

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO  
Instituto de Física

# MEDIDAS DE ESPALHAMENTO ELÁSTICO RESSONANTE $^{17}\text{O}+\text{p}$

**Kelly Cristina Cezaretto Pires**

Orientador: Prof. Dr. Rubens Lichtenthäler Filho

Dissertação de mestrado apresentada ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo para a obtenção do título de “Mestre em Ciências”.

**Banca examinadora:**

Prof. Dr. Rubens Lichtenthäler Filho (IFUSP)  
Prof. Dr. José Roberto Brandão de Oliveira (IFUSP)  
Profa. Dra. Maria Carolina Nemes (UFMG)

São Paulo  
2006

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

Pires, Kelly Cristina Cezaretto

“Medidas de espalhamento elástico ressonante  
 $^{17}\text{O} + p.$ ” São Paulo, 2006.

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

Orientador: Prof. Dr. Rubens Lichtenthäler Filho

Área de Concentração: Física Nuclear

Unitermos:

1. Aceleração de partículas; 2. Reações Nucleares -  
Espalhamento Elástico; 3. Reações Nucleares - Reações de  
Transferência; 4. Reações Nucleares - Funções de Excitação;  
5. Detecção de Partículas.

USP/IF/SBI-038/2006

*Aos meus pais,  
Maria e Antônio  
às minhas irmãs,  
Silmara e Flavia  
e ao Saulo.*

***Meus sinceros agradecimentos:***

*- ao Prof. Dr. Rubens Lichtenthaler Filho, pela orientação amiga e segura, bem como pelas discussões imprescindíveis para a realização deste trabalho;*

*- à Prof. Alinka Lèpine-Szily, ao Prof. Valdir Guimarães e aos colegas de grupo: Elis, Pedro, Robson, Marlete, Djalma, Adriana, Viviane, Juan, Orli e João que ajudaram na coleta de dados e me deram apoio em todas as fases deste trabalho;*

*- ao Prof. Brett V. Carlson pela colaboração;*

*- ao amigo Robson Z. Denke pela elaboração das figuras e inúmeras discussões;*

*- ao amigo Pedro N. de Faria por ter cedido a figura do diagrama do Acelerador Pelletron e ter me ajudado sempre que precisei;*

*- ao pessoal técnico das oficinas mecânica, eletrônica e Van der Graaff pela colaboração;*

*- ao pessoal do laboratório de alvos pela imprescindível ajuda na confecção dos alvos;*

*- aos meus pais e minhas irmãs e sempre me apoiaram e acreditaram em mim;*

*- ao meu namorado Saulo pelas discussões, ajuda e apoio nos momentos mais difíceis;*

*- à todas as pessoas que direta ou indiretamente contribuíram para a realização deste trabalho;*

*- ao CNPq pelo suporte financeiro deste projeto.*

## RESUMO

Foram medidas distribuições angulares do espalhamento elástico  $^{17}\text{O} + \text{p}$  e da reação de transferência  $\text{p}(^{17}\text{O}, \alpha)^{14}\text{N}$  nas energias  $E_{\text{CM}} = 1,39$  e  $2,33$  MeV. Foi utilizado feixe de  $^{17}\text{O}$  produzido no Laboratório Pelletron, com energias de 25 e 42 MeV. As medidas foram efetuadas utilizando-se alvos plásticos de mylar aluminizado ( $\text{C}_{10}\text{H}_{10}\text{O}_4$ ) e polietileno ( $\text{CH}_2$ ) com espessuras de  $354\mu\text{g}/\text{cm}^2$  e  $6\text{mg}/\text{cm}^2$ , respectivamente. As distribuições angulares experimentais do espalhamento elástico e da reação de transferência foram analisadas por cálculos de Modelo Óptico e Aproximação de Born de Ondas Distorcidas (DWBA), ambos levando em conta uma estimativa da contribuição do núcleo composto através de cálculos de Hauser-Feshbach. Em 42 MeV, foi medida uma função de excitação do espalhamento elástico utilizando o Método de Espalhamento Ressonante com alvo grosso de  $\text{CH}_2$ . Várias ressonâncias do núcleo composto  $^{18}\text{F}$  são observadas.

## ABSTRACT

Angular distributions of the elastic scattering  $^{17}\text{O} + \text{p}$  and of the transfer reaction  $\text{p}(^{17}\text{O}, \alpha)^{14}\text{N}$  have been measured at the energies,  $E_{\text{CM}} = 1.39$  and  $2.33$  MeV. The  $^{17}\text{O}$  beam was produced by the Pelletron accelerator at the energies of  $25$  and  $42$  MeV. The measurements have been performed using plastic targets of aluminized mylar ( $\text{C}_{10}\text{H}_{10}\text{O}_4$ ) and polyethylene ( $\text{CH}_2$ ) with thicknesses of  $354\mu\text{g}/\text{cm}^2$  and  $6\text{mg}/\text{cm}^2$ , respectively. The experimental angular distributions of the elastic scattering and of the transfer reaction have been analyzed by optical model and Distorted Waves Born Approximation (DWBA) calculations, both taking into account the compound nucleus contribution via Hauser-Feshbach calculations. At  $42$  MeV, an excitation function of the elastic scattering has been measured using the Resonant Scattering Method with thick targets of  $\text{CH}_2$ . Resonances in the  $^{18}\text{F}$  compound nucleus are observed.

# ÍNDICE

I. Introdução.....	1
II. Parte Teórica.....	5
II.1. O Núcleo Composto e a Reação Direta.....	5
II.1.1. O Núcleo Composto.....	5
II.1.2. A Reação Direta.....	8
II.2. Modelo Óptico – Espalhamento Elástico.....	9
II.3. Teoria de Hauser-Feshbach.....	15
II.4. Reações de Transferência – Aproximação de Born de Ondas Distorcidas.....	18
III. Parte Experimental.....	23
III.1. Fonte de íons.....	23
III.2. Acelerador Pelletron.....	25
III.3. Descrição da Montagem experimental.....	29
III.3.1. Câmara de Espalhamento.....	29
III.3.2. Sistema de Detecção.....	31
III.3.3. Eletrônica de Aquisição.....	34
III.3.4. Alvos.....	35
IV. Resultados Experimentais.....	36
IV.1. Calibração do Monitor.....	36
IV.2. Calibração dos Detectores: Espectro soma.....	38
IV.2.1. Método da Perda de Energia.....	38
IV.2.2. Método da Parábola.....	39

IV.3. Cálculo da Secção de Choque Experimental.....	46
IV.3.1. Normalização Absoluta das Distribuições Angulares.....	48
V. Análise de Dados.....	53
V.1. Espalhamento Elástico.....	53
V.2. Reações de Transferência.....	57
VI. Funções de Excitação.....	62
VI.1. Método de Espalhamento Ressonante.....	62
VII. Conclusão.....	71
Lista de Figuras.....	73
Lista de Tabelas.....	77
Referências.....	78

## I. INTRODUÇÃO

Grande parte do conhecimento que se tem a respeito do universo e do núcleo atômico vem do estudo de colisões nucleares. O espalhamento elástico é o processo mais simples na colisão entre dois núcleos, visto que os canais de entrada e saída são exatamente os mesmos e conseqüentemente é o que envolve menor rearranjo, sendo mantidas tanto a identidade dos núcleos participantes como a energia cinética total. O espalhamento elástico tem sido objeto de inúmeros estudos, tanto do ponto de vista experimental quanto teórico e o seu estudo fornece informação sobre o potencial nuclear que é o ponto de partida para o estudo de outros processos como fusão, transferência e quebra (“breakup”).

De uma maneira geral, no processo de colisão, os núcleos podem interagir de diversas maneiras. Reações nucleares induzidas com projéteis com número de massa  $A < 25$  são denominadas reações de íons leves, quando os íons do feixe possuem  $25 < A < 80$  as reações são ditas reações com íons de peso intermediário e para  $80 < A < 150$  denomina-se reações nucleares com íons pesados. Quanto à energia do projétil, as reações nucleares se classificam em: reações de baixa energia, de 0,1 a 10 MeV/nucleon; reações de média energia, da ordem de dezenas de MeV/nucleon; reações de alta energia, da ordem de centenas de MeV/nucleon ou mais.

Em colisões centrais, ou seja, quando o parâmetro de impacto  $b$  é pequeno ( $b \sim 0$ ) e a energia do projétil é maior que a barreira coulombiana, os dois núcleos interagem

fortemente e como conseqüência se fundem formando um núcleo composto. Este é o processo mais importante após o espalhamento elástico. No processo de fusão o projétil e o alvo formam o núcleo composto em um estado excitado que posteriormente decai em tempos da ordem de  $10^{-20}$  s, emitindo partículas leves como nêutrons, prótons e partículas alfa. Após a emissão dessas partículas, ocorre o decaimento por raios gama até o resfriamento total do resíduo de evaporação. Um esquema dos diferentes tipos de reação pode ser visualizado na figura I-1.

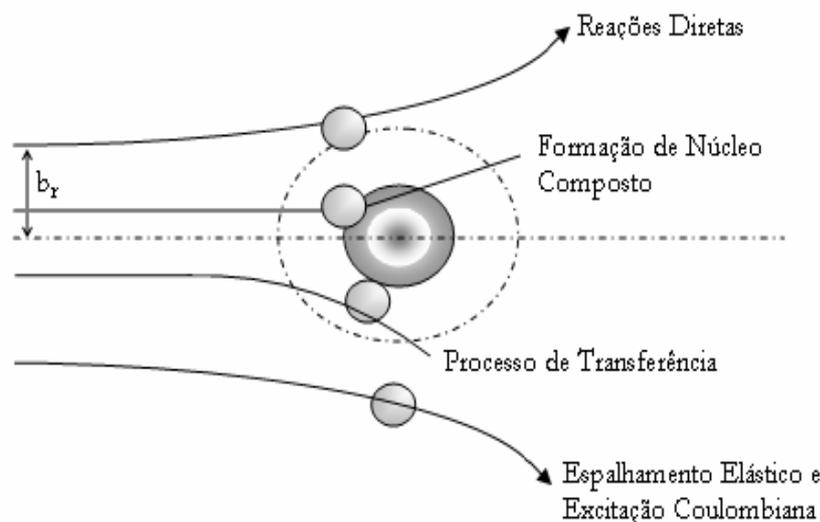


Figura I-1. Representação esquemática dos diferentes tipos de reações entre íons, em termos de conceitos semi-clássicos, sendo  $b_r$  o parâmetro de impacto rasante.

