostático provocado por uma determinada diferença de potencial entre elas. Este campo tem a finalidade de eliminar o canal elástico, mantendo no detector de barreira de superfície apenas a fusão, uma vez que as partículas com diferentes relações energia/carga possuem trajetórias diferentes, pois o raio de curvatura R é proporcional à rigidez dielétrica $\eta = E/q$ existente entre as partículas do feixe e os resíduos de evaporação, onde E é a energia cinética e q o estado de carga atômico, ou seja, a energia cinética dos resíduos é muito menor que a energia das partículas do feixe espalhadas elasticamente, permitindo que ocorra esta separação. Alguns sistemas deste tipo são usados em outros laboratórios (Be 85, Da 84, Fr 83).

Os espectrômetros aqui mencionados possuem uma resolução em massa e/ou fator de ângulo sólido muito melhor e portanto são sensíveis a seções de choque pequenas. Por outro lado, o defletor eletrostático é mais barato, mais compacto e mais confiável devido à sua simplicidade.

A modificação introduzida na câmara de espalhamento do sistema

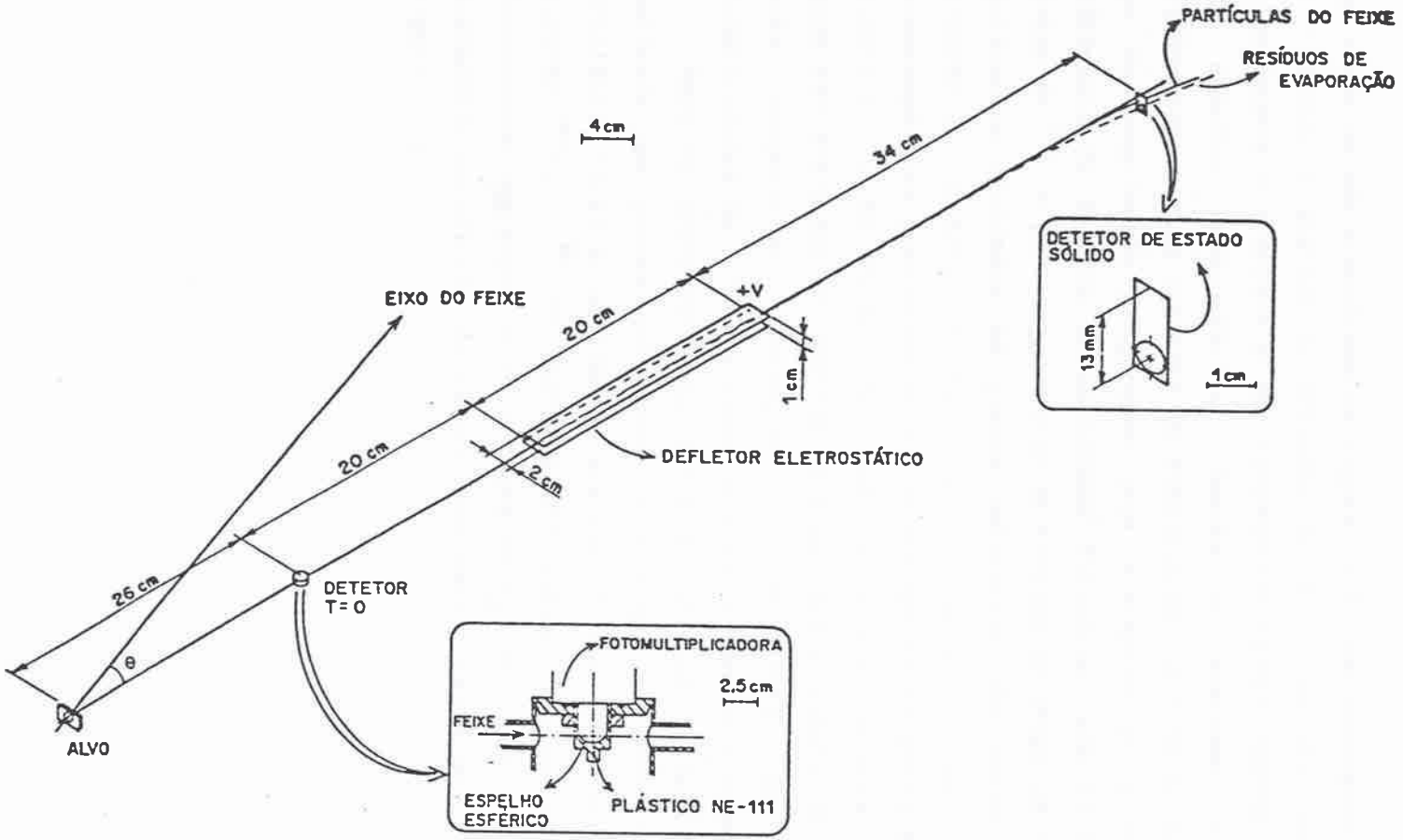

Figura II.8 - *Vista esquemática do sistema de tempo de vôo, contendo as placas de deflexão eletrostática.*

de tempo de vôo é mostrada na figura II.8, que apresenta o detector T = 0 como o sistema de detecção do início do vôo, onde a folha cintiladora é acoplada a uma fotomultiplicadora rápida através de um espelho semi-esférico. Também é mostrado o defletor eletrostático, que consiste de duas placas com 3 cm de largura e 20 cm de comprimento, separadas pela distância de 1 cm. Para o intervalo de energia do acelerador Pelletron (até 72 MeV para o feixe de ^{16}O) e para a geometria do sistema de tempo de vôo, alguns quilovolts aplicados às placas defletoras são suficientes para separar no detector de barreira de superfície, os resíduos de evaporação das partículas do feixe degradadas em energia (cauda do elástico) (Ac 86, Pe 88). Este detector possui uma área de 50 mm^2 e pode ser deslocado no sentido vertical sem a quebra do vácuo. Com este dispositivo diminui-se a incidência de partículas constituintes da referida cauda do elástico sobre o detector.

Para se descobrir qual seria a voltagem ótima (V_{OPT}) a ser aplicada nas placas defletoras, a fim de não haver prejuizo na eficiência total de medição do sistema, foram feitas medidas para o sistema ^{Nat}Cu + ^{16}O em energias diferentes. Com os dados obtidos levantou-se uma curva de calibração de V_{OPT} em função da energia de bombardeio no sistema de laboratório para o feixe de ^{16}O, vista na figura II.9.

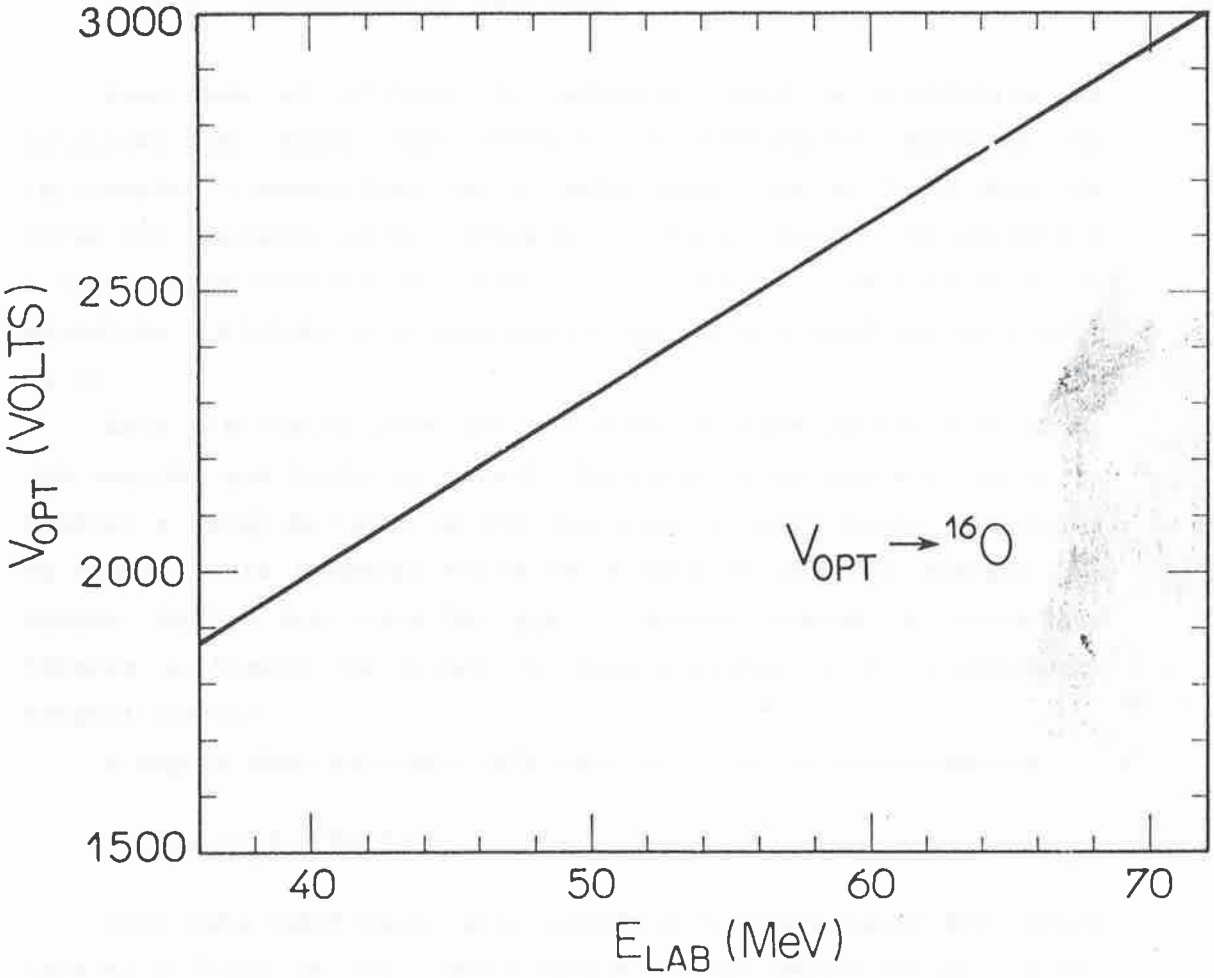

Figura II.9 - *Reta representativa da tensão ótima que deve ser aplicada nas placas defletoras em função da energia de bombardeio no sistema de laboratório para o feixe de* ^{16}O.

II.3 - *AQUISIÇÃO DE DADOS*

II.3.1 - ELETRÔNICA DE AQUISIÇÃO

Associada ao sistema de detecção, está a eletrônica de aquisição de dados que fornece um tratamento adequado às informações transmitidas pelos detectores com a finalidade de torná-los adequados para o processo de digitalização, que garantirá a armazenagem coerente dos mesmos. O sistema geral da eletrônica de aquisição e sistema de armazenamento dos dados é mostrado na figura II.10.

Esta eletrônica pode ser dividida em duas partes distintas; uma rápida, que trata os sinais elétricos relativos aos instantes inicial e final do tempo de vôo dos íons, e outra lenta, que cuida da coincidência temporal entre os sinais de tempo e energia dos mesmos. Aqui é bom ressaltar que os termos "rápida" e "lenta" se referem a tempos da ordem de nano-segundos e micro-segundos, respectivamente.

A seguir descreveremos cada ramo do circuito separadamente:

A) Eletrônica Rápida:

Como esta ramificação está associada à determinação dos tempos inicial e final de vôo, vamos começar nossa descrição pelo pulso produzido pela fotomultiplicadora, responsável pela detecção do instante inicial do vôo. Este tipo de detector fornece um pulso suficientemente alto, não havendo necessidade de maiores amplificações (figura II.11 na próxima página).

Já os sinais elétricos produzidos pelo detector de barreira de superfície (D.B.S.), responsável pela detecção do instante final de vôo, são de amplitude baixa (da ordem de milivolts) necessitando de amplificação, que é feita através de um pré-amplificador e um amplificador rápido, que por sua vez devem possuir boa fidelidade de resposta para freqüências altas. O pré-amplificador tem a função

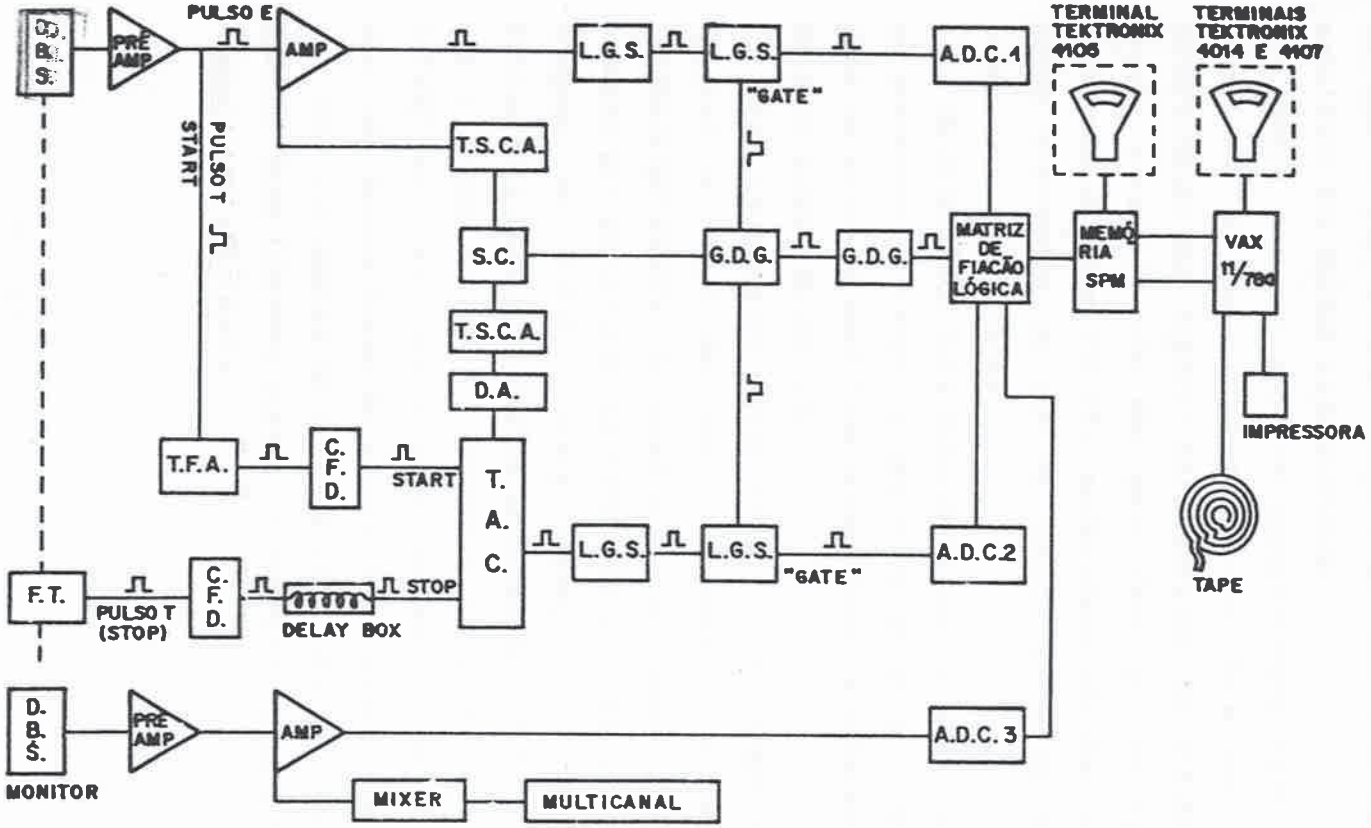

Figura II.10 - *Esquema da eletrônica associada ao sistema de tempo de vôo. Os nomes abreviados em cada módulo eletrônico que são da* ORTEC *significam:* D.B.S. = *Detector de Barreira de Superfície;* F.T. = *Fotomultiplicadora;* T.F.A. = *Timing Filter Amplifier;* C.F.D. = *Constant Fraction Discriminatior;* T.S.C.A. = *Timing Single Channel Analyzer;* S.C. = *Slow Coincidence;* D.A. = *Delay Amplifier;* T.A.C. = *Time to Pulse Height Converter;* L.G.S. = *Linear Gate Stretcher;* G.D.G. = *Gate and Delay Generator;* A.D.C. = *Analog to Digital Converter.*

de efetuar o acoplamento da impedância de saída do detector à entrada do amplificador, cuja finalidade é de não permitir que a amplitude dos pulsos seja atenuada.

Neste caso, o modo de discriminação (que tem a função de selecionar os pulsos em amplitudes para que haja uma melhor determinação dos mesmos) mais adequado ao sistema foi o modo de fração constante (Ge 68) pelo fato de ter fornecido uma boa resolução em tempo (Vi 79), mesmo possuindo uma influência maior do ruido eletrônico do que em outros modos de discriminação que poderiam ser utilizados.

Os sinais dos dois detectores uma vez discriminados, entram em um conversor de tempo em amplitude de pulso, chamado T.A.C., que gera um pulso de amplitude proporcional à diferença de tempo entre os dois sinais de entrada.

Foi introduzido neste circuito um atraso entre o instante inicial e final de vôo, que está localizado na linha da fotomultiplicadora, de maneira que o disparo do T.A.C. seja feito somente por partículas que tenham atravessado a folha cintiladora e chegado ao D.B.S.. Assim sendo, o pulso proveniente da fotomultiplicadora produzirá um sinal de "STOP" no T.A.C., enquanto que o pulso do D.B.S. produzirá um sinal de "START". Dando o "START" no T.A.C. com o sinal proveniente do detector do fim do vôo, não haverá tempo de espera desnecessário no mesmo, provocado por íons que passam pela folha cintiladora e que nunca chegam ao D.B.S.. Esta inversão diminui o tempo morto do circuito e portanto aumenta sua eficiência.

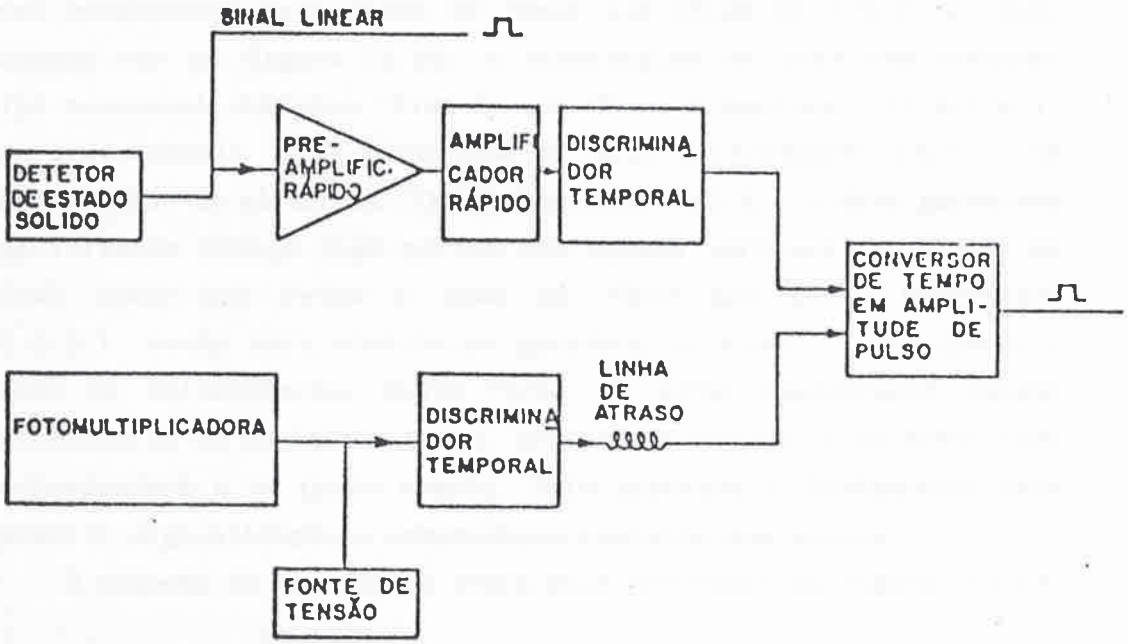

Figura II.11 - *Circuito simplificado da eletrônica rápida que está associada à medida do tempo de vôo dos íons. Os discriminadores temporais usados são discutidos na referência* (Vi 79).

B) Eletrônica Lenta:

Os sinais provenientes do T.A.C. (sinal de tempo) e do D.B.S. (sinal de energia que é proporcional à energia do íon), são agora tratados por uma eletrônica de coincidência padrão, cujas características principais são torná-los coincidentes em tempo (pulso tempo e pulso energia devem chegar juntos), garantir que eles só possam ser analisados em pares coerentes (já que para um determinado pulso tempo existe um pulso energia, que correspondem ao mesmo íon), e gerar um sinal "GATE" que é proveniente desta coincidência (sinal que é necessário para a digitalização coerente dos pares correspondentes a um único evento).

A eletrônica de coincidência padrão (que está localizada entre o ramo responsável pelo sinal de energia que chega ao A.D.C. 1 e o ramo responsável pelo sinal de tempo que chega ao A.D.C. 2, como podemos ver na figura II.10) é constituida de dois analisadores tipo monocanal chamados "Time Single Channel Analizer" (T.S.C.A.), uma coincidência lenta cujo nome é "Slow Coincidence" (S.C.), um amplificador de atraso ou "Delay Amplifier" (D.A.) e dois geradores que fornecem sinais tipo portão com ajuste variável de atraso no sinal tempo que levam o nome de "Gate and Delay Generator" (G.D.G.), sendo esta eletrônica geradora do sinal "GATE" que é o sinal de coincidência; desta forma só serão registrados pulsos coincidentes em energia e tempo, garantindo que um pulso deste tipo corresponderá a um único evento. Este processo é fundamental para garantir digitalização e armazenagem coerente dos pulsos.

O esquema da eletrônica lenta pode ser visto na figura II.12.

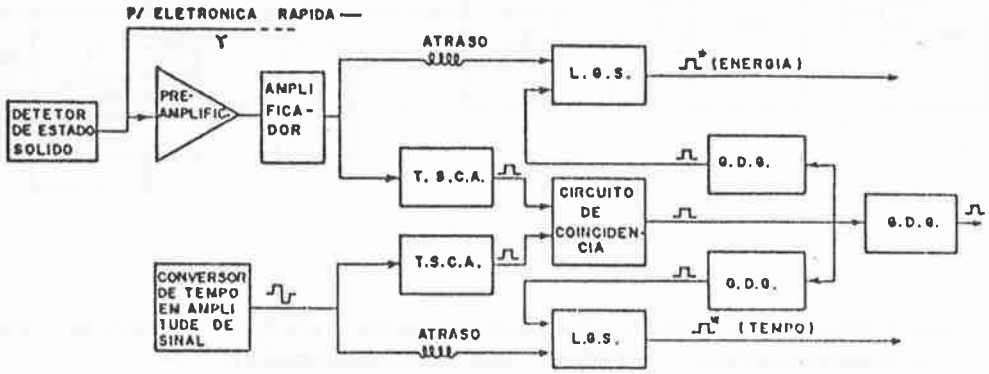

Figura II.12 - *Circuito simplificado da eletrônica lenta associada às medidas de energia e tempo de vôo dos íons. Sua função é inibir a contagem de sinais de energia e tempo não coincidentes. As iniciais indicadas em cada módulo eletrônico significam:* T.S.C.A. = *Time Single Channel Analizer;* L.G.S. = *Linear Gate Stretcher;* G.D.G. = *Gate and Delay Generator.*

As informações sobre tempo (T) e energia (E), sob a forma de pulsos, devem ser armazenados para que possam ser analisados

posteriormente; para isto eles devem passar por conversores analógico-digitais (A.D.C.) (Kn 78) que, como o nome já diz, têm a função de converter pulsos na forma analógica para a digital, para que possam ser devidamente interpretados pelo computador, e após serem digitalizados são armazenados na memória do computador VAX-780.

É preciso dizer ainda que existe uma interface entre os A.D.C.'s e a memória do computador (MEMÓRIA SPM), sendo o acesso ao usuário feito através de uma matriz de fiação lógica.

Um esquema deste sistema de aquisição de dados pode ser visto na figura II.13.

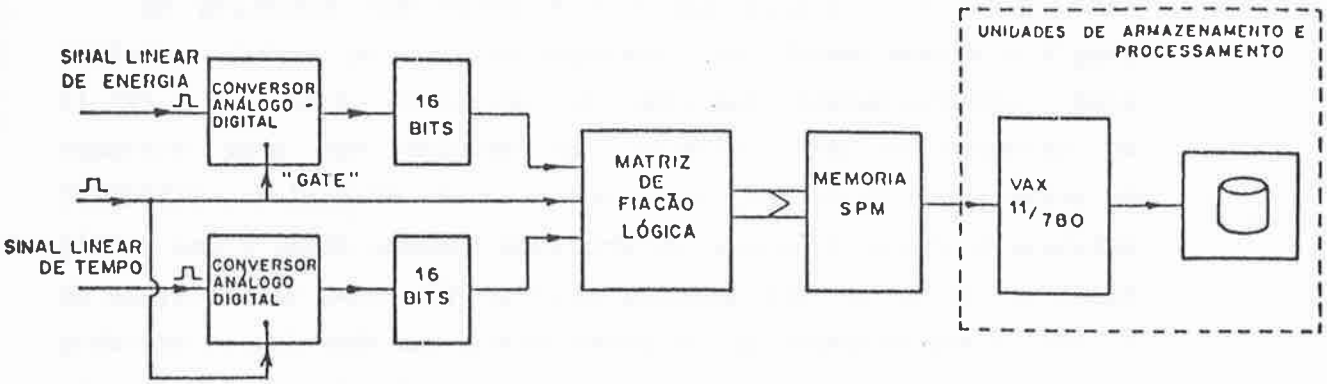

Figura II.13 - *Figura esquemática do modo de conversão e armazenamento dos sinais correspondentes às medidas de energia e tempo de vôo dos íons.*

Finalmente, temos os sinais amplificados do detector monitor, que são armazenados tanto no computador VAX-780 através do A.D.C. 3, quanto na memória de um analisador multicanal "Northern" acoplado a um microcomputador PC, para onde os dados são transferidos posteriormente.

II.3.2 - AQUISIÇÃO DOS DADOS EXPERIMENTAIS

O armazenamento coerente das informações sobre energia e tempo, contidas nos sinais E e T foi processado evento por evento, em determinadas posições da memória SPM do computador VAX-780, através da matriz de fiação lógica, como mencionado anteriormente, e estes dados são enviados para a área de trabalho do usuário que posteriormente pode analisá-los num processo fora-de-linha.

O espectro adquirido, em cada tomada de dados, possui um tamanho de 1024 canais para a configuração de nossos espectros e neste caso o modo de aquisição de dados no computador, que usa o programa de aquisição denominado SPM (Pa 87), é chamado de "modo fila".

As projeções nos eixos X e Y dos sinais T e E, que são enviados, formam um espectro biparamétrico, (como mostra a figura II.14), que será discutido em detalhes posteriormente. Este espectro pode ser exibido num terminal gráfico colorido da TEKTRONIX modelo 4105, durante sua aquisição num processo quase em linha, assim sendo podemos monitorá-lo, enquanto ocorre o processo de aquisição de dados. Desta forma podemos observar se existe algum problema relacionado com a eletrônica de aquisição ou com o próprio sistema de tempo de vôo.

As informações sobre as partículas do feixe que são espalhadas elasticamente pelo alvo, referentes ao sinal proveniente do detector monitor, são armazenadas da mesma forma no computador, só que estes dados são adquiridos em "modo multicanal". Os espectros obtidos (mostrados na figura II.15) também podem ser exibidos no terminal gráfico, durante sua aquisição.

O programa de aquisição permite aos espectros biparamétricos e de multicanal que sejam efetuadas várias operações em linha, agilizando assim a redução de dados, visto que podemos fazer transformações nos eixos dos espectros biparamétricos através de

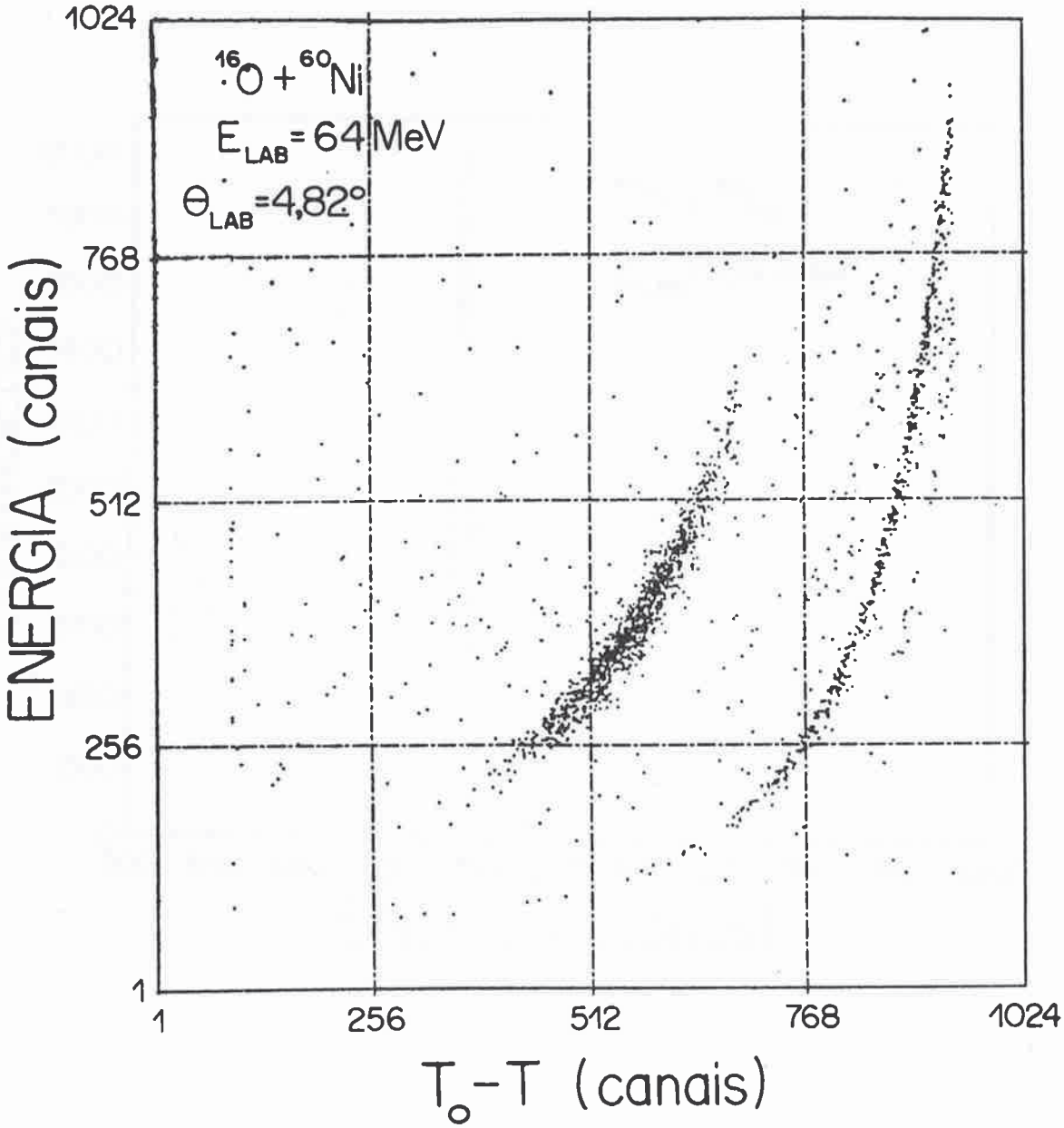

Figura II.14 - *Espectro biparamétrico E x T, onde a hipérbole menor corresponde aos produtos de fusão, enquanto que a maior representa as partículas do feixe espalhadas elasticamente (rabo do elástico) e que conseguem chegar ao detector de barreira de superfície, instalado no final do tempo de vôo.*

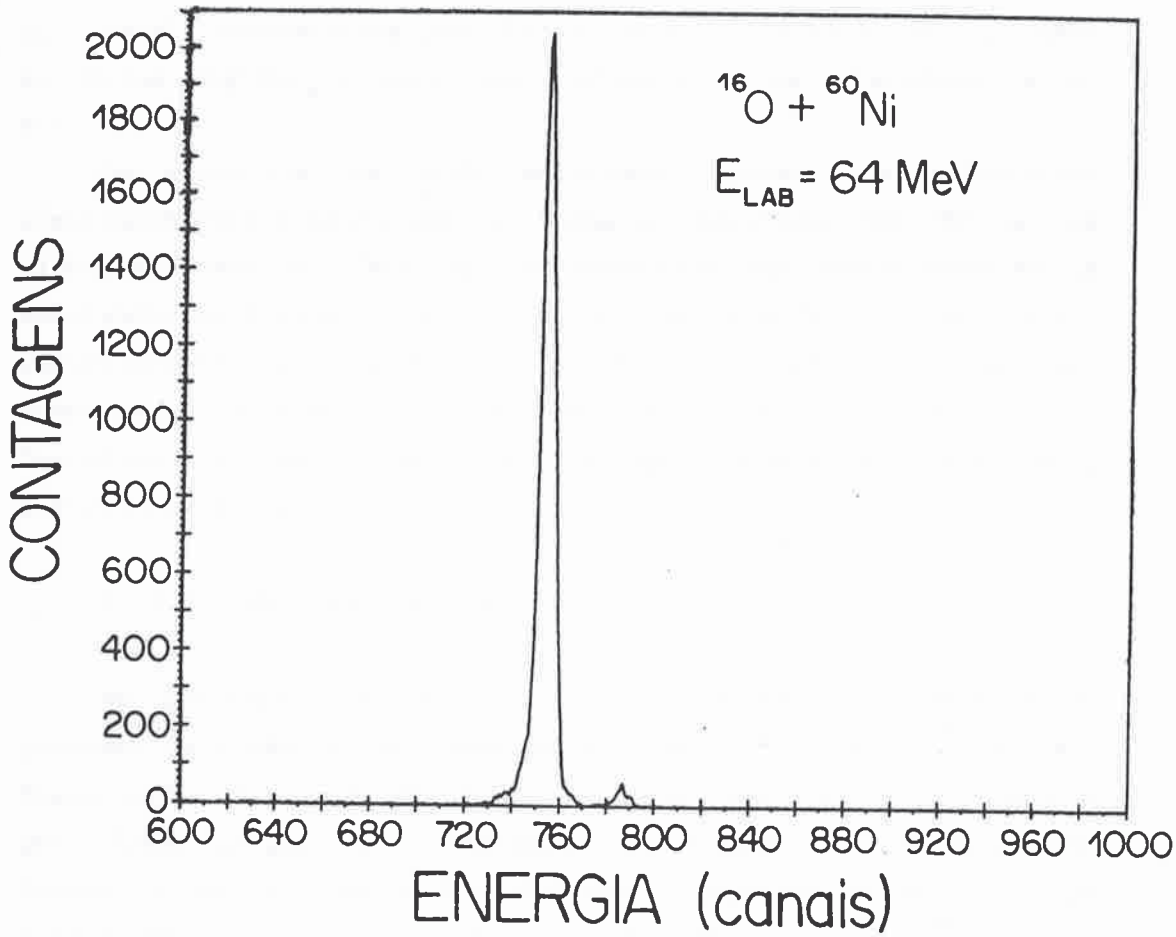

Figura II.15 - *Espectro referente ao espalhamento elástico das partículas do feixe, detectadas pelo monitor. O pico maior corresponde ao espalhamento elástico das partículas de* ^{16}O *em* ^{60}Ni *e o menor, ao espalhamento de* ^{16}O *em* ^{127}Au.

contas simples, introduzidas no programa de análise dos dados; desta forma é possível, a partir de um espectro E x T obtermos espectros M x V, E x M, etc. Podemos também obter, nos espectros de multicanal, determinadas posições do espectro (através de expansões de certas regiões) o valor das contagens de um determinado pico, etc.