Durante a colisão, também pode acontecer o processo chamado de transferência, ou seja, alguns nucleons podem ser transferidos para o núcleo alvo (“stripping”) ou projétil (“pickup”), como partícula simples ou uma transferência simultânea de dois ou mais nucleons na forma de clusters.

Na astrofísica nuclear, medidas de seções de choque de captura e reações de transferência são muito importantes para a compreensão da nucleossíntese estelar e geração de energia em processos estelares [1-5]. Uma das reações mais importantes que ocorrem no meio estelar é a queima de hidrogênio. Em particular, reações de captura de próton e de transferência ( $p, \alpha$ ) em núcleos  $A = 17$ , como o  $^{17}\text{O}$  e o  $^{17}\text{F}$ , têm importância no ciclo CNO e CNO quente que é responsável pela geração de energia em eventos como explosões de Nova e Supernova [4]. Medidas diretas destas reações em energias astrofísicas ( $E \approx 500$  keV,  $T \approx 10^{8-9}$  K) são bastante difíceis devido às baixas seções de choque e por este

motivo é interessante o desenvolvimento de métodos alternativos para a obtenção de fatores astrofísicos e parâmetros de ressonâncias. Recentemente, estudos de medidas da reação de captura  $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$  aumentou a idade estimada do universo em 1 bilhão de anos [5]. Tais resultados sugeriram que a secção de choque para esta reação, do ciclo CNO no interior das estrelas, é duas vezes mais lenta do que os valores utilizados nos modelos até o momento.

A motivação deste trabalho veio do fato de que não há medidas de espalhamento elástico  $^{17}\text{O} + p$  em baixas energias. Até o momento os únicos dados de que temos conhecimento são medidas de funções de excitação do espalhamento elástico [6,7] para poucos ângulos do espalhamento e um trabalho recente de uma função de excitação medida pelo método do espalhamento ressonante [8], que discutiremos neste trabalho.

Os dados referentes a este trabalho foram obtidos no Laboratório Pelletron do Instituto de Física da Universidade de São Paulo, utilizando feixe de  $^{17}\text{O}$  e alvos plásticos de polietileno ( $\text{CH}_2$ ) e mylar aluminizado ( $\text{C}_{10}\text{H}_{10}\text{O}_4$ ). Estes alvos foram escolhidos por nos possibilitar estudar a reação de interesse e serem alvos sólidos de fácil obtenção. Alvos de hidrogênio gasoso podem ser obtidos utilizando-se células de gás metano  $\text{CH}_4$ , por exemplo. Entretanto alvos gasosos são bastante complicados, pois requerem a utilização de janelas para isolar o gás do alvo do vácuo no interior da câmara de espalhamento. A detecção das partículas espalhadas foi feita utilizando-se telescópios formados por detectores de barreira de superfície de silício.

Foram medidas distribuições angulares do espalhamento elástico  $^{17}\text{O} + p$  e da reação de transferência  $p(^{17}\text{O}, \alpha)$  em baixas energias,  $E_{\text{CM}} \approx 1,39$  e  $2,33$  MeV. A energia da barreira coulombiana para este sistema é de  $E_{\text{BC}} \approx 1,8$  MeV.

Utilizando o método de espalhamento ressonante, foram medidas funções de excitação do espalhamento elástico  $^{17}\text{O} + p$  e da reação de transferência  $p(^{17}\text{O}, \alpha)$ . Este método consiste em se utilizar um alvo grosso o suficiente para parar o feixe, que no nosso caso é  $^{17}\text{O}$ , mas não os prótons e alfas de recuo que são detectados em zero grau, o que corresponde a uma colisão em  $\theta_{\text{CM}} = 180^\circ$ . Estas medidas em baixas energias são importantes no estudo de sistemas  $A=17$  e têm sido feitas recentemente para o núcleo instável  $^{17}\text{F}$  [9]. Medidas do espalhamento elástico de prótons e nêutrons em núcleos de

massa  $A=17$  em baixas energias são bastante raras e são importantes para a determinação do potencial nuclear nessas energias.

As análises das distribuições angulares obtidas foram feitas, no contexto do modelo óptico, utilizando o programa FRESCO [10]. No caso do espalhamento elástico foram feitos cálculos de modelo óptico com fatores de forma tipo Woods-Saxon para a parte real e uma soma de dois termos (derivada de Woods-Saxon e Woods-Saxon) para a parte imaginária. No caso da reação de transferência foram realizados cálculos de DWBA. Em ambos os casos foram levadas em consideração estimativas da contribuição do núcleo composto através de cálculos de Hauser-Feshbach, feitos através do programa computacional EMPIRE [11,12].

Esta apresentação está dividida em seis capítulos. No Capítulo II é descrita a parte teórica. No Capítulo III é descrito todo o aparato experimental utilizado para a realização deste trabalho. No Capítulo IV estão apresentadas as distribuições angulares obtidas experimentalmente e no Capítulo V estão apresentadas as análises destas distribuições. No Capítulo VI são apresentadas as funções de excitação e finalmente no Capítulo VII são apresentadas as conclusões.

## II. PARTE TEÓRICA

### II.1. O NÚCLEO COMPOSTO E A REAÇÃO DIRETA

#### II.1.1. O NÚCLEO COMPOSTO

As medidas de reações nucleares induzidas por nêutrons, efetuadas por Fermi e por outros pesquisadores antes de 1936, mostraram que, nas reações de captura ( $n,\gamma$ ), eram formados estados intermediários de vida muito mais longa do que o “tempo de trânsito” que um nêutron levaria para atravessar uma vez o núcleo. O tempo de trânsito de um nêutron de 1 MeV pelo núcleo é aproximadamente:

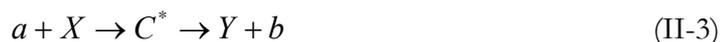
$$T_{transito} \approx \frac{2R}{v} \approx \frac{10^{-12} \text{ cm}}{2 \times 10^9 \text{ cm.s}^{-1}} \approx 10^{-21} \text{ s} \quad (\text{II-1})$$

Experimentalmente, as reações de captura com nêutrons e prótons têm secções de choque que variam rapidamente com a energia, apresentando picos de ressonância cuja largura chega a ser menor que  $\Gamma = 1 \text{ eV}$ . Pelo princípio da incerteza na forma  $\Delta E \Delta t \approx \hbar/2$ , segue que a vida média dos estados correspondentes a esses picos é:

$$\Delta t \approx \frac{\hbar}{2\Gamma} \geq 0,3 \times 10^{-15} \text{ s} \quad (\text{II-2})$$

portanto muito maior do que o tempo de trânsito.

Para reações de captura de nêutrons e prótons estava então claramente demonstrada a existência de um estado intermediário de vida longa: o núcleo composto. Simbolicamente uma reação geral com formação de núcleo composto pode ser escrita como:



onde:  $a$  e  $X$  = núcleos alvo e projétil respectivamente;

$Y$  e  $b$  = partículas pesada e leve;

$C^*$  = núcleo composto.

Bohr [13] e também Breit e Wigner [14], mostraram que para explicar a formação do núcleo composto é necessário levar em conta que o núcleo é constituído de muitas partículas. Assim supomos que a partícula incidente, quando penetra no núcleo com energia superior à dos outros nucleons do núcleo, logo sofre colisões com estes perdendo o excesso de energia que tinha. Nenhuma partícula tem então energia suficiente para sair do núcleo até que, devido às colisões, novamente se concentre energia suficiente em um só nucleon e este atravesse a barreira de potencial e saia do núcleo. Está claro que esta repartição da energia entre partículas torna mais longa a vida do núcleo composto.

Bohr mostrou também que para outras reações nucleares tais como  $(p,\alpha)$ ,  $(p,n)$ ,  $(n,\alpha)$ , etc. a hipótese do núcleo composto explicava bem os resultados experimentais conhecidos na época. Mostrou ainda que uma reação nuclear pode ser dividida em dois estágios quase independentes: a formação do núcleo composto e sua desintegração. Para que sejam independentes os dois estágios é necessário que o estado intermediário tenha vida muito mais longa do que o tempo de trânsito.

Um mesmo núcleo composto pode ser formado de várias maneiras e decair por diferentes processos. A probabilidade de que um dado processo de decaimento ocorra independe de como o núcleo composto foi formado. Esta probabilidade depende apenas da energia de excitação ( $E^* = E_{\text{cm}} + Q$ ) adquirida pelo sistema combinado projétil+alvo, e os modos de decaimentos são governados por leis estatísticas.

A teoria das reações com formação de núcleo composto foi formalizada e desenvolvida quantitativamente por Wigner e colaboradores [14,15] e outros [16,17]. Estas teorias são formalmente gerais, podendo descrever qualquer tipo de reação nuclear.

Sempre que a energia da partícula incidente, no sistema de centro de massa, é próxima da energia de um possível estado do núcleo composto, aparece uma ressonância na secção de choque de fusão. Para energias incidentes baixas pode ocorrer que as ressonâncias sejam isoladas, isto é, a largura  $\Gamma$  das ressonâncias seja bem menor do que o espaçamento energético  $D$  entre elas:  $\Gamma \ll D$ . Neste caso a forma de Breit-Wigner [14] em geral descreve bem a secção de choque nas vizinhanças de cada ressonância.