Os espectros em modo multicanal também são adquiridos simultaneamente à aquisição realizada no computador VAX-780, por um microcomputador PC. Para isto os espectros são armazenados em um analisador multicanal, convertidos por uma interface e transferidos posteriormente para a memória do microcomputador, de onde são armazenados em disquete. Esta conversão é feita via um programa iterativo (Ri 86a). Os espectros em disquete são analisados posteriormente no próprio micro.

II.3.3 - MEDIDAS REALIZADAS

No presente trabalho realizamos medidas experimentais do processo de fusão nuclear para os sistemas ^{16}O + ^{60}Ni e ^{18}O + ^{58}Ni. Neste ponto, é bom ressaltar que o segundo sistema de dados medido pelo nosso grupo, em colaboração com o professor Alexandre M. Borges, é mostrado neste trabalho com o objetivo de se fazer uma comparação com o sistema central estudado por mim: ^{16}O + ^{60}Ni.

Para o sistema ^{16}O + ^{60}Ni obtivemos dados para três distribuições angulares e uma curva de excitação, cujos diferentes ângulos e energias estão discriminados na tabela II.1.

Sistema $^{16}O + ^{60}Ni \rightarrow V_{B_{CM}} = 33.582$ MeV						
Distribuições Angulares				Função de Excitação		
E_{LAB} (MeV)	43	50	64	θ_{LIDO} (graus)	5	
θ_{LIDO} (graus)	-	-	2	E_{LAB} (MeV)	40	
	-	-	3		41	
	4	4	4		42	
	5	5	5		43	A
	-	6	6		44	
	-	7	7		46	
	8	8	8		47	
	-	10	10		48	
	12	12	-		49	
	15	-	15		50	A
	-	16	-		51	
	-	18	18		52	
					53	
					54	
					55	
					56	
					60	
					64	A
					72	

Tabela II.1 - *Resumo das medidas realizadas para o processo de fusão nuclear do sistema* $^{16}O + ^{60}Ni$. *O alvo de* ^{60}Ni *possui uma espessura de* $\mu \cong 80\ \mu g/cm^2$. *As distribuições angulares são marcadas com a letra* "A".

Para o sistema $^{18}O + ^{58}Ni$ foram feitas medidas para a função de excitação e uma distribuição angular, cujos dados obtidos são mostrados na tabela II.2.

Também foram feitas medidas de espalhamento elástico, nas mesmas energias dos dados experimentais referentes à fusão, com o intuito de normalização dos mesmos.

Sistema $^{18}O + ^{58}Ni \Rightarrow V_{B_{CM}} = 33.370$ MeV			
Distribuição Angular		Função de Excitação	
E_{LAB} (MeV)	51.7	θ_{LIDO} (graus)	5
θ_{LIDO} (graus)	2	E_{LAB} (MeV)	38.1
			39.1
			39.9
	3		40.5
			40.9
	4		41.5
			42.3
	5		42.9
			43.1
	6		43.5
			44.9
	7		45.5
			46.5
	8		47.5
			48.5
	10		49.7
			51.7 A
	15		53.7
			56.1
			64.0

Tabela II.2 - *Resumo das medidas realizadas para o processo de fusão nuclear do sistema* $^{18}O + ^{58}Ni$. *O alvo de* ^{58}Ni *possui uma espessura de* $\mu \cong 50\ \mu g/cm^2$. *A distribuição angular é marcada com a letra* "A".

Os valores da barreira coulombiana, calculados para os sistemas acima citados são obtidos através da seguinte relação (Ch 76):

$$V_{B_{CM}} = \frac{Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2}{1.07 \cdot (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) + 2.72} \quad \text{(MeV)} \qquad (4)$$

onde (Z_1, A_1) e (Z_2, A_2) são os números e massas atômicos do projétil e alvo respectivamente e a carga eletrônica ao quadrado é: $e^2 = 1.44$ MeV fm.

Ainda podemos dizer que obtivemos espectros biparamétricos de

E x T para a calibração em tempo, uma vez que todos os espectros obtidos são proporcionais ao número de canais e não ao tempo de resolução do sistema, que é estimado em nano-segundos. Para isto, foram feitas medidas experimentais do espalhamento elástico do ^{16}O no ^{60}Ni com atrasos conhecidos, que foram obtidos através de alterações nos controles da eletrônica de aquisição.

Por último realizamos medidas de espalhamento elástico utilizando o sistema p + ^{12}C, onde variou-se a energia de bombardeio do projétil. As medidas realizadas por nós são apresentadas na tabela II.3. Com isto procuramos testar a confiabilidade da precisão em energia do feixe. A realização desta experiência é explicada em maiores detalhes no Apêndice.

Sistema p + ^{12}C	
Função de Excitação	
θ_{LAB} (graus)	+ 165
E_{LAB} (MeV)	14.220 14.222 14.224 14.225 14.226 14.228 14.230 14.231 14.233 14.235 14.236 14.238 14.240

Tabela II.3 - *Medidas de espalhamento elástico obtidas para a calibração em energia do acelerador Pelletron. O alvo de ^{12}C possui uma espessura de $\mu \cong 40$ μg/cm^2.*

II.4 - *REDUÇÃO DE DADOS*

II.4.1 - MÉTODOS E PROGRAMAS ÚTEIS NA REDUÇÃO DOS DADOS

A redução dos dados experimentais em "modo fila" foi efetuada utilizando-se o computador VAX-780. Para realizar este tipo de redução foram usados terminais gráficos TEKTRONIX 4014 e 4107, onde o primeiro está acoplado a um graficador eletrostático de alta resolução e o segundo a uma graficadora colorida HEWLETT-PACKARD 7475A.

Estes terminais podem, a partir de dados brutos, mostrar os espectros biparamétricos obtidos, através do programa computacional TEK (Te 86), que permite a realização de várias operações sobre os eixos destes espectros de energia x tempo (E x T), transformando-os em espectros de energia x massa (E x M), massa x velocidade (M x V) (figuras II.16a, II.16b e II.16c respectivamente), etc., dependendo do tipo de operações que são introduzidas nos eixos. Pode-se também efetuar projeções sobre os eixos X e Y, utilizando o programa POLIGO (Te 86), que nos permite traçar poligonais nos espectros mencionados acima, para definir regiões de interesse e assim obter projeções em ambos os eixos desta região, que podem nos fornecer: valores das coordenadas, contagens dos picos, centróides dos mesmos, espectros graficados em escala linear ou logarítmica, etc..

Os espectros ainda podem ser armazenados em fita magnética, permitindo que sejam guardados por tempo indeterminado.

Para os espectros multicanais foram utilizados os programas iterativos PLEX e PIAP (Ri 86b). O primeiro calcula entre outras coisas a área ou a integral dos picos, dados os limites inferior e superior que foi usado para se obter o número de contagens de espalhamento elástico do monitor (Y_M). O segundo ajusta os parâmetros de fundo (reta ou parábola) mais os de centróide e de área dos picos gaussianos com asas exponenciais. Neste programa podem ser ajustados até 10 picos simultaneamente; ele serviu para a análise dos resíduos de fusão através do espectro de velocidades

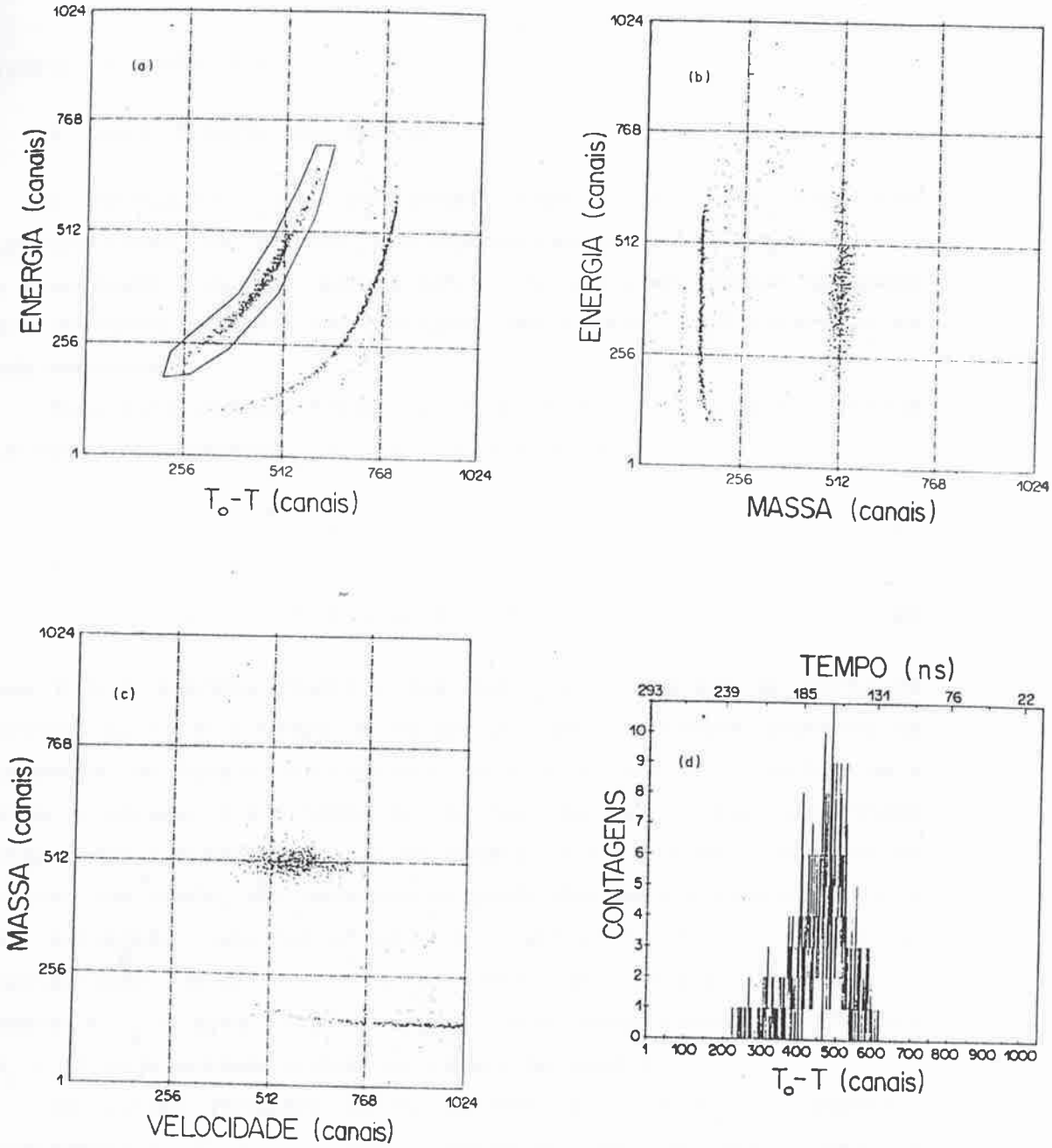

Figura II.16 - *(a) Espectro biparamétrico E x T e espectros derivados: (b) E x M , (c) M x V e (d) rebatimento das contagens contidas no polígono apresentado na figura (a), sobre o eixo dos tempos (T_0 - T). O sistema representado nas figuras, é o ^{16}O + ^{60}Ni em E_{LAB} = 56 MeV, no ângulo θ_{LAB} = 4.82°. Todas as unidades das grandezas aqui representadas, estão em canais. Nas figuras também são indicadas as regiões correspondentes aos produtos de fusão e ao espalhamento elástico.*

exposta na seção IV.4.

A) Identificação das Massas

É necessário que se possa identificar, nos espectros biparamétricos, os eventos correspondentes às massas dos resíduos de evaporação, uma vez que o cálculo da seção de choque de fusão leva em conta o número de contagens deste canal (Y_F) existente em cada espectro.

Para isto podemos chamar de $P_1(E)$ e $P_2(T)$ os sinais contidos num espectro biparamétrico E x T, assim teremos:

$$P_1 = \alpha \cdot (E - E_0) \tag{5}$$

$$P_2 = \beta \cdot (T_0 - T) \tag{6}$$

onde E é a energia cinética dos íons; E_0 a energia de corte da eletrônica; T_0 é o tempo de atraso devido aos tempos internos de conversão de sinais eletrônicos mais o atraso introduzido pela linha de atraso; T é o tempo de vôo real das partículas, onde todas estas grandezas são expressas em canais; α e β são as constantes de proporcionalidade, que dependem do ganho dos amplificadores e modos de conversão analógico-digitais; portanto P_1 é o sinal digitalizado, proporcional à diferença de energia $(E - E_0)$ em canais e P_2 o sinal também digitalizado proporcional à diferença $(T_0 - T)$ cuja unidade é dada em número de canais.

As curvas formadas pelos parâmetros P_1 e P_2, no espectro biparamétrico E x T, são hipérboles que se posicionam em localizações diferentes, devido à dependência das massas dos resíduos de evaporação ou partículas espalhadas elasticamente, como pode ser visto na figura II.16a.

Na seção II.2.2 foi mencionado que a equação II.1, que relaciona massa e energia, é válida para o sistema de tempo de vôo e pode ser escrita como: $M = 2ET^2/d^2$. Substituindo-a nas equações II.5 e II.6 chegamos a:

$$P_2 = \beta\cdot\left\{ T_0 - d\cdot\left[\frac{M\cdot\alpha}{2\cdot(P_1 + \alpha\cdot E_0)}\right]^{1/2} \right\} \qquad (7)$$

Se fizermos: $t_0 = \beta\cdot T_0$, $e_0 = \alpha\cdot E_0$ e $C = \beta\cdot d\cdot(\alpha/2)^{1/2}$ onde t_0 possui a mesma definição de T_0, assim como e_0 que é a energia de corte da eletrônica em relação à origem.

Desta forma a equação II.7 torna-se:

$$P_2 - t_0 = - C\cdot\left[\frac{M}{P_1 + e_0}\right]^{1/2} \qquad (8)$$

ou

$$t_0 - P_2 = C\cdot\left[\frac{M}{P_1 + e_0}\right]^{1/2} \qquad (9)$$

Este valor será sempre positivo, visto que o atraso deve ser maior que o tempo de vôo das partículas, ou seja, $t_0 > P_2$.

Na relação acima podemos isolar a massa, obtendo:

$$M = \frac{(P_1 + e_0)\cdot(t_0 - P_2)^2}{C^2} \qquad (10)$$

onde e_0 é dado pelo programa CALCTO (Ch 87), a constante C é escolhida de forma que o espectro de massas ocupe os mesmos 1024 canais disponíveis para o espectro original E x T e t_0 é dado pelo programa FUNKYFIT (Mi 86).

Desta forma, usando a equação II.10 podemos redefinir o eixo X do espectro biparamétrico E x T do sistema $^{16}O + {}^{60}Ni$ e assim obter um espectro de energia x massa, mostrado na figura II.17a, que foi obtido para a energia de bombardeio igual a E_{LAB} = 56 MeV. Vemos que o espectro torna-se linearizado, situação que é muito útil, visto que há um aumento da resolução na identificação das faixas correspondentes às massas dos resíduos de evaporação. Se rebatermos integralmente os eventos contidos no espectro, sobre o eixo das massas, poderemos observar a figura II.17b, onde o último pico se refere aos eventos da fusão devido ao valor das massas em unidades de massa atômica (u.m.a.), no qual ele está centrado. A identificação das massas se faz de maneira direta, utilizando como

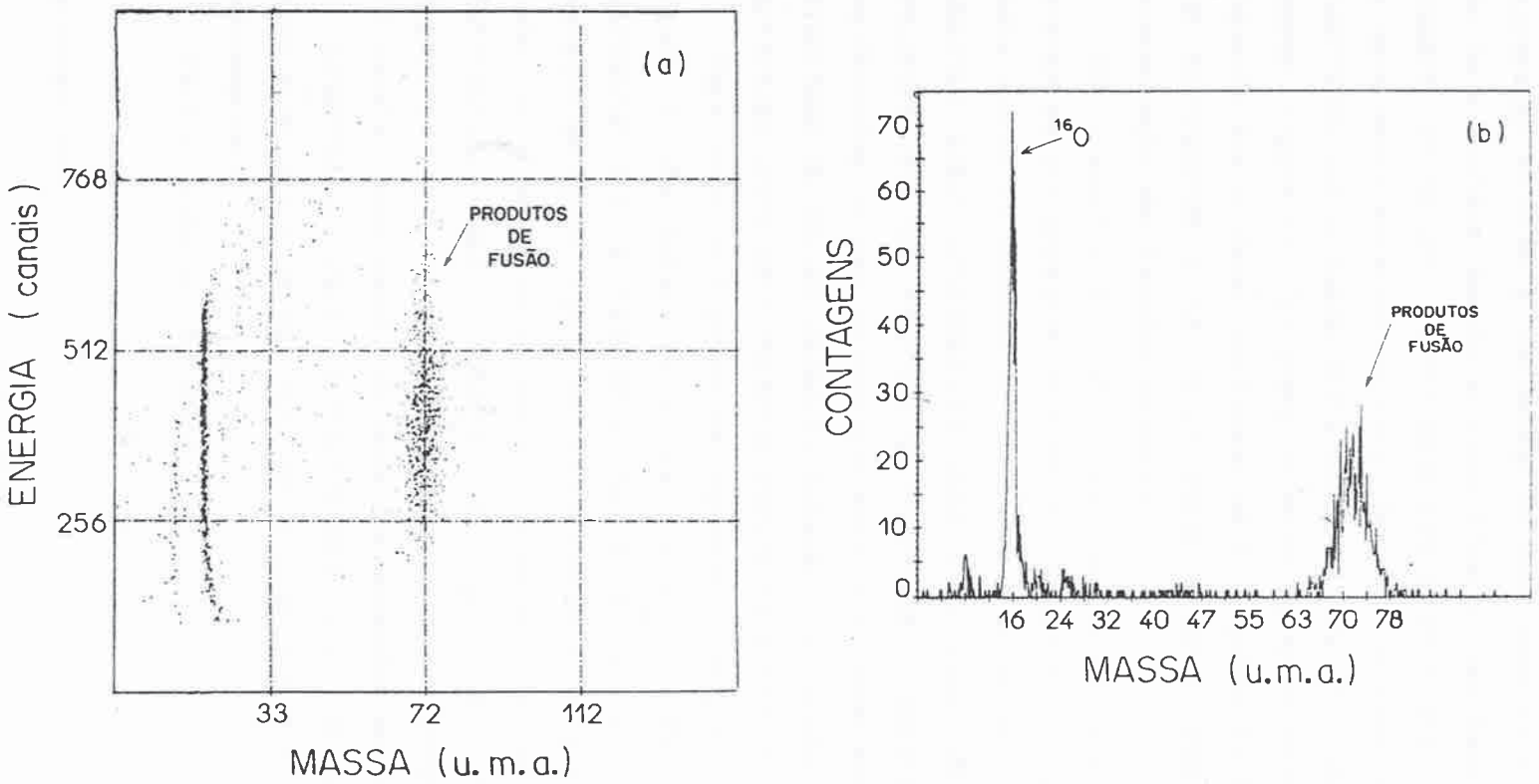

Figura II.17 - *(a) Espectro biparamétrico* E x M, *onde pode ser vista a variação da energia das partículas, em função de diferentes massas das mesmas. (b) Rebatimento integral das contagens do espectro (a), sobre o eixo de massas. O sistema nas figuras é o* $^{16}O + ^{60}Ni$ *na energia de bombardeio* E_{LAB} = 56 MeV *e no ângulo de* $\theta_{LAB} = 4.82^{\circ}$. *Nas figuras estão indicadas as regiões correspondentes aos produtos de fusão.*

calibração do eixo X, as massas de espalhamento elástico. Para que não haja dúvidas quanto a identificação das massas pode-se ainda comparar os valores encontrados com aqueles previstos pelo código de decaimento estatístico PACE (Ga 80). Através desta comparação, observamos que a massa média dos resíduos de fusão no espectro de massas (figura II.17b) possui o valor de aproximadamente 72 u.m.a., enquanto que o valor calculado pelo programa PACE é 74 u.m.a., o que corresponde a um valor muito próximo quando os erros na determinação são levados em conta.

Outra maneira de conferirmos com clareza quais são os eventos referentes aos produtos de fusão é através do cálculo da velocidade média que estes possuem ao atingirem o detector E. Como não nos é possível saber precisamente qual é o canal de decaimento que realmente leva aos resíduos de evaporação, fazemos uma aproximação nos cálculos, a qual afirma que esta velocidade média corresponde à velocidade do núcleo composto formado (v), desde que a emissão de partículas leves pelo referido núcleo seja isotrópica (Ca 79).

Para isto utilizamos um espectro biparamétrico de E x T da figura II.16a referente a energia E_{LAB} = 56 MeV, onde vamos demonstrar que a hipérbole dentro do polígono, representa os resíduos de fusão. Assim se rebatermos no eixo dos tempos somente o grupo de fusão, utilizando o programa POLIGO, obteremos uma distribuição que obedece a Lei de Maxwell-Boltzmann (figura II.16d), onde o centróide da mesma é proporcional a: T' = 477 canais. Este centróide deve corresponder ao grupo de resíduos de evaporação. Para demonstrarmos isto devemos calcular a velocidade média deles, que não é fixa mas sim uma distribuição centrada em v.

Para o tempo de vôo temos:

$$d = v \cdot t \qquad (11)$$

em nosso caso:

$$d = v_E \cdot (T_0 - T') \qquad (12)$$

ou

$$v_E = \frac{d}{T_0 - T'} \qquad (13)$$

Resta dizer que este valor, correspondente à velocidade experimental dos resíduos de evaporação do referencial de centro de massa (v_E), será dado em canais, uma vez que os valores de T_0 e T' são obtidos na mesma unidade. Assim sendo, é necessário que seja feita a calibração em tempo do sistema, devido ao fato que no espectro biparamétrico o tempo é proporcional ao número de canais e não ao tempo de resolução do sistema em questão, ou seja, nano-segundos (ns).

Fazendo a calibração em tempo podemos avaliar quanto corresponde cada canal em nano-segundos. Para isto, precisamos de um fator de calibração em tempo (f). Desta forma utilizamos medidas experimentais de espalhamento elástico do ^{16}O no ^{60}Ni com um atraso conhecido, como citado na seção II.3.3. Esta medida nos forneceu o valor de f = 0.272 ns/canal.

Para que possamos calcular v_E em unidades compatíveis devemos transformar a equação II.13 em:

$$v_E = \frac{d}{(T_0 - T')\cdot f} \qquad (14)$$

onde d = 74 cm e T_0 = 1080 canais. O cálculo de T_0 é feito pelo programa FUNKYFIT para o espalhamento elástico e corrigido para a fusão.

Temos então que: $\boxed{v_E = 0.451 \text{ cm/ns}}$. Este valor corresponde ao centróide da maxwelliana na figura II.16d. Para sabermos se este valor experimental corresponde realmente à velocidade dos resíduos de fusão, devemos compará-lo com o valor teórico (v_T) que é obtido através de cálculos feitos a partir da energia cinética, que levam em conta a conservação do momento linear e a cinemática da reação para os produtos de fusão. Então teremos:

$$v_T = c \cdot \left[\frac{2 \cdot E_R}{M_T \cdot c^2} \right]^{1/2} \qquad (15)$$

onde:

c → velocidade da luz: $c = 30$ cm/ns;

$M_T \cdot c^2$ → energia de repouso do núcleo composto, pois $M_T \cdot c^2 = A_{NC} \cdot m \cdot c^2$: $m \cdot c^2 = 931.5$ MeV;

E_R → energia dos resíduos de fusão.

O cálculo de E_R envolve a conservação de momento linear e a cinemática da reação. Supondo que o resíduo saia a 0°, teremos:

$$E_R = \frac{A_1}{A_1 + A_2} \cdot E_F \qquad (16)$$

onde:

A_1 → massa atômica do projétil;

A_2 → massa atômica do alvo;

E_F → energia efetiva do feixe.

Esta energia E_F corresponde à energia média do feixe no meio do alvo, isto porque em média considera-se que o núcleo composto seja formado no meio do mesmo e portanto é determinada através da expressão:

$$E_F = E_{LAB} - \frac{\delta E}{2} \qquad (17)$$

onde:

E_{LAB} → energia do feixe antes de entrar no alvo, no referencial de laboratório;

$\frac{\delta E}{2}$ → perda de energia que o feixe sofre ao atravessar a primeira metade do alvo. Este valor representa a perda de energia do feixe antes que o mesmo se funda com o alvo, formando o núcleo composto.

O valor de δE é calculado através de expressões parametrizadas

por Ziegler (Zi 80).

Fazendo o cálculo para o sistema estudado neste trabalho em E_{LAB} = 56 MeV, vemos que o valor da energia dos resíduos de fusão corresponde a: E_R = 11.762 MeV. Mas ainda não podemos utilizar este valor na equação II.15, pois é necessário que se considere as perdas de energia que estes resíduos sofrem ao atravessarem a segunda metade do alvo e a folha cintiladora. Calculando estas perdas, obteremos:

a) perda de energia no alvo = 0.365 MeV

b) perda de energia na folha cintiladora = 1.939 MeV,

o que ocasiona uma perda total de 2.304 MeV que deve ser diminuida do valor de E_R. Desta forma os resíduos de fusão chegam ao detector E com uma energia final média de E_R = 9.458 MeV.

Utilizando este resultado na equação II.15 chegamos a: $\boxed{v_T = 0.490 \text{ cm/ns}}$.

Com o resultado obtido acima, podemos observar que o valor teórico está bem próximo do experimental, havendo um pequeno acréscimo no valor da velocidade calculada teoricamente em relação à calculada experimentalmente. Isto ocorre devido ao fato do resultado acima não levar em consideração perdas de energia que os resíduos sofrem na camada de ouro do detector E, como também defeitos do pulso, além do fato de que algumas quantidades usadas para o cálculo de v_T não serem estritamente precisas.

Assim sendo, podemos dizer que os dois resultados devem corresponder a um mesmo evento e portanto concluir que a hipérbole contida no polígono da figura II.16a é referente aos eventos de fusão. Desta forma podemos utilizar o número total de contagens dentro do polígono para obtermos o número de eventos de fusão (Y_F) necessários para o cálculo da seção de choque deste canal.

B) Redução de Dados dos Espectros Multicanais

Para que a seção de choque seja calculada, é necessário que se obtenha também o valor do número de contagens do monitor (Y_M), que

pode ser obtido integrando os picos referentes ao espalhamento elástico das partículas do feixe pelo elemento atômico em maior quantidade no alvo, que no caso deste trabalho é o ^{60}Ni. Como este alvo possui uma leve camada de ouro, existe um pequeno pico formado pelo espalhamento elástico com este elemento. Através da figura II.15 podemos observar os dois picos, que em energias de bombardeio mais altas apresentam-se separados, enquanto que em energias mais baixas existe uma superposição entre eles. Por este motivo deixamos de utilizar o programa TEK instalado no computador VAX-780 e passamos a analisar estes espectros com o programa iterativo PLEX implantado nos microcomputadores PC do laboratório Pelletron; outro motivo que nos levou a esta troca foi o fato de que o uso do microcomputador implicava em uma maior resolução na exibição dos espectros, e que portanto podem ser analisados de maneira mais confiável. Esta opção em deixar de usar o VAX e passar a utilizar o PC foi possível devido a aquisição simultânea que é feita para os dados do modo multicanal, como explicado na seção II.3.2.

Como já especificado, o programa PLEX pode calcular tanto a área de um pico, dados os limites inferior e superior, ajustando o fundo por uma reta que une os limites (região hachurada na figura II.18), como calcular a integral de um pico dados seus limites, levando em conta todas as contagens do mesmo, até a linha de base. Quando os picos não se sobrepõem utilizamos a integral dos mesmos para obtermos Y_M, mas no caso dos picos referentes ao espalhamento elástico do ouro ou ao espalhamento inelástico do ^{60}Ni estarem se sobrepondo ao pico principal, como mostra a figura II.18, precisamos utilizar uma combinação dos dois métodos. No caso desta figura podemos observar que os picos de espalhamento inelástico entre o ^{16}O e o ^{60}Ni estão localizados sobre o pico de espalhamento elástico dos mesmos elementos, assim se limitarmos o pico maior não levando em conta a região sob os picos de espalhamento inelástico, estaremos perdendo contagens do monitor, acarretando em um cálculo incorreto para a seção de choque de fusão. Desta forma podemos obter a integral do pico maior incluindo os picos menores, que posteriormente têm suas áreas (parte hachurada do desenho)

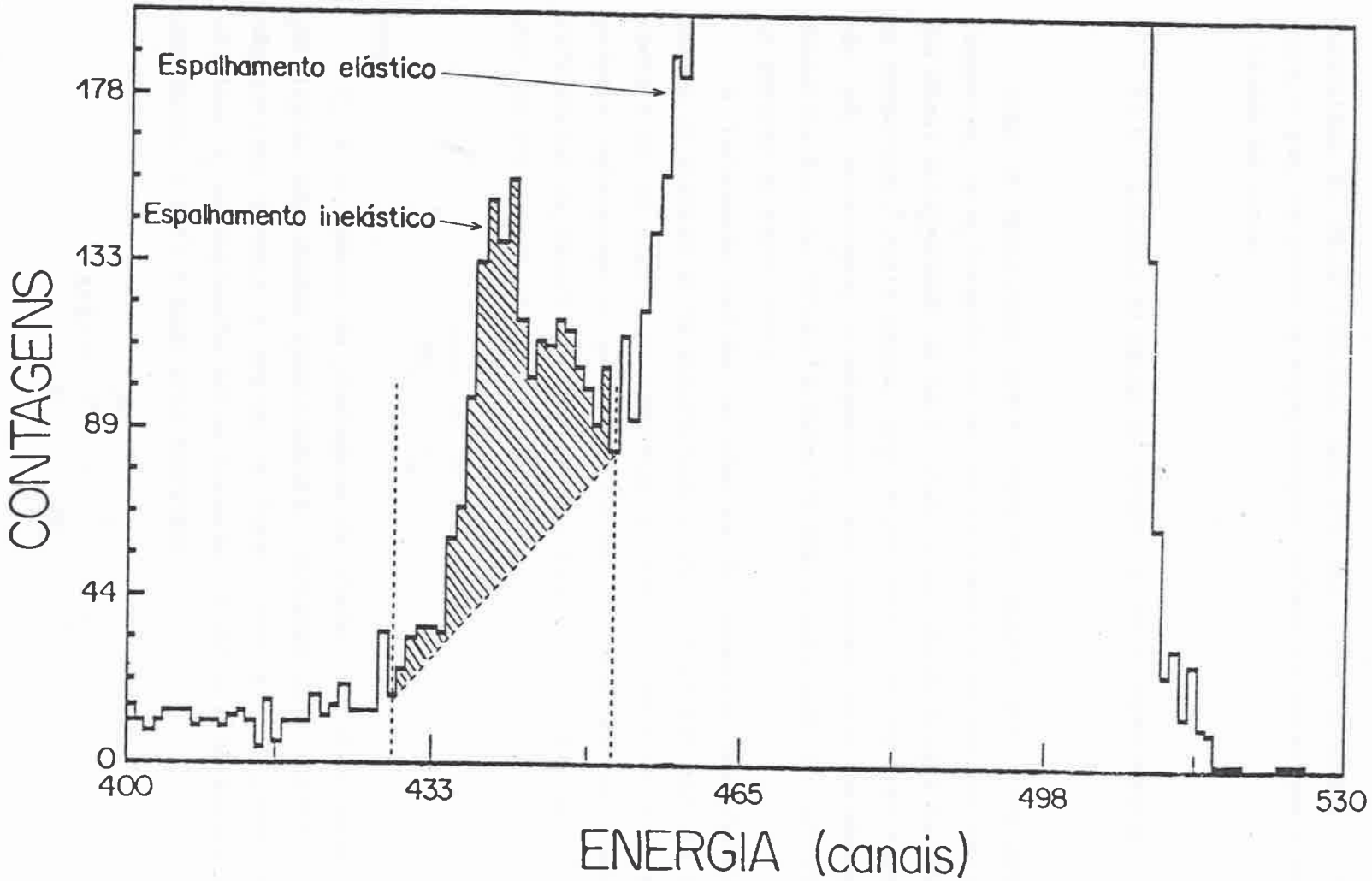

Figura II.18 - *Espectro multicanal do sistema* $^{16}O + ^{60}Ni$ *medido na energia* $E_{LAB} = 43$ MeV *em* $\theta_{LAB} = 11.57°$. *A região hachurada se refere à área dos picos de espalhamento inelástico.*

subtraidas do valor inicial, uma vez que neste processo o fundo sobre o qual os picos de espalhamento inelástico estão posicionados é levado em conta.

II.5 - *CÁLCULO DA SEÇÃO DE CHOQUE DE FUSÃO EXPERIMENTAL*

Como já mencionado neste trabalho, quando dois íons pesados fundem-se, há a formação de um núcleo composto no estado excitado, que decai pela emissão de partículas leves, dando origem ao resíduo de evaporação. Assim sendo, numa experiência, os núcleos formados não são detectados diretamente, mas apenas seus produtos de desexcitação, que formam um espectro que é analisado posteriormente ao período da experiência.