Para energias incidentes altas o número de estados do núcleo composto por unidade de intervalo de energia aumenta muito, de modo que as ressonâncias deixam de ser isoladas e se sobrepõem:  $\Gamma > D$ . Quando a densidade de níveis é suficientemente alta pode-se empregar métodos estatísticos para calcular as secções de choque médias e as flutuações em torno das médias [18].

As reações com formação de núcleo composto geralmente têm distribuições angulares simétricas em torno de  $90^\circ$ : se  $\theta$  é o ângulo que o vetor velocidade da partícula emergente faz com a direção do feixe incidente, então, no sistema de centro de massa, a secção de choque diferencial  $d\sigma_{NC}(\theta)/d\Omega$  satisfaz a igualdade:

$$\frac{d\sigma_{NC}}{d\Omega}(\theta) = \frac{d\sigma_{NC}}{d\Omega}(\pi - \theta) \quad (\text{II-4})$$

quando as partículas tem spin zero ou não são polarizadas.

Além de serem em geral simétricas em torno de  $90^\circ$ , as distribuições angulares das reações de núcleo composto costumam ter pequena anisotropia. Definimos anisotropia  $A$  como a razão entre o valor máximo da seção de choque diferencial de uma dada reação e o seu valor mínimo. Quando há formação de núcleo composto a anisotropia é geralmente menor do que 2.

Nota-se entretanto que há exceções à regra exposta anteriormente. Por exemplo, Cranberg [19] observou uma anisotropia maior que 2 no espalhamento inelástico de nêutrons de 2,5 MeV pelo  $^{206}\text{Pb}$  em um caso em que há simetria em torno de  $90^\circ$  e o espalhamento parece ser todo devido à formação de núcleo composto.

### II.1.2. A REAÇÃO DIRETA

Entre 1936 e 1951 a teoria do núcleo composto foi muito aplicada e aceitava-se que todas as reações nucleares procediam com formação de um estado intermediário. Entretanto os dados experimentais nem sempre podiam ser explicados com esta hipótese. Em particular as reações produzidas por dêuterons incidentes sobre vários núcleos, por exemplo as reações de “stripping”  $^{16}\text{O}(d,p)^{17}\text{O}$  [20] e  $^{27}\text{Al}(d,p)^{28}\text{Al}$  [21] em cerca de 8 MeV apresentavam distribuições angulares muito assimétricas em relação a  $90^\circ$  e com anisotropias grandes. Butler [22] propôs então uma teoria “direta” para as reações de “stripping”, que teve muito sucesso porque, além de dar conta dos dados experimentais, ainda permitiu relacionar as distribuições angulares com os momentos angulares do núcleo alvo e do núcleo final.

Nas teorias de reação direta supõe-se que há uma transição direta do estado inicial ao estado final da reação, sem formação de um estado intermediário. As chamadas reações diretas são reações onde a interação entre o projétil e o núcleo alvo é superficial, ou seja, somente alguns nucleons de valência próximos à superfície do núcleo participam do processo enquanto o restante do núcleo permanece intacto. Tais reações podem somente excitar um dado nucleon ou, dependendo da energia do projétil, inserir ou remover um tipo de nucleon de uma dada camada, esta última recebe o nome de transferência.

Posteriormente foram descobertas muitas outras reações que são bem descritas por esta teoria direta, principalmente para energias das partículas incidentes acima de 5 MeV. Em particular Feshbach, Porter e Weisskopf [23] mostraram que o espalhamento elástico e a absorção de nêutrons são bem descritos por um modelo direto, o modelo óptico, quando se desprezam as flutuações da secção de choque com a energia e se considera somente o seu comportamento médio.

As reações diretas geralmente têm distribuições angulares assimétricas em torno de  $90^\circ$  e com anisotropias grandes, maiores do que 3 e chegando até 100. Frequentemente aparecem nas distribuições angulares, máximos e mínimos que lembram a difração de uma onda por um orifício. Entretanto, em baixas energias mesmo as reações diretas podem apresentar pequena anisotropia devido ao fato de que apenas ondas de baixo momento angular ( $\ell \sim 0$ ) contribuem para o espalhamento.

## II.2. MODELO ÓPTICO – ESPALHAMENTO ELÁSTICO

Neste tópico iremos fazer uma breve discussão sobre o problema do espalhamento elástico de um projétil incidente sobre um alvo.

O espalhamento elástico é o processo mais simples e mais provável que pode acontecer quando ocorre a colisão entre dois núcleos em baixas energias: eles mantêm sua identidade antes e depois da colisão, conservando energia cinética e momento angular.

Em princípio, se o potencial entre os nucleons for conhecido, pode-se entender as energias, spins e paridades dos estados possíveis de um sistema de  $A$  nucleons simplesmente resolvendo-se a equação de Schrödinger para o sistema de muitos corpos. Entretanto, embora isso possa ser realizado, é conveniente a utilização de modelos efetivos para o potencial nuclear.

Potenciais complexos ou de modelo óptico têm sido amplamente aplicados nas análises de espalhamento entre íons pesados [24] sendo úteis na descrição de processos na presença de efeitos de absorção. O espalhamento elástico é descrito por um potencial médio que contém um termo real e um termo imaginário que simulam, respectivamente, a refração e a absorção da onda incidente.

Para poder utilizar o modelo óptico em análises de espalhamento elástico, precisa-se primeiramente “conhecer” a forma do potencial. Se considerarmos um núcleo esférico tal que o potencial  $V_M(r)$  seja uma função apenas da distância radial a partir do centro do núcleo, podemos escrever:

$$V_N(r) = V_0 f(r) \quad (\text{II-5})$$

com:

$$f(r) = \frac{1}{\left(1 + e^{(r-R)/a}\right)} \quad (\text{II-6})$$

onde:  $V_0$  = profundidade do potencial;

$R$  = raio do potencial;

$a$  = parâmetro de difusividade do potencial.

Substituindo (II-6) em (II-5) obtém-se:

$$V_N(r) = \frac{V_0}{\left(1 + e^{(r-R)/a}\right)} \quad (\text{II-7})$$

A equação (II-7), conhecida como *potencial de Woods-Saxon* [25], é uma expressão analítica que descreve as características de um potencial nuclear. É uma função de Fermi onde  $V_0$ ,  $R$  e  $a$  são parâmetros ajustados para reproduzir os dados experimentais.

Sabendo-se que a matéria nuclear é altamente incompressível, pode-se dizer que todos os núcleos apresentam densidades similares e desta forma o volume nuclear é proporcional ao número de nucleons  $A$ . Portanto, pode-se escrever para o raio:

$$R = r_0 A^{1/3} \quad (\text{II-8})$$

onde  $r_0$  é o raio reduzido.

Os valores de  $r_0$  para núcleos estáveis estão na faixa:

$$r_0 = 1,2 - 1,4 \text{ fm} \quad (\text{II-9})$$

O valor apresentado na equação (II-9) pode ser entendido como o raio médio do volume esférico ocupado por cada nucleon dentro do núcleo.

Um potencial puramente real como o da equação (II-7) não é capaz de reproduzir dados experimentais de espalhamento elástico, visto que não é levada em consideração a absorção do fluxo incidente de partículas para outros canais de reação. Em 1940, Bethe [26] mostrou que a inclusão de uma parte imaginária, tornando o potencial complexo, poderia simular o efeito desses outros canais.

Desta forma, a fim de levar em conta a possibilidade da absorção, a maneira usual é introduzir um potencial complexo. Assim, a equação (II-5) pode ser escrita como:

$$V_N(r) = V_0 f(r) + iW_0 g(r) \quad (\text{II-10})$$

onde:  $V_0$  e  $W_0$  = partes real e imaginária do potencial complexo  $V_N(r)$ ;

$f(r)$  e  $g(r)$  = fatores de forma real e imaginária.

Neste trabalho utilizamos como parte imaginária do potencial a soma de dois termos: um termo de superfície e um termo de volume. Como termo de superfície utilizamos derivada de Woods-Saxon e como termo de volume utilizamos Woods-Saxon:

$$W_0 g(r) = W_s \frac{d}{dr} f(r) + W_v f(r) \quad (\text{II-11})$$

com  $f(r)$  dado pela equação (II-6). O termo  $\frac{d}{dr} f(r)$  está localizado na região da superfície do núcleo ( $r \approx R$ ) e esta forma é utilizada quando os principais canais de reação, responsáveis pela absorção, são processos diretos que ocorrem principalmente na região da superfície. Esse normalmente é o caso em sistemas leves em baixas energias, como o sistema aqui estudado. O termo de volume corresponde a processos que ocorrem mais no centro do núcleo, como a fusão. Os dois termos dão conta da secção de choque de reação total.

A parte real do potencial descreve o efeito refrativo da interação nuclear e a parte imaginária o efeito difrativo e absorptivo, provocando uma atenuação do fluxo incidente da mesma forma que a absorção da luz é representada pela parte imaginária do índice de refração. A introdução da parte imaginária tem como função simular a perda de fluxo do

canal elástico para outros canais de reação, como os processos de fusão, transferência de partículas e outros.

Uma vez obtido o potencial, parte-se para a resolução da equação de Schrödinger independente do tempo:

$$\left( -\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 + V(r) \right) \Psi(\vec{r}) = E \Psi(\vec{r}) \quad (\text{II-12})$$

com

$$V(r) = V_N(r) + V_C(r) \quad (\text{II-13})$$

O termo  $V_C(r)$  é o potencial Coulombiano e é dado por:

$$V_C(r) = \begin{cases} \frac{Z_{proj} Z_{alvo} e^2}{2R_C} \left( 3 - \frac{r^2}{R_C^2} \right) & r < R_C \\ \frac{Z_{proj} Z_{alvo} e^2}{r} & r > R_C \end{cases} \quad (\text{II-14})$$

e  $R_C$  é um parâmetro dado aproximadamente por:

$$R_C = r_{0C} A_{alvo}^{1/3} \quad (\text{II-15})$$

onde:  $E$  = autovalor de energia total da partícula no sistema de centro de massa;

$\mu$  = massa reduzida;

$V_C(r)$  = potencial coulombiano;

$Z_{proj}$  e  $Z_{alvo}$  = números atômicos do projétil e alvo respectivamente;

$e$  = carga elementar;

$R_C$  = raio coulombiano do núcleo alvo.