A informação obtida na análise do espectro nos fornece o número de eventos de um determinado processo ocorrido com uma certa energia em um ângulo de laboratório fixo, e com esta informação podemos determinar a seção de choque diferencial de fusão no referencial de centro de massa para o sistema de tempo de vôo, que por sua vez é dada pela expressão:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_F} = \frac{Y_F}{Y_M} \cdot K(E) \qquad (18)$$

onde

Y_F é o número de contagens de fusão; Y_M é o número de partículas espalhadas elasticamente, contadas pelo monitor e que são obtidas durante a medida de fusão, onde a finalidade de se utilizar Y_M na expressão acima (equação II.18) é a de normalização dos dados; e K(E) é dado pela expressão:

$$K(E) = \frac{Y_M^{el}}{Y_{el}} \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega_{el}} \cdot J_D \qquad (19)$$

onde

Y_{el} é o número de eventos de espalhamento elástico medido na

mesma energia utilizada para os produtos de fusão; Y_M^{el} é o número de contagens do monitor obtidas durante a medida de espalhamento elástico e que tem a função de normalizar os dados obtidos na referida medida; $d\sigma/d\Omega_{el}$ é a seção de choque diferencial de espalhamento elástico no referencial de centro de massa; e J_D o fator de conversão do sistema de centro de massa para o sistema de laboratório, já que todos os cálculos teóricos são feitos no sistema de centro de massa. Este fator leva em conta o fato do fluxo de partículas num determinado ângulo sólido ser o mesmo, independentemente do sistema de referência e da energia do projétil e é dado por:

$$J_D = \frac{M_1 + M_2}{M_1 M_2 \left[(M_2/M_1)^2 - \mathrm{sen}^2\theta_{LAB}\right]^{1/2}} \cdot \left[1 - \frac{2M_1M_2(1 - \cos\theta_{CM})}{(M_1 + M_2)^2}\right] \qquad (20)$$

onde M_1 e M_2 se referem às massas atômicas do projétil e do alvo.

Neste ponto é bom ressaltar que a necessidade da utilização de K(E) na expressão II.18 se faz presente devido ao fato de existir nesta relação uma dependência dos ângulos sólidos do detector monitor e do detector de barreira de superfície, assim sendo, a utilização de K(E) em II.18 acarreta na eliminação dessa dependência. Para isto, é necessário que se faça uma medida de espalhamento elástico na mesma energia que foi feita a de fusão.

Como as medidas de fusão são feitas em ângulos pequenos (até $\theta_{max} \cong 20^\circ$), podemos dizer, que a seção de choque diferencial elástica na equação II.19 pode ser aproximada para a seção de choque diferencial de Rutherford e que é obtida facilmente através da equação II.21.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{Rut}} = \left(\frac{Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2}{4 \cdot E_{CM}}\right)^2 \cdot \frac{1}{\mathrm{sen}^4\left[\theta_{CM}/2\right]} \qquad (21)$$

onde Z_1 e Z_2 são os números atômicos do projétil e do alvo respectivamente; e^2 é a carga eletrônica quadrática; E_{CM} a energia

mesma energia utilizada para os produtos de fusão; Y_M^{el} é o número de contagens do monitor obtidas durante a medida de espalhamento elástico e que tem a função de normalizar os dados obtidos na referida medida; $d\sigma/d\Omega_{el}$ é a seção de choque diferencial de espalhamento elástico no referencial de centro de massa; e J_D o fator de conversão do sistema de centro de massa para o sistema de laboratório, já que todos os cálculos teóricos são feitos no sistema de centro de massa. Este fator leva em conta o fato do fluxo de partículas num determinado ângulo sólido ser o mesmo, independentemente do sistema de referência e da energia do projétil e é dado por:

$$J_D = \frac{M_1 + M_2}{M_1 M_2 \left[(M_2/M_1)^2 - \mathrm{sen}^2\theta_{LAB} \right]^{1/2}} \cdot \left[1 - \frac{2M_1 M_2 (1 - \cos\theta_{CM})}{(M_1 + M_2)^2} \right] \qquad (20)$$

onde M_1 e M_2 se referem às massas atômicas do projétil e do alvo.

Neste ponto é bom ressaltar que a necessidade da utilização de K(E) na expressão II.18 se faz presente devido ao fato de existir nesta relação uma dependência dos ângulos sólidos do detector monitor e do detector de barreira de superfície, assim sendo, a utilização de K(E) em II.18 acarreta na eliminação dessa dependência. Para isto, é necessário que se faça uma medida de espalhamento elástico na mesma energia que foi feita a de fusão.

Como as medidas de fusão são feitas em ângulos pequenos (até $\theta_{max} \cong 20^\circ$), podemos dizer, que a seção de choque diferencial elástica na equação II.19 pode ser aproximada para a seção de choque diferencial de Rutherford e que é obtida facilmente através da equação II.21.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{Rut}} = \left[\frac{Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2}{4 \cdot E_{CM}} \right]^2 \cdot \frac{1}{\mathrm{sen}^4 \left[\theta_{CM}/2 \right]} \qquad (21)$$

onde Z_1 e Z_2 são os números atômicos do projétil e do alvo respectivamente; e^2 é a carga eletrônica quadrática; E_{CM} a energia

de bombardeio no referencial de centro de massa; e θ_{CM} o ângulo de medida, também no referencial de centro de massa.

Desta forma a equação II.18 torna-se:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_F} = \frac{Y_F}{Y_M} \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega_{Rut}} \cdot \frac{Y_M^{el}}{Y_{el}} \cdot J_D \qquad (22)$$

Esta expressão nos fornece o valor da seção de choque diferencial experimental de fusão, normalizada pela seção de choque de espalhamento de Rutherford. Mas ela só é válida se a eficiência do sistema for igual a 100%, proporcionando-lhe um valor igual a um, caso contrário devemos dividir a equação acima pelo valor da eficiência total de detecção do sistema de tempo de vôo. Assim a expressão II.22 fica sendo:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_F} = \frac{Y_F}{Y_M} \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega_{Rut}} \cdot \frac{Y_M^{el}}{Y_{el}} \cdot \frac{J_D}{\varepsilon} \qquad (23)$$

onde ε é a eficiência de detecção do sistema de tempo de vôo para produtos de fusão, com respeito ao espalhamento elástico.

Esta eficiência de detecção está relacionada em sua maior parte ao fenômeno de espalhamento múltiplo sofrido pelos resíduos de fusão ao atravessarem a folha cintiladora (Me 71, Ge 76), posicionada no início do percurso de vôo destes resíduos. Para se obter este valor é necessário que sejam feitas medidas de recuo do alvo, com valor perto da massa da fusão, em conjunto com o espalhamento elástico, num dado ângulo de laboratório fixo; isto porque para o cálculo de ε é necessário medir a seção de choque de uma reação cujas partículas emergentes tenham massa e energia próximas à da fusão e cuja reação tenha seção de choque conhecida. Através de cálculos cinemáticos simples é possível obter a razão entre as seções de choque de recuo e de espalhamento elástico e então compará-la com o valor experimental. Mediante esta comparação é possível obter o valor da eficiência dos produtos com massa e energia próximas aos produtos de fusão. Mas esta eficiência ainda está relacionada com a eficiência de detecção do espalhamento

elástico proveniente da eficiência de cintilação do plástico NE-111 da folha cintiladora, pois quanto maior a cintilação, maior será a eficiência de detecção para medidas de partículas do feixe que são espalhadas elasticamente. Este valor é obtido através de medidas de partículas espalhadas elasticamente, que atravessam a folha cintiladora e atingem o detector de barreira de superfície, de duas maneiras diferentes. Uma com coincidência entre a folha cintiladora e o detector de barreira de superfície e outra sem coincidência entre os dois detectores citados. A relação entre o número de contagens em coincidência e sem ela, fornece esta eficiência de cintilação.

Levando-se em consideração o fato de não ocorrer variação no valor da relação de ângulos sólidos quando são variadas as massas do projétil e do alvo, não foram realizadas para o sistema $^{16}O + ^{60}Ni$ medidas de espalhamento elástico na mesma energia que foram feitas as de fusão, pois pode-se inferir, nos cálculos da seção de choque diferencial de fusão para o sistema acima citado, o valor obtido anteriormente para outro sistema já medido por outro integrante do grupo, como o $^{16}O + ^{63}Cu$.

Quanto às medidas de recuo e de espalhamento elástico com e sem coincidência dos detectores do sistema de tempo de vôo para a determinação da eficiência de detecção ε, também não foram feitas para o sistema $^{16}O + ^{60}Ni$, uma vez que o valor da mesma não muda para o intervalo de massas abrangido pelo nosso grupo, desde que a folha de plástico cintilador NE-111 seja a mesma. Aqui é bom ressaltar que este valor é bem conhecido para a região de massa estudada pelo grupo, uma vez que medidas deste tipo foram realizadas para diversos sistemas. Neste caso foram feitas medidas dos produtos de fusão, na mesma energia e utilizando-se a mesma folha cintiladora, para os sistemas $^{16}O + ^{60}Ni$ e $^{16}O + ^{63}Cu$, onde para este último já era conhecido o valor da eficiência do sistema de tempo de vôo, assim o que se fez foi utilizar este mesmo valor para o sistema $^{16}O + ^{60}Ni$ e fazer uma normalização para as demais energias medidas. Desta forma foi possível calcular a seção de choque diferencial dos produtos de fusão sem obtermos medidas de

recuo e espalhamento elástico para o sistema estudado neste trabalho.

Mas ainda precisamos obter a seção de choque integrada de fusão a partir da seção de choque diferencial, o que se realiza através da seguinte operação:

$$\sigma_F = \int \frac{d\sigma}{d\Omega}\, d\Omega \qquad (24)$$

Entretanto, as medidas realizadas são efetuadas em função de θ_{LAB}, devendo-se portanto fazer a seguinte substituição:

$$d\Omega = 2\pi \cdot \text{sen}\theta \; d\theta \qquad (25)$$

Obtendo assim, a seguinte expressão para a seção de choque total de fusão:

$$\sigma_F = 2\pi \cdot \int_0^{\theta_{max}} \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot \text{sen}\theta \; d\theta \qquad (26)$$

onde θ_{max} representa o ângulo para o qual $d\sigma/d\Omega$ se torna desprezível para o nosso sistema e cujo valor é $\theta_{max} \cong 20^{\circ}$.

Para facilitar o cálculo da seção de choque integrada de fusão (equação II.26), é feito um ajuste das distribuições angulares através de uma curva gaussiana, para a seção de choque diferencial, do tipo:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = A \cdot \exp\left[-\left(\frac{\theta}{\theta_0}\right)^2 + a \cdot \left(\frac{\theta}{\theta_0}\right)^4 + b \cdot \left(\frac{\theta}{\theta_0}\right)^6\right] \qquad (27)$$

onde esta expressão (Ra 79) é empírica e a e b representam parâmetros que podem ser corrigidos para melhor ajustar a distribuição angular.

Uma vez obtendo os valores dos parâmetros acima, podemos calcular o valor de σ_F.

II.6 - *RESULTADOS OBTIDOS*

Os resultados apresentados nesta seção se referem às medidas das seções de choque de fusão para os sistemas: ^{16}O + ^{60}Ni e ^{18}O + ^{58}Ni, apresentados nas tabelas II.1 e II.2.

A figura II.19 apresenta quatro distribuições angulares dos resíduos de evaporação, sendo três delas referentes ao sistema ^{18}O + ^{60}Ni, medidas nas energias de laboratório E_{LAB} = 43, 50 e 64 MeV e uma referente ao sistema ^{18}O + ^{58}Ni medida em E_{LAB} = 51.7 MeV. A escolha das três energias, para o sistema ^{16}O + ^{60}Ni, deve-se ao fato de que elas abrangem satisfatoriamente o intervalo de energias de bombardeio para o ^{16}O, que encerra valores que variam de 40 a 72 MeV.

O fato das quatro distribuições angulares se posicionarem ao redor de uma mesma curva média é porque as distribuições referentes às energias de laboratório 43, 50 e 51.7 MeV foram normalizadas com relação à de energia de 64 MeV. A curva média, traçada entre os pontos experimentais, foi obtida utilizando-se a equação II.27 cujos parâmetros são calculados pelo programa computacional FUNKYFIT e que representa a distribuição angular média para as energias medidas dos sistemas aqui estudados. Através desta figura podemos observar que a forma das distribuições angulares muda muito pouco em relação à variação da energia de bombardeio. Isto vem confirmar o fato de que para a região angular ($2^{\circ} \leq \theta_{LAB} \leq 20^{\circ}$) e de massa ($A_{NC} \cong 80$ u.m.a.) estudadas pelo nosso grupo, a forma das distribuições angulares não varia sensivelmente dentro da faixa de energia estudada neste trabalho, o que equivale dizer que a razão entre a área total das distribuições angulares e o valor de $d\sigma(\theta)/d\theta$, no ângulo em que foi medida a função de excitação, permaneceu constante. Isto ocorre porque a densidade de níveis do núcleo composto formado não variou sensivelmente, uma vez que a energia de bombardeio não sofreu uma variação drástica. Devido a este fato não é necessário que se faça medidas de distribuições angulares para todas as energias da função de excitação. Então,

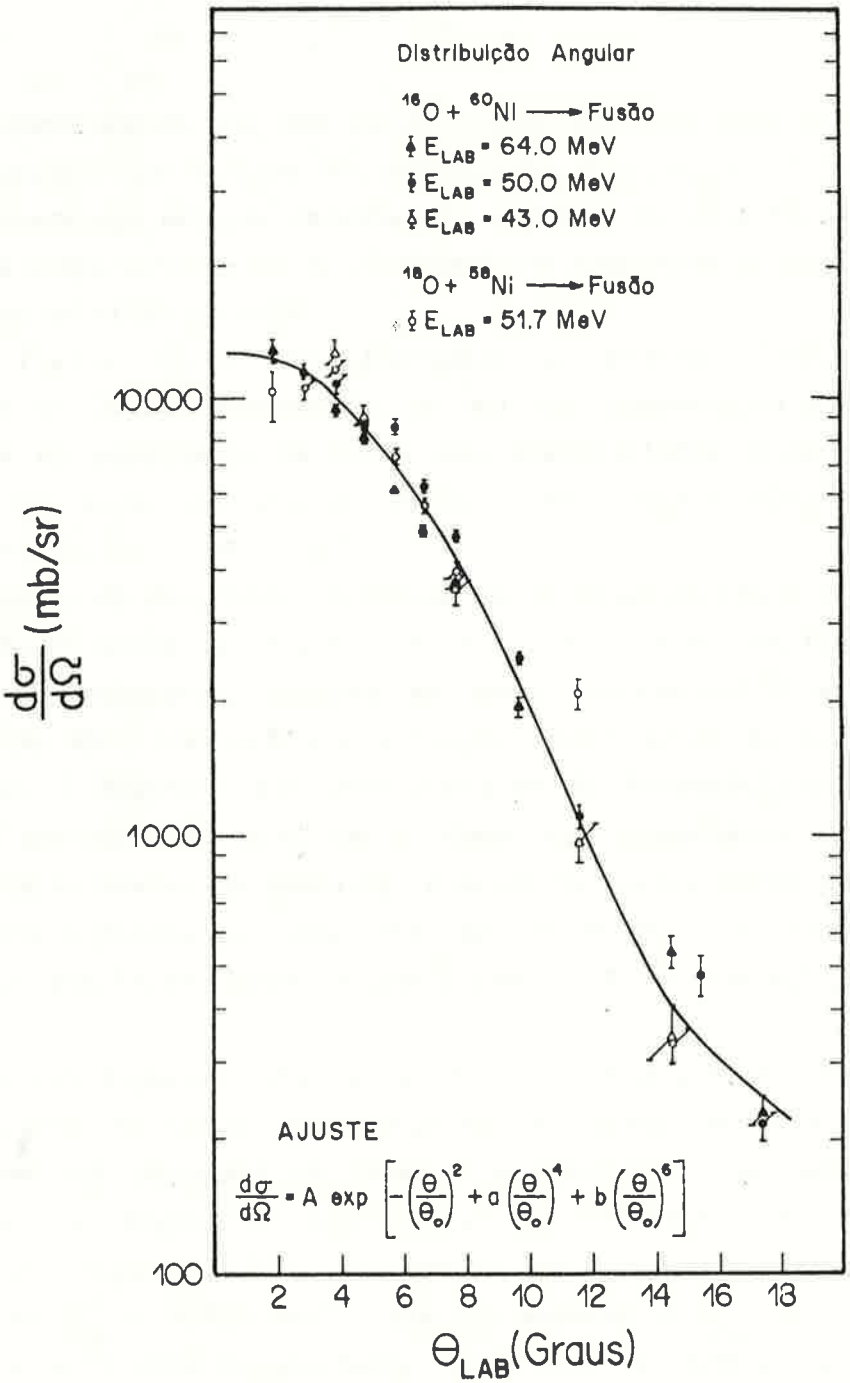

Figura II.19 - *Distribuições angulares para os resíduos de evaporação do sistema* $^{16}O + ^{60}Ni$, *nas energias de laboratório de* 43, 50 *e* 64 MeV *e do sistema* $^{18}O + ^{58}Ni$ *na energia de laboratório de* 51.7 MeV. *As distribuições referentes às energias* 43, 50 *e* 51.7 MeV *foram normalizadas com relação à energia de* 64 MeV *e é por este motivo que todas possuem a mesma ordem de grandeza. A linha cheia é o melhor ajuste para as quatro distribuições utilizando a equação* II.27.

para as energias em que não foram feitas distribuições angulares podemos assumir que a forma das mesmas muda muito pouco. Este ponto será retomado com maiores detalhes na seção IV.2, onde também será feita uma comparação entre as distribuições angulares e o código de decaimento estatístico PACE.

Na figura II.20 são mostradas as mesmas distribuições angulares de forma desacoplada, o que nos proporciona mais uma evidência da semelhança na forma das distribuições angulares. O cálculo da seção de choque absoluta foi obtido através das expressões II.25, II.26, II.27.

A função de excitação, mostrada nas figuras II.21a e II.21b é a evolução da seção de choque total de fusão σ_F como uma função da energia de bombardeio. Através do modelo macroscópico de corte abrupto (Kr 80), que descreve o comportamento geral da função de excitação, é esperado que para energias de bombardeio acima da barreira coulombiana, a σ_F varie quase que linearmente com 1/E. Para energias abaixo da barreira, a seção de choque total de fusão não é mais expressa por uma reta, não sendo possível ajustar os pontos por uma forma linear, o que é observado nas figuras II.21a e II.21b.

Os erros experimentais calculados para as seções de choque de fusão, levam em conta a propagação de erros decorrentes das incertezas nas contagens de fusão e do monitor, como também das incertezas do ângulo do detector e de eventuais normalizações feitas. Na figura II.21a, observamos que o ponto referente à energia de E_{CM}^{-1} = 0.018 MeV^{-1} (que corresponde à E_{LAB} = 72 MeV), possui um erro consideravelmente maior que os demais, devido à fatores como: a baixa estatística nas contagens de fusão e de espalhamento elástico, ocorridas devido ao fato de E_{LAB} = 72 MeV ser o limite energético do acelerador para o feixe de ^{16}O, o que acarreta numa baixa intensidade do mesmo (com uma intensidade de aproximadamente 1 nA para o estado de carga 8^+); outro fator responsável pela grande barra de erro deste ponto, vem do fato de considerarmos, nos cálculos, o espalhamento elástico (medido pelo detector monitor) como sendo Rutherford, o que não é totalmente

verdade nesta energia, contribuindo assim para um aumento ainda maior no valor do erro experimental calculado.

Uma discussão mais detalhada dos resultados obtidos, em relação às funções de excitação dos sistemas estudados é feita no capítulo IV.

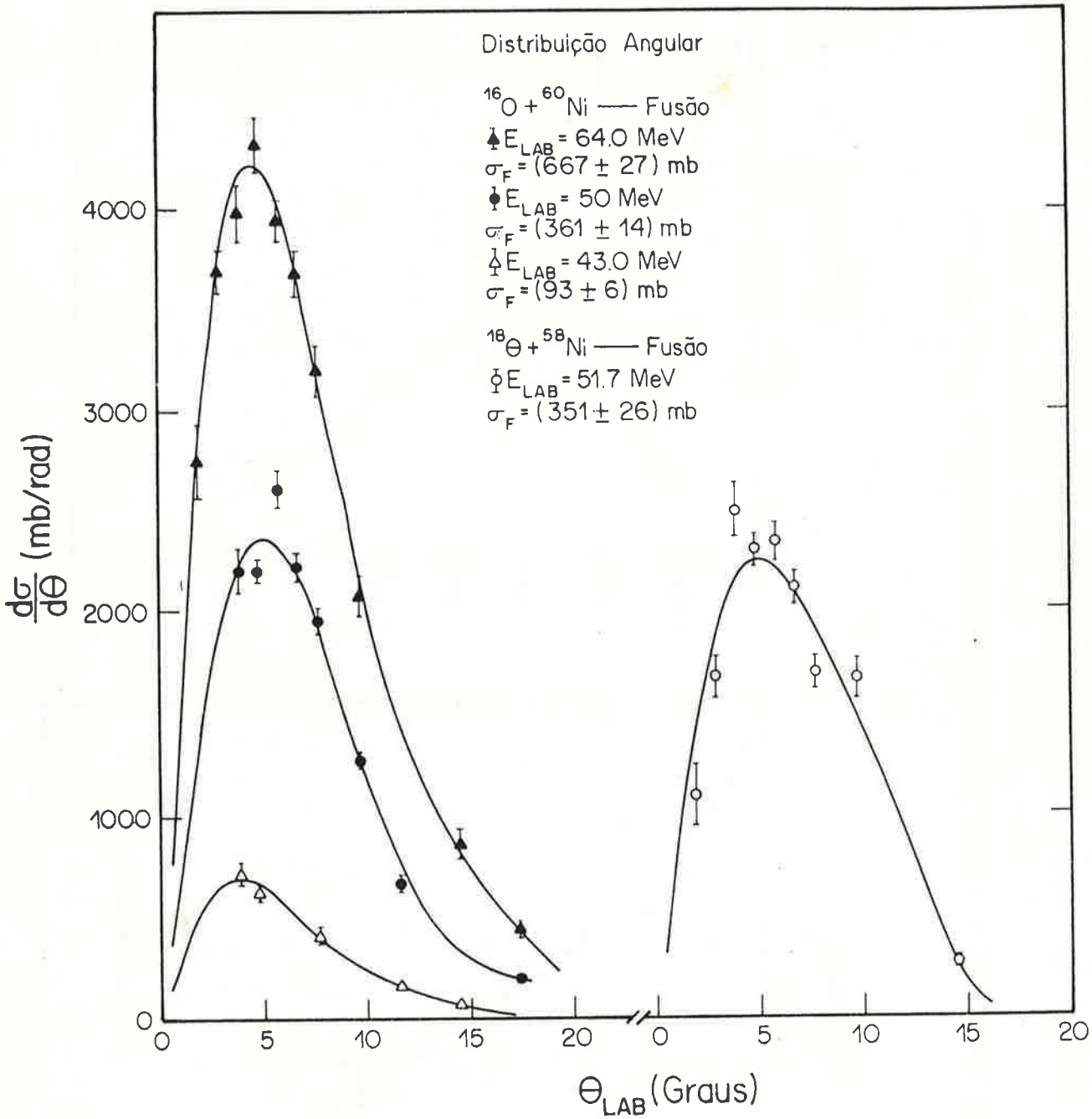

Figura II.20 - *Distribuições angulares para os resíduos de evaporação dos sistemas* $^{16}O + ^{60}Ni$ *e* $^{18}O + ^{58}Ni$. *As linhas cheias são o melhor ajuste para cada energia, utilizando a equação* II.27.

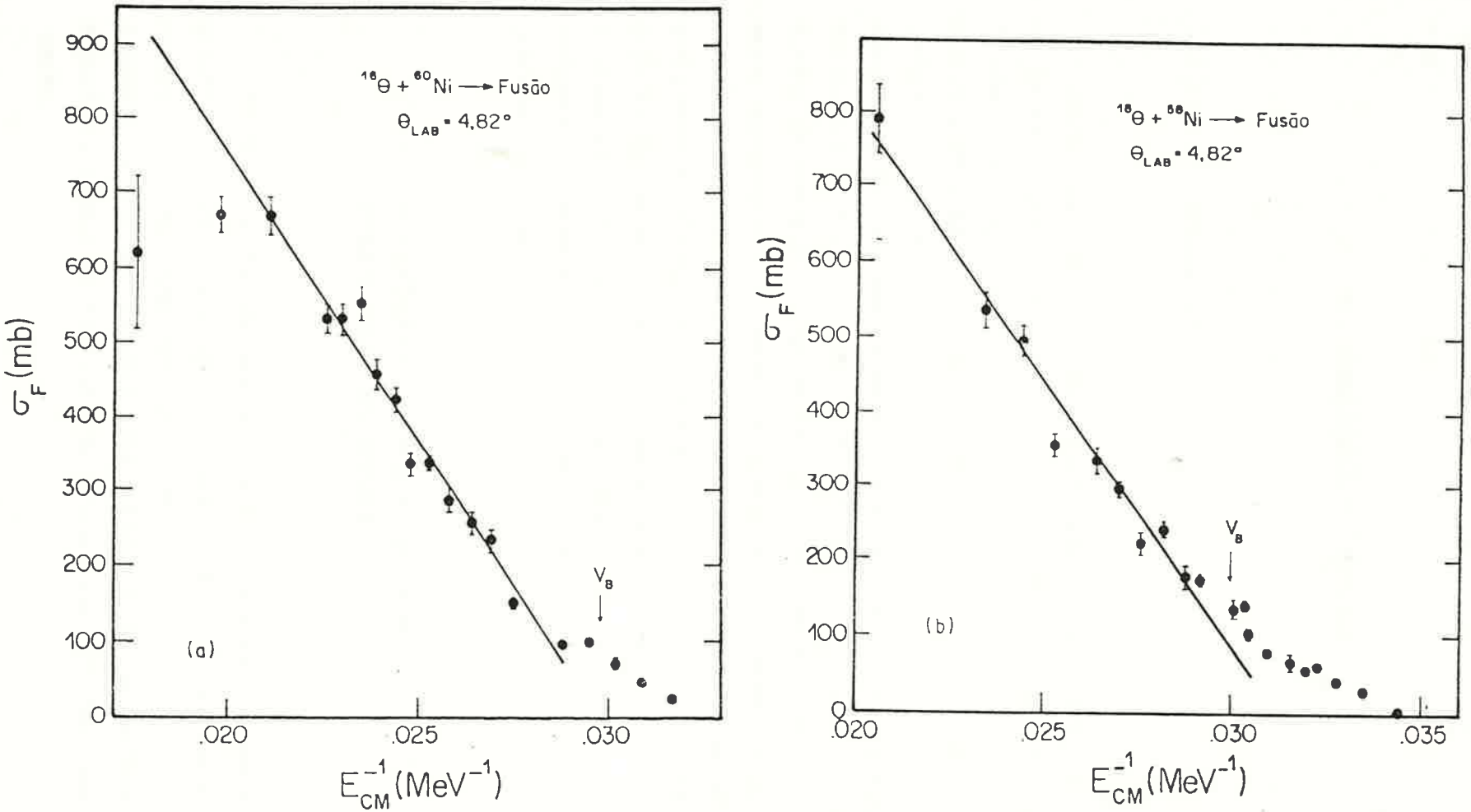

Figura II.21 - *Funções de excitação para os sistemas* $^{16}O + ^{60}Ni$ *(a) e* $^{18}O + ^{58}Ni$ *(b). As retas traçadas são guias visuais. Os valores das barreiras coulombianas para os dois sistemas, foram estimados através da equação* II.4.

III - FUNDAMENTOS TEÓRICOS

III.1 - *INTRODUÇÃO*

Neste capítulo discutiremos sucintamente os modelos utilizados na interpretação dos resultados. Assim sendo, nós primeiramente faremos uma explanação dos fundamentos teóricos envolvidos no processo de fusão e no cálculo de sua respectiva seção de choque. Também realizaremos um breve comentário sobre o formalismo unidimensional de penetração de barreira, usualmente empregado na interpretação dos resultados experimentais desta seção de choque de fusão, em energias acima da barreira coulombiana. Na seção III.3 serão apresentados os aspectos teóricos utilizados no cálculo de canais acoplados desenvolvidos para o estudo dos dados obtidos em energias subcoulombianas; enquanto que na seção III.4, será tratado o potencial do modelo óptico, usado para o potencial nuclear e que é responsável pela relação de dispersão. Por último a seção III.5 mostrará a cinemática dos resíduos de evaporação, provenientes do processo de fusão nuclear.

III.2 - *O PROCESSO E O CÁLCULO DA SEÇÃO DE CHOQUE DE FUSÃO NUCLEAR PARA ÍONS PESADOS*

Desde o início, as reações com íons pesados têm despertado um grande interesse, inicialmente devido às possibilidades de se produzir núcleos superpesados e depois devido à descoberta de diversos tipos de reações que ainda hoje necessitam de um entendimento mais profundo dos mecanismos que governam cada tipo de reação.

A fusão completa se apresenta como um destes processos, provenientes da interação entre dois núcleos. Ela também pode ser descrita semiclassicamente, pois as reações com íons pesados possuem associado ao movimento relativo no sistema de centro de massa dos núcleos interagentes, um comprimento de onda λ que é pequeno quando comparado às dimensões típicas destes núcleos. Esta característica simplifica o entendimento dos processos de colisão, que se associam à trajetórias bem definidas, onde os núcleos passam a ter descrições corpusculares, usando apenas a penetração da barreira como limite quântico. Uma desvantagem da descrição de natureza semiclássica para as reações nucleares é que ela esconde os efeitos microscópicos de natureza quântica, que só podem ser incorporados a esta descrição de uma maneira fenomenológica. Mas a vantagem é que se pode utilizar conceitos de trajetórias, parâmetros de impacto b, etc.

Neste contexto, podemos classificar os diferentes tipos de mecanismos de reação entre íons pesados, pela ordem de grandeza do tempo característico de cada reação, ou ainda, de acordo com o parâmetro de impacto b ou com o correspondente momento angular orbital ℓ, relacionados por: $\ell = bp/h$, onde p é o momento linear inicial assintótico, estando a fusão associada aos menores valores do parâmetro de impacto.

O processo de fusão nuclear pode ser definido como a união dos íons interagentes, criando assim um único núcleo, formado por todos os nucleons constituintes destes íons, denominado de núcleo composto que se encontra altamente excitado e que pode decair pela emissão de partículas, radiação eletromagnética ou por fissão, sendo o último um modo de decaimento muito improvável para as regiões de massa e energia estudadas neste trabalho. Portanto, em nosso caso, o núcleo composto formado se desexcita emitindo primeiro partículas leves como prótons, nêutrons e alfas ou por grupos delas, levando consigo uma grande quantidade de momento angular e posteriormente, emitindo raios γ e raios X, até atingir a linha de estabilidade. Aqui é bom citar que existe um certo

intervalo de tempo que separa a formação e o decaimento do núcleo composto, que é definido como o tempo necessário para que o sistema chegue a um equilíbrio térmico.

Devido ao fato do núcleo composto entrar em equilíbrio térmico, pode-se dizer também que ele não guarda "memória" do canal de entrada, exceto de seu número de massa, número atômico e constantes de movimento como momentos angulares e energia total.

Uma vez que conhecemos o processo de formação e desexcitação do núcleo composto, precisamos parametrizar uma quantidade que forneça a identificação da ocorrência de fusão nuclear completa, que será expressa através da seção de choque total de fusão σ_F.

Considerando então, o tratamento semiclássico descrito anteriormente, podemos esperar que a fusão só ocorra quando o fluxo incidente ultrapasse uma barreira de potencial real.

Desta forma, podemos expressar a seção de choque total de fusão, como uma função da soma de ondas parciais (representadas na figura III.1) que contribuem para este processo, da seguinte forma (Sc 77):

$$\sigma_F = \pi \lambda\!\!\!^{-2} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1)\, T_\ell \qquad (1)$$

onde $\lambda\!\!\!^{-}$ é o comprimento de onda assintótico associado ao movimento relativo, dado por $\lambda\!\!\!^{-2} = \hbar^2/2\mu E$, enquanto que T_ℓ é o coeficiente de transmissão para a onda parcial ℓ e representa a probabilidade de que, uma vez o íon incidente ultrapasse a barreira, ocorra a fusão, formando-se assim, o sistema do núcleo composto.

O cálculo de σ_F pode ser feito desde que se conheça o coeficiente T_ℓ, para isto é necessário se especificar o potencial de interação, que depende da distância r entre os centros de massa dos núcleos interagentes e do momento angular ℓ. Em geral,

é utilizado o potencial de interação esfericamente simétrico (Br 84), expresso como:

$$V(r,\ell) = V_C + V_N(r) + \frac{\ell(\ell + 1)\hbar^2}{2\mu r^2} \qquad (2)$$

onde μ é a massa reduzida. Este potencial é constituido por uma parte coulombiana, uma nuclear e outra centrífuga, respectivamente, como indica a equação III.2, onde a primeira e a última partes são bem conhecidas, de carater repulsivo e de longo alcance, variando apenas o V_N, que tem caráter atrativo, curto alcance e possui uma forma diferente para cada modelo que eventualmente seja empregado, como pode ser visto na seção IV.3.1. Uma representação esquemática do potencial efetivo de interação em função da distância r é apresentada na figura III.1.

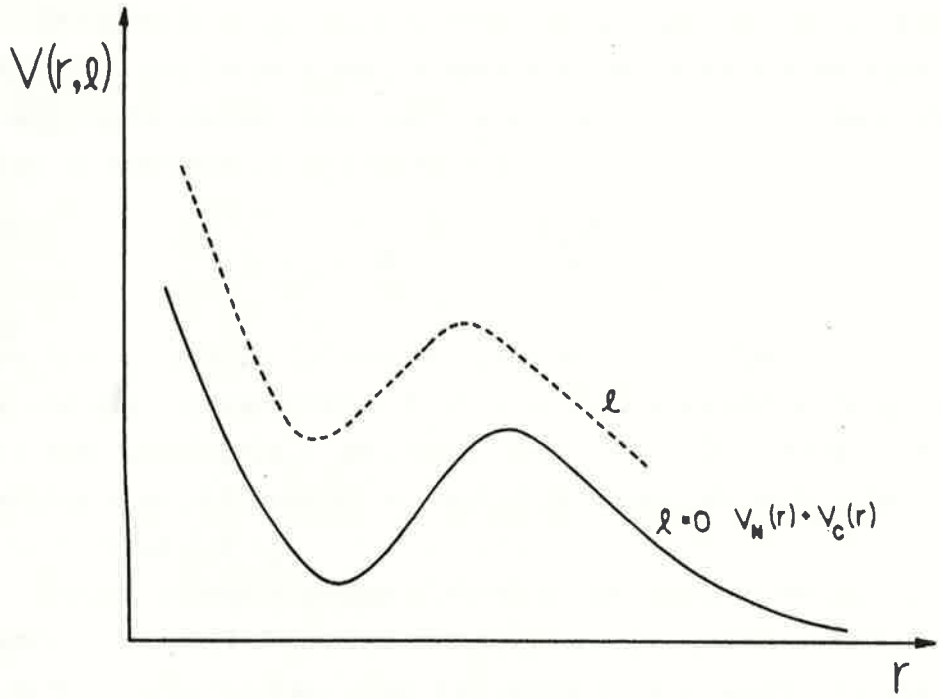

Figura III.1 - *Potencial efetivo de interação esfericamente simétrico em função da distância r. Para cada valor de momento angular ℓ, existe um potencial efetivo como indicado pelas linhas cheia (ℓ = 0) e tracejada (valor arbitrário de ℓ). Este potencial é constituido pela soma dos potenciais nuclear $V_N(r)$ e coulombiano $V_C(r)$, onde o ponto máximo de ℓ = 0 representa a barreira coulombiana do sistema.*

Uma vez conhecendo-se o potencial de interação, pode-se determinar o coeficiente de transmissão T_ℓ, onde o modelo mais simples para este cálculo (válido para energias acima da barreira coulombiana) é chamado de **modelo de corte abrupto** (Kr80), onde a dependência de T_ℓ por ℓ é determinada pela imagem de que todas as trajetórias são clássicas e desde que as superfícies dos dois núcleos entrem em contato existirá fusão. Isto leva ao conceito de um momento angular crítico ℓ_{cr}, tal que:

$$T_\ell = \begin{cases} 1 & \text{para} \quad \ell \leq \ell_{cr}(E) \\ 0 & \text{para} \quad \ell > \ell_{cr}(E) \end{cases}$$

sendo ℓ_{cr} o momento angular mais elevado que o núcleo composto pode suportar e neste caso é uma função da energia de centro de massa.

Utilizando a aproximação de corte abrupto na expressão III.1, chegamos a uma forma clássica para a seção de choque de fusão, onde é importante deixar bem claro que ela só é válida para energias acima da barreira. A expressão é dada por:

$$\sigma_F = \pi R^2 \cdot \left[1 - \frac{V_B(R)}{E} \right] \qquad (3)$$

onde R é o raio de interação, dado pela soma dos raios nucleares dos núcleos interagentes e $V_B(R)$ é a altura da barreira no raio R. A equação III.3 possui uma forma linear com o inverso da energia de bombardeio no referencial de centro de massa, de onde pode-se obter os valores de R e V_B.

Estas parametrizações levam a um comportamento puramente clássico do coeficiente de transmissão, que podem sofrer a adição de correções quânticas, como por exemplo, o processo de penetração da barreira do potencial, ainda dependente unicamente da distância de separação entre os dois núcleos (para cada onda parcial com momento ℓ), que continuam sendo considerados esféricos.

Uma maneira usual de se calcular T_ℓ com as novas considerações é aproximando-se a barreira de interação por uma barreira parabólica invertida como mostra a linha tracejada da figura III.2.

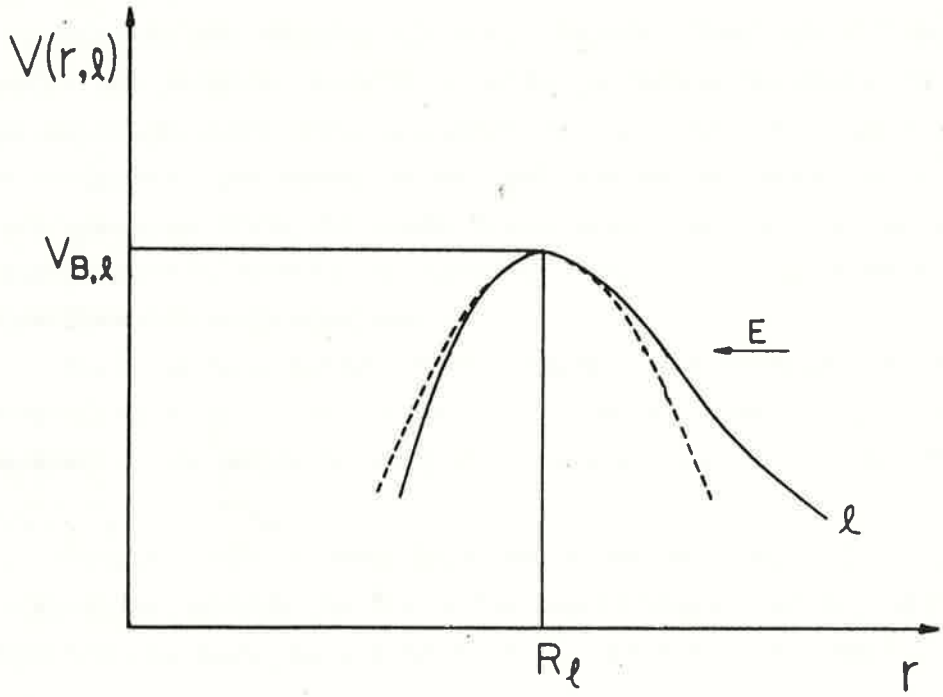

Figura III.2 - *Aproximação de uma barreira de interação (linha cheia) por uma barreira parabólica (linha tracejada). Aqui* R_ℓ *é a posição do máximo do potencial,* $V_{B,\ell}$.

Assim, o cálculo de T_ℓ para um potencial de interação qualquer pode ser feito numericamente, desde que se utilize a expressão de Hill e Wheeler (Hi 53) para a penetração de barreira parabólica, dada por:

$$T_\ell(E) = \left\{ 1 + \exp\left[\frac{2\pi}{\hbar w_\ell} (V_{B,\ell} - E) \right] \right\}^{-1} \tag{4}$$

onde $V_{B,\ell}$ é a altura da barreira para a onda parcial de momento angular ℓ e $\hbar w_\ell$ a largura da mesma, com:

$$w_\ell = \left[\frac{1}{\mu} \cdot \left| \frac{d^2V}{dr^2}(r,\ell) \right|_{R_\ell} \right]^{1/2} \tag{5}$$

que é a freqüência do oscilador harmônico.

Baseado nos métodos até aqui citados, Wong (Wo 73) propôs um modelo que permite calcular a seção de choque de fusão através de uma expressão analítica, que pode ser utilizada tanto para energias de bombardeio que estão acima como abaixo da barreira, sendo que para energias acima da mesma a expressão para σ_F obtida por Wong tende assintóticamente às equações III.1 e III.3, construida com considerações semiclássicas.

Neste modelo também é utilizada a aproximação de barreira parabólica e por simplicidade, se faz as considerações para os parâmetros da barreira em $\ell = 0$, assim eles se tornam: $R_\ell = R_0$; $V_{B,\ell} = V_B$ e $w_\ell = w_0$.

Substituindo a somatória em ℓ da equação III.1, por uma integral e levando em conta as aproximações acima, chegamos à seguinte expressão para a seção de choque total de fusão:

$$\sigma_F = R_0^2 \frac{\hbar w_0}{2E} \ln\left\{ 1 + \exp\left[\frac{2\pi}{\hbar w_0} (E - V_B) \right] \right\} \qquad (6)$$

Através das considerações feitas nesta seção, vemos que para se obter a seção de choque total de fusão é necessário se conhecer o coeficiente de transmissão e conseqüentemente o potencial de interação nuclear, que como mencionado anteriormente, pode variar bastante, dependendo do modelo utilizado, onde os mais simples e empregados se baseiam no formalismo unidimensional para a penetração da barreira. Eles são utilizados no capítulo de análise de dados com o intuito de se tentar ajustar a seção de choque de fusão para os resultados experimentais, assim sendo, faremos uma breve explanação, sobre a idéia geral com que eles são construidos, na próxima seção.

III.3 - *POTENCIAIS NUCLEARES*

Uma ferramenta útil e necessária nas teorias de colisões de íons pesados é o potencial de interação entre os dois íons. Como vimos na seção anterior, a energia potencial é constituida pelos termos coulombiano, centrífugo e nuclear, onde apenas o último termo permanece incógnito. Desta forma é necessário conhecer o potencial nuclear para se determinar o potencial de interação. Esta quantidade pode ser calculada com bastante sofisticação, levando-se em conta modelos microscópicos para a parte nuclear (Br 74, Fl 78), que utilizam uma interação nucleon-nucleon para resolver o problema de muitos corpos. Mas para a análise de dados experimentais usualmente são utilizados modelos mais simples, devido ao fato de serem facilmente empregados em qualquer tipo de sistema de reação (Va 81), pois se valem de modelos macroscópicos, baseados nas idéias contidas no modelo da gota líquida (My 66, My 69, My 74).

Através deste último tipo de potencial, desenvolvido de uma forma fenomenológica, chegou-se ao modelo unidimensional de penetração de barreira para a fusão, que possui uma forma puramente clássica, pois não considera a estrutura interna dos núcleos interagentes e assume um potencial de interação esfericamente simétrico entre eles. Assim esta energia potencial é expressa apenas como função da separação radial nuclear.

Uma das considerações mais importantes na obtenção do potencial nuclear, $V_N(r)$, partindo do modelo da gota líquida, é aquela em que o núcleo é tratado como se possuisse uma superfície (My 73) muito estreita quando comparada com o tamanho do mesmo. Quantitativamente isto significa que $b/R \ll 1$, ou seja, a razão entre a espessura da superfície b e o raio nuclear R é muito pequeno, o que é essencialmente correto para núcleos com número de massa da ordem de: $A \geq 12$. Estas considerações permitem separar a energia potencial do núcleo como um termo de volume mais um termo de superfície e assim temos:

$$E_{MGL} = - C_V \cdot A + C_S \cdot A^{2/3} \cdot B_S(\eta) + E_{coul} + \theta(\zeta) \qquad (7)$$

onde $\zeta = b/R$ e as constantes C_V e C_S são dadas por:

$$C_V = a_V \cdot \left[1 - K_V \cdot I^2 \right] \qquad (8)$$

$$C_S = a_S \cdot \left[1 - K_S \cdot I^2 \right] \qquad (9)$$

onde a_V e a_S são constantes de energia de volume e superfície, assim como K_V e K_S representam as constantes de assimetria de volume e de superfície, respectivamente. A quantidade I define o excesso médio de nêutrons do núcleo, pois é dado por $I = (N - Z)/A$, enquanto que $B(\eta)$ é a razão entre a área da superfície de um núcleo deformado e a de um núcleo esférico. Já E_{coul} representa o termo de energia coulombiana e $\theta(\zeta)$ correções para o termo de superfície.

Baseado nas idéias acima apresentadas, pode-se chegar ao potencial nuclear, que se diversificará de acordo com as hipóteses empregadas em cada modelo, e uma vez possuindo a parte nuclear, pode-se obter o potencial de interação.

O modelo unidimensional de penetração da barreira para o potencial de interação tem sido muito usado na literatura, com o intuito de tentar ajustar os resultados experimentais da seção de choque de fusão, mas sistematicamente tem-se percebido que este ajuste só é satisfatório para energias de bombardeio que estão acima da barreira coulombiana (Va 81).

A exemplo disso nós faremos no capítulo IV uma análise da seção de choque de fusão para os sistemas estudados neste trabalho, que se encontram na região de energia acima da barreira, e onde são comparados diversos potenciais de interação que utilizam diferentes potenciais nucleares (todos baseados no formalismo do modelo unidimensional de penetração de barreira).

Neste trabalho são empregados, na análise dos dados (na seção IV.3.1) os principais modelos de potenciais nucleares, que utilizam o formalismo de penetração de barreira unidimensional, mesmo assim,

não apresentamos aqui uma descrição particular de cada um, devido ao fato de terem sido muito bem apresentados em trabalhos anteriores (Li 86, Ro 87), não deixando espaço para maiores elucidações. Desta forma, se o leitor sentir necessidade de estudar como é elaborado cada modelo é só se dirigir às referências acima expostas.

Os resultados experimentais obtidos nos últimos anos para a fusão nuclear na região abaixo e em torno da barreira coulombiana mostram que este processo não consegue ser bem descrito pelos modelos unidimensionais de penetração de barreira para esta região de energia. Várias tentativas em explicar estas diferenças observadas, têm surgido e entre elas está a inclusão de outros graus de liberdade que, acoplados ao movimento radial do sistema, resultam num abaixamento da altura da barreira e conseqüentemente num aumento da seção de choque de fusão. Um dos graus de liberdade que podem ser acrescidos ao modelo unidimensional é o formalismo de canais acoplados, que permite um estudo relativamente mais preciso do canal de fusão em energias baixas. Este formalismo será mostrado a seguir.

III.4 - *MODELO DE CANAIS ACOPLADOS*

As aproximações feitas para o modelo unidimensional de penetração da barreira, fazem com que a interação entre os núcleos seja descrita pela colisão de duas esferas rígidas, o que provoca uma diminuição da seção de choque de fusão teórica com relação à experimental em energias baixas, pois não são consideradas rotações, vibrações e transferências de partículas pelos núcleos, durante a interação. Assim a inclusão do formalismo de canais acoplados (Da 83a, Da 83b) ao modelo unidimensional, permite a análise da influência do acoplamento dos canais inelásticos e de transferência de poucos nucleons ao processo de interação no canal

de fusão.

Na realidade, o cálculo de canais acoplados pode ser extremamente longo, desde que consideremos todos os graus de liberdade a fim de obtermos a seção de choque de fusão com muitos detalhes. Porém, utilizaremos cálculos mais simples, neste trabalho, desenvolvendo um modelo simplificado de canais acoplados para um estudo pouco detalhista da seção de choque de fusão, permitindo o acoplamento do canal de fusão com as excitações coletivas superficiais e com a transferência de nucleons.

Neste modelo, escrevemos a hamiltoniana total do sistema, constituida de três partes:

$$H = H_0(\xi) + U_{REL}(x) + V_{CPL}(x,\xi) \tag{10}$$

onde H_0 é a hamiltoniana intrínseca para os dois núcleos colidentes, U_{REL} representa a energia total do movimento relativo do modelo unidimensional, dada por $U_{REL} = K + V(x)$ com K sendo a energia cinética e V o potencial. Já V_{CPL} é o termo de acoplamento entre a variável x (que descreve o movimento relativo) e as coordenadas intrínsecas ξ dos núcleos (que descrevem suas estruturas internas). A fim de simplificar os cálculos, é utilizada apenas a coordenada espacial x e o potencial apresenta uma barreira localizada em torno de x = 0 para uma onda incidente de energia E.

Se introduzirmos os autoestados de H_0, como:

$$H_0|n\rangle = \varepsilon_n|n\rangle \tag{11}$$

e considerarmos a função de onda total Ψ, como uma expansão em termos das autofunções da hamiltoniana, do tipo:

$$\Psi = \sum_n \chi_n(x)|n\rangle \tag{12}$$

teremos que a equação de Schrödinger, independente do tempo, será equivalente a um conjunto de equações diferenciais acopladas para as funções de onda χ_n, dada por:

de fusão.

Na realidade, o cálculo de canais acoplados pode ser extremamente longo, desde que consideremos todos os graus de liberdade a fim de obtermos a seção de choque de fusão com muitos detalhes. Porém, utilizaremos cálculos mais simples, neste trabalho, desenvolvendo um modelo simplificado de canais acoplados para um estudo pouco detalhista da seção de choque de fusão, permitindo o acoplamento do canal de fusão com as excitações coletivas superficiais e com a transferência de nucleons.

Neste modelo, escrevemos a hamiltoniana total do sistema, constituida de três partes:

$$H = H_0(\xi) + U_{REL}(x) + V_{CPL}(x,\xi) \tag{10}$$

onde H_0 é a hamiltoniana intrínseca para os dois núcleos colidentes, U_{REL} representa a energia total do movimento relativo do modelo unidimensional, dada por $U_{REL} = K + V(x)$ com K sendo a energia cinética e V o potencial. Já V_{CPL} é o termo de acoplamento entre a variável x (que descreve o movimento relativo) e as coordenadas intrínsecas ξ dos núcleos (que descrevem suas estruturas internas). A fim de simplificar os cálculos, é utilizada apenas a coordenada espacial x e o potencial apresenta uma barreira localizada em torno de x = 0 para uma onda incidente de energia E.

Se introduzirmos os autoestados de H_0, como:

$$H_0|n\rangle = \varepsilon_n|n\rangle \tag{11}$$

e considerarmos a função de onda total Ψ, como uma expansão em termos das autofunções da hamiltoniana, do tipo:

$$\Psi = \sum_n \chi_n(x)|n\rangle \tag{12}$$

teremos que a equação de Schrödinger, independente do tempo, será equivalente a um conjunto de equações diferenciais acopladas para as funções de onda χ_n, dada por:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu}\frac{d^2}{dx^2} + V(x) - E\right]\chi_n(x) = -\sum_m\left[\varepsilon_n\delta_{nm} + \langle n|V_{CPL}(x,\xi)|m\rangle\right]\chi_m(x) \tag{13}$$

Estas esquações podem ser resolvidas usando condições de contorno, tais como:

$$\chi_n(x) \longrightarrow \begin{cases} \delta_{n0}\exp(-ik_n x) + r_n\exp(ik_n x), & \text{para } x \to +\infty \\ t_n\exp(-ik_n x), & \text{para } x \to -\infty \end{cases} \tag{14}$$

com $\hbar^2k_n^2/2\mu = E - \varepsilon_n$ e μ sendo a massa reduzida, onde assumimos que esta massa e a energia potencial não se modificam para diferentes canais. Em III.14 r_n e t_n representam os coeficientes de reflexão e transmissão para cada canal, respectivamente. Vamos considerar o sistema como estando inicialmente no estado fundamental, portanto $n = 0$ e adotaremos $\varepsilon_0 = 0$.

No caso em que podemos fatorar a interação de acoplamento como o produto de uma função relativa ao movimento radial, representada pelo fator de forma $F(x)$, e uma relativa à parte intrínseca dos núcleos, obtendo:

$$\langle n|V_{CPL}(x,\xi)|m\rangle = F(x)\langle n|G(\xi)|m\rangle = F(x)G_{nm} \tag{15}$$

onde $F(x)$ é independente dos estados intrínsecos que estão acoplados.

Podemos agora resolver casos em que o problema do acoplamento é solúvel, onde é possível desacoplar as equações diferenciais acopladas para χ_n. Para isto vamos representar os termos intrínseco e de acoplamento da equação III.10 como uma matriz de acoplamento M, a qual supomos o fator de forma constante, e portanto independente dos estados intrínsecos. Assim, M tem a forma:

$$\langle n|H_0 + F(x)G(\xi)|m\rangle \cong \varepsilon_n\delta_{nm} + F_0G_{nm} \equiv M_{nm} \tag{16}$$

Mesmo sabendo que esta condição de considerar o fator de forma constante não leva a um caso real de acoplamento, nós vamos

utilizá-la devido ao fato de que apenas a quantidade do fluxo que atravessa a barreira nos interessa. Isto porque esta quantidade depende basicamente da intensidade do acoplamento na região da barreira (Da 83a), assim o valor constante, F_0, do fator de forma pode desempenhar o papel da força de acoplamento nesta região.

Com estas definições, podemos chegar à equação de Schrödinger, introduzindo primeiro a seguinte transformação unitária:

$$Y_m(x) = \sum_n U_{mn}\chi_n(x) \tag{17}$$

onde χ_n representa o conjunto de funções de onda do movimento relativo, assim Y_m é um novo conjunto de funções de onda do movimento relativo e U diagonaliza a matriz M:

$$\sum_{\ell k} U_{n\ell} M_{\ell k} U^{-1}_{km} = \lambda_m \delta_{nm}$$

onde λ_m são os autovalores da matriz M.

Assim, obtemos as equações diferenciais desacopladas da forma:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu}\cdot\frac{d^2}{dx^2} + V(x) + \lambda_m - E \right] Y_m(x) = 0 \tag{18}$$

Como o acoplamento é considerado constante, não podemos satisfazer rigorosamente a condição de contorno inicial requerida pelo problema físico. Entretanto, para núcleos pesados, que estão no processo de colisão, a energia relativa incidente é grande quando comparada com energias intrínsecas relevantes e com a intensidade de acoplamento. Assim a condição de contorno é dada pela equação III.14, sendo k uma constante, portanto:

$$\chi_n \rightarrow \begin{cases} \delta_{n0}\exp(-ikx) + r_n\exp(ikx), & \text{para } x \rightarrow +\infty \\ t_n\exp(-ikx), & \text{para } x \rightarrow -\infty \end{cases} \tag{19}$$

onde $\hbar^2k^2/2\mu = E$.

Também a probabilidade total de transmissão é construída através da adição de diferentes canais, assim temos:

$$T = \sum_n |t_n|^2 \tag{20}$$

Para se encontrar as funções $Y_m(x)$ com o comportamento assintótico desejado, devemos obter primeiro as soluções $\bar{Y}_m(x)$ das equações desacopladas com as seguintes condições de contorno:

$$\bar{Y}_m(x) \longrightarrow \begin{cases} \exp(-ikx) + \bar{r}_m \exp(ikx), & \text{para } x \to +\infty \\ \bar{t}_m \exp(-ikx), & \text{para } x \to -\infty \end{cases} \tag{21}$$

Usando as condições de contorno para χ_n e a definição de Y_m, vemos que:

$$Y_m(x) = U_{mO} \bar{Y}_m(x) \tag{22}$$

Da unitariedade da matriz U, temos coeficientes de transmissão dados por:

$$T = \sum_m |U_{mO}|^2 |\bar{t}_n|^2 \equiv \sum_m |U_{mO}|^2 T[E, V(x) + \lambda_m] \tag{23}$$

onde $|U_{mO}|^2$ representa uma função peso dos coeficientes de transmissão dada pela superposição do estado inicial com os autovalores λ_m da matriz M.

Desta forma, podemos dizer que a conseqüência do acoplamento, é que a barreira unidimensional V(x) é substituida por um conjunto de barreiras $\{V(x) + \lambda_m\}$, que compara o fluxo incidente. O coeficiente de transmissão total é dado pela média ponderada dos coeficientes de transmissão para cada barreira efetiva.

No limite clássico, se a barreira for larga, o fluxo incidente não é transmitido, desde que a energia seja menor que $V_B + \lambda_m$, onde V_B é o valor máximo de V(x). Já neste caso, haverá um aumento da transmissão em energias abaixo de V_B, pois existirá o acoplamento se pelo menos um dos valores de λ_m for negativo. No caso de uma barreira estreita, a transmissão é a mesma para todos os valores de λ_m e portanto o acoplamento terá um pequeno efeito no coeficiente de transmissão em baixas energias.

Assim sendo, podemos dizer que esta é uma maneira relativamente simples de se visualizar o problema geral da penetração de uma barreira multidimensional, em termos de uma distribuição de barreira unidimensional.

Mas observando as condições advindas da equação III.23, podemos dizer que as barreiras de potencial, dos sistemas medidos com íons pesados, podem ser consideradas espessas em baixas energias, pois os resultados experimentais, para o canal de fusão, quando comparados com o modelo unidimensional se encontram sistematicamente acima do mesmo, nestas energias.

Desta forma, Dasso e colaboradores (Da 87) enfatizam que a observação levantada por Tanimura e colaboradores (Ta 85) está correta quando diz que a aproximação de acoplamento constante pode superestimar significativamente a fusão em energias baixas, nos casos onde os efeitos de acoplamento são fortes e os fatores de forma associados, estão variando rapidamente. Então se as interações são fortes, devemos fazer algumas modificações, diagonalizando o sistema acoplado na região da barreira para obter os autoestados $|m(r)\rangle$ e os autovalores $\lambda_m(r)$ como funções de r. Pode-se então, considerar a seguinte expressão para a probabilidade total de transmissão:

$$T(E) = \sum_m \langle m(R)|0\rangle^2 \, T_m[E, V(r) + \lambda_m(r)] \qquad (24)$$

onde $|0\rangle$ é o estado inicial e T_m a probabilidade de transmissão num autocanal m. A notação indica que esta quantidade depende da adição de $\lambda_m(r)$ ao potencial não perturbado V(r). Aqui os fatores de peso $|\langle m(R)|0\rangle|^2$ são fixados num raio R convenientemente escolhido, que pode ser a posição da barreira não perturbada ou a posição média das autobarreiras. Também é assumido que as probabilidades de superposição variam lentamente na região da barreira, o que faz com que a escolha de R não seja crítica. Assim sendo, estas considerações estão de acordo com aquelas feitas por Tanimura, desde que o limite adiabático seja válido.

A expressão III.24 pode ser incorporada à seção de choque de

fusão. Para este fim os autopotenciais nas vizinhanças da barreira V_B não perturbada são expressos como:

$$V(r) + \lambda_m(r) = V_B + \frac{1}{2}V''(r_B)(r - r_B)^2 + \lambda_m(r_B) + \lambda'_m(r_B)(r - r_B) + \\ + \frac{1}{2}\lambda''_m(r_B)(r - r_B)^2 \qquad (25)$$

onde as derivadas primeira λ' e segunda λ'' podem ser obtidas da referência (Br 83b), onde λ é dado por:

$$\lambda = \frac{-\tilde{Q} - [\tilde{Q}^2 + 4F^2(r_B)]^{1/2}}{2}$$

sendo $\tilde{Q}$ o ganho líquido da energia no movimento relativo no canal excitado, portanto $\tilde{Q} = Q + \Delta V_B$, onde Q é o valor do Q da reação e ΔV_B a variação na altura da barreira do canal de entrada, $V_B = V(r_B)$ (Br 83a) e F representa a intensidade do acoplamento entre o estado fundamental e o excitado na posição r_B da barreira de potencial. As posições das autobarreiras são então, dadas por:

$$r_{Bm} = \frac{r_B + \lambda'(r_B)}{U''(r_B) + \lambda''_m(r_B)} \qquad (26)$$

que determina as alturas das autobarreiras V_{Bm}.

Usando a aproximação parabólica para a barreira, a probabilidade total de transmissão torna-se:

$$T(E) = \sum_m \frac{\langle m(r_B)|0\rangle^2}{1 + \exp[(E - V_{Bm})/\varepsilon]} \qquad (27)$$

onde $\varepsilon = (\hbar/2\pi)[-V''(r_B)/\mu]^{1/2}$ e μ é a massa reduzida. Este procedimento funciona bem se os deslocamentos $r_{Bm} - r_B$ não são muito grandes. É conveniente controlar isto, restringindo a expansão em um intervalo limite.

Uma vez obtendo T(E) pode-se calcular a seção de choque de fusão.

Todo este procedimento para se calcular esta seção de choque para canais acoplados é feito pelo código computacional CCFUS utilizado na seção IV.3.3 deste trabalho. Este código incorpora o

formalismo de canais acoplados ao potencial unidimensional de Christensen e Winter (Ch 76), que é obtido empiricamente, através de uma sistemática de medidas de espalhamento elástico e o cálculo do fator de forma para os canais inelásticos vem da seguinte expressão derivada do modelo coletivo:

$$F^{\ell n}(r_B) = \frac{-\beta_\ell \; R[dV_N/dr(r_B)] + F^C_\ell(r_B)}{(4\pi)^{1/2}} \qquad (28)$$

onde β_ℓ é o parâmetro de deformação, R é o raio de interação e V_N o potencial nuclear. O segundo termo representa o fator de forma usual para a excitação coulombiana e o fator $(4\pi)^{1/2}$ resulta da média sobre todas as direções das coordenadas relativas.

III.5 - *POTENCIAL DO MODELO ÓPTICO*

O processo mais simples, ocorrido na colisão de dois núcleos, é o do espalhamento elástico (os canais de entrada e saída são exatamente os mesmos e a energia cinética é conservada) e que pode ser entendido através da aplicação de um potencial óptico, que passa a descrever este tipo de espalhamento.

A interação entre o alvo e o projétil é descrita por um potencial médio resultante de interações individuais e é representada por um potencial esfericamente simétrico, na forma:

$$U(r) = V_C(r) + V_N(r) \qquad (29)$$

onde V_C é a parte coulombiana e V_N a nuclear.

Uma maneira de tratar o problema é resolver a equação de Schrödinger para uma partícula de massa μ num potencial U(r):

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu}\nabla^2 \Psi(r) - (E - U(r))\,\Psi(r) = 0 \qquad (30)$$

onde a solução desta equação pode ser encontrada, desde que seja

conhecido o potencial de interação nuclear V_N, uma vez que a parte coulombiana é bem conhecida.

O modelo óptico consiste em supor um potencial nuclear complexo da forma:

$$V_N(r) = V(r) + iW(r) \tag{31}$$

onde o nome *"modelo óptico"* é decorrente da analogia feita entre o espalhamento e absorção de partículas por um núcleo e o espalhamento e absorção da luz por um meio óptico, onde a absorção é simulada por um índice de refração complexo. Neste modelo, o núcleo não é "escuro" para a onda representando a partícula incidente; em vez disso, ele age como uma esfera opaca, parcialmente absorvente e parcialmente refletora à onda incidente.

Este modelo descreve o efeito do núcleo numa partícula incidente por um poço de potencial $-V_0(r)$ mas permite a possibilidade de formação de um núcleo composto, adicionando ao potencial uma parte imaginária também negativa, $-iW_0(r)$. Esta parte produz uma absorção do fluxo de partículas incidentes dentro do núcleo, e supõe-se que esta absorção representa a formação do núcleo composto. Assim, neste tipo de potencial nuclear a parte real descreve a energia potencial média incidente no núcleo, ou seja, é responsável pela interação, enquanto que a parte imaginária descreve o efeito de todos os processos que tendem a esgotar o fluxo no canal elástico, assim pode-se dizer que ele leva em conta processos em que as partículas que inicialmente estão no canal elástico passam para outros canais de reação.

Um dos potenciais fenomenológicos que reproduzem melhor a forma da distribuição de matéria nuclear e que é muito útil e eficaz por explicar os fenômenos encontrados no espalhamento elástico, é o potencial de Woods-Saxon (Wo 54) que possui seis parâmetros ajustáveis, cuja forma é:

$$U(r) = V_C(r) - V_0 f(r) - iW_0 g(r) \tag{32}$$

onde V_0 e W_0 são respectivamente as profundidades da parte real e imaginária dos potenciais nucleares V(r) e W(r). As funções f(r) e g(r) definem a geometria do potencial utilizado na região de contato entre os dois núcleos.

Ainda temos que:

$$V_C(r) = \begin{cases} \dfrac{Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2}{2 \cdot R_C} \cdot \left[3 - \dfrac{r^2}{R_C^2} \right] & r \leq R_C \\ \dfrac{Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2}{r} & r > R_C \end{cases} \qquad (33)$$

onde $R_C = r_{0_C} \cdot A_2^{1/3}$

sendo: Z_1 e Z_2 → nº atômico do projétil e do alvo
e → carga elementar
R_C → raio do potencial coulombiano
A_2 → massa atômica do alvo.

A forma analítica das funções do potencial de Woods-Saxon é dada por:

$$f(r) = \left[1 + \exp\left(\frac{r - R_R}{a_R} \right) \right]^{-1} \quad e \quad g(r) = \left[1 + \exp\left(\frac{r - R_I}{a_I} \right) \right]^{-1}$$

sendo: $R_R = r_R \cdot (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ e $R_I = r_I \cdot (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$

onde: R_R e R_I → raios dos potenciais real e imaginário
a_R e a_I → difusividades respectivas
A_1 e A_2 → massas atômicas do projétil e alvo.

Na década de 80 Nagarajan (Na 85) e Mahaux (Ma 86) mostraram que o potencial óptico para íons pesados, possui uma dependência em

energia das partes real e imaginária e satisfaz uma relação de dispersão com a seguinte forma:

$$V(r,E) = V_0(r,E) + \frac{P}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{W(r,E')}{E' - E} dE' \qquad (34)$$

onde P indica que só o valor principal da integral é levado em conta. Esta relação de dispersão é uma conseqüência do princípio de causalidade que afirma que uma onda espalhada não pode ser emitida antes que a interação tenha ocorrido.

Através da relação de dispersão, que une as partes real e imaginária do potencial óptico, pode ser observado que um efeito na parte imaginária também é sentido na real; isto é visto na figura III.3, onde existe uma variação dos potenciais ópticos ocorrida principalmente na região da barreira coulombiana, para medidas de espalhamento elástico do sistema ^{16}O + ^{60}Ni. Da afirmação acima e observação desta figura, podemos dizer que para um decréscimo na absorção, próximo à barreira, existirá uma variação na energia associada à parte real do potencial. Esta diminuição na profundidade da parte imaginária do potencial, para energias em torno da barreira coulombiana, pode ser interpretada em termos de um fechamento efetivo dos canais não elásticos e é acompanhada de um aumento da profundidade da parte real. Este fenômeno é conhecido como "Anomalia de Limiar".

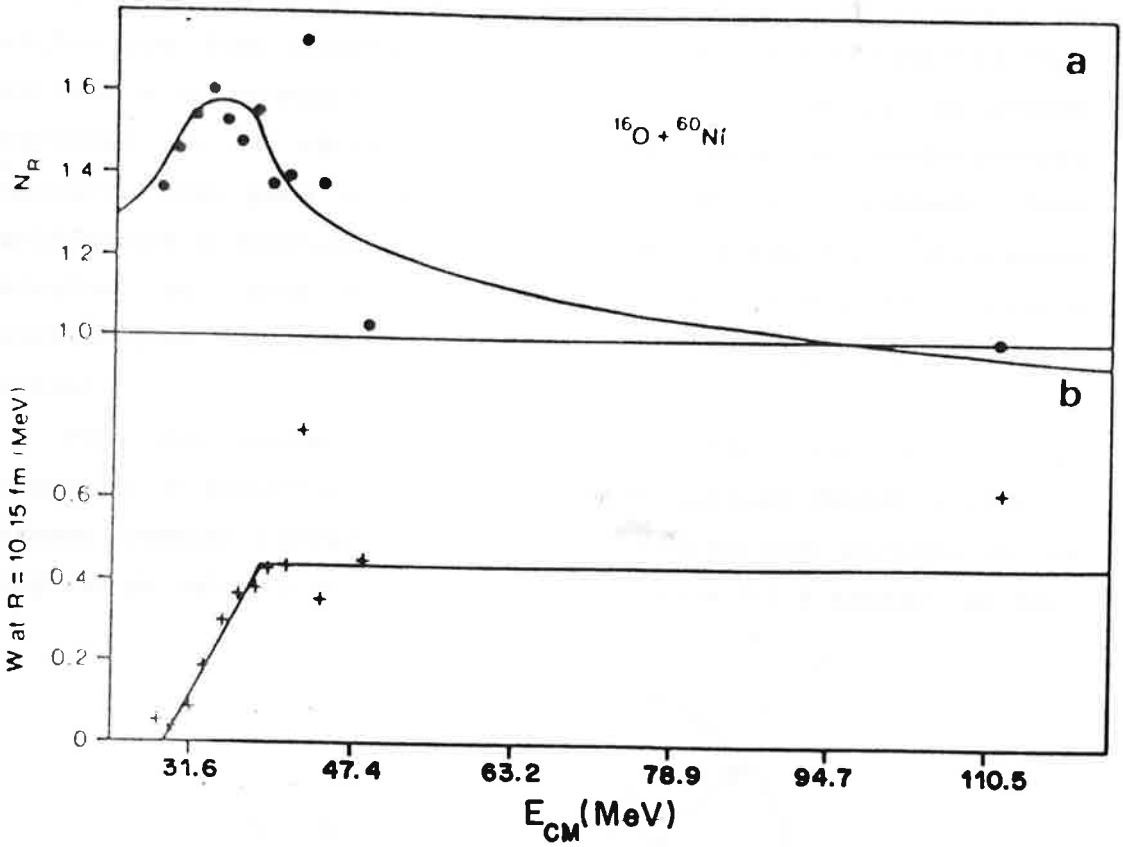

Figura III.3 - *Variação (a) da normalização do potencial real e (b) do potencial imaginário no raio de absorção forte* R = 10.15 fm, *obtidos no ajuste de modelo óptico para os dados experimentais de espalhamento elástico em diversas energias. As linhas cheias são calculadas através da equação* III.34 *para a relação de dispersão. Figura obtida da referência* (Fu 85).