A separação das variáveis  $r$  e  $\theta$  que aparecem na equação de Schrödinger completa [equação (II-12)] leva à equação radial para cada momento angular orbital  $\ell$ :

$$\frac{d^2 \chi_\ell(r)}{dr^2} + \left[ \frac{2\mu}{\hbar^2} (E - V_N(r) - V_C(r)) - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} \right] \chi_\ell(r) = 0 \quad (\text{II-16})$$

com

$$\chi_\ell(r) = rR_\ell(r)$$

$$\Psi(\vec{r}) = \frac{\chi_\ell(r)}{r} Y(\theta, \varphi) = R_\ell(r) Y_{\ell m}(\theta, \varphi)$$

onde:  $\chi_\ell(r)$  = função de onda radial;

$\ell$  = momento angular orbital.

A função de onda radial é obtida integrando-se numericamente a equação (II-16) desde  $r = 0$  até um certo valor de  $R_M$  (*raio de matching*) a partir do qual o potencial nuclear é desprezível  $V_N(R_M) \approx 0$ . Neste caso temos apenas o potencial Coulombiano e a função de onda radial  $\chi_\ell(r)$  tende a uma superposição de funções coulombianas incidente e espalhada.

$$\chi_\ell(r) \xrightarrow{r=R_M} F_\ell(r) + iG_\ell(r) + S_\ell(k) [F_\ell(r) - iG_\ell(r)] \quad (\text{II-17})$$

onde:  $F_\ell(r)$  e  $G_\ell(r)$  = funções de onda de Coulomb regular e irregular [27]

O termo  $S_\ell(k)$  é a matriz- $S$  do espalhamento elástico e é obtida a partir da condição acima [equação (II-17)] aplicada em dois pontos  $R_M$  e  $R_M + \delta_r$ . A matriz- $S$  é uma grandeza complexa e deve sempre satisfazer a condição de unitariedade:

$$|S_\ell| \leq 1 \quad (\text{II-18})$$

Obtido  $S_\ell(k)$  calcula-se a amplitude de espalhamento elástico:

$$f(\theta) = f_C(\theta) + \frac{1}{2ik} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) e^{2i\sigma_\ell(k)} [S_\ell(k) - 1] P_\ell(\cos\theta) \quad (\text{II-19})$$

e a secção de choque diferencial é dada por:

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 \quad (\text{II-20})$$

A amplitude Coulombiana é expressa por:

$$f_C(\theta) = \frac{-\eta}{2k \sin^2 \frac{\theta}{2}} e^{-i \left[ \eta \ln \left( \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) - 2\sigma_0 \right]} \quad (\text{II-21})$$

onde

$$\eta = \frac{Z_{proj} Z_{alvo} e^2}{\hbar v} \quad (\text{II-22})$$

é o parâmetro de Sommerfeld.

As defasagens nuclear e coulombiana,  $\sigma_0$  e  $\sigma_\ell$ , podem ser expressas por:

$$\sigma_0 = \text{Arg}\Gamma(1+i\eta) = \frac{1}{2i} \ln \frac{\Gamma(1+i\eta)}{\Gamma(1-i\eta)} \quad (\text{II-23})$$

$$\sigma_\ell(k) = \frac{1}{2i} \ln \frac{\Gamma(l+1+i\eta)}{\Gamma(l+1-i\eta)} \quad (\text{II-24})$$

Note que na equação (II-19) o efeito do potencial coulombiano aparece duas vezes: uma através da amplitude coulombiana  $f_C(\theta)$  e outra na amplitude nuclear, que é o segundo termo no lado direito da equação.

Os coeficientes de transmissão podem ser obtidos por:

$$T_\ell(k) = 1 - |S_\ell(k)|^2 \quad (\text{II-25})$$

e serão utilizados na seção II.3.

Os coeficientes de transmissão ou absorção fornecem a probabilidade de que uma dada onda parcial  $\ell$  seja absorvida, formando o sistema composto. O coeficiente de reflexão é portanto:

$$\eta_\ell = |S_\ell(k)|^2 = 1 - T_\ell(k) \quad (\text{II-26})$$

### II.3. TEORIA DE HAUSER-FESHBACH

Como já foi mencionado anteriormente, em uma reação nuclear, parte do fluxo incidente é absorvido para formar o núcleo composto e parte vai diretamente em possíveis canais de reação. A figura II-1 mostra os possíveis canais de decaimento de um núcleo composto.

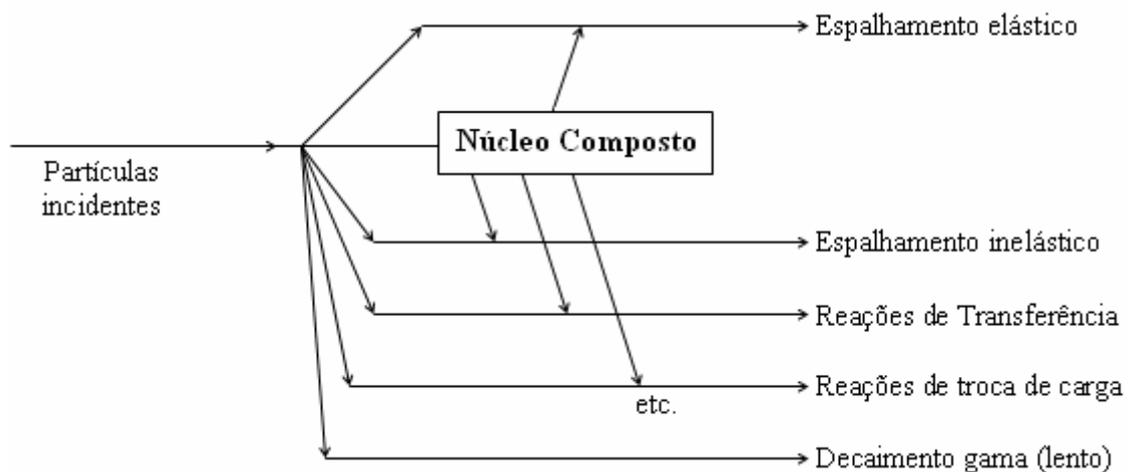


Figura II-1. Possíveis canais de decaimento de um núcleo composto.

Vamos considerar desprezíveis as interações diretas não elásticas de maneira que todo o fluxo incidente vai em forma de espalhamento elástico ou para formar o núcleo composto. Por simplicidade não vamos considerar o spin das partículas.

Consideremos a secção de choque  $\sigma_{\alpha\beta}$  para uma reacção, que conduz do canal de entrada  $\alpha$  para o canal de saída  $\beta$ . A hipótese do núcleo composto significa que pode-se escrever:

$$\sigma_{\alpha\beta} = \sigma_{\alpha}^{(c)} P_{\beta} \quad (\text{II-27})$$

onde:  $\sigma_{\alpha}^{(c)}$  = secção de choque para a formação do núcleo composto no canal  $\alpha$ ;

$P_{\beta}$  = probabilidade de decaimento no canal  $\beta$ .

Somando-se sobre todos os canais de saída tem-se, portanto:

$$\sum_{\beta} P_{\beta} = 1 \quad (\text{II-28})$$

Uma vez que a largura é uma medida directa da probabilidade de decaimento de um nível, vem:

$$P_{\beta} = \frac{\Gamma_{\beta}}{\Gamma} \quad \text{com} \quad \Gamma = \sum_{\beta'} \Gamma_{\beta'} \quad (\text{II-29})$$

onde:  $\Gamma$  = largura total de decaimento sendo a soma sobre todos os possíveis canais de saída  $\beta'$ , incluindo  $\beta$ .

Para dizer algo sobre  $P_{\beta}$ , utiliza-se o teorema da reciprocidade [28,29], que afirma que:

$$|S_{\alpha\beta}| = |S_{\beta\alpha}| \quad (\text{II-30})$$

onde  $\alpha$  e  $\beta$  são estados reversíveis no tempo. Isto é equivalente a dizer que:

$$\sigma_{\alpha\beta} k_{\alpha}^2 = \sigma_{\beta\alpha} k_{\beta}^2 \quad (\text{II-31})$$

Nesta parte não consideraremos os momentos angulares. Se passarmos o lado direito de (II-27) para a reacção inversa, tem-se  $\sigma_{\alpha}^{(c)} \rightarrow \sigma_{\beta}^{(c)}$ ,  $P_{\beta} \rightarrow \Gamma_{\alpha}/\Gamma$ . A aplicação de (II-31) conduz a:

$$\sigma_{\alpha\beta} k_\alpha^2 = \sigma_\alpha^{(c)} k_\alpha^2 \frac{\Gamma_\beta}{\Gamma} = \sigma_\beta^{(c)} k_\beta^2 \frac{\Gamma_\alpha}{\Gamma} \quad (\text{II-32})$$

de onde resulta:

$$\Gamma_\beta = \sigma_\beta^{(c)} k_\beta^2 \frac{\Gamma_\alpha}{\sigma_\alpha^{(c)} k_\alpha^2} \equiv \sigma_\beta^{(c)} k_\beta^2 F \quad (\text{II-33})$$

O segundo fator, que não depende de  $\beta$ , foi abreviado para  $F$ . Com a ajuda das equações (II-29) e (II-33), podemos escrever  $P_\beta$  como:

$$P_\beta = \frac{\sigma_\beta^{(c)} k_\beta^2}{\sum_{\beta'} \sigma_{\beta'}^{(c)} k_{\beta'}^2} \quad (\text{II-34})$$

e, para a secção de choque da reação, segundo (II-27):

$$\sigma_{\alpha\beta} = \sigma_\alpha^{(c)} \frac{\sigma_\beta^{(c)} k_\beta^2}{\sum_{\beta'} \sigma_{\beta'}^{(c)} k_{\beta'}^2} \quad (\text{II-35})$$

De um modo qualitativo, a probabilidade de formação do núcleo composto depende da relação de amplitudes das funções de onda nas regiões interior e exterior do núcleo. Esta relação de amplitudes está contida nos coeficientes de transmissão [equação (II-25)]. Espera-se com isso que a secção de choque de formação de núcleo composto dependa, num determinado canal, do coeficiente de transmissão correspondente. Para o cálculo dos coeficientes de transmissão, deve-se utilizar funções de onda da equação de Schrödinger com um potencial  $V(r)$ , através de métodos numéricos (ver seção II.2). Pode-se então escrever a secção de choque em termos dos coeficientes de transmissão:

$$\begin{aligned} \sigma_\alpha^{(c)} &\rightarrow \langle \sigma_\alpha^{(c)} \rangle = \left( \frac{\pi}{k_\alpha^2} \right) T_\alpha \\ \sigma_\beta^{(c)} &\rightarrow \langle \sigma_\beta^{(c)} \rangle = \left( \frac{\pi}{k_\beta^2} \right) T_\beta \end{aligned} \quad (\text{II-36})$$

Substituindo-se as equações apresentadas em (II-36) na equação (II-35):

$$\langle \sigma_{\alpha\beta} \rangle = \frac{\pi}{k_\alpha^2} T_\alpha \frac{T_\beta}{\sum_{\beta'} T_{\beta'}} \quad (\text{II-37})$$

Essa é essencialmente a fórmula de *Hauser-Feshbach* [17] para a secção de choque total (integrada em ângulo) em um canal de reação para partículas sem spin. Em muitas situações experimentais vários canais de entrada e de saída são considerados e para levar isto em conta de maneira apropriada procedimentos de tomada de média são necessários. Generalizando a equação (II-37) para levar em conta o momento angular das partículas obtém-se [30,31]:

$$\sigma_{\alpha\beta}^{J(C)} = \frac{\pi}{k_\alpha^2} (2J+1) \frac{T_\alpha^J T_\beta^J}{\sum_c T_c^J} \quad (\text{II-38})$$

onde:  $\sigma_{\alpha\beta}^{J(C)}$  = secção de choque de formação de núcleo composto, com canal de entrada  $\alpha$  e canal de saída  $\beta$ ;

$J$  = momento angular total;

$k_\alpha$  = número de onda associado ao canal  $\alpha$ ;

$T_\alpha^J$  = coeficiente de transmissão do canal  $\alpha$ ;

$T_\beta^J$  = coeficiente de transmissão do canal  $\beta$ ;

$\sum_c T_c^J$  = soma sobre todos os coeficientes de transmissão.

#### II.4. REAÇÕES DE TRANSFERÊNCIA - APROXIMAÇÃO DE BORN DE ONDAS DISTORCIDAS

Uma reação de transferência pode ser definida como uma colisão nuclear na qual um nucleon ou um grupo de nucleons “X” (“cluster”) se separam do núcleo  $A$  e se unem a um núcleo  $a$ . Genericamente podemos escrever uma reação de transferência como:



A aproximação de Born de ondas distorcidas (“DWBA”) é um formalismo baseado na teoria de perturbação. Admite-se que o espalhamento elástico é o processo mais importante que ocorre e que eventos inelásticos podem ser tratados como perturbação. Os pormenores matemáticos relacionados com a introdução deste método são bastante complicados e por isso apenas iremos apresentar aqui os pontos essenciais. Discussões mais pormenorizadas encontram-se em [24,32-35].

Vamos partir da reação da equação (II-39),  $A(a,b)B$ , onde se designará o canal de entrada por  $\alpha$  (partículas  $a+A$ ) e o canal de saída por  $\beta$  (partículas  $b+B$ ). Como exemplo concreto consideremos a reação  $(d,p)$ , mostrada esquematicamente na figura (II-2).

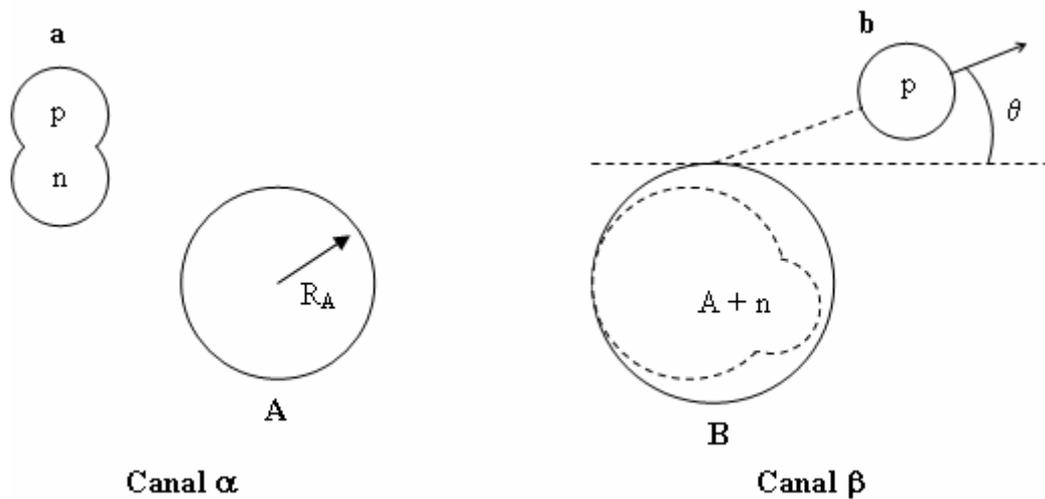


Figura II-2: Esquema da reação de transferência  $(d,p)$ .

O sistema deve satisfazer a equação de Schrödinger:

$$H\Psi = E\Psi \tag{II-40}$$

Pode-se escrever  $H$  no canal  $\alpha$  (“formulação a priori”) ou no canal  $\beta$  (“formulação a posteriori”):

$$H = T_\alpha + V_\alpha + H_\alpha = T_\beta + V_\beta + H_\beta \tag{II-41}$$

onde:  $T_\beta$  = energia cinética do sistema;

$V_\beta = V_{bB}$  = potencial óptico de interação entre B e b;

$H_\beta$  = energia interna dos estados ligados B e b.

O elemento de matriz de transição  $T_{\alpha \rightarrow \beta}$  é dado por [32,36]:

$$T_{\alpha \rightarrow \beta} = \langle \Psi_\beta^{(-)} | V_\beta | \Psi_\alpha^{(+)} \rangle \quad (\text{II-42})$$

onde  $\Psi_\alpha^{(+)}$  significa uma solução completa do sistema no canal  $\alpha$ , que é escolhida de modo a conter assintoticamente uma onda plana e uma onda esférica emergente.

A expressão (II-42) pode ser rearranjada escrevendo  $V_\beta$  como a soma de dois potenciais:

$$V_\beta = V'_\beta + U_\beta \quad (\text{II-43})$$

Esta soma pode ser melhor entendida utilizando o exemplo da figura (II-2). Assim:

$$V_\beta = V_{bB} = V_{pB} = V_{pn} + V_{pA} = V'_\beta + U_\beta \quad (\text{II-44})$$

onde:  $V_{pn} = V'_\beta$  = potencial entre o próton e o nêutron;

$V_{pA} = U_\beta$  = potencial entre o próton e o núcleo-alvo.

Para as funções de onda  $\Psi_\alpha^{(+)}$  e  $\Psi_\beta^{(-)}$  vamos supor a aproximação de Born, uma vez que a amplitude do canal elástico é sempre a maior de todas. Assim:

$$\begin{aligned} \Psi_\alpha^{(+)} &\rightarrow \chi_\alpha^{(+)} \phi_\alpha \\ \Psi_\beta^{(-)} &\rightarrow \chi_\beta^{(-)} \phi_\beta \end{aligned} \quad (\text{II-45})$$

onde:  $\chi_\alpha^{(+)}$  e  $\chi_\beta^{(-)}$  = funções de onda que são soluções da equação de Schrödinger para o potencial óptico  $U$ .

$\phi_\alpha$  e  $\phi_\beta$  = funções de onda dos estados ligados.

Utilizando a equação (II-43) e (II-45) em (II-42) tem-se:

$$T_{\alpha \rightarrow \beta} = \langle \chi_\beta^{(-)} \phi_\beta | V_\beta | \chi_\alpha^{(+)} \phi_\alpha \rangle + \langle \chi_\beta^{(-)} \phi_\beta | U_\beta | \chi_\alpha^{(+)} \phi_\alpha \rangle \quad (\text{II-46})$$

E então o elemento de matriz de transição na aproximação de Born de ondas distorcidas pode ser escrito como:

$$T_{\alpha \rightarrow \beta} = \langle \phi_\beta \chi_\beta^{(-)} | V_\beta | \chi_\alpha^{(+)} \phi_\alpha \rangle \quad (\text{II-47})$$

Este elemento de matriz contém soluções  $\chi$  para o potencial óptico (ondas distorcidas) e para o potencial de interação  $V_\beta$  entre as partículas que participam da reação.