III.6 - *CINEMÁTICA DOS RESÍDUOS DE EVAPORAÇÃO*

Na seção II.2.2 foi feita uma pequena explanação sobre os resíduos de evaporação, que são provenientes da desexcitação do núcleo composto que emite partículas leves para perder o excedente energético, restando ao final o resíduo de evaporação que é

detectado.

A dinâmica da formação e decaimento do núcleo composto em reações com íons pesados tem sido tema de várias investigações teóricas e experimentais, entre outros motivos, devido ao grande interesse em se obter formas precisas para as distribuições angulares como para os espectros de energia e velocidade. Para verificarmos a consistência das formas destas funções , utilizamos cálculos de modelos estatísticos que incorporam algumas considerações cinemáticas destes resíduos de evaporação da fusão nuclear.

Para que possamos entender a cinemática dos resíduos de evaporação e posteriormente realizar uma análise destes resíduos, podemos começar fazendo considerações cinemáticas através de um diagrama de velocidades apresentado na figura III.4 abaixo (Go 79):

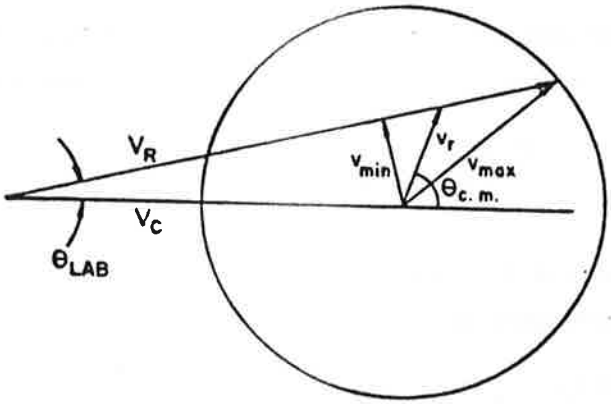

Figura III.4 - *Diagrama esquemático de velocidades, utilizado para a discussão de propriedades cinemáticas simples dos resíduos de evaporação.*

onde V_C e V_R são as velocidades no referencial de laboratório do núcleo composto e dos resíduos de evaporação respectivamente, enquanto que θ_{LAB} é o ângulo de laboratório do resíduo e θ_{CM} o ângulo de centro de massa da velocidade de recuo resultante v_r, que o resíduo adquire devido à emissão de algumas partículas leves. θ_{CM} e v_r dependem de um mecanismo complicado que envolve a evaporação

de partículas múltiplas e portanto não há nenhuma expressão simples para eles, entretanto podemos utilizar considerações cinemáticas relativamente simples que governam os limites extremos destas velocidades.

O valor de v_r é limitado por um máximo, v_{max}, desde que se considere que o resíduo possa ser produzido no estado fundamental e que todas as velocidades de recuo sejam colineares, assim sendo, para termos um determinado resíduo de evaporação com massa M_R em seu estado fundamental, precisamos que as partículas evaporadas liberem uma energia cinética máxima E_{max}, dada por:

$$E_{max} = E^* - \left(M_e + M_R - M_C\right)\cdot c^2 \qquad (35)$$

onde E^* é a energia de excitação do núcleo composto e M_C e M_e são as massas do núcleo composto e da soma de todas as partículas leves evaporadas, respectivamente.

Podemos também obter a velocidade máxima de recuo v_{max}, através da cinemática de dois corpos, como sendo:

$$v_{max} = \left[\, 2M_e \cdot E_{max} / M_R \cdot M_C \,\right]^{1/2} \qquad (36)$$

e pelo diagrama apresentado na figura III.4 chegamos a seguinte expressão para a velocidade do resíduo de evaporação:

$$V_R = V_C \cos\theta_{LAB} \pm \left[v_r^2 - V_C^2 \operatorname{sen}^2\theta_{LAB}\right]^{1/2} \qquad (37)$$

onde as soluções + e - são devidas a duas soluções cinemáticas, ou seja, correspondem às emissões traseiras e dianteiras das partículas evaporadas no referencial de centro de massa, que por sua vez, correspondem ao mesmo ângulo no sistema de laboratório. Assumindo que o processo de emissão é simétrico em torno de $\theta_{CM} = 90^\circ$, temos que as duas soluções são igualmente prováveis, então em média obtemos: $\overline{V}_R = V_C \cos\theta_{LAB}$.

E o ângulo máximo no referencial de laboratório, θ_{max}, para o

resíduo é dado por:

$$\theta_{max} = \text{arcsen}\left[v_{max}/V_C\right] \tag{38}$$

desde que $v_{max} \leq V_C$.

Se construirmos a distribuição de velocidades dos resíduos de evaporação, poderemos obter quantidades cinemáticas de interesse, tais como, as larguras e os centróides, que são previstas através de cálculos estatísticos (Ga 80), ou ainda podemos ter a forma das distribuições angulares.

Por este motivo, desejamos uma expressão analítica para a distribuição da velocidade de recuo v_r, que leve em conta os efeitos da evaporação seqüencial. Para isto, precisamos assumir que todas as partículas leves sejam emitidas isotropicamente no referencial de centro de massa e utilizar o teorema do Limite Central para chegar à distribuição de probabilidade para v_r, descrita por uma distribuição maxwelliana com a forma:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_{CM}\, dv_r} = K \cdot v_r^2 \cdot \exp\left[- \frac{v_r^2}{2\, s^2} \right] \tag{39}$$

onde:

K → constante de normalização,

s → desvio padrão médio da distribuição da velocidade de recuo.

Estes dois parâmetros são considerados empíricos, pois são ajustados com os dados experimentais.

As formas dos espectros de velocidade e das distribuições angulares são em grande parte determinadas pela cinemática do mecanismo de evaporação de partículas, em particular, pela tranformação do referencial de laboratório para o de centro de massa. Assim, podemos passar a equação III.39 para este referencial e usar a equação III.37 para chegar à distribuição de velocidades de recuo V_R no laboratório, dada por:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_{LAB}dV_R} = K\cdot V_R^2\cdot\exp\left[\frac{-(V_C\ \mathrm{sen}\theta_{LAB})^2 - (V_R - V_C\ \cos\theta_{LAB})^2}{2\cdot s^2}\right] \quad (40)$$

ou ainda:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_{LAB}dV_R}\cdot\frac{1}{V_R^2} = K\cdot\exp\left[\frac{-(V_C\ \mathrm{sen}\theta_{LAB})^2 - (V_R - V_C\ \cos\theta_{LAB})^2}{2\cdot s^2}\right] \quad (41)$$

de onde vemos que $\left[d^2\sigma/d\Omega_{LAB}dV_R\right]\cdot\left[1/V_R^2\right]$ é proporcional a uma gaussiana, conforme o lado direito da expressão III.41.

Se utilizarmos o valor médio para a massa dos resíduos de evaporação, podemos transformar a distribuição experimental de velocidades em um gráfico de $V_R^{-2}\cdot\left[d^2\sigma/d\Omega_{LAB}dV_R\right]$ por V_R e então ajustarmos uma função gaussiana, onde o centróide da mesma é dado por:

$$\overline{V}_R = V_C\ \cos\theta_{LAB} \quad (42)$$

correspondendo à velocidade média dos resíduos de evaporação, que possuem a mesma velocidade de núcleo composto V_C com o termo $\cos\theta_{LAB}$ que incorpora os efeitos cinemáticos. A equação III.42 se origina da III.37 e pode ser escrita desta forma devido às mesmas condições já apresentadas.

Na seção IV.4 apresentamos uma análise que utiliza a distribuição de velocidades para os resíduos de fusão, e onde é apresentada a figura IV.12, que mostra um gráfico do tipo citado acima.

A fim de se tentar ilustrar, de uma forma mais abrangente a detecção de resíduos provenientes da evaporação de diferentes partículas, é mostrada nesta seção a figura III.5 (Mo 83), que exibe as distribuições de velocidade para os resíduos de evaporação do sistema $^{20}Ne + {}^{27}Al$, medidas na energia de E_{LAB} = 85 MeV e no ângulo de $\theta_{LAB} = 6^\circ$. Os desenhos correspondentes às massas A_R = 44, 43 e 42 dos resíduos, apresentam uma emissão predominante de

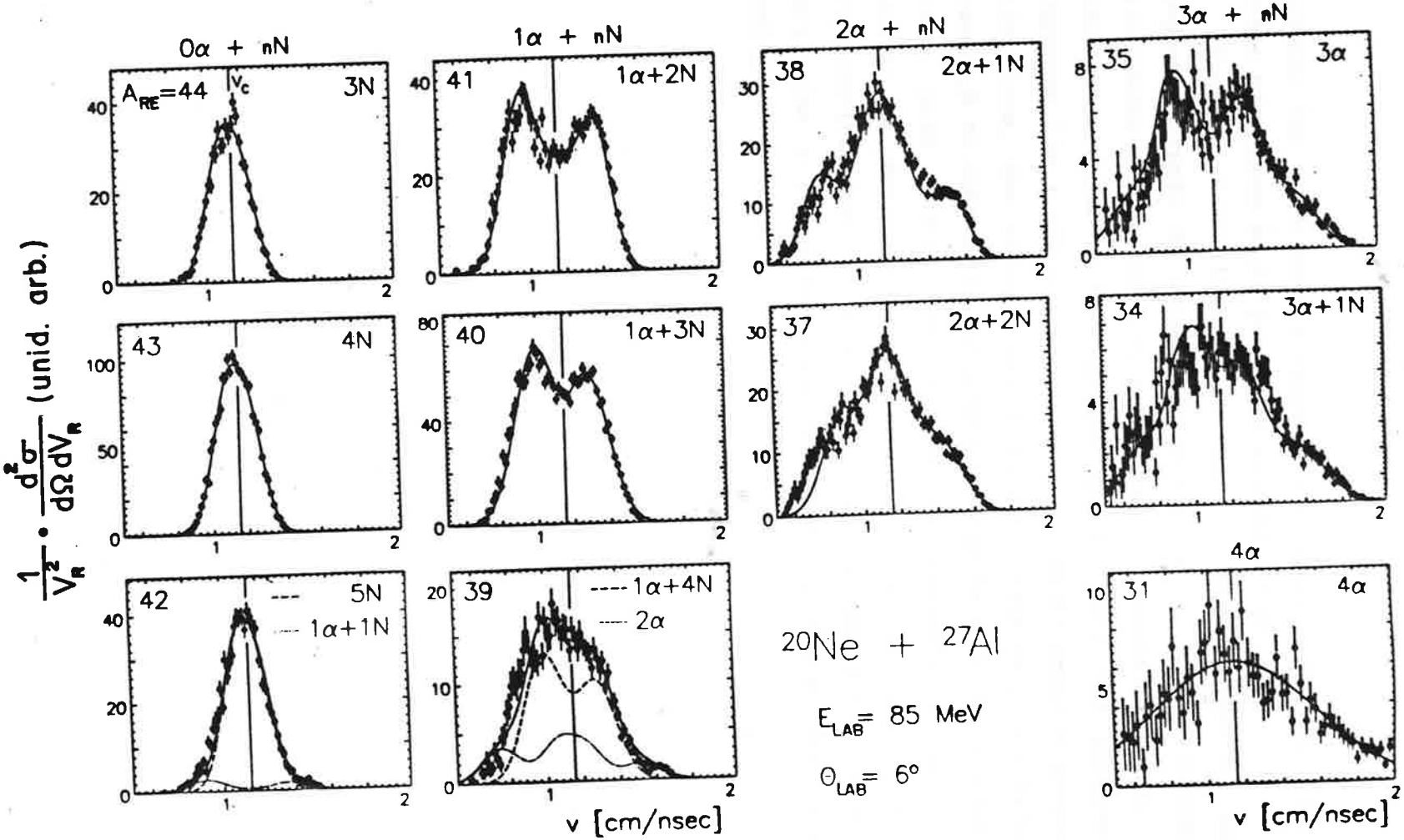

Figura III.5 - *Espectro de velocidades para os resíduos de evaporação com massas* A_{RE} = 31 - 44 u.m.a.. *As barras de erros representam apenas incertezas estatísticas. As linhas cheias são calculadas pela equação* III.40, *com a inclusão da velocidade* V_α *quando necessário. As linhas verticais indicam a velocidade do núcleo composto* V_C.

nucleons (0α + nN) onde N representa o nucleon evaporado e cujas formas ajustam-se muito bem com a equação III.40.

Pode-se notar também, que para a desexcitação do núcleo composto através da emissão de partículas α, a distribuição de velocidades não se comporta mais como uma gaussiana simples. Aqui podemos ressaltar o fato de que quando temos uma partícula α evaporada (1α + nN) o espectro de velocidades passa a apresentar dois picos, que correspondem à emissão traseira e dianteira da mesma; já no caso de se ter canais do tipo 2α + nN são notados três picos, pois existem três combinações possíveis de direção de emissão das partículas α: dianteira-dianteira, dianteira-traseira e traseira-traseira. Para a evaporação de um número maior de partículas α do núcleo composto podem ser feitas considerações análogas.

IV - ANÁLISE DE DADOS

IV.1 - *INTRODUÇÃO*

Inicialmente vamos fazer uma comparação dos dados experimentais obtidos para as distribuições angulares dos resíduos de evaporação dos sistemas $^{16}O + ^{60}Ni$ e $^{18}O + ^{58}Ni$, com o código de decaimento estatístico PACE.

Em seguida será feita uma análise dos dados experimentais dos produtos de fusão, apresentados na função de excitação no intervalo de energia 40 MeV $\geq E_{LAB} \geq$ 72 MeV, primeiramente com relação aos pontos referentes à seção de choque de fusão que se encontram na região de energia acima da barreira coulombiana. Para isto será realizada uma comparação entre os sistemas acima citados e uma sistemática ampla, relativa aos dados de fusão e assim serão determinados parâmetros que definem a barreira de fusão, através de modelos de penetração de barreira unidimencional. Logo após será feita uma análise do sistema $^{16}O + ^{60}Ni$ que apresenta um decréscimo na seção de choque de fusão na região de energia intermediária, para isto tentaremos estabelecer a influência que os potenciais ópticos exercem sobre a seção de choque de reação e conseqüentemente a de fusão. Uma vez tendo estudado a seção de choque de fusão para a região de energia acima da barreira coulombiana, para os sistemas $^{16}O + ^{60}Ni$ e $^{18}O + ^{58}Ni$, será realizada uma análise dos dados experimentais com relação ao favorecimento de determinados canais de reação, que levam a um acréscimo da seção de choque de fusão experimental nas energias abaixo da barreira coulombiana, quando comparada com previsões teóricas de modelos unidimensionais de penetração de barreira. Como mencionado na introdução deste trabalho, simulações de canais acoplados indicam que este aumento pode ocorrer devido a graus de liberdade que não são levados em conta nos modelos unidimensionais.

Assim sendo, devemos analisar como a transferência de nucleons e o acoplamento de determinados canais inelásticos podem afetar a seção de choque de fusão na região subcoulombiana.

Com o objetivo de se observar se existe alguma discrepância nos dados experimentais, com relação à obtenção dos mesmos será feita também uma análise dos espectros de velocidades para o sistema estudado neste trabalho.

IV.2 - *ANÁLISE DOS DADOS EXPERIMENTAIS REFERENTES ÀS DISTRIBUIÇÕES ANGULARES*

Na seção II.6 foi observado que a forma das distribuições angulares para a seção de choque de fusão do sistema $^{16}O + ^{60}Ni$ não muda sensivelmente com a variação da energia. Pois para que esta forma se alterasse, seria necessário que a temperatura do núcleo composto formado variasse drasticamente; para isto deveria haver uma variação violenta na energia de bombardeio, o que está totalmente fora do intervalo de energia estudado neste trabalho. Outra consideração feita, se referia ao fato de que a forma da distribuição angular do sistema $^{18}O + ^{58}Ni$ era bem parecida com as do $^{16}O + ^{60}Ni$ devido ao fato de que os dois sistemas possuem uma assimetria semelhante do canal de entrada.

Com o intuito de analisarmos o comportamento das distribuições angulares dos resíduos de evaporação (provenientes da fusão dos sistemas acima citados), com o aumento da energia de bombardeio, comparamos estes dados com a teoria de decaimento seqüencial ocorrido pelo núcleo composto, através das previsões do código computacional PACE, que simula o decaimento do núcleo composto através do método de Monte Carlo utilizando a teoria de Hauser-Feshbach. Fazemos este tipo de comparação por ser mais precisa do que a feita na seção II.6, uma vez que a equação II.27, usada para se observar a forma das distribuições angulares, é empírica. Então, para que se possa ter maior confiança na análise

das distribuições angulares, achamos necessário fazer um confronto dos dados experimentais com os cálculos obtidos pelo programa computacional PACE.

Para que possamos obter as previsões do código PACE para as distribuições angulares de todos os resíduos de evaporação é necessário que forneçamos a este programa certos parâmetros utilizados no cálculo do decaimento estatístico do núcleo composto. Para isto é preciso fazer um estudo prévio dos mesmos, garantindo assim, uma comparação adequada entre a forma da distribuição angular dos dados experimentais e dos dados obtidos pelos cálculos teóricos.

Entre estes parâmetros, se encontra o de densidade de níveis *a* que determina a dependência desta densidade com a energia. Este parâmetro é dado pela expressão: $a = A/cte.$, com a finalidade de ajustar as distribuições angulares experimentais com as teóricas, onde foi utilizado o valor de 7.6 para esta constante, que foi o melhor valor obtido para a região de massa dos resíduos de evaporação das reações até aqui citadas.

Outro parâmetro importante é a difusividade d da distribuição dos coeficientes de transmissão T_ℓ cujos valores utilizados para cada energia que foram medidas as distribuições angulares, se encontram na tabela IV.1.

sistema	energia (MeV)	d
$^{16}O + ^{60}Ni$	43.0	4.5 ħ
$^{16}O + ^{60}Ni$	50.0	3.5 ħ
$^{16}O + ^{60}Ni$	64.0	2.0 ħ
$^{18}O + ^{58}Ni$	51.7	3.0 ħ

Tabela IV.1 - *Valores da difusividade* d, *calculados pelo código computacional* PACE, *para as diferentes energias em que foram medidas as distribuições angulares.*

A figura IV.1 apresenta a comparação feita entre os dados experimentais e os cálculos teóricos do PACE para as três

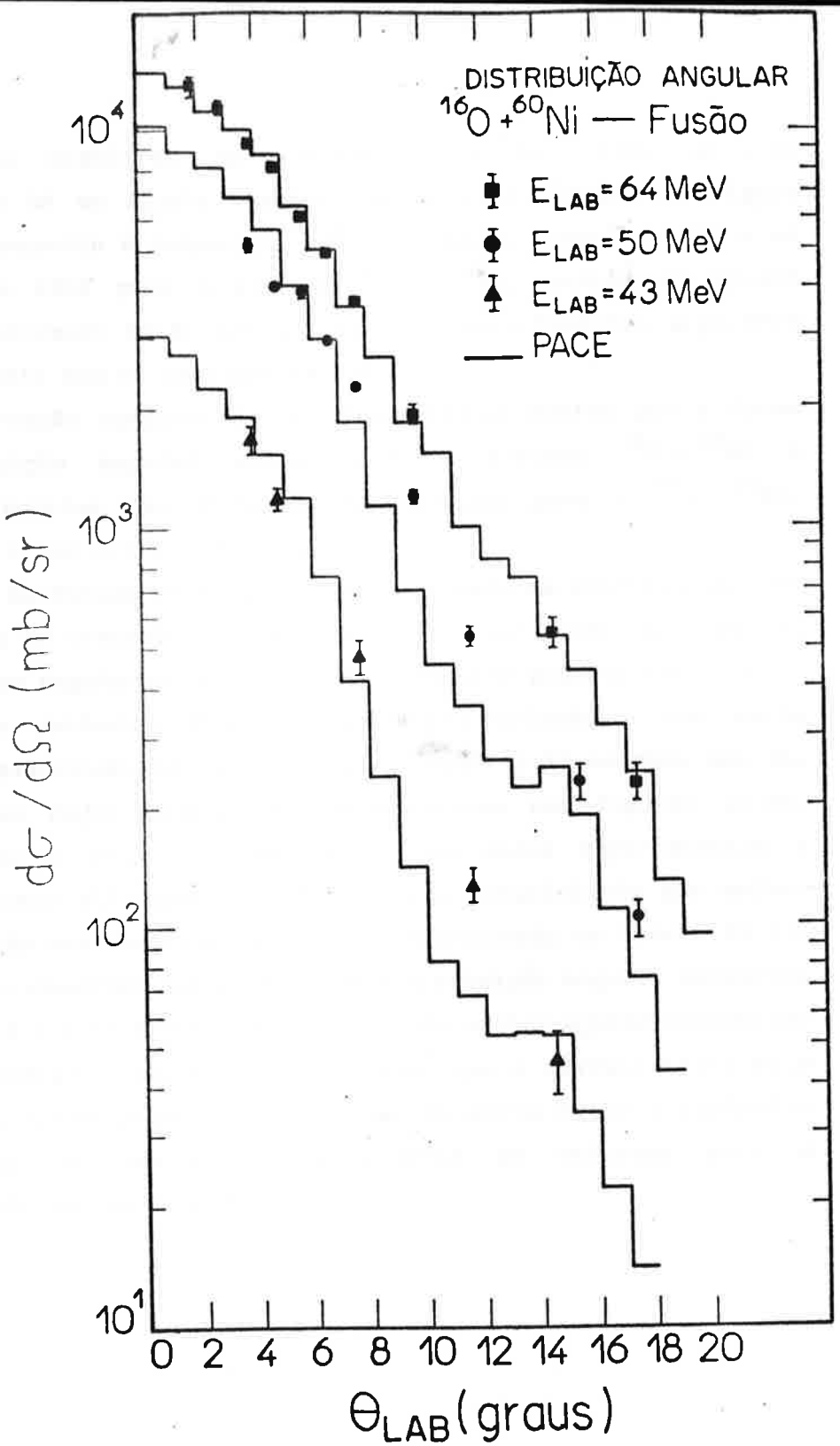

Figura IV.1 - *Distribuições angulares dos resíduos de fusão para o sistema* $^{16}O + ^{60}Ni$. *As linhas cheias são previsões do* PACE.

distribuições angulares do sistema $^{16}O + ^{60}Ni$, onde pode-se observar que há um ajuste razoável entre eles. Também na figura IV.2, que apresenta a comparação entre os dados experimentais e as previsões do PACE para o sistema $^{18}O + ^{58}Ni$, existe um ajuste adequado. Mostrando então que a forma das distribuições angulares são compatíveis com os cálculos teóricos.

A observação conjunta destas duas figuras mostra que a forma da distribuição angular medida para o sistema $^{18}O + ^{58}Ni$ é semelhante àquelas das distribuições medidas para o $^{16}O + ^{60}Ni$, confirmando o que foi citado na seção II.6.

Devido ao estudo feito para a difusividade da distribuição dos coeficientes de transmissão, resolvemos observar como a forma das distribuições angulares calculadas teoricamente poderia variar se o valor deste parâmetro fosse alterado com relação a uma mesma energia. Assim sendo, atribuimos a ele o valor 0.5ħ em cada uma das distribuições cujos ajustes são apresentados nas figuras IV.3a, IV.3b, IV.3c e IV.3d, juntamente com os dados experimentais e cálculos feitos utilizando o valor para a difusividade que melhor se ajustou às medidas experimentais (discriminado na tabela IV.1), onde podemos observar que a forma da distribuição angular calculada utilizando d = 0.5ħ diverge muito pouco do melhor ajuste encontrado para cada energia, assim podemos afirmar que o cálculo feito pelo código PACE prevê corretamente a forma da curva e que o parâmetro difusividade não modifica sensivelmente os cálculos para o decaimento do núcleo composto.

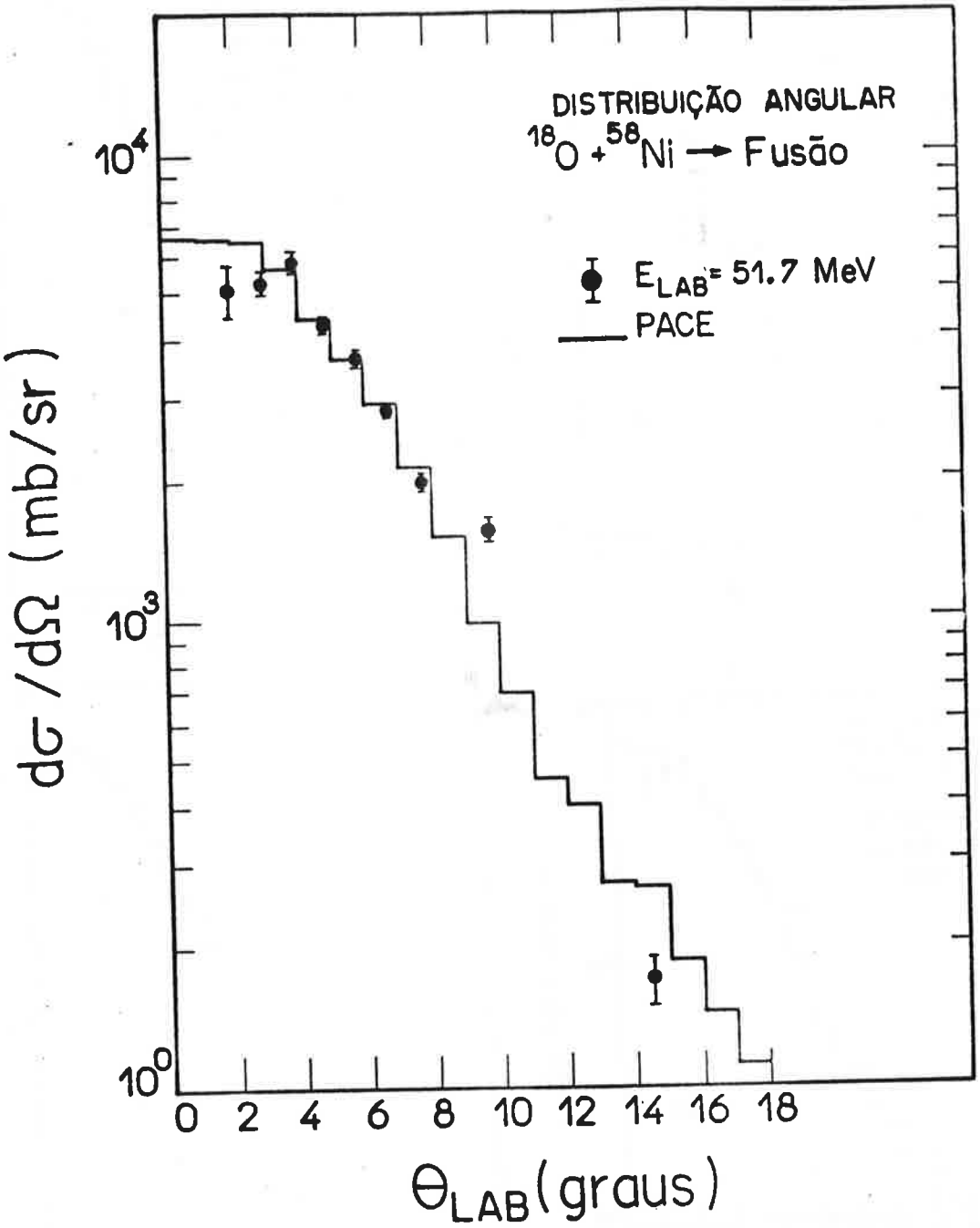

Figura IV.2 - *Distribuição angular dos resíduos de fusão para o sistema* $^{18}O + ^{58}Ni$. *A linha cheia é a previsão do* PACE.

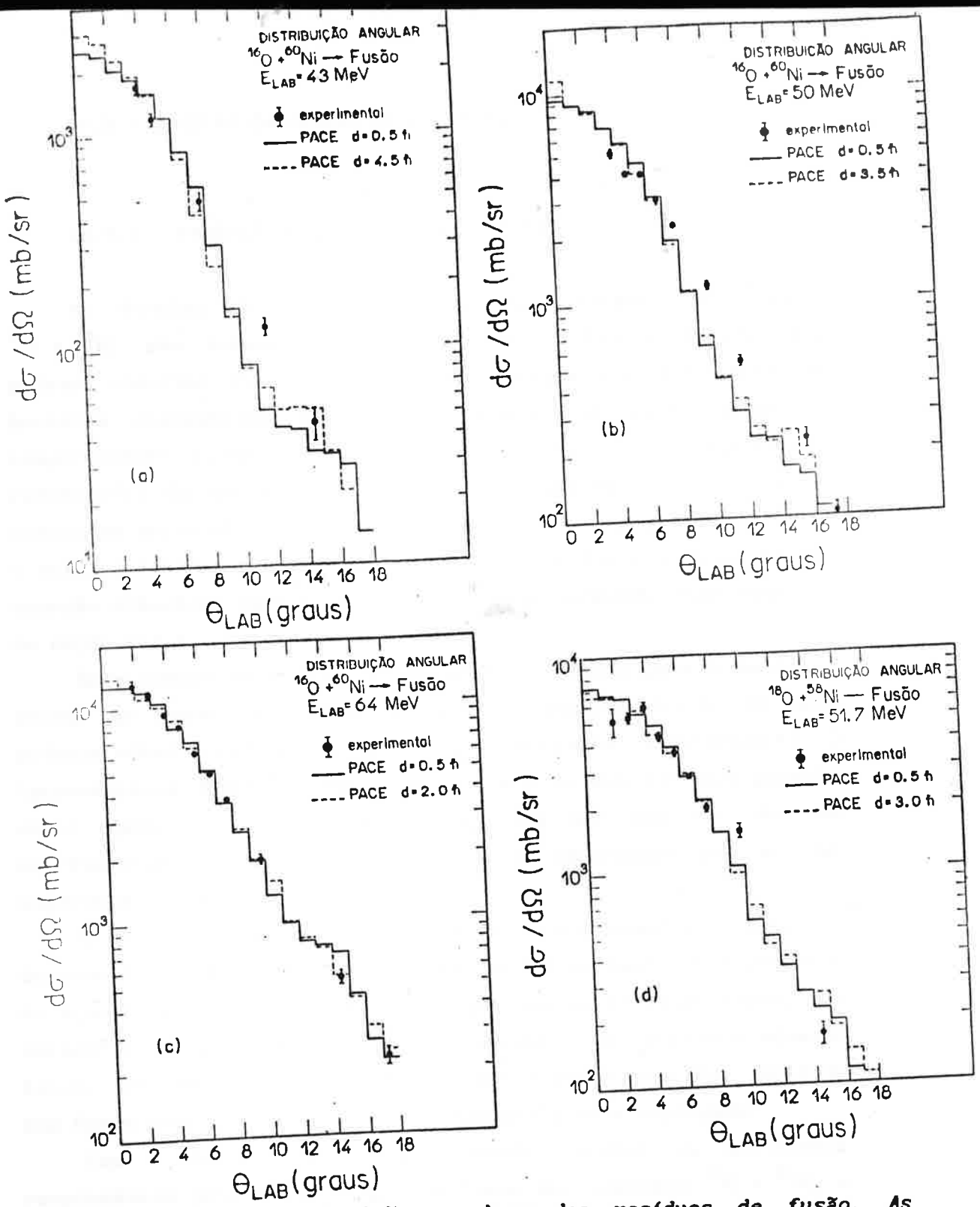

Figura IV.3 - *Distribuições angulares dos resíduos de fusão. As linhas cheias de cada figura representam previsões do* PACE, *onde a difusividade do potencial nuclear possui o valor de* d = 0.5ħ. *As linhas pontilhadas nas figuras, são referentes ao valor da difusividade que melhor se ajusta à cada energia. A figura (a) apresenta a distribuição medida em* E_{LAB} = 43 MeV, *a figura (b) em* E_{LAB} = 50 MeV *e a figura (c) em* E_{LAB} = 64 MeV, *para o sistema* $^{16}O + ^{60}Ni$. *A figura (d) apresenta a distribuição angular para o sistema* $^{18}O + ^{58}Ni$ *na energia de* E_{LAB} = 51.7 MeV.

IV.3 - *ANÁLISE DA FUNÇÃO DE EXCITAÇÃO*

IV.3.1 - PARÂMETROS DE BARREIRA DE FUSÃO

As funções de excitação para os sistemas $^{16}O + ^{60}Ni$ e $^{18}O + ^{58}Ni$ são apresentadas nas figuras II.21a e II.21b onde podemos observar que para valores de energia que estão acima da barreira coulombiana a seção de choque de fusão segue um comportamento linear com o inverso da energia de bombardeio no referencial de centro de massa. Este procedimento se baseia no modelo de corte abrupto que é uma das parametrizações mais simples e mais utilizadas para as seções de choque de fusão e dada por uma equação clássica, para a colisão entre duas esferas, como descrito na seção III.2.

Este modelo apresenta uma forma simplificada para a seção de choque de fusão, que está expressa na equação III.3, de onde podemos obter o raio R e a altura V_B da barreira, empiricamente. O inconveniente deste processo vem do fato de que ele nos permite obter apenas os valores de R e V_B, que por sua vez não são estritamente confiáveis, desta forma é importante que se use modelos mais bem detalhados.

O potencial de interação efetivo esfericamente simétrico, depende da distância r entre os centros dos núcleos interagentes e do momento angular ℓ, é constituido por uma parte coulombiana, uma nuclear e outra centrífuga respectivamente, como indica a equação III.2, onde apenas a parte nuclear não é bem conhecida, variando sua forma para cada modelo que eventualmente seja empregado.

Com o intuito de tentar entender melhor os mecanismos responsáveis pelo comportamento anômalo dos sistemas $^{16}O + ^{60}Ni$ e $^{18}O + ^{58}Ni$, passamos a observar como diferentes potenciais nucleares, que utilizam o formalismo do modelo unidimensional de penetração da barreira, se ajustam a este comportamento. Neste ponto, é bom ressaltar que uma das características deste modelo, que usa um potencial nuclear macroscópico, é a necessidade de

introduzir um parâmetro que consiga um bom ajuste nas regiões onde a energia de bombardeio no referencial de centro de massa seja maior que o valor da barreira coulombiana ($E_{CM} > V_B$). Em geral, o parâmetro mais adequado é uma pequena variação ΔR na posição das superfícies dos núcleos interagentes, por meio do qual pode-se conseguir um bom ajuste nesta região de energia.