Expandindo o elemento de matriz  $V_\beta$  em multipolos do vetor  $\vec{r}$  obtemos:

$$V_\beta(r_\alpha, r_\beta) = \sum_{LM} V_{LM}(r_\alpha, r_\beta) [i^L Y_{LM}(\hat{r})]^* \quad (\text{II-48})$$

Aplicando o teorema de Wigner-Eckart [37], obtém-se:

$$\langle \phi_\beta \chi_\beta^{(-)} | V_\beta(r_\alpha, r_\beta) | \chi_\alpha^{(+)} \phi_\alpha \rangle = \sum_{LM} \langle J_\beta M_\beta | J_\alpha L; M_\alpha M \rangle \langle J_\beta || V_{LM}(r_\alpha, r_\beta) || J_\alpha \rangle [i^L Y_{LM}(\hat{r})]^* \quad (\text{II-49})$$

onde:  $J$  = spin nuclear;

$M$  = projeção de  $J$  no eixo- $z$ ;

$L$  = momento angular transferido na transição  $\alpha \rightarrow \beta$ ;

$Y_{LM}$  = harmônicos esféricos;

Podemos escrever:

$$\langle J_\beta \| V_{LM}(r_\alpha, r_\beta) \| J_\alpha \rangle = A_{\ell sj} f_{\ell(sj)m}(r_\alpha, r_\beta) \quad (\text{II-50})$$

onde:  $A_{\ell sj}$  = fatores espectroscópicos;

$f_{\ell(sj)m}(r_\alpha, r_\beta)$  = fator de forma de transição.

Desta forma, a amplitude de transição pode ser escrita como:

$$T_{\alpha \rightarrow \beta} = \sum_{\ell sj} A_{\ell sj} \langle J_\beta M_\beta | J_\alpha L; M_\alpha M \rangle \beta_{\ell sj}(k_\alpha, k_\beta) \quad (\text{II-51})$$

e

$$\beta_{\ell sj}(k_\alpha, k_\beta) = \frac{i^{-\ell}}{(2\ell + 1)^{1/2}} \int d^3 r_\alpha \int d^3 r_\beta \chi_\beta^{(-)*}(k_\beta, r_\beta) f_{\ell(sj)m}(r_\alpha, r_\beta) \chi_\alpha^{(+)}(k_\alpha, r_\alpha) \quad (\text{II-52})$$

onde:  $\beta_{\ell sj}(k_\alpha, k_\beta)$  = integrais radiais e são funções do momento angular orbital L.

A secção de choque diferencial é então dada por [31]:

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\alpha \rightarrow \beta}^{DWBA} = \left( \frac{2\pi}{\hbar} \right)^4 \mu_\alpha \mu_\beta \frac{k_\beta}{k_\alpha} \frac{2I_B + 1}{(2I_a + 1)(2I_A + 1)} \sum_{\ell sj} |A_{\ell sj}|^2 \sum_m |\beta_{\ell sj}(k_\alpha, k_\beta)|^2 \quad (\text{II-53})$$

### III. PARTE EXPERIMENTAL

#### III.1. FONTE DE ÍONS

A finalidade da fonte de íons é produzir íons negativos através de átomos neutros para posterior aceleração pelo acelerador Pelletron.

Foi utilizada uma fonte de íons do tipo MC-SNICS (“Multi Cathode Source of Negative Ion by Cesium Sputtering”) [38,39] adquirida da NEC (“National Electrostatic Corporation”) localizada no oitavo andar do Edifício Oscar Sala do Instituto de Física da Universidade de São Paulo. Uma foto desta fonte pode ser visualizada na figura III-1.

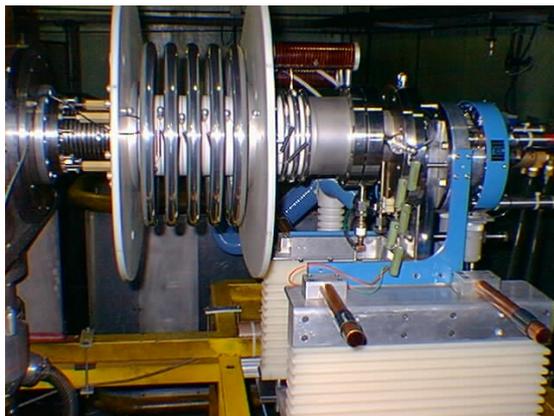


Figura III-1. Foto da fonte de íons MC-SNICS.

Esta fonte de íons é capaz de produzir feixes de íons negativos de praticamente todos os elementos químicos desde os mais leves como prótons, dêuterons até os mais pesados. Gases nobres como o hélio, neônio e argônio não são possíveis em fontes deste

tipo. Ela opera com 32 cátodos, localizados em um disco rotatório refrigerado com água, permitindo trocas rápidas de catodo sem quebra de vácuo, mantendo assim a fonte em operação.

Nesta fonte utiliza-se um feixe primário de césio ionizado, que é o elemento químico mais eletropositivo do grupo dos metais alcalinos, para extrair íons de uma pequena amostra do elemento que se deseja como feixe, que se encontra na forma sólida (pastilha). Este processo é conhecido como “sputtering”.

O princípio básico de operação desta fonte está esquematizado na figura III-2.

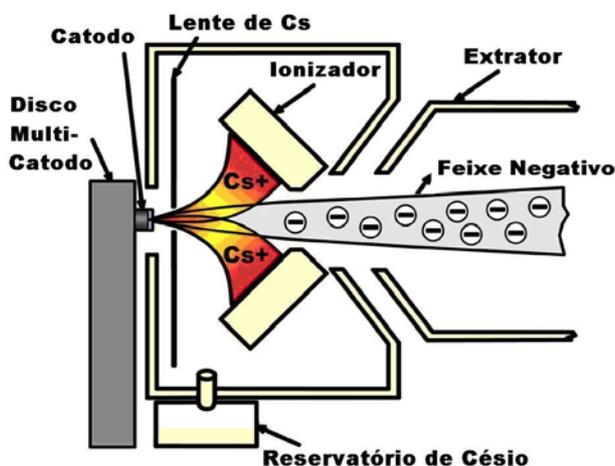


Figura III-2. Diagrama esquemático do princípio de operação da fonte de íons MC-SNICS.

O vapor de césio proveniente de um forno aquecido a 120°C, localizado na parte inferior da fonte, flui para uma câmara fechada, entre o catodo que é refrigerado, e o ionizador que é aquecido. Uma parte do vapor de césio é depositada na pastilha formando uma fina película, ao mesmo tempo que alguns íons de césio penetram na pastilha arrancando átomos. Os átomos arrancados, ao passarem pela película de césio que se depositou na superfície, ganham elétrons tornando-se negativos, formando assim um feixe negativo.

A fonte de íons está montada numa estrutura isolada eletricamente à qual é aplicada uma tensão para pré-acelerar o feixe de maneira a poder injetá-lo no acelerador.

### III.2. ACELERADOR PELLETRON

O Acelerador Pelletron é uma máquina eletrostática tipo Tandem, construída pela NEC (“National Electrostatic Corporation”) tendo sido adquirida pela Universidade de São Paulo e instalada no Instituto de Física da USP em 1972 [40]. Uma visão geral do Laboratório Pelletron pode ser visualizada na figura III-3.

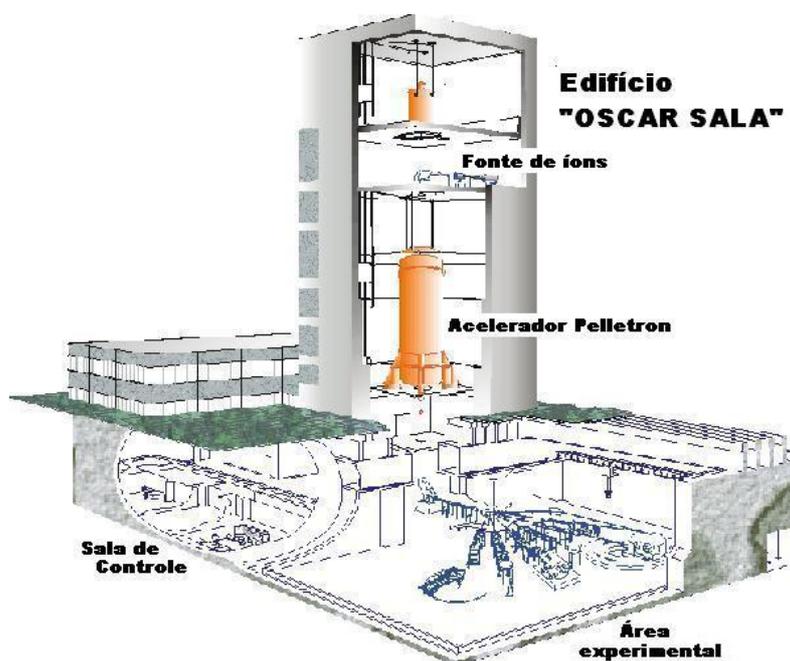


Figura III-3. Visão geral do Laboratório Pelletron do Instituto de Física da Universidade de São Paulo.

O nome Pelletron origina-se de um processo introduzido pela NEC para o transporte de carga até o terminal de alta tensão. Nessas máquinas o transporte de carga até o terminal é feito por uma corrente constituída de “peças de metal” (“pellets”), ligadas umas às outras por isolantes de nylon. Um exemplo dessa corrente pode ser visualizado na figura III-4.

No Tandem, o terminal de alta tensão (positiva) se localiza no centro do acelerador e é de no máximo 8 MV. O acelerador é composto de 16 secções de 1 MV cada, 8 na região de baixa energia e 8 na região de alta energia.

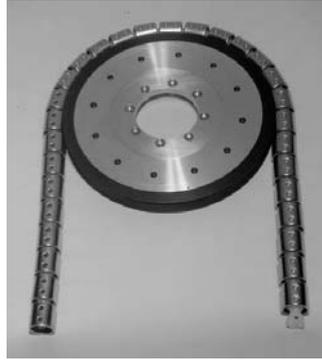


Figura III-4. Ilustração da corrente, constituída de peças de metal (“pellets”), responsável pelo transporte da carga até o terminal no acelerador Pelletron.