Da utilização dos potenciais nucleares podemos extrair parâmetros que definam a barreira efetiva de fusão.

Para fazermos uma comparação entre diferentes potenciais nucleares, selecionamos primeiramente um determinado modelo e utilizamos o método descrito por Vaz e colaboradores (Va 81), calculando assim, a seção de choque de fusão para ele, depois escolhemos outro modelo e procedemos da mesma forma, até que tenhamos as seções de choque de fusão para cada um deles. A comparação dos valores obtidos com a seção de choque de fusão experimental, permite a extração dos parâmetros da barreira de fusão, que possuem uma correlação direta com o modelo do potencial nuclear utilizado. Os valores da seção de choque de fusão teórica são calculados através do programa computacional KATTY (Te 85), que utiliza um determinado potencial para calcular os parâmetros desejados. Neste programa o valor da seção de choque de fusão para cada energia, é obtido calculando-se os coeficientes de transmissão T_ℓ para cada onda parcial ℓ até o valor máximo do momento angular, ℓ_{max}, que determina até onde o potencial de interação deixa de ter um poço bem definido. O programa permite ainda que se introduza o parâmetro livre ΔR no raio de interação nuclear, possibilitando um melhor ajuste da seção de choque de fusão teórica com os valores experimentais através do método dos mínimos quadrados, o que permite a obtenção dos parâmetros R_0, V_B e $\hbar w_0$ correspondentes a posição, altura e curvatura da barreira da onda s ($\ell = 0$), respectivamente.

Como este programa permite que se utilize cinco potenciais nucleares diferentes, podemos obter os parâmetros de barreira de fusão para cada um deles. Na tabela IV.2 são discriminados, além dos potenciais nucleares, os valores de ΔR, R_0, V_B, $\hbar w_0$ e do menor

POTENCIAL	$^{16}O + ^{60}Ni$					$^{18}O + ^{58}Ni$				
	ΔR (fm)	χ^2	R_0 (fm)	V_B (MeV)	$\hbar w_0$ (MeV)	ΔR (fm)	χ^2	R_0 (fm)	V_B (MeV)	$\hbar w_0$ (MeV)
PRT	-0.065	0.478	8.735	33.755	3.931	-0.001	1.261	9.042	32.711	3.654
KNS	-0.073	0.569	8.705	33.687	3.611	-0.047	1.035	9.030	32.617	3.392
BAS	-0.132	1.205	8.248	32.958	3.600	-0.059	1.052	8.510	31.888	2.618
WWP	-0.302	0.725	8.520	33.327	3.140	-0.230	0.827	8.871	32.289	2.989
DDS	-0.963	0.563	8.922	33.975	4.253	-0.744	2.314	9.227	32.938	3.980

Tabela IV.2 - *Tabela com os valores dos parâmetros de barreira de fusão e do parâmetro livre ΔR, ajustados para o melhor χ^2, para os sistemas $^{16}O + ^{60}Ni$ e $^{18}O + ^{58}Ni$. Os valores mencionados são indicados para cada potencial nuclear, cujas abreviações significam:* PRT = *Proximity Potential;* KNS = *Krappe, Nix and Sierk Potential;* BAS = *Bass potential;* WWP = *Wilkzynsky, Wilkzynska Potential;* DDS = *Density Surface Energy Potential, também conhecido como o potencial de Ngô.*

χ^2 necessário para se obter o ajuste de cada potencial na função de excitação dos sistemas até aqui citados.

Para obtermos os valores de χ^2, indicados na tabela IV.2, utilizamos o mesmo procedimento de Vaz e colaboradores, que leva em consideração apenas os pontos experimentais da função de excitação compreendidos entre 100 mb $\leq \sigma_F \leq$ 500 mb, para ajustar o potencial nuclear mediante os dados experimentais. Inicialmente observamos que para os dois sistemas o χ^2 obtido era muito grande, indicando que entre os pontos usados para o ajuste existiam alguns que se encontravam muito distantes da região compreendida pelo potencial, assim sendo, suprimimos estes pontos do ajuste, observando que o valor do ΔR sofria uma variação extremamente pequena, o que implicava numa variação também muito pequena dos parâmetros de barreira de potencial efetiva, desta forma, optamos em excluir os pontos que pioravam muito os valores do χ^2.

Através da tabela IV.2 podemos observar a existência de uma variação nos valores de ΔR em torno de zero, a não ser para o potencial de Ngô (DDS) cujo valor é bastante negativo para os dois sistemas, isto se deve ao fato de que este potencial superestima muito a seção de choque de fusão em todo intervalo de energia compreendido pela função de excitação quando este parâmetro livre não é levado em conta ($\Delta R = 0$), esta afirmação pode ser observada na figura IV.4, onde são apresentados os dados experimentais juntamente com os potenciais de **Ngô** (DDS) e de **proximidade** (PRT) sem nenhuma correção, para o sistema $^{16}O + {}^{60}Ni$, ocorrendo o mesmo comportamento para o sistema $^{18}O + {}^{58}Ni$.

Nas figuras IV.5a e IV.5b são apresentados os ajustes feitos para os cinco potenciais nucleares com os dados experimentais, em cada sistema de reação, onde verificamos que para os dois casos, os potenciais nucleares graficados subestimam a seção de choque de fusão para valores da energia ao redor e abaixo da barreira coulombiana. Da mesma forma, podemos observar através destas figuras, a existência de uma leve variação nos ajustes dos potenciais, e que pode ser observada também na tabela IV.2 através da pequena variação sofrida pelos valores dos parâmetros da

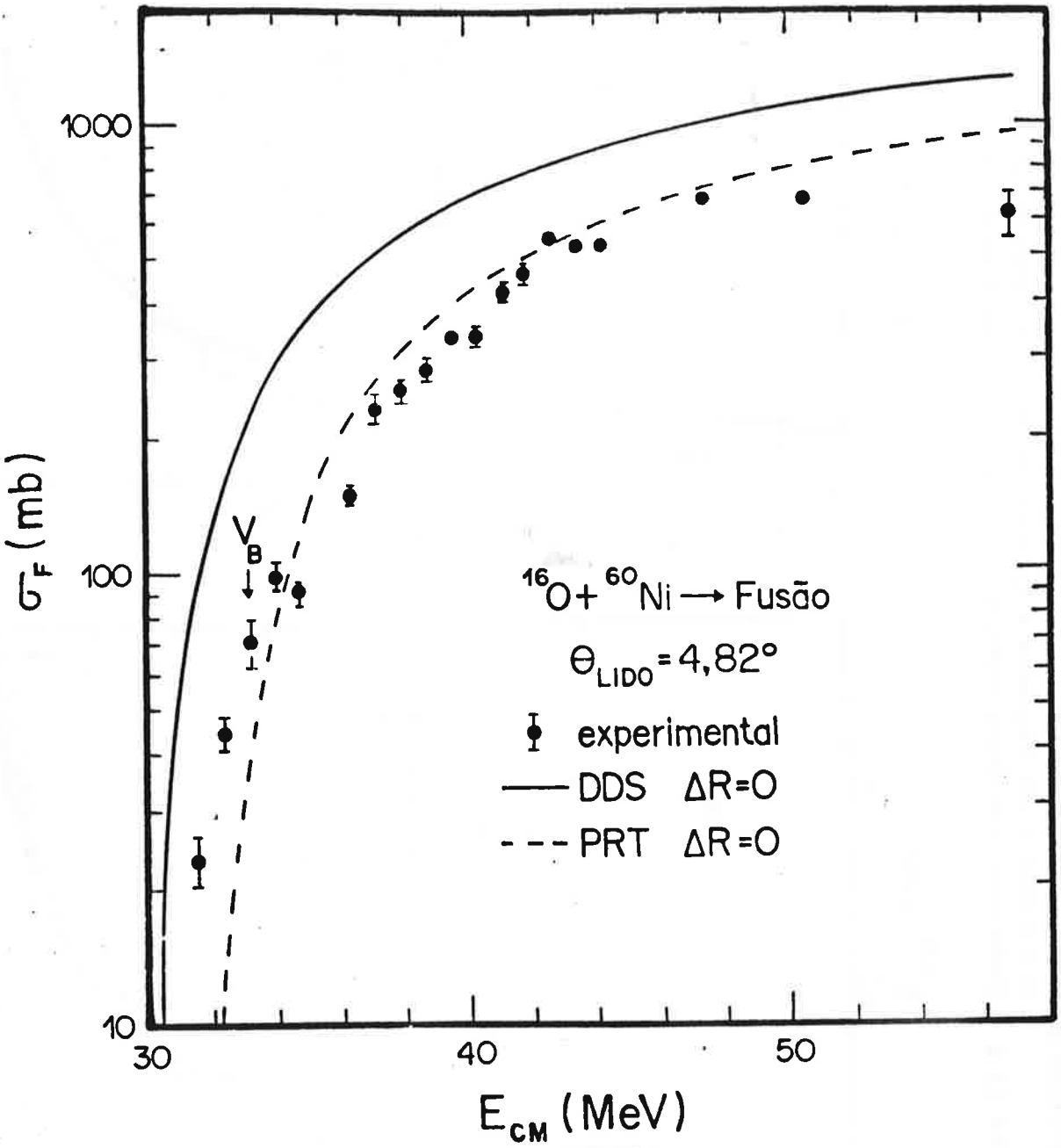

Figura IV.4 - *Comparação dos resultados experimentais com os resultados obtidos utilizando os potenciais de Ng6* (DDS) *e de proximidade* (PRT).

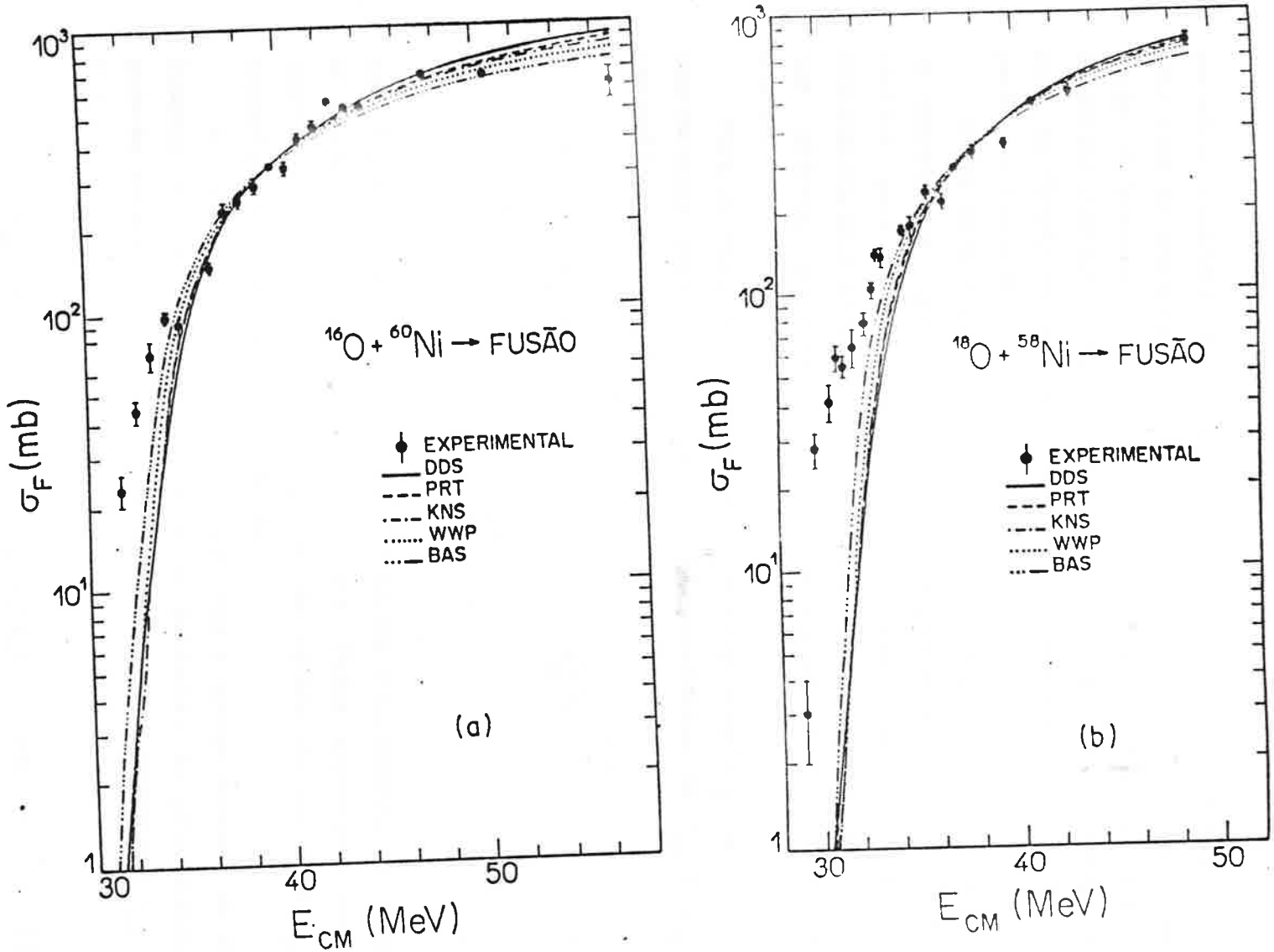

Figura IV.5 - *Comparação dos dados experimentais com os resultados obtidos utilizando cinco potenciais diferentes que se fundamentam no formalismo do modelo unidimensional de penetração de barreira. A figura (a) apresenta os dados de fusão referentes ao sistema* $^{16}O + ^{60}Ni$, *enquanto que a figura (b) apresenta os dados do sistema* $^{18}O + ^{58}Ni$.

barreira, revelando que estes se mostram pouco sensíveis à forma analítica do potencial utilizado. Assim, podemos concluir que mesmo sendo diferentes os modelos semiclássicos utilizados para o potencial nuclear, eles levam à um ajuste ligeiramente melhor ou pior da função de excitação quando introduzimos nos cálculos o parâmetro livre ΔR.

A fim de se tentar obter mais informações sobre os parâmetros de barreira de fusão, nós comparamos os valores de V_B, R_0 e ΔR, obtidos para os sistemas estudados neste trabalho, com uma sistemática mais abrangente e que leva em conta sistemas com massas que diferem bastante das obtidas pela fusão de isótopos de O + Ni.

Para se fazer esta comparação é necessário definir parâmetros equivalentes para V_B e R_0, que serão denominados de r_{ef} e r_{0f}, respectivamente como (Va 81):

$$r_{ef} = Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2 / V_B \cdot (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \qquad (1)$$

$$r_{0f} = R_0 / (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \qquad (2)$$

onde Z_1, Z_2, A_1 e A_2 são os números atômicos e os números de massa do projétil e do alvo, respectivamente. Pelas expressões acima colocadas, podemos ver que r_{ef} vem da altura da barreira V_B, enquanto que r_{0f} vem de sua extensão.

Do estudo sistemático, feito por Vaz e colaboradores, de 87 funções de excitação utilizando-se o potencial de proximidade, pode-se estabelecer o seguinte comportamento dos parâmetros r_{ef} e r_{0f}:

$$r_{ef} = 2.2951 - 0.2966 \cdot \log_{10}(Z_1 \cdot Z_2) \quad \text{fm} \qquad (3)$$

$$r_{0f} = 2.0513 - 0.2455 \cdot \log_{10}(Z_1 \cdot Z_2) \quad \text{fm} \qquad (4)$$

Na tabela IV.3 são mostrados os resultados necessários para se fazer a comparação citada acima, e que será melhor ilustrada através da figura IV.6. Na coluna 1 da tabela IV.3 são apresentados os sistemas de reação; na coluna 2 o produto das cargas $Z_1 \cdot Z_2$; na coluna 3 os valores do parâmetro ΔR; nas colunas 4 e 5 os valores da altura V_B e da posição R_0 da barreira coulombiana, necessários para a obtenção dos valores de r_{ef} e r_{0f}, que se encontram nas colunas 6 e 7.

Por intermédio desta mesma tabela, vemos que o sistema $^{16}O + ^{60}Ni$ possui um valor de ΔR igual à -0.07 fm, que é bem negativo, quando comparado com o valor médio da sistemática aqui compilada, estimado em aproximadamente 0.11 fm. O fato do valor do parâmetro ΔR ser negativo parece indicar um desfavorecimento da seção de choque de fusão experimental na região de energia ligeiramente acima da barreira coulombiana e que está ilustrado na figura IV.4, onde estão graficados os dados experimentais do sistema acima citado, juntamente com os potenciais nucleares de proximidade (PRT) e de Ngô (DDS) com o parâmetro livre $\Delta R = 0$. Se observarmos o potencial PRT e os dados experimentais, podemos ver que realmente há um abaixamento sistemático nos valores da seção de choque de fusão experimental nesta região de energia, em relação ao potencial de proximidade aqui apresentado. Um comentário mais detalhado sobre estes fatos será feito posteriormente na seção IV.3.2.

Para um exame mais ilustrativo da tendência dos parâmetros ΔR, r_{ef} e r_{0f} em função do produto $Z_1 \cdot Z_2$, é apresentada a figura IV.6. Por intermédio da mesma podemos observar um decréscimo em r_{ef} e r_{0f} com o aumento do produto das cargas $Z_1 \cdot Z_2$, isto se deve ao fato de haver um aumento das forças coulombianas em comparação com as forças nucleares.

Para cada r_{ef} e r_{0f} existe um ΔR equivalente, fato que pode ser visto também na figura IV.6 de onde observamos que os valores destes três parâmetros para o sistema $^{18}O + ^{58}Ni$ estão relativamente próximos do valor médio da sistemática, enquanto que para o sistema $^{16}O + ^{60}Ni$ os valores estão aproximadamente 7%

TABELA IV.3

REAÇÃO	$Z_1 \cdot Z_2$	ΔR (fm)	V_B (MeV)	R_0 (fm)	r_{ef} (fm)	r_{0f} (fm)
$^{12}C + ^{10}B$	30	0.06	5.23	7.43	1.86	1.67
$^{12}C + ^{11}B$	30	0.03	5.21	7.46	1.84	1.65
$^{12}C + ^{12}C$	36	0.00	6.36	7.32	1.78	1.60
$^{14}N + ^{12}C$	42	0.13	6.98	7.84	1.84	1.67
$^{16}O + ^{12}C$	48	0.12	7.94	7.88	1.81	1.64
$^{16}O + ^{12}C$	48	0.07	8.09	7.72	1.78	1.61
$^{17}O + ^{12}C$	48	0.09	7.94	7.88	1.79	1.62
$^{18}O + ^{12}C$	48	0.19	7.60	8.28	1.85	1.69
$^{18}O + ^{12}C$	48	0.14	7.73	8.12	1.82	1.65
$^{19}F + ^{12}C$	54	0.21	8.51	8.32	1.84	1.68
$^{14}N + ^{16}O$	56	0.16	9.05	8.09	1.81	1.64
$^{16}O + ^{16}O$	64	0.03	10.74	7.75	1.70	1.54
$^{12}C + ^{27}Al$	78	0.13	12.30	8.31	1.73	1.57
$^{16}O + ^{27}Al$	104	0.15	16.01	8.53	1.69	1.55
$^{17}O + ^{27}Al$	104	0.17	15.76	8.69	1.71	1.56
$^{18}O + ^{27}Al$	104	0.18	15.57	8.80	1.71	1.57
$^{16}O + ^{28}Si$	112	0.35	16.22	9.13	1.79	1.64
$^{4}He + ^{162}Dy$	132	0.11	17.15	10.28	1.57	1.46
$^{12}C + ^{63}Cu$	174	0.02	25.73	8.91	1.55	1.42
$^{12}C + ^{65}Cu$	174	0.05	25.40	9.04	1.56	1.43
$^{16}O + ^{46}Ti$	176	0.14	25.77	9.01	1.61	1.48
$^{16}O + ^{50}Ti$	176	0.16	25.23	9.23	1.62	1.49
$^{32}S + ^{24}Mg$	192	0.16	28.28	8.96	1.61	1.48
$^{7}Li + ^{159}Tb$	195	0.26	23.78	11.00	1.61	1.50
$^{32}S + ^{27}Al$	208	0.15	30.33	9.06	1.60	1.46
$^{35}Cl + ^{27}Al$	221	0.13	32.06	9.12	1.58	1.45
$^{16}O + ^{60}Ni$	224	-0.07	33.76	8.74	1.49	1.36
$^{18}O + ^{58}Ni$	224	0.00	32.71	9.04	1.52	1.39
$^{16}O + ^{63}Cu$	232	0.01	33.95	9.02	1.51	1.39
$^{16}O + ^{65}Cu$	232	0.03	33.46	9.17	1.53	1.40
$^{92}S + ^{40}Ca$	320	0.26	43.85	9.70	1.59	1.47
$^{12}C + ^{152}Sm$	372	0.16	46.43	10.73	1.51	1.41

TABELA IV.3 (CONTINUAÇÃO)

REAÇÃO	$Z_1 \cdot Z_2$	ΔR (fm)	V_B (MeV)	R_0 (fm)	r_{ef} (fm)	r_{0f} (fm)
$^{35}Cl + ^{48}Ti$	374	0.05	52.28	9.49	1.49	1.37
$^{35}Cl + ^{54}Fe$	442	0.02	61.71	9.50	1.46	1.35
$^{35}Cl + ^{56}Fe$	442	0.09	60.16	9.77	1.49	1.38
$^{32}S + ^{58}Ni$	448	0.07	61.87	9.62	1.48	1.37
$^{35}Cl + ^{58}Ni$	476	0.20	62.94	10.08	1.52	1.41
$^{35}Cl + ^{60}Ni$	476	0.22	62.24	10.20	1.53	1.42
$^{35}Cl + ^{62}Ni$	476	0.22	61.88	10.27	1.53	1.42
$^{35}Cl + ^{64}Ni$	476	0.27	60.80	10.47	1.55	1.44
$^{16}O + ^{148}Nd$	480	0.17	59.13	10.89	1.50	1.39
$^{16}O + ^{150}Nd$	480	0.15	59.26	10.86	1.49	1.39
$^{18}O + ^{148}Nd$	480	0.08	59.51	10.81	1.47	1.37
$^{40}Ar + ^{58}Ni$	504	0.15	66.28	10.14	1.50	1.39
$^{16}O + ^{208}Pb$	656	0.23	75.36	11.74	1.48	1.39
$^{35}Cl + ^{90}Zr$	680	0.20	84.90	10.74	1.49	1.39
$^{40}Ar + ^{109}Ag$	846	0.03	105.01	10.80	1.42	1.32
$^{35}Cl + ^{112}Sn$	850	0.08	105.88	10.76	1.43	1.33
$^{35}Cl + ^{116}Sn$	850	0.08	105.14	10.84	1.43	1.33
$^{35}Cl + ^{120}Sn$	850	0.00	106.38	10.70	1.40	1.30
$^{35}Cl + ^{124}Sn$	850	0.02	105.21	10.83	1.41	1.31
$^{40}Ar + ^{121}Sb$	918	0.04	111.89	11.01	1.41	1.32
$^{35}Cl + ^{141}Pr$	1003	0.04	121.45	11.09	1.40	1.31
$^{40}Ar + ^{165}Ho$	1206	0.00	141.25	11.51	1.38	1.29
$^{40}Ar + ^{197}Au$	1422	-0.07	163.98	11.73	1.35	1.27

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO
1658
e. 2
INSTITUTO DE

Tabela IV.3 - *Compilação feita por Vaz e colaboradores* (Va 78), *onde constam os valores experimentais de* V_B, R_0, ΔR *e dos parâmetros* r_{ef} *e* r_{0f}, *definidos pelas equações* IV.1 *e* IV.2, *para cada sistema de reação. Alguns destes sistemas não foram obtidos do trabalho feito por Vaz, mas sim de trabalhos realizados no acelerador Pelletron, como:* $^{12}C + ^{63,65}Cu$ (Ro 87), $^{16}O + ^{46,50}Ti$ (Li 86), $^{16,18}O + ^{60,58}Ni$ *(este trabalho) e* $^{16}O + ^{63,65}Cu$ (Pe 89).

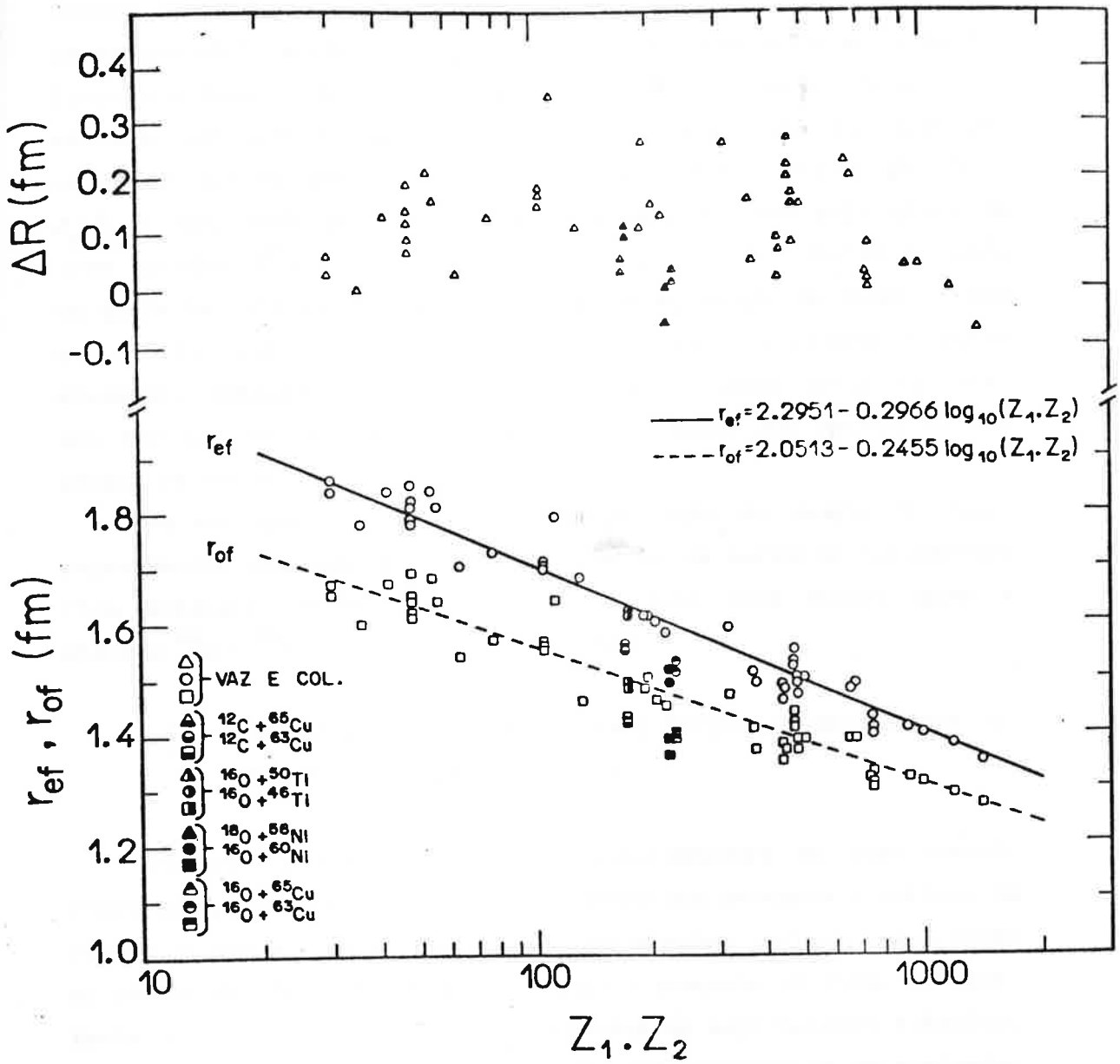

Figura IV.6 - *Comparação dos valores experimentais de* ΔR, r_{ef} *e* r_{of}, *para os sistemas* $^{16}O + ^{60}Ni$ *e* $^{18}O + ^{58}Ni$, *com os valores dos sistemas* $^{12}C + ^{65,63}Cu$ (Ro 87), $^{16}O + ^{50,46}Ti$ (Li 86), $^{16}O + ^{65,63}Cu$ (Pe 89) *e da compilação feita por Vaz* (Va 78). *A linha cheia se refere à equação* IV.5 *e a tracejada à equação* IV.6. *Os dados são apresentados na Tabela* IV.3.

abaixo desta média. Isto indica um desfavorecimento da seção de choque de fusão para o último sistema (como comentado anteriormente), mostrando que ele possui um comportamento anômalo. Fazendo o mesmo tipo de observação para os resultados obtidos com sistemas que possuem massas próximas às da fusão dos isótopos dos oxigênios com os dos níqueis e que estão entre a região de $150 \leq Z_1 \cdot Z_2 \leq 250$, onde se encontram os sistemas medidos pelo grupo de íons pesados ($^{12}C + {}^{63,65}Cu$ (Ro 87) e $^{16}O + {}^{63,65}Cu$ (Pe 89)), para os quais foi utilizada a mesma técnica de aquisição de dados, vemos que o comportamento de $^{16}O + {}^{60}Ni$ é subestimado em relação a estes sistemas, indicando existir alguma irregularidade neste sistema, uma vez que não há nenhum tipo de aproximação que necessite ser levada em conta.

Uma vez que o desfavorecimento da seção de choque de fusão experimental ocorrida na região logo acima da barreira coulombiana fica evidente, vamos investigar este fato (que ocorre para o sistema $^{16}O + {}^{60}Ni$), com maiores detalhes.

IV.3.2 - INFLUÊNCIA QUE OS POTENCIAIS ÓPTICOS EXERCEM SOBRE O PROCESSO DE REAÇÃO NUCLEAR

Através da análise de dados experimentais de espalhamento elástico, pode-se estudar o comportamento dos potenciais ópticos em função da energia de bombardeio, cujos efeitos influenciam a seção de choque de reação e conseqüentemente o processo de fusão nuclear. Assim sendo, podemos a partir de medidas de espalhamento elástico, estudar como o canal de fusão pode ser influenciado em determinadas energias de bombardeio.

Este trabalho não abrange o estudo do canal elástico para o sistema $^{16}O + {}^{60}Ni$, mas sim um conhecimento mais detalhado da fusão nuclear, o que acarretou na não necessidade de medidas experimentais de espalhamento elástico. Desta forma, utilizamos os dados obtidos por Fulton e colaboradores (Fu 85) para este tipo de reação.

Começamos então esta análise através da observação da figura

IV.4, que apresenta a seção de choque de fusão em função da energia de bombardeio no referencial de centro de massa, de onde podemos examinar que a grande maioria dos dados experimentais ali contidos se encontra abaixo do ajuste feito com o modelo de penetração de barreira unidimensional de proximidade (indicado pelas letras PRT), e apenas os pontos que se situam na região de energia compreendida abaixo da barreira coulombiana não seguem este comportamento, mostrando existir mecanismos de reação que não são levados em conta no cálculo deste modelo unidimensional. No caso dos pontos que possuem energias maiores que E_{CM} = 46 MeV, começa a existir uma suave saturação do processo de fusão, em relação aos outros canais de reação, que começam a se tornar mais intensos para energias maiores. Vemos então que na região de energia intermediária entre os dois extremos, os dados experimentais estão sistematicamente abaixo do cálculo teórico, comportamento que passaremos a analisar.

Na seção IV.3.1 foi observado que o parâmetro ΔR (responsável pela variação na posição das superfícies dos núcleos envolvidos na interação), possui um valor que está ligeiramente fora do valor zero, o que significa haver uma leve discrepância entre os dados experimentais e o ajuste calculado pelo potencial de proximidade, quando este parâmetro não é levado em conta nesta mesma região de energia intermediária. Este fato indica haver um desfavorecimento nos dados experimentais da seção de choque de fusão na região de energia que está logo acima da barreira coulombiana, uma vez que são exatamente estes pontos utilizados para se calcular o parâmetro ΔR.

Acreditamos que este efeito esteja ligado ao processo de espalhamento elástico, cujas razões passaremos a indicar.

Na análise feita para este tipo de reação, é estudada a relação de dispersão obtida da equação III.34 e que está diretamente envolvida com a dependência da energia pelas partes real V e imaginária W do potencial óptico, discutido na seção III.4. Esta dependência energética pode ser vista na figura III.3, onde são apresentados os resultados experimentais de espalhamento elástico para o sistema ^{16}O + ^{60}Ni (previamente medidos em 28.4,

30.0, 31.6, 33.2, 34.7, 36.3, 37.9, 39.5, 41.1, 42.6, 44.2, 48.5, e 111.9 MeV), referentes a V e W, em função da energia de bombardeio no referencial de centro de massa; as linhas cheias representam ajustes calculados pela expressão III.34. Através desta figura pode-se ver que a parte imaginária W do potencial óptico decresce bruscamente em energias relativamente próximas ao topo da barreira coulombiana, este comportamento é interpretado (Li 85) como sendo devido ao fechamento de canais não elásticos, decréscimo este que é acompanhado por um máximo na forma da parte real V do mesmo potencial; onde o aumento no valor de V para energias próximas ou abaixo da barreira é chamado de anomalia de limiar. Se esta interpretação está correta, então o efeito no potencial real será mais aparente quanto mais abrupto for o declive do potencial imaginário em energias baixas.

Ainda observando a figura III.3 podemos ver que o termo de absorção, W, começa a decair próximo à energia de E_{CM} = 39.5 MeV, o que representa um valor de aproximadamente 6 MeV acima da barreira. Este comportamento nos parece anômalo, quando comparamos com outros sistemas (Na 85, Pe 89), onde o decréscimo na parte imaginária do potencial óptico, começa a ocorrer numa região bem mais próxima à barreira coulombiana (calculada através de modelos semiclássicos).

Se examinarmos este fato, vemos que o sistema estudado neste trabalho, começa a "perder" canais de reação não elásticos em energias um pouco acima da barreira. Comportamento que pode ser observado nos resultados experimentais da figura IV.4 e que não é visto no ajuste teórico quando se utiliza o modelo semiclássico de proximidade para o potencial nuclear e que portanto não leva em conta graus de liberdade que possam influenciar a fusão nesta região de energia. Assim sendo, acreditamos que o decréscimo ocorrido nos dados experimentais da figura IV.4, e que estão entre as energias de 34 e 40 MeV no referencial de centro de massa, é devido ao fechamento do canal de fusão.

Este fato parece ser reforçado quando comparamos os sistemas $^{16}O + ^{60}Ni$ e $^{16}O + ^{63}Cu$, que formam núcleos compostos com massas bem próximas. As medidas experimentais do último sistema foram

obtidas por outro integrante de nosso grupo, onde os dados de espalhamento elástico revelam haver uma queda no valor do potencial imaginário apenas bem próximo à região da barreira coulombiana, como pode ser visto na figura IV.7. Quando observamos a função de excitação para o processo de fusão nuclear deste sistema, apresentada na figura IV.8, vemos que o ajuste feito com o modelo unidimensional de penetração de barreira (utilizando o potencial de proximidade) ajusta-se bem aos resultados experimentais que estão acima da barreira.

Desta forma, nos parece claro em afirmar que a relação de dispersão, através dos potenciais ópticos, nos ajuda a observar como os canais de reação se fecham com a diminuição da energia de bombardeio.

Através da análise feita, podemos dizer que o desfavorecimento dos dados experimentais da seção de choque de fusão, na figura IV.4, com relação ao ajuste utilizado, é devido ao fato de que no sistema $^{16}O + ^{60}Ni$, os canais de reação não elásticos começam a se fechar em energias de bombardeio da ordem de 30% acima da barreira coulombiana, enquanto que no sistema $^{16}O + ^{63}Cu$, este fato se dá para energias 10% acima da mesma.

Fizemos também, uma comparação entre as seções de choque de fusão nuclear e de reação para o sistema $^{16}O + ^{60}Ni$, onde a análise com os potenciais ópticos pode ser utilizada para se calcular a seção de choque de reação.

A figura IV.9, apresenta esta comparação como função da energia no referencial de centro de massa, onde os pontos são correspondentes à seção de choque de fusão experimental, enquanto que a linha cheia à seção de choque de reação, via modelo óptico, calculada através do programa computacional PTOLEMY (Ma 76), que faz cálculos de reações diretas para íons pesados, onde são fornecidos ao programa os valores dos seguintes parâmetros do modelo óptico: os potenciais real e imaginário, os raios destes potenciais e suas respectivas difusividades, além da energia de bombardeio desejada.

Através desta figura, podemos observar que o processo de fusão

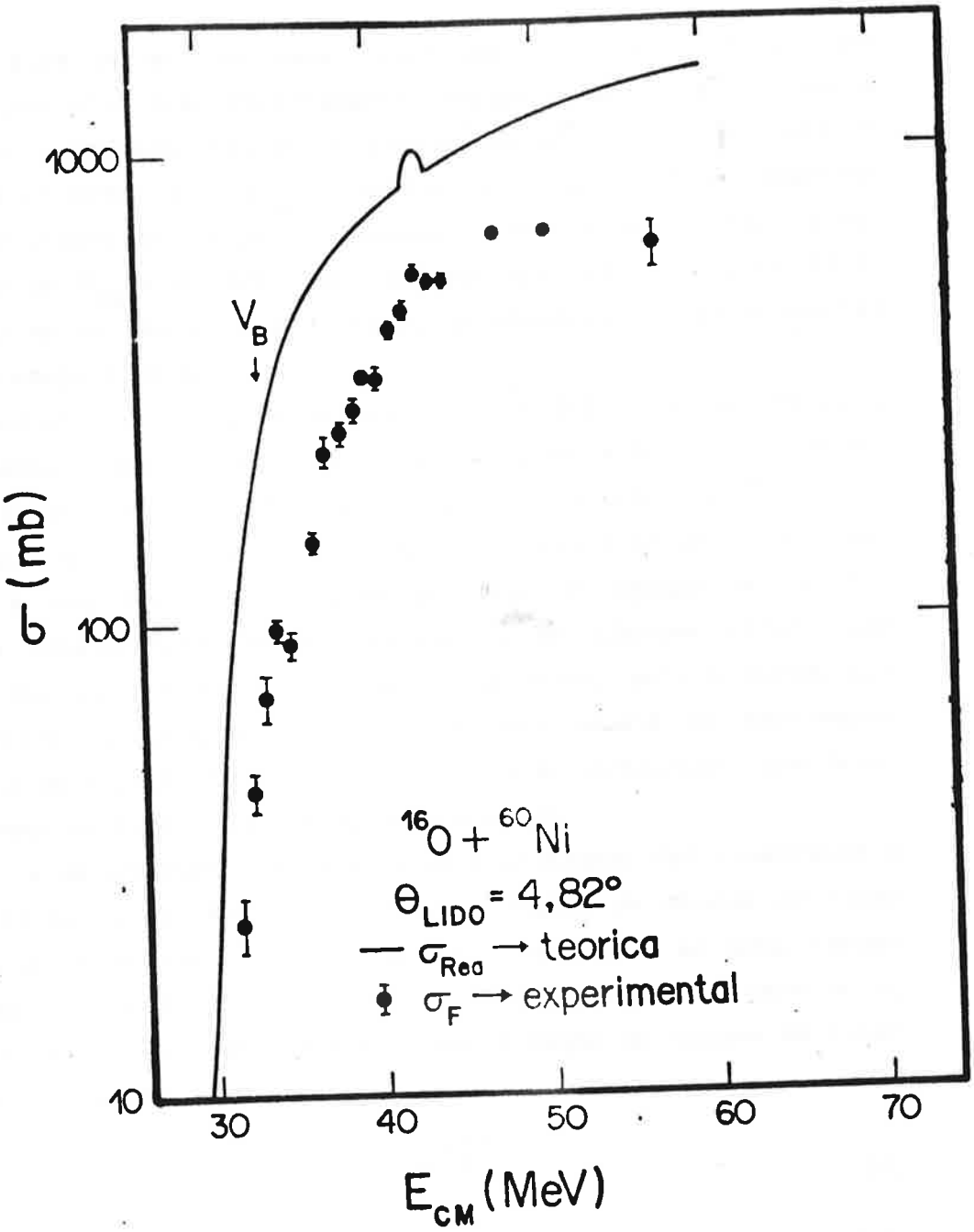

Figura IV.9 - *Função de excitação do sistema* $^{16}O + ^{60}Ni$, *onde são apresentados os dados experimentais da seção de choque de reação* σ_{REA}, *em função da energia de bombardeio no referencial de centro de massa.*

nuclear, além de ser um canal importante, na faixa de energia estudada por nós, tem comportamento similar ao da seção de choque de reação, calculada através da análise de dados experimentais de espalhamento elástico, via modelo óptico. Também podemos observar que ambas seções de choque apresentam um comportamento não "liso" na região de $E_{CM} \cong 42$ MeV, que conforme mostrado na figura IV.9, está próxima da região onde o termo de absorção, W, do potencial óptico, começa a diminuir.

O estudo dos potenciais ópticos (Li 85), que descrevem o espalhamento elástico, na região de energias acima da barreira, mostrou existir um comportamento anômalo para o sistema $^{16}O + ^{60}Ni$. Em energias próximas e abaixo da barreira, onde o processo de fusão nuclear é uma fração importante da seção de choque de reação, torna-se interessante fazer comparações do sistema citado com aqueles que possuem massas próximas a do mesmo, pois é sabido que nesta faixa de energia, acoplamentos para canais de excitações coletivas de superfície e de transferência de partículas, que levam ao processo de fusão, são bastante relevantes.

A fim de podermos comparar os dois sistemas, foi construida a figura IV.10, onde são apresentadas as seções de choque de fusão experimentais em função da energia de bombardeio em suas formas reduzidas. Para isto utilizamos a fórmula de Wong para a σ_F (equação III.6) de onde podemos chegar à seção de choque de fusão numa forma reduzida, expressa como:

$$\sigma_F^{red} = \frac{2\, E_{CM}\, \sigma_F^{exp}}{R_0^2\, \hbar w_0} \qquad (5)$$

e à energia de bombardeio também em uma forma reduzida e que é dada por:

$$E^{red} = \frac{E_{CM} - V_B}{\hbar w_0} \qquad (6)$$

onde R_0, $\hbar w_0$ e V_B são o raio, a curvatura e a altura da barreira, respectivamente e σ_F^{exp} é a seção de choque de fusão experimental.

Estas duas expressões são apresentadas nesta forma para que

efeitos geométricos existentes entre os dois sistemas sejam descontados e para que elas possam ser utilizadas em todo intervalo de energia compreendido pelas medidas experimentais, uma vez que a equação de Wong é válida tanto para energias que se encontram acima da barreira coulombiana, como para aquelas que estão abaixo da mesma.

Através da figura IV.10, podemos observar que as funções de excitação dos sistemas $^{16}O + ^{60}Ni$ e $^{18}O + ^{58}Ni$ possuem aproximadamente a mesma forma em energias intermediárias, enquanto que na região subcoulombiana e pouco acima da barreira estas funções se afastam uma da outra, mostrando que o $^{18}O + ^{58}Ni$ possui um aumento significativo em relação ao $^{16}Ni + ^{60}Ni$. Isto indica que os mecanismos que favorecem o aumento da seção de choque de fusão nesta região de energia devem ser ligeiramente diferentes para cada sistema.

Vemos que a fusão de íons pesados em energias subcoulombianas não é um problema simples como o proposto pelo formalismo de penetração da barreira unidimensional. Para tratar este problema é necessário determinar quais graus de liberdade adicionais são relevantes e encontrar a influência dos mesmos sobre a seção de choque de fusão. O caminho natural para se manejar o problema é o formalismo de canais acoplados onde foram investigados, em estudos preliminares (Ro 87), os efeitos de acoplar canais inelásticos e de transferência com a ajuda de códigos de canais acoplados, onde estes cálculos indicaram que o aumento da seção de choque de fusão depende fortemente da coletividade dos núcleos envolvidos.

Assim sendo, com o intuito de estimarmos como estes mecanismos podem influenciar este aumento ao redor da barreira, será feita a seguir, uma análise de canais acoplados que consegue separar efeitos de canais inelásticos dos de transferência.

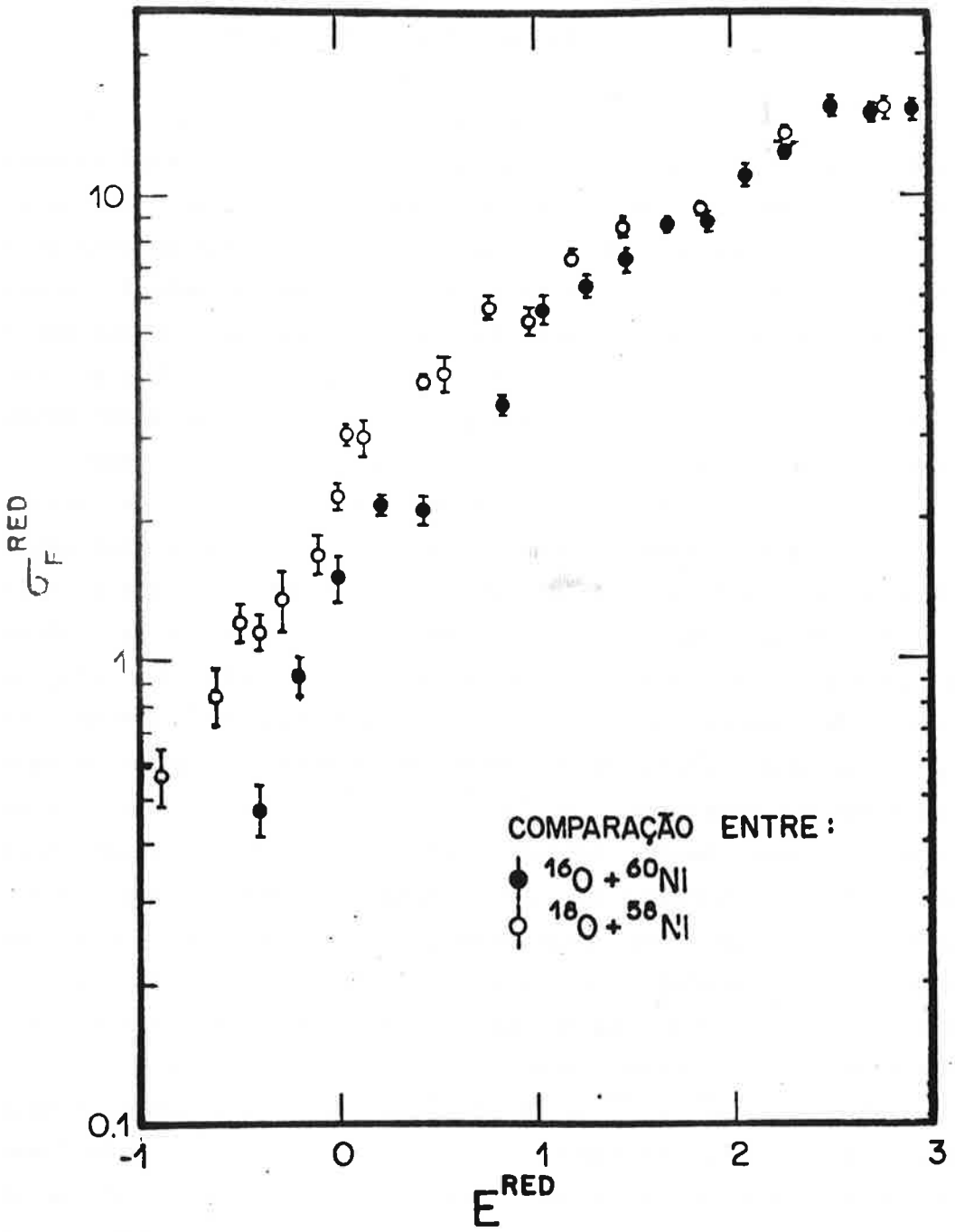

Figura IV.10 - *Comparação entre os sistemas* $^{16}O + ^{60}Ni$ *e* $^{18}O + ^{58}Ni$ *utilizando-se uma escala reduzida, obtida das equações* IV.5 *e* IV.6.

IV.3.3 - ANÁLISE DE CANAIS ACOPLADOS

Para este tipo de análise foi utilizado o programa computacional CCFUS (Da 86), que calcula a seção de choque de fusão total em energias próximas à barreira, levando em conta acoplamentos para canais de excitações coletivas de superfície e de transferências de partículas. A parte nuclear do potencial efetivo usada neste programa é a de Christensen e Winther (Ch 76), que utiliza o formalismo unidimensional de penetração de barreira, da mesma forma que os potenciais nucleares citados na seção IV.3.1.

Como vimos nas figuras IV.5a e IV.5b, cálculos que se baseiam apenas em modelos unidimensionais de penetração de barreira, subestimam a seção de choque de fusão experimental para energias em torno e abaixo da barreira coulombiana. Este efeito experimental é devido, em parte, às excitações inelásticas ocorridas no alvo e no projétil durante a interação e/ou devido ao processo de transferência de partículas entre os núcleos interagentes. Assim, numa primeira tentativa de entender a fusão nesta região de energia para os sistemas $^{16}O + ^{60}Ni$ e $^{18}O + ^{58}Ni$, comparamos os resultados experimentais com as previsões obtidas apenas para os canais inelásticos, através do código CCFUS. As transições, responsáveis por intensidades maiores de acoplamentos, ocorridas para o estado fundamental estão listadas na tabela IV.4, juntamente com outras informações espectroscópicas necessárias para este tipo de cálculo.

Nas figuras IV.11a e IV.11b são comparados os resultados experimentais dos sistemas $^{16}O + ^{60}Ni$ e $^{18}O + ^{58}Ni$ com diferentes resultados teóricos, de onde podemos observar que a σ_F, na região de baixas energias, é maior para as previsões de acoplamentos com canais inelásticos (linha pontilhada) do que para aquelas que consideram apenas o modelo unidimensional (linha tracejada). Mas ainda há uma diferença entre os resultados experimentais e aqueles calculados com o CCFUS e que pode ser devido aos canais inelásticos ausentes, responsáveis por efeitos de acoplamentos de ordem superior, e ao carater aproximativo do cálculo, como também devido a efeitos de transferência de nucleons, ocorrida durante a

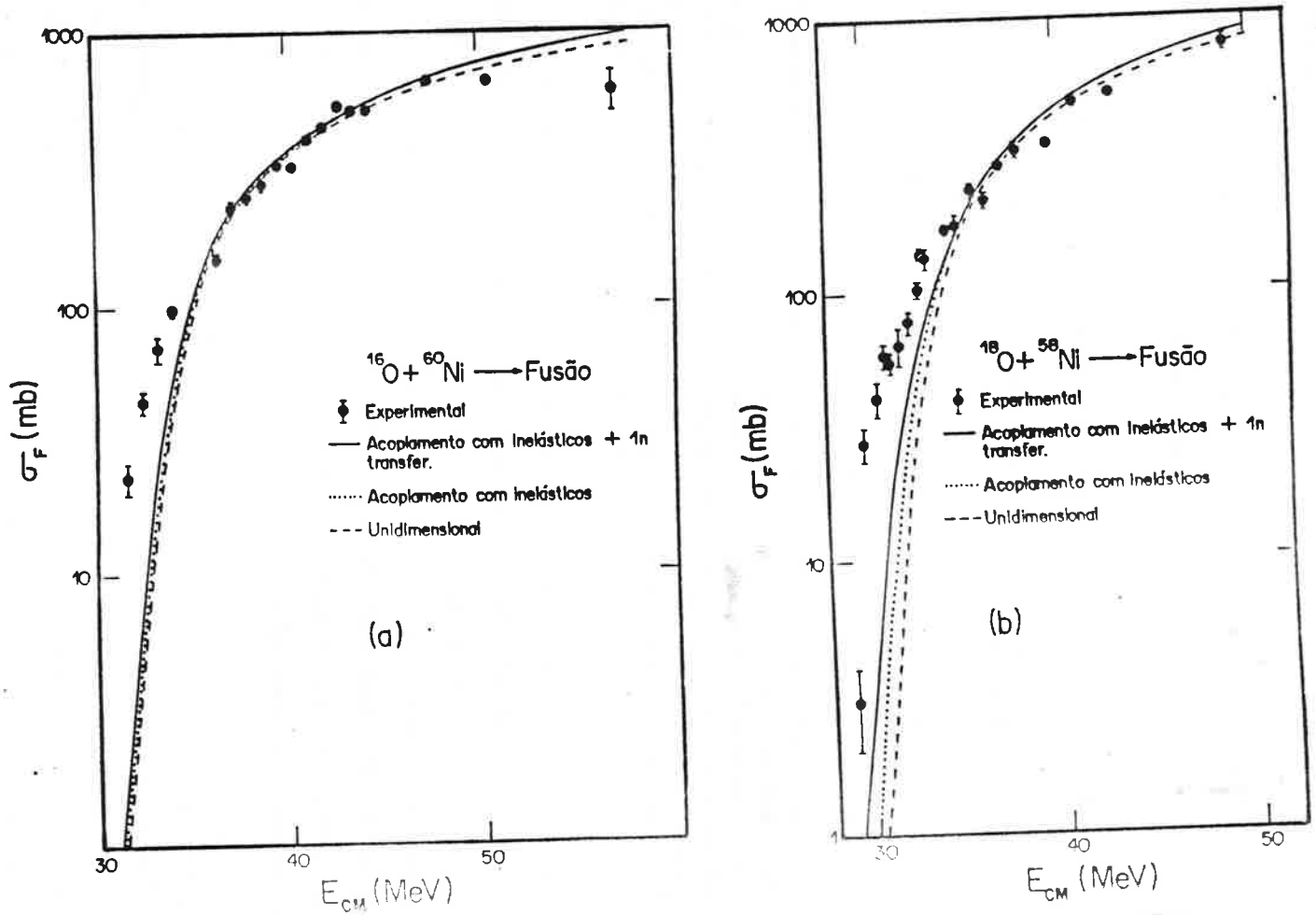

Figura IV.11 - *Comparação entre os resultados experimentais e três considerações teóricas diferentes para (a)* $^{16}O + ^{60}Ni$ *e (b)* $^{18}O + ^{58}Ni$. *A linha tracejada representa o modelo unidimensional de penetração de barreira com o potencial Proximity, a linha pontilhada reproduz o acoplamento apenas com os canais inelásticos, enquanto que a linha cheia é o ajuste do acoplamento com os canais inelásticos mais a transferência de um nêutron.*

interação.

NÚCLEO	J^{π}	E^{*} (MeV)	λ	β_{λ}
^{60}Ni	2^{+}	1.33	2	0.22
	3^{-}	4.04	3	0.19
^{16}O	2^{+}	6.93	2	0.08
^{58}Ni	2^{+}	1.45	2	0.20
	3^{-}	4.48	3	0.21
^{18}O	2^{+}	1.98	2	0.30

Tabela IV.4 - *Dados referentes às informações espectroscópicas para transições inelásticas dos núcleos acima tabelados. Aqui são apresentados o momento angular total com a paridade J^{π}, a energia de excitação E^{*}, a multipolaridade λ e a deformação β de cada nível. Os dados foram obtidos de:* ^{60}Ni - *Nuclear Data Sheets* B2(1968),5; ^{58}Ni - *Nuclear Data Sheets* B3(1970),3-4; $^{16,18}O$ - *Nuclear Data Table* A1(1965),1-4.

A partir de trabalhos publicados (Br 83a, Da 83a) no início da década de 80, observou-se que a transferência de nucleons, em particular, a de nêutrons com valores de Q positivos ou negativos pode favorecer a fusão nuclear na região subcoulombiana. Assim sendo, com o objetivo de tentar ajustar os resultados experimentais da função de excitação, passamos a empregar nos cálculos, até aqui feitos, a transferência ocorrida por nêutrons juntamente com as transições inelásticas.

Para se observar a influência do canal de transferência nos sistemas estudados neste trabalho, utilizando-se o cálculo feito pelo código CCFUS é necessário fornecer a este programa os valores do Q de reação e do fator de forma F(r) que foi calculado para a transferência de um nêutron, através da expressão obtida por Skorka e colaboradores (Sk 87) e que é dada por:

$$F(r) = \frac{3}{1 + \exp\left[(r-R)/a\right]} \qquad \text{MeV}$$

onde o raio coulombiano é dado por $R = 1.2(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ e a difusividade é assumida como a = 1.4 fm.

Desta forma, foram feitos cálculos de canais acoplados para a transferência de um nêutron pick-up no sistema $^{16}O + ^{60}Ni$ e um nêutron stripping no sistema $^{18}O + ^{58}Ni$, o que acarretou num valor negativo do Q de reação para o primeiro e num valor positivo para o segundo. Os resultados numéricos destas quantidades são apresentados na tabela IV.5 para os dois sistemas, enquanto que as representações gráficas destas transferências podem ser vistas nas figuras IV.11a e IV.11b.

SISTEMA	tipo de transferência	F (MeV)	Q (MeV)
$^{16}O + ^{60}Ni$	pick-up	.98	-7.24
$^{18}O + ^{58}Ni$	stripping	.87	0.96

Tabela IV.5 - *Valores referentes aos fatores de forma e Q de reação para os tipos de transferência aplicados aos sistemas apresentados.*

Pelas figuras acima citadas podemos observar que este acoplamento juntamente com as transições inelásticas (linha cheia), provoca um aumento na seção de choque de fusão teórica para energias em torno e abaixo da barreira, mas que ainda subestima os dados experimentais. Com o objetivo de avaliarmos se esta diferença é devidaà transferência de um número maior de nucleons, fizemos um cálculo estimativo do fator de forma para a transferência de dois nêutrons para ambos os sistemas de reação e calculamos, através do código CCFUS, a seção de choque de fusão teórica. Por intermédio destes cálculos pudemos observar que a forma da função de excitação, calculada para este tipo de transferência ainda não consegue se ajustar satisfatoriamente aos dados experimentais, uma vez que sua forma não corresponde à forma da função de excitação dos dados experimentais. Isto pode ocorrer porque o programa CCFUS não nos fornece cálculos de ordem mais precisa.

Aqui é bom ressaltar que se observarmos as figuras IV.11a e IV.11b, vemos que o aumento da seção de choque de fusão teórica provocada pelo acoplamento de canais inelásticos em relação ao modelo unidimensional é maior para o sistema $^{18}O + ^{58}Ni$ do que para o $^{16}O + ^{60}Ni$, este comportamento se repete para o acoplamento da transferência de um nêutron juntamente com os canais inelásticos. Isto indica que existe uma maior sensibilidade destes tipos de acoplamentos para o primeiro sistema do que para o segundo.

Ao final desta seção podemos dizer que por intermédio da análise feita com o formalismo de canais acoplados podemos observar que os sistemas $^{16}O + ^{60}Ni$ e $^{18}O + ^{58}Ni$ possuem comportamentos ligeiramente diferentes na região subcoulombiana. Mas os mecanismos responsáveis por estas divergências não são totalmente conhecidos, pois para que isto acontecesse teríamos que utilizar cálculos teóricos muito mais precisos, o que não nos foi possível devido à pequena capacidade computacional disponível nos computadores utilizados por nós. Futuramente esperamos realizar cálculos mais completos para canais acoplados em conjunto com o grupo especializado em reações com íons pesados do Laboratório Nacional de Daresbury - Inglaterra, onde poderão ser levados em conta muitos parâmetros necessários para se realizar cálculos que consigam obter previsões mais realísticas.

Com isto concluimos a análise da função de excitação para todo o intervalo de energia abrangido neste trabalho, onde o sistema $^{16}O + ^{60}Ni$ foi analisado e comparado com o $^{18}O + ^{58}Ni$. Mas para nos certificarmos de que todos os pontos experimentais, apresentados neste trabalho, não possuem algum tipo de incoerência no que se refere à aquisição de dados, resolvemos fazer uma breve análise dos resíduos de evaporação, através do espectro de velocidades.

IV.4 - *ANÁLISE DOS RESÍDUOS DE EVAPORAÇÃO ATRAVÉS DO ESPECTRO DE VELOCIDADES*

Este tipo de análise nos ajudará a observar se os dados experimentais, contidos na função de excitação possuem alguma espécie de anormalidade provocada por fatores experimentais (como "cortes" no espectro, provocados pela eletrônica), pois como vimos na seção III.6, a forma gaussiana dos espectros de velocidade nos auxiliará a observar estes tipos de irregularidades. Estes espectros também são usados para se fazer uma análise simples das distribuições angulares medidas, podendo-se então, realizar uma comparação com os resultados obtidos por outro tipo de análise, como a feita no início deste capítulo.

É sabido que, após o núcleo composto ter sido formado com uma energia de excitação $E^* = E_{CM} + Q$, partículas leves são evaporadas do mesmo, onde o núcleo resultante deste processo de evaporação é o resíduo de evaporação ou resíduo (produto) de fusão.

Estes resíduos são correspondentes a determinados eventos nos espectros biparamétricos (como os apresentados nas figuras II.14, II.16 e II.17), onde seus eixos podem ser modificados, de acordo com as observações feitas na seção II.4.1. Segundo estas observações, foi construida a figura IV.12, que apresenta uma distribuição de velocidades dos resíduos de fusão do sistema $^{16}O + ^{60}Ni$ na energia de $E_{LAB} = 64$ MeV e ângulo de $\theta_{LAB} = 4.82^o$, onde vemos que sua forma reproduz bem a de uma gaussiana. Devido aos dados serem inclusivos, as massas dos resíduos são exibidas no espectro de velocidades de uma forma somada, assim não nos é possível fazer uma comparação mais detalhada de cada canal de evaporação, como a apresentada na figura III.5, obtida da referência (Mo 83). Alternativamente podemos obter uma estimativa simples da variação dos canais de evaporação com a variação da energia de bombardeio, utilizando o código computacional de decaimento estatístico PACE, de onde observamos que o canal de evaporação de uma partícula α aumenta com o crescimento da energia,

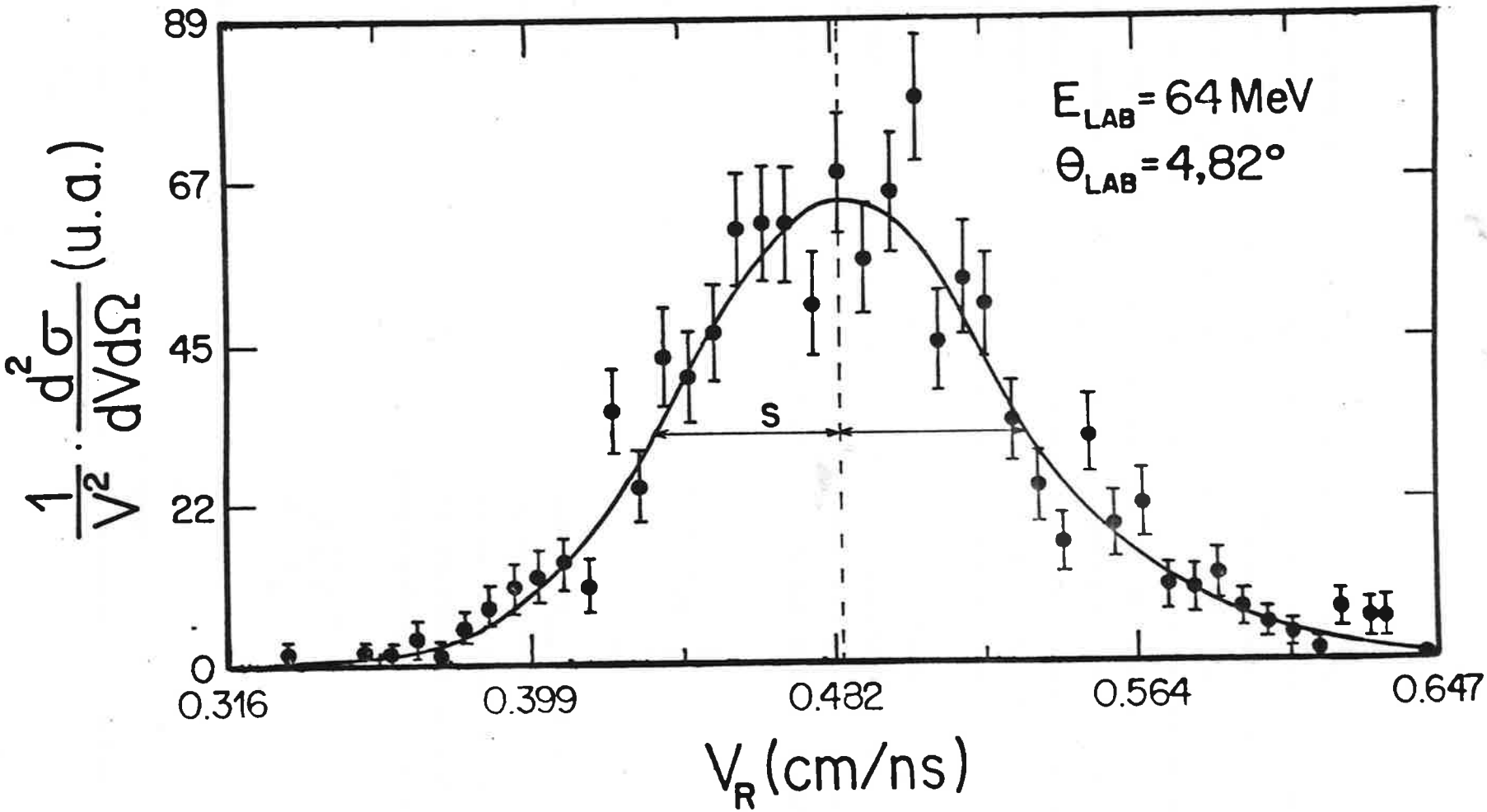

Figura IV.12 - *Distribuição de velocidades dos resíduos de evaporação do sistema* $^{16}O + {}^{60}Ni$, *medidos em* $\theta_{LAB} = 4.82°$ *e* $E_{LAB} = 64$ MeV. *A linha cheia é o ajuste feito, utilizando uma curva tipo gaussiana, de onde podemos extrair o centróide* V_{CM}, *representado pela linha tracejada.*

mesmo assim, em energias mais altas como E_{LAB} = 64 MeV o canal de evaporação de nucleons (0α + nN) detém a maior probabilidade de ocorrência, dando para o canal (1α + nN) uma porcentagem de 31.04%, enquanto que para o canal (2α + nN) a porcentagem é 10.33%.

Neste ponto, é bom ressaltar que um espectro do tipo exibido na figura IV.12 foi feito para cada uma das medidas de fusão, e onde nenhuma anormalidade quanto à obtenção de dados foi apresentada. Assim, podemos dizer que não existe nenhuma incoerência quanto aos dados experimentais da função de excitação, podendo-se confiar nos resultados apresentados na mesma.

Podemos também utilizar o espectro de velocidades para fazer uma análise alternativa das distribuições angulares. Para isto precisamos primeiramente integrar a expressão III.40 com relação à velocidade e negligenciar os termos de ordem superior, assim obtemos:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \cong K \cos^2\theta_{LAB} \exp\left[- \frac{V_C^2 \, \mathrm{sen}^2\theta_{LAB}}{2s^2} \right] \qquad (7)$$

onde K é uma constante de normalização, θ_{LAB} o ângulo de laboratório do resíduo, V_C a velocidade do núcleo composto e s é a variância (desvio padrão) da distribuição da velocidade de recuo, onde Hilscher e colaboradores (Hi 79) calcularam a seguinte expressão para a variância quadrática para a emissão de nucleons:

$$s^2 = \frac{\bar{n} \, A_N \, T}{A_{RE}^2} \quad ; \quad T = \sqrt{\frac{8 \, E^*}{A_{NC}}} \qquad (8)$$

onde,

$\bar{n}$ → número médio de nucleons evaporados

A_N → número de massa do nucleon evaporado

A_{RE} → número de massa do resíduo de evaporação, obtido de: $A_{ER} = A_{NC} - \bar{n} \cdot A_N$

A_{NC} → número de massa do núcleo composto

T → temperatura nuclear.

O valor teórico de s (vindo da equação IV.8) é obtido através dos resultados fornecidos pelo código computacional PACE para cada um dos parâmetros usados.

Tendo este valor teórico, podemos compará-lo com valores experimentais, obtidos dos espectros de velocidade e de ajustes feitos para as distribuições angulares.

Para a região de ângulos frontais ($2^\circ \leq \theta_{LAB} \leq 12^\circ$), que possui maior seção de choque , construimos o gráfico da seção de choque diferencial dos resíduos de evaporação, em função de $sen^2\theta_{LAB}$, que tem uma dependência linear, como mostrado na figura IV.13, onde são exibidas as três distribuições angulares do sistema $^{16}O + {}^{60}Ni$, medidas nas energias E_{LAB} = 43, 50 e 64 MeV. Para cada distribuição foi feito um ajuste (representado na figura por uma linha cheia), que leva em conta os dados experimentais obtidos juntamente com a equação IV.7, e através do qual foi extraida a variância s para cada energia.

Outro resultado experimental para s vem do espectro de velocidades, onde se obtém s da largura a meia altura da gaussiana (como mostrado na figura IV.12).