Ao sair da fonte de íons, o feixe passa por um tubo pré-acelerador, é defletido de 90° por um ímã de focalização (ME-20) e injetado verticalmente no tubo acelerador do Acelerador Pelletron. Este ímã também é utilizado para selecionar a massa do íon. Na entrada e saída do ímã ME-20 existe um sistema de fendas variáveis que colimam o feixe, permitindo aumentar ou diminuir a intensidade do mesmo.

O feixe negativo injetado no Pelletron é acelerado em direção ao terminal positivo. Junto do terminal está posicionado um trocador de folhas de carbono denominadas “stripper”, com capacidade de 88 folhas. Cada folha possui uma espessura de aproximadamente 5µg/cm<sup>2</sup> e têm a função de arrancar elétrons dos íons do feixe que as atravessam. Desta forma, o feixe que foi inicialmente extraído da fonte de íons com carga negativa, ao entrar no tubo acelerador “enxerga” uma tensão positiva e sofre uma primeira aceleração. Ao passar pela folha de carbono, troca de carga tornando-se agora um íon positivo e é então reaccelerado na direção da saída do acelerador. Desta maneira o feixe atinge uma energia segundo a equação:

$$E_{\text{feixe}} = e(V_{\text{ext}} + V_{\text{pré}}) + (q + 1)eV_t \quad (\text{III-1})$$

onde:  $e$  = carga do elétron;

$V_{\text{ext}}$  = potencial de extração da fonte de íons;

$V_{\text{pré}}$  = potencial de pré-aceleração;

$q$  = estado de carga do feixe;

$V_t$  = tensão no terminal.

No processo de aceleração o feixe se alarga e por este motivo atravessa quadropolos magnéticos, com o objetivo de melhorar sua focalização. O feixe muda sua trajetória de vertical para horizontal ao passar por um ímã analisador de dupla focalização (ME-200) que tem como função selecionar o feixe com um determinado estado de carga  $Z$  e, conseqüentemente, com uma dada energia.

O campo magnético, apropriado para defletir o feixe com o estado de carga e energia desejada, é medido no interior da câmara do ME-200 por uma sonda de ressonância magnética nuclear (NMR). A relação entre a energia do feixe e a frequência de ressonância de NMR é dada pela equação:

$$E_{\text{feixe}} = Mc^2 \left( \sqrt{\frac{1 + 2(qfc)^2 k}{(Mc^2)^2}} - 1 \right) \quad (\text{III-2})$$

onde:  $M$  = massa de repouso do íon;

$c$  = velocidade da luz no vácuo;

$q$  = estado de carga do feixe;

$f$  = frequência de ressonância nuclear;

$k$  = constante de calibração do ME-200.

Ao medir a energia do feixe, o ímã defletor ME-200 exerce um controle fino na tensão do terminal e em todos os parâmetros de focalização do feixe no acelerador. Para isso existe um sistema de fendas verticais colocados na saída do ME-200 e uma agulha de corona no terminal, acoplados a um tríodo. Assim, desvios na trajetória do feixe com relação às fendas, ocasionarão alterações na tensão da grade do tríodo, variando a tensão na agulha de corona de modo a corrigir a tensão no terminal.

Após o ME-200, o feixe é dirigido para um eletroímã defletor (“switching magnet”), o qual desviará o feixe para a canalização escolhida, dentre as sete existentes nas salas experimentais  $A$  e  $B$ .

Todo o percurso do feixe, desde a fonte de íons até a sala de experiência, é monitorado utilizando-se copos de Faraday, ou seja, medidores de corrente que interceptam a passagem do feixe e desta forma medem a corrente.

Um diagrama do sistema de montagem do acelerador Pelletron pode ser visualizado na figura III-5.

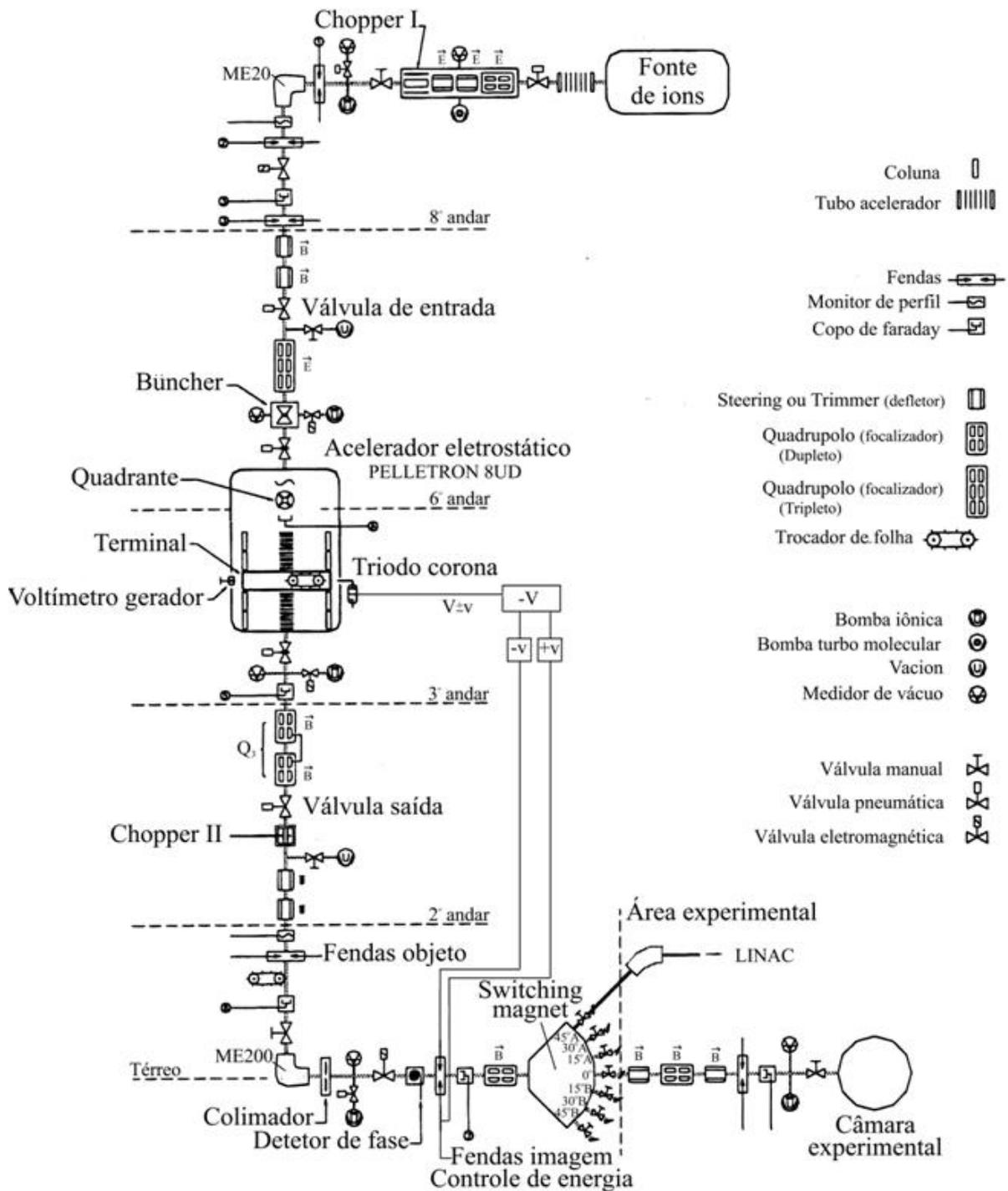


Figura III-5. Diagrama do sistema de montagem do acelerador Pelletron.

### III.3. DESCRIÇÃO DA MONTAGEM EXPERIMENTAL

#### III.3.1. CÂMARA DE ESPALHAMENTO

O arranjo experimental foi montado no interior da câmara de espalhamento localizada na extremidade da canalização 30° da sala experimental *B* do Laboratório Pelletron. Esta câmara tem forma cilíndrica com diâmetro interno aproximado de 100 cm e altura aproximada de 30 cm.

Existe, em seu interior, um prato giratório com divisões espaçadas de 15° permitindo assim a montagem dos detectores, bem como sua movimentação em torno do alvo. A leitura dos ângulos, com precisão de 1 minuto de grau, foi realizada utilizando lunetas acopladas à tampa da câmara. A monitoração da experiência foi feita com um detector fixo, posicionado a certo ângulo em relação à direção do feixe.

Os alvos foram colocados em uma torre posicionada no centro da câmara de espalhamento. A capacidade máxima da torre é de quatro alvos e durante a experiência foi possível a troca do alvo sem afetar o vácuo no sistema. Além disso, foi também possível variar o ângulo do alvo em relação ao feixe. Uma fotografia da torre de alvos, utilizada nas experiências, pode ser visualizada na Figura III-6.



Figura III-6. Fotografia da torre de alvos utilizada nas experiências.

O feixe, antes de entrar na câmara de espalhamento, passa por um sistema de colimação que serve para assegurar a direção correta do feixe incidente. Depois de atravessar a câmara de espalhamento, a intensidade do feixe é medida através de um copo

de Faraday posicionado à uma certa distância da saída da câmara. Este copo está diretamente conectado a um integrador de carga que fornece a carga total incidente no alvo.

A detecção das partículas emergentes do alvo é feita por telescópios  $\Delta E$ -E formados por detectores de barreira de superfície que descreveremos a seguir.

Na figura III-7 pode ser visualizado o esquema da montagem utilizada na câmara de espalhamento para a realização das experiências.