Tendo então, os valores experimentais e teóricos da variância (apresentados na tabela IV.6), podemos compará-los. Desta forma, observamos que os valores de s obtidos experimentalmente pelas distribuições angulares e de velocidades são bem consistentes dentro dos erros experimentais, enquanto que o valor teórico possui um desvio significativo em relação aos experimentais, devido ao fato da expressão IV.8 ser bem simples, não levando em conta determinados mecanismos, como por exemplo a evaporação de partículas α. Portanto, podemos observar que estes desvios são inerentes à equação utilizada e não devidos aos resultados obtidos do programa PACE, que pelo que vimos na análise das distribuições angulares, realizada no início deste capítulo, parece ser capaz de prever relativamente bem os resultados da evaporação do núcleo

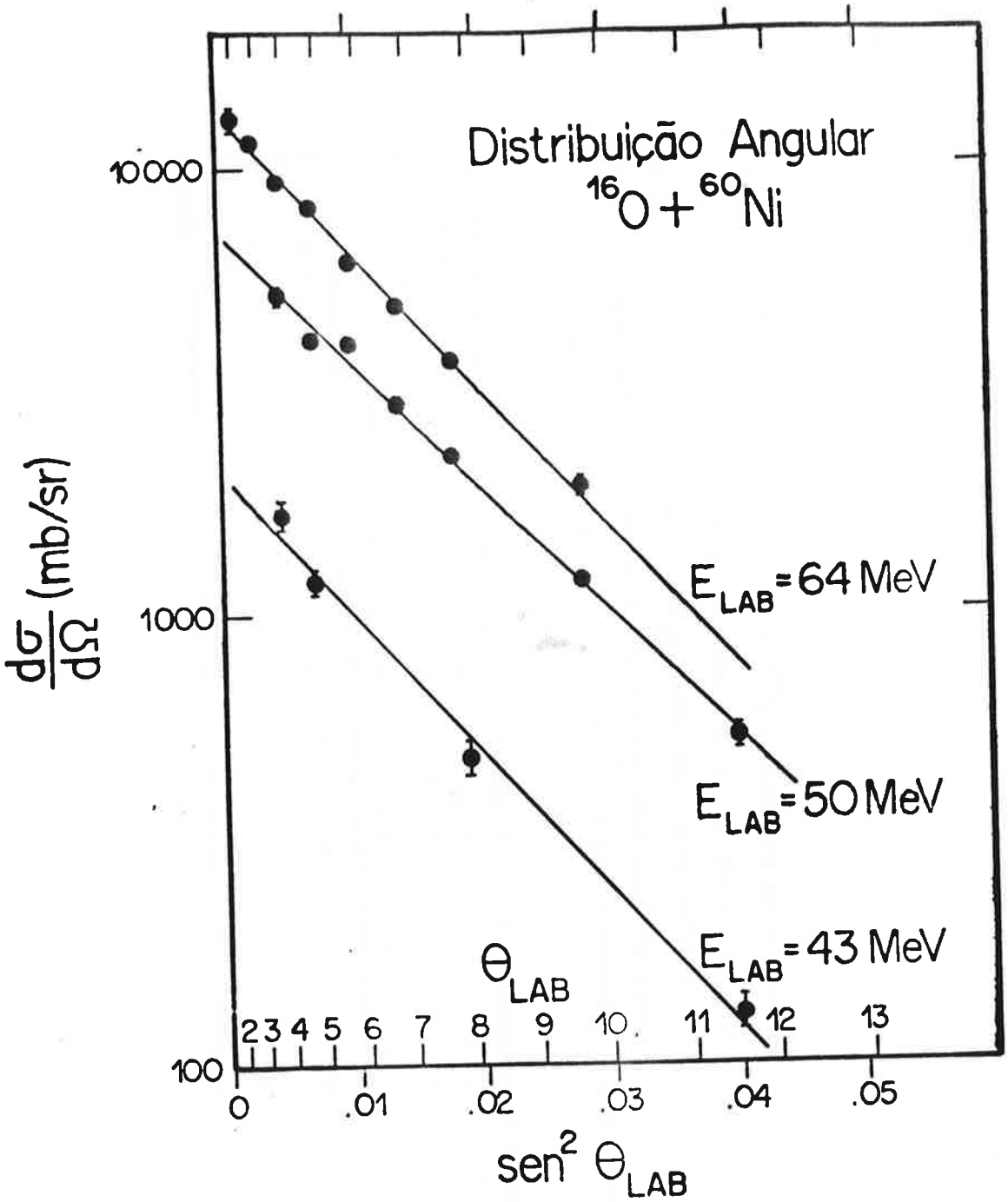

Figura IV.13 - *Distribuições angulares dos resíduos de evaporação para o sistema* $^{16}O + ^{60}Ni$ *nas energias* E_{LAB} = 43, 50 *e* 64 MeV. *As variâncias* s *são extraídas dos ajustes feitos, representados por linhas cheias.*

E_{LAB} (MeV)	E^* (MeV)	$\bar{n}$	s_E (distr. de veloc.) $(MeV/u.m.a.)^{1/2}$	s_E (distr. ang.) $(MeV/u.m.a.)^{1/2}$	s_T (eq. IV.8) $(MeV/u.m.a.)^{1/2}$
43	33.84	2.164	0.039 ± 0.002	0.040 ± 0.002	0.028
50	39.37	2.751	0.045 ± 0.001	0.046 ± 0.002	0.032
64	50.42	4.360	0.051 ± 0.001	0.049 ± 0.001	0.044

Tabela IV.6 - *Comparação entre os valores de s obtidos experimentalmente das distribuições angulares e de velocidades e teoricamente através da equação IV.8. São apresentados também os valores da energia de excitação E^* e do número médio de nucleons $\bar{n}$ para as energias de bombardeio E_{LAB} = 43, 50 e 64 MeV.*

composto.

Para finalizar podemos então dizer que os dados medidos para as distribuições angulares são coerentes.

V - COMENTÁRIOS FINAIS

Neste trabalho, fizemos medidas da seção de choque de fusão para o sistema $^{16}O + ^{60}Ni$ no intervalo de energia de bombardeio ao redor da barreira coulombiana, que foram comparadas com as do sistema $^{18}O + ^{58}Ni$, cujo núcleo composto formado da interação, possui a mesma massa do $^{16}O + ^{60}Ni$.

Para nos certificarmos de que os pontos experimentais, não possuiam algum tipo de incoerência no que se refere à aquisição de dados, foi feita uma análise dos resíduos de evaporação através do espectro de velocidades, onde os resultados encontrados se mostraram muito satisfatórios.

As funções de excitação, para os resultados obtidos, foram analisadas primeiramente, via teorias semiclássicas de penetração de barreira, de onde se obteve parâmetros da barreira de fusão para cinco potenciais diferentes. As figuras IV.5a e IV.5b ilustram o fato de que todos possuem a mesma forma analítica e se ajustam razoavelmente bem às seções de choque de fusão para energias acima da barreira, desde que, seja introduzido um parâmetro livre ΔR, no valor do raio efetivo dos núcleos interagentes.

Os valores dos parâmetros encontrados por esta análise (para o sistema $^{16}O + ^{60}Ni$), se mostraram abaixo daqueles obtidos para uma sistemática ampla de dados da literatura, indicando um desfavorecimento da seção de choque de fusão, com relação à teoria unidimensional de penetração de barreira, na região logo acima da mesma. Estes fatos foram confirmados através do estudo da relação de dispersão, advinda dos potenciais ópticos, mostrando haver um fechamento do canal de reação e conseqüentemente do de fusão nuclear para esta região de energia, uma vez que a seção de choque de fusão segue um comportamento similar ao da seção de choque de reação.

Com o objetivo de comparar os sistemas $^{16}O + ^{60}Ni$ e

$^{18}O + ^{58}Ni$, foram utilizados cálculos (para a seção de choque de fusão e para a energia de bombardeio), que descontam os efeitos geométricos e de barreira. Os resultados estão na figura IV.10 e mostram que ambos sistemas possuem a mesma forma na região de energia acima da barreira, enquanto que abaixo dela os dois apresentam comportamentos diferentes, indicando que os mecanismos responsáveis por esta divergência, na região subcoulombiana, são ligeiramente diferentes para cada sistema. O estudo de canais acoplados para os dois sistemas parece confirmar esta diferença nas funções de excitação, pois o $^{18}O + ^{58}Ni$ parece ter uma sensibilidade maior ao acoplamento de canais de excitações coletivas e de transferência de partículas, do que o $^{16}O + ^{60}Ni$. Isto pode ser devido a efeitos exclusivamente do alvo, visto que, a análise dos canais de fusão e de espalhamento elástico dos sistemas $^{16}O + ^{63,65}Cu$ (feita por outro integrante do grupo), tem enfatizado esta observação. Aqui é bom ressaltar que ainda é necessário um estudo mais abrangente de diferentes sistemas nesta região de massa. Assim, começamos a fazer recentemente medidas de fusão para o sistema $^{16}O + ^{58}Ni$, que será comparado com o $^{16}O + ^{60}Ni$, cuja análise será motivo de um trabalho futuro.

Para a região subcoulombiana, os valores da seção de choque de fusão são subestimados pelo modelo unidimensional, assim incluimos aos cálculos, o acoplamento de canais inelásticos somados à transferência de um nêutron, que se mostraram ainda insuficientes para o ajuste com os resultados experimentais e o acréscimo de dois nêutrons transferidos mostrou um ajuste pouco satisfatório com relação aos dados experimentais, o que nos levou a concluir que previsões mais realísticas só seriam possíveis através de cálculos de ordem mais precisa, que pretendemos fazer futuramente.

APÊNDICE

CALIBRAÇÃO EM ENERGIA DO ACELERADOR TANDEM PELLETRON

1. INTRODUÇÃO

Achamos necessário realizar uma nova calibração em energia do sistema analisador de feixe do acelerador Tandem 8UD-Pelletron, pois os trabalhos desenvolvidos pelo grupo de Íons Pesados necessitam de boa precisão em energia, precisão esta que não sabiamos se poderia ser confiável, uma vez que a última calibração feita no acelerador foi em 1983.

Este sistema analisador consiste de um imã defletor de 90° (ME-200), acoplado ao acelerador de partículas, que define e controla a energia do feixe (Ro 76).

Nosso experimento se resumiu em usar uma dada reação de espalhamento elástico para encontrar uma ressonância magnética nuclear, variando a freqüência ou a energia E_p do feixe, uma vez que a intensidade do campo magnético dentro do imã é diretamente proporcional à freqüência f da ressonância magnética nuclear.

Uma vez que desejávamos saber se o imã defletor ME-200 estava calibrado em energia, utilizamos um sistema de reação bem conhecido e que já havia sido usado para calibrar o imã anteriormente (Hi 75, Ro 76). Assim a reação escolhida foi $^{12}C(p,p)^{12}C$ (Hi 75, Le 69), da qual tem-se conhecimento da existência de uma ressonância no ^{13}N ($1^{\underline{o}}$ estado T = 3/2 do ^{13}N), que por sua vez é bem definida, muito estreita (Γ = 1.22 KeV) e isolada na função de excitação para espalhamento elástico. Além disso, a energia desta ressonância foi precisamente estabelecida (E_{res} = 14230.75 ± 0.20 KeV) utilizando-se técnicas de tempo de vôo (Hu 73).

2. MONTAGEM DA EXPERIÊNCIA

O esquema simplificado do arranjo experimental utilizado aqui é mostrado na figura 1.

Para a realização da experiência foi utilizada a câmara de espalhamento, localizada na canalização 30° B, onde fixou-se um alvo de ^{12}C de aproximadamente 40μg/cm^2 de espessura, um detector de estado sólido acoplado a colimadores de tântalo com 1 mm de espessura e 2 mm de diâmetro. Este detector foi posicionado à + 165° com relação ao feixe incidente.

Para efeitos de cálculos, colocou-se na mesma direção do feixe incidente (0°) e a 2m da entrada da câmara, um copo de Faraday ligado a um integrador de corrente, que fornece a intensidade da carga integrada durante a experiência.

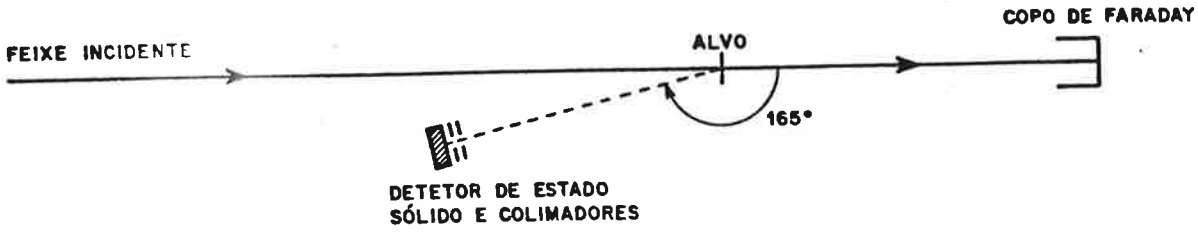

Figura 1 - *Esquema simplificado do arranjo experimental utilizado na experiência de espalhamento elástico de prótons pelo* ^{12}C.

A eletrônica utilizada é trivial, constituida apenas de um pré-amplificador, um amplificador e um scaler que fornece as contagens obtidas pelo integrador.

Para a aquisição dos dados foi utilizado um analisador multicanal conectado a um microcomputador PC. Os espectros armazenados no multicanal são transferidos para a memória do micro, de onde são armazenados em disquete e analisados posteriormente no próprio microcomputador.

3. RESULTADOS OBTIDOS

Tendo conhecimento da energia de ressonância da reação utilizada, nos limitamos a começar o processo de medida que nos abrangesse este intervalo de energia no qual a ressonância foi encontrada.

A figura 2, na próxima página, apresenta um espectro de prótons, onde além dos picos correspondentes ao espalhamento elástico e inelástico pelo carbono natural, observou-se outros picos devido a contaminantes (^{13}C, ^{14}N, ^{16}O) no alvo.

Para cada energia medida, os valores das integrais calculadas para os picos inelásticos e elásticos do ^{12}C e os picos elásticos dos contaminantes foram sistematicamente divididos pelos valores registrados no scaler. Assim, localizou-se, com intervalo de freqüência de aproximadamente 2 KHz, entre os pontos experimentais, a ressonância na curva de excitação, apresentada na figura 3.

Através da curva de excitação, determinou-se o "centro" da ressonância que se caracteriza por uma região onde a seção de choque é muito sensível a variações na energia ou na freqüência.

No trabalho de Hirata (Hi 75), no qual nos baseamos, é descrita a calibração do acelerador Pelletron e é relatado que, na reprodutibilidade do campo magnético, no procedimento de reciclagem do imã analisador acoplado ao acelerador, foi obtida para o "centro" da ressonância uma diferença de intervalo em freqüência de 4 KHz, respectiva a translações das várias curvas de excitação levantadas, onde foi adotada como freqüência de ressonância o ponto médio deste intervalo que corresponde à f_{res} = 18359 KHz, tendo portanto uma incerteza de ± 2 KHz.

Assim se compararmos com o valor da freqüência encontrado por nós (f_{res} = 18356.5 KHz), que equivale a uma energia de ressonância de E_{res} = 14.229 MeV, podemos concluir que o acelerador possui boa reprodutibilidade do campo magnético no imã analisador e portanto reproduz valores exatos em energia; em outras palavras, o sistema analisador de feixe do acelerador Tandem 8UD-Pelletron está

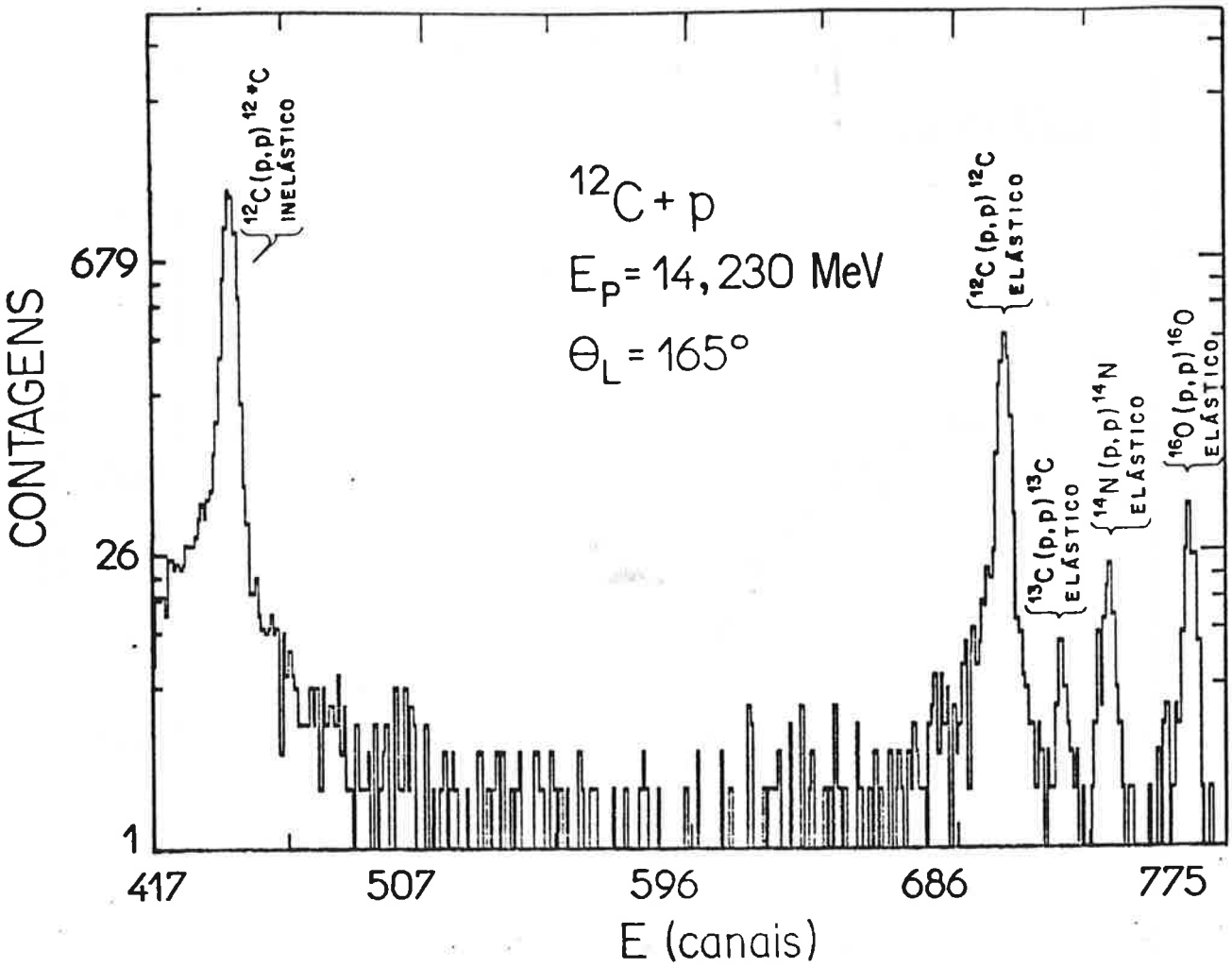

Figura 2 - *Espectro de energia, proporcional ao número de canais, obtido no estudo da reação* $^{12}C(p,p)^{12}C$.

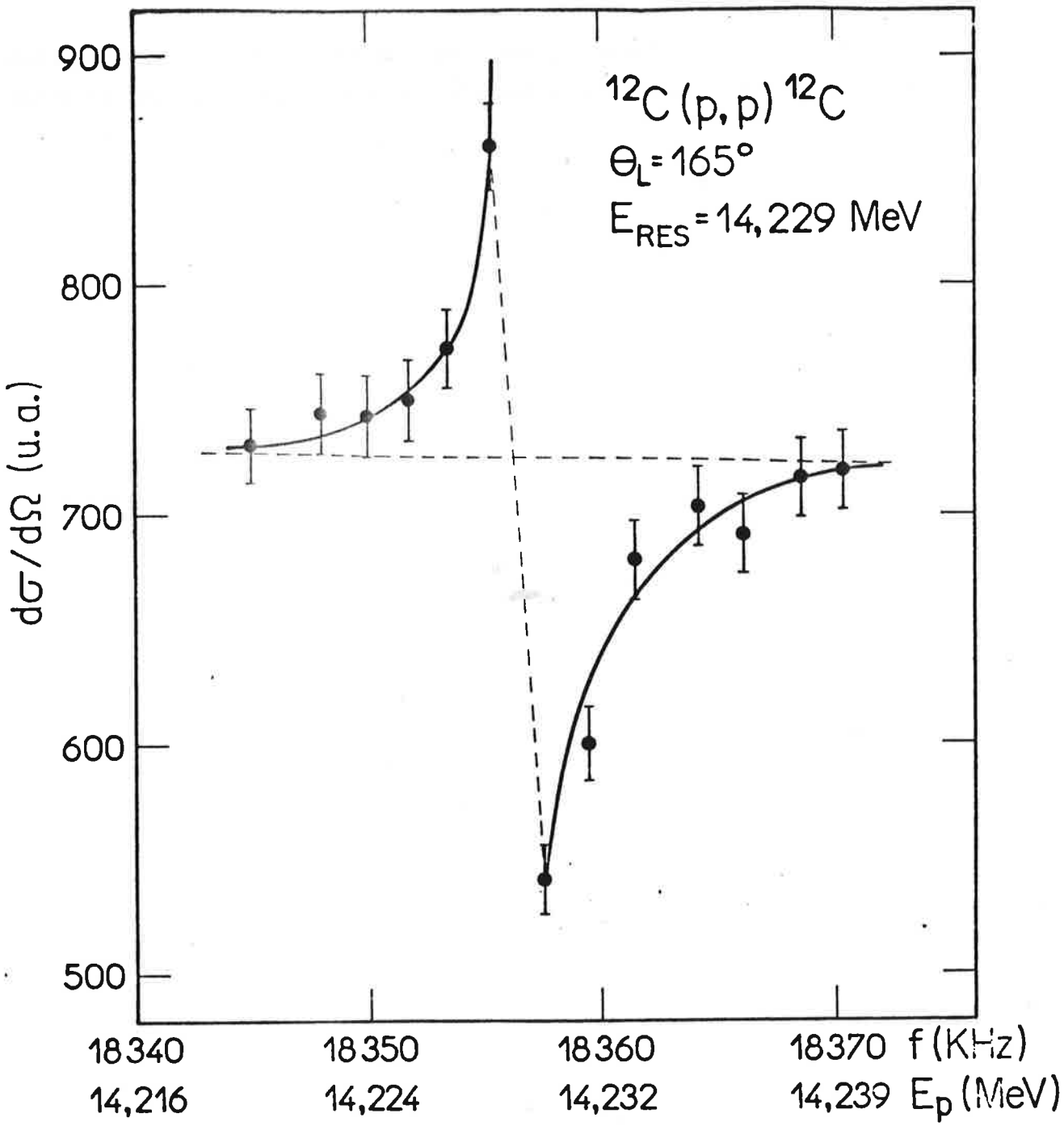

Figura 3 - *Ressonância T = 3/2 do* ^{13}N *observada através da reação* $^{12}C(p,p)^{12}C$. *Os pontos experimentais foram obtidos a* $\theta_{LAB} = 165°$ *com passos de 2 Khz. As barras de erros representam erros absolutos. As curvas traçadas pelos pontos experimentais, não têm significado teórico, são apenas um guia visual. O centróide da ressonância se encontra em* $f_{res} = 18356.5$ Khz ou $E_{res} = 14.229$ MeV.

calibrado em energia e desta forma temos condição de dizer que os dados obtidos para este trabalho são muito precisos em energia.

REFERÊNCIAS

Ac 86 - J.C. Acquadro, U. Schnitter, A.P. Teles, D. Pereira, O. Sala and P.A.B. Freitas
Nucl. Instr. and Meth. A244 (1986) 229

Ap 75 - C.R. Appoloni
Confecção de alvos nucleares
Depto. de Física Nuclear (1975) IFUSP

Ba 77 - B.B. Back, R.R. Betts, C. Gaarde, J.S. Larsen, E. Michelsen and Tai Kuang-Hsi
Nucl. Phys. A285 (1977) 317

Be 72 - H.D. Betz
Rev. Mod. Phys. 44 (1972) 465

Be 80 - M. Beckerman, M. Salomaa, A. Sperduto, H. Enge, J. Ball, A. Di Rienzo, S. Gazes, Y. Chen, J.D. Molitoris and M. Nai-Feng
Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 1472

Be 84 - M. Beckerman
"Fusion Reactions Below the Coulomb Barrier"
Lectures Notes in Physics 219 (1984) 1
S.G. Steadman ed., Springer, Berlin

Be 85 - S. Beghini, C. Signorini, S. Lunardi, M. Morando, G. Fortuna, A.M. Stefanini, W. Meczynski and R. Pengo
Nucl. Instr. and Meth. A239 (1985) 585

Br 74 - D.M. Brink and N. Rowley
Nucl. Phys. A219 (1974) 79

Br 83a - R.A. Broglia, C.H. Dasso, S. Landawne and A. Winther
Phys. Rev. C27 (1983) 2433

Br 83b - R.A. Broglia, C.H. Dasso, S. Landawne and G. Pollarolo
Phys. Lett. B133 (1983) 34

Br 84 - D.A. Bromley, ed.
"Treatise on Heavy Ion Science", vol. 2, (1984), Plenum Press

Ca 79 - J. Gomes del Campo, R.G. Stokstad, J.A. Biggerstaff, R.H. Dayras, A.H. Snell and P.H. Stelson
Phys. Rev. C19 (1979) 2170

Ch 76 - P.R. Christensen and A. Winther
Phys. Rev. 65B (1976) 19

Ch 87 - L.C. Chamon e C.A. Rocha
Comunicação Particular (1987)

Co 81 - T.M. Cormier and P.M. Stwertka
Nucl. Instr. and Meth. 184 (1981) 423

Da 83a - C.H. Dasso, S. Landowne and A. Winther
Nucl. Phys. A405 (1983) 381

Da 83b - C.H. Dasso, S. Landowne and A. Winther
Nucl. Phys. A407 (1983) 221

Da 84 - M. Dahlinger, W. Bonin, E. Kankeleit and H. Backe
Nucl. Instr. and Meth. 219 (1984) 513

Da 86 - C.H. Dasso and S. Landowne
"Proceedings of the Symposium on the Many Facets of Heavy-Ion Fusion Reactions" (1986) 477 - Argonne - USA

Da 87 - C.H. Dasso and S. Landowne
Phys. Lett. B183 (1987) 141

Di 80 - A.C. Di Riemzo, H.A. Enge, S.B. Gazes, M.K. Salomaa and A. Sperduto
Phys. Rev. C21 (1980) 2101

Es 81 - H. Esbensen
Nucl. Phys. A352 (1981) 147

Ew 76 - E. Ewald, K. Güttner, G. Münzenberg, P. Armbruster, W. Faust, S. Hogman, K.H. Schmidth, W. Schneider and K. Valli
Nucl. Instr. and Meth. 139 (1976) 223

Fl 78 - H. Flocard, S.E. Koonin and M.S. Weiss
Phys. Rev. C17 (1978) 1682

Fr 83 - W.S. Freeman, H. Ernst, D.F. Geesaman, W. Henning, T.J. Humanic, W. Kühn, J.P. Schiffer, B. Zeidman and F.W. Prosser
Phys. Rev. C28 (1983) 919

Fu 85 - B.R. Fulton, D.W. Banes, J.S. Lilley, M.A. Nagarajan and I.J. Thompson
Phys. Lett. 162B (1985) 55

Ga 80 - A. Gavron
Phys. Rev. C21 (1980) 230

Ge 68 - D.A. Gedcke and W.J. Mc Donald
Nucl. Instr. and Meth. 58 (1968) 253

Ge 76 - C.K. Gebke, P. Braun-Munzinger, J. Barrette, B. Zeidman, M.J. Levine, A. Gamp, H.L. Harney and Th. Walcher
Nucl. Phys. A269 (1976) 460

Hi 53 - D.L. Hill and J.A. Wheeler
Phys. Rev. 89 (1953) 1120

Hi 75 - J.H. Hirata
Dissertação de Mestrado (1975) - IFUSP

Hi 79 - D. Hilscher, J.R. Birkelund, A.D. Hoover, W.U. Schröder, W.W. Wilcke and J.R. Huizenga
Phys. Rev. 20C (1979) 576

Hu 73 - E. Huenges H. Rosler and H. Vonach
Phys. Lett. 46B (1973) 361

Ja 79 - J. Jastrzebski, H. Karwowski, M. Sadler and P.P. Singh
Phys. Rev. C19 (1979) 724

Kn 78 - G.F. Knoll
"Radiation Detection and Measurements"
John Willey & Sons, New Yosk, 1978

Kr 80 - H.J. Krappe
Lectures Notes In Physics 117 (1980) 312

La 65 - G.P. Lawrence, R.K. Beauchamp and J.L. Mc Kilben
Nucl. Instr. and Meth. 32 (1965) 357

Le 69 - M.J. LeVine and P.D. Parker
Phys. Rev. 186 (1969) 1021

Le 78 - M. Lefort and C. Ngô
Ann. Phys. 3 (1978) 5

Li 85 - J.S. Lilley, B.R. Fulton, M.A. Nagarajan, J.S. Thompson and D.W. Banes
Phys. Lett. B151 (1985) 181

Li 86 - R. Liguori Neto
Tese de Doutoramento (1986) - IFUSP

Ma 68 - J.B. Marion and F.C. Young
"Nuclear Reations Analisis, Graphs and Tables" (1968) 34
John Willey & Sons, New York - USA

Ma 76 - M.H. Macfarlane and S.C. Piepe
Manual do programa PTOLEMY ANL-76-11 Rev. 1

Ma 86 - C. Mahaux, G.R. Satchler and H. Ngô
Nucl. Phys. A449 (1986) 354

Me 71 - L. Meyer
Phys. Stat. Sol. B44 (1971) 253

Mi 86 - B. Milner
VAXPAC programs notes-private comunications, (1986), ORNL - OAK Ridge National Laboratory - USA

Mo 83 - H. Morgenstern, W. Bohne, K. Grabisch, H. Lehr and W. Stöffer
Z. Phys. A313 (1983) 39

My 66 - W.D. Myers and W.J. Swiatecki
Nucl. Phys. 81 (1966) 1

My 69 - W.D. Myers and W.J. Swiatecki
Ann. Phys. 55 (1969) 395

My 73 - W.D. Myers
Nucl. Phys. A204 (1973) 465

My 74 - W.D. Myers and W.J. Swiatecki
Ann. Phys. 84 (1974) 186

Na 70 - J.B. Natowitz
Phys. Rev. C1 (1970) 623

Na 85 - M.A. Nagarajan, C. Mahaux and G.R. Satchler
Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 1136

Pa 87 - S.D. Paciornik, Mario D. Ferraretto, A.P. Teles, P.M.C. Freitas, Marcelo D. Ferrareto, N.E.P. Pereira, F. Pádoa, Mauro D. Ferraretto e D. Stüker
5º Simpósio da Associação Brasileira de Usuários DIGITAL (1987) - São Paulo - S.P.

Pe 78 - D. Pereira, J.C. Acquadro, O. Sala e N.D. Vieira Jr.
Revista Brasileira de Física, 8 (1978) 165

Pe 86 - D. Pereira, J.C. Acquadro, O. Sala, L.C. Chamon, C.A. Rocha, G. Ramirez and C. Tenreiro
Preprint P-620, (1986), IFUSP

Pe 88 - D. Pereira, O. Sala and U. Schnitter
Nucl. Instr. and Meth. A267 (1988) 41

Pe 89 - D. Pereira, G. Ramirez, O. Sala, L.C. Chamon, C.A. Rocha, J.C. Acquadro and C. Tenreiro
Phys. Lett. 220B (1989) 347

Ra 79 - R. Rascher, W.F.J. Müller and K.P. Lieb
Phys. Rev. C20 (1979) 1028

Ri 86a - R.V. Ribas
Manual de utilização do PIAP e PLEX
Dept. de Física Nuclear (1986) - IFUSP

Ri 86b - R.V. Ribas
"IX Reunião de Trabalho sobre Física Nuclear no Brasil" 76 (1986) - Caxambú - M.G.

Ro 76 - V.H. Rotberg, D. Pereira, M.N. Rao e O. Sala
Revista Brasileira de Física, 6 (1976) 413

Ro 87 - C.A. Rocha
Dissertação de Mestrado (1987) - IFUSP

Ru 83 - K. Rudolph, D. Evers, P. Konrad, K.E.G. Löbner, U. Quade, S.J. Skorka and I. Weidl
Nucl. Instr. and Meth. 204 (1983) 407

Sa 74 - O. Sala and G. Spalek
Nucl. Instr. and Meth. 122 (1974) 213

Sc 77 - W.U. Schröder and J.R. Huizenga
Ann. Rev. Nucl. Sci. 27 (1977) 465

Sc 84 - W.U. Schröder and J.R. Huizenga
"Treatise on Heavy Ion Science"
ed. D.A. Bromley, vol. 2 (1984)

Sk 87 - S.J. Skorka, A.M. Stefanini, G. Fortuna, R. Pengo, W. Meczynski, G. Montagnoli, A. Tivelli, S. Beghini, C. Signorini and P.R. Pascholati
Z. Phys. A328 (1987) 355

Sp 80 - P. Sperr, H.J. Körner, W.A. Mayer and W. Wagner
Z. Phys. A297 (1980) 355

St 80 - R.G. Stokstad, Y. Eisen, S. Kaplanis, D. Pelte, U. Smilansky and I. Tserruya
Phys. Rev. C21 (1980) 2427

St 81 - R.G. Stokstad and E.E. Gross
Phys. Rev. C23 (1981) 281

St 84a - S.G. Steadman, ed.
"Fusion Reactions Below the Coulomb Barrier""
Lectures Notes in Physics (1984), Springer, Berlin

St 84b - A.M. Stefanini, G. Fortuna, A. Tivelli, W. Meczynski, S. Beghini, C. Signorini, S. Lunardi and M. Morando
Phys. Rev. C30 (1984) 2088

Ta 85 - O. Tanimura, J. Makowka and U. Mosel
Phys. Lett. B163 (1983) 317

Te 85 - C.F. Tenreiro e G. Ramirez
Comunicação Particular (1985)

Te 86 - A.P. Teles, Mario D. Ferraretto, P.M.C. Freitas, Marcelo D. Ferraretto e Mauro D. Ferraretto
Comunicação Particular - Grupo SEMA - (1986) - IFUSP

Va 78 - L.C. Vaz and J.M. Alexander
Phys. Rev. 18C (1978) 2152

Va 81 - L.C. Vaz and J.M. Alexander
Phys. Rep. 69 (1981) 373

Vi 79 - N.D. Vieira Jr.
Dissertação de Mestrado (1979) - IFUSP

Vi 86 - M.M. Vilela
Dissertação de Mestrado (1986) - IFUSP

Wo 54 - R.D. Woods and D.S. Saxon
Phys. Rev. 95 (1954) 577

Wo 73 - C.Y. Wong
Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 766

Zi 80 - J.F. Ziegler
"The Stopping and Ranges of Ions in Matter", vol. 2 à 6, (1980), Pergamount Press