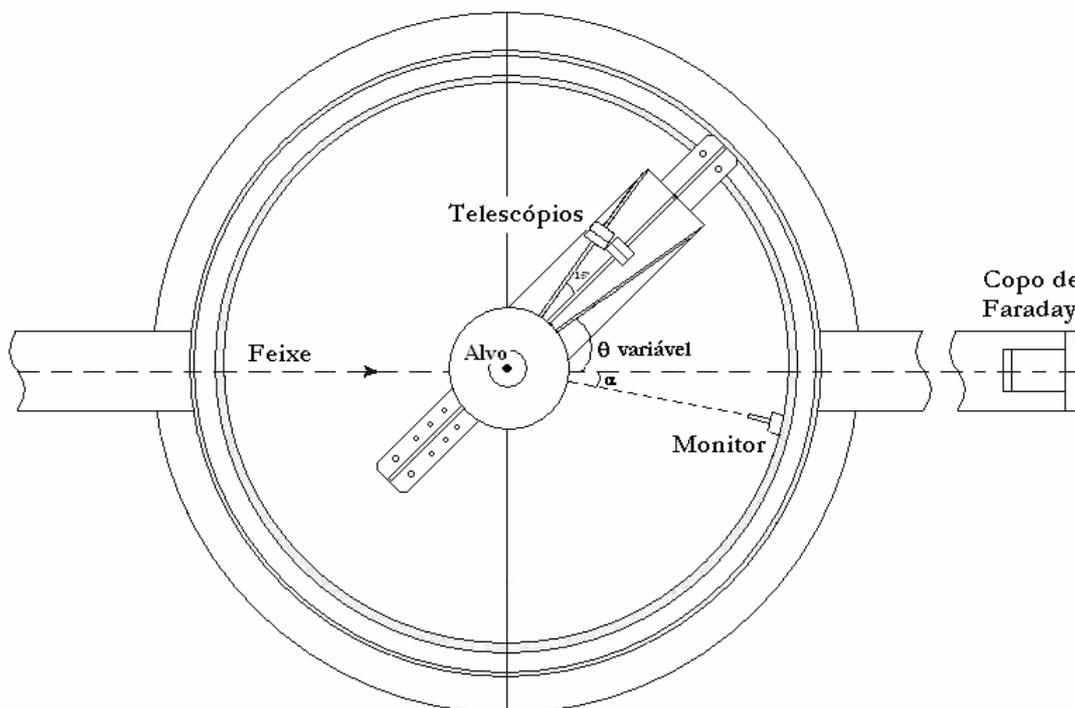


Figura III-7. Esquema do arranjo experimental montado na câmara de espalhamento 30°B. Na primeira experiência  $\alpha = 18^\circ$  e na segunda  $\alpha = 15^\circ$ .

Na figura III-7 pode-se visualizar o posicionamento dos dois telescópios  $\Delta E$ -E utilizados nas experiências, do monitor e do copo de Faraday utilizado para medir a corrente com que o feixe atravessou o alvo durante a experiência. Durante nossas medidas a intensidade do feixe na câmara de espalhamento variou entre 1 e 40nA. Uma foto desta câmara de espalhamento pode ser visualizada na figura III-8.

É importante ressaltar que foi colocada, em frente ao telescópio mais dianteiro, uma folha de  $\text{CH}_2$ , de espessura de  $6\text{mg}/\text{cm}^2$ , a fim de parar os núcleos de carbono e

oxigênio espalhados no alvo, que eram em grande quantidade no detector  $\Delta E$  em ângulos dianteiros. Tal folha tem espessura suficiente para bloquear os  $^{12}\text{C}$  e os  $^{17}\text{O}$  e deixar passar, sem deteriorar muito a resolução em energia, os prótons e as alfas que são as partículas de interesse.

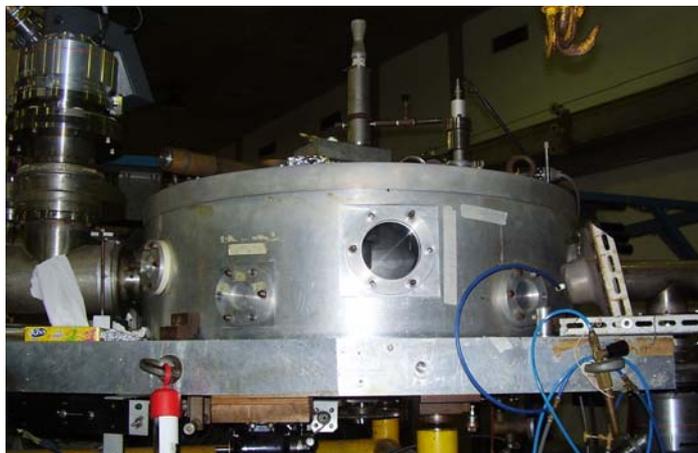


Figura III-8. Foto da câmara de espalhamento localizada na extremidade da canalização  $30^\circ$  da sala experimental *B* do Laboratório Pelletron.

### III.3.2. SISTEMA DE DETECÇÃO

As reações que pretendemos estudar têm como partícula emergente o  $^1\text{H}$  espalhado elasticamente e o  $^4\text{He}$  como produto da reação de transferência. Diante disso, é necessário utilizar um sistema de detecção que nos permita identificar as partículas detectadas. Desta maneira, utilizou-se o sistema de detecção de telescópios, como já mencionado anteriormente.

Um telescópio consiste basicamente de dois detectores colocados em linha. Foram utilizados detectores de barreira de superfície de silício fabricados pela Ortec. O primeiro foi um detector fino onde a partícula perde parte de sua energia, ou seja,  $\Delta E$ . O segundo foi um detector mais grosso onde a partícula é totalmente parada depositando o restante de sua energia  $E = E_T - \Delta E$ , onde  $E_T$  é a energia total ou inicial da partícula emergente do alvo. Um esquema de um suporte de telescópio pode ser visualizado na figura III-9. Nas nossas

experiências foram utilizados detectores  $\Delta E$  de  $40\mu$ ,  $50\mu$  e  $150\mu$  e detectores  $E$  de  $500\mu$  e  $700\mu$ .

A característica do sistema de detecção está relacionada ao poder de freamento [41] de uma partícula carregada com energia  $E$ , massa  $m$  e carga  $Z$ . A relação entre o poder de freamento e os parâmetros mencionados é dada por:

$$\frac{\Delta E}{\Delta x} \propto \frac{mZ^2}{E} \quad (\text{III-3})$$

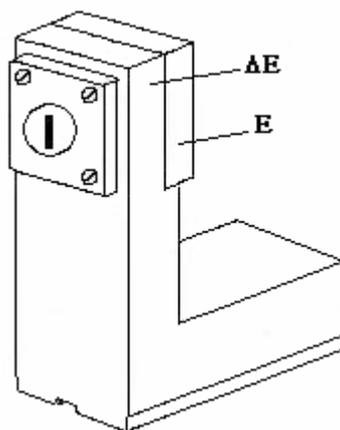


Figura III-9. Desenho esquemático de um suporte de telescópio  $\Delta E$ - $E$ .

Desta forma, podemos notar que a perda de energia no detector está fortemente relacionada com o número atômico  $Z$  da partícula incidente devido à sua dependência quadrática. Partículas com diferentes cargas ( $Z$ ) e mesma energia ( $E$ ) sofrerão perdas,  $\Delta E$ , diferentes e desta forma a medida da grandeza  $\Delta E$  nos permite então identificar as partículas. Construindo espectros  $\Delta E$ - $E$ , partículas com o mesmo  $Z$  estarão agrupadas em torno de uma mesma faixa, como pode ser visualizado na figura III-10. Com este sistema de detecção a identificação dos prótons ( $^1\text{H}$ ) e das alfas ( $^4\text{He}$ ), que é a nossa intenção, torna-se possível.

A figura III-11 é uma foto do interior da câmara de espalhamento  $30^\circ\text{B}$  do laboratório Pelletron do Instituto de Física da USP, onde pode ser visualizado o arranjo experimental montado envolvendo o sistema de detecção.

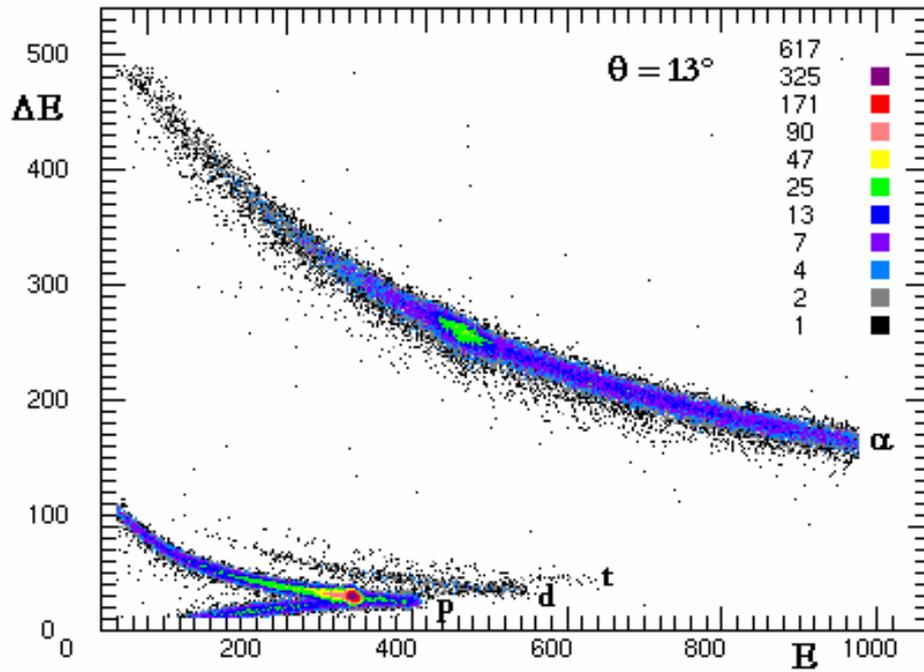


Figura III-10. Típico espectro biparamétrico  $\Delta E$ - $E$  medido em  $\theta_{lab} = 13^\circ$  para  $E_{lab} = 42$  MeV ( $E_{CM} = 2,33$  MeV). Neste espectro é possível visualizar que as partículas com diferentes  $Z$  e  $m$  estão agrupadas em diferentes faixas.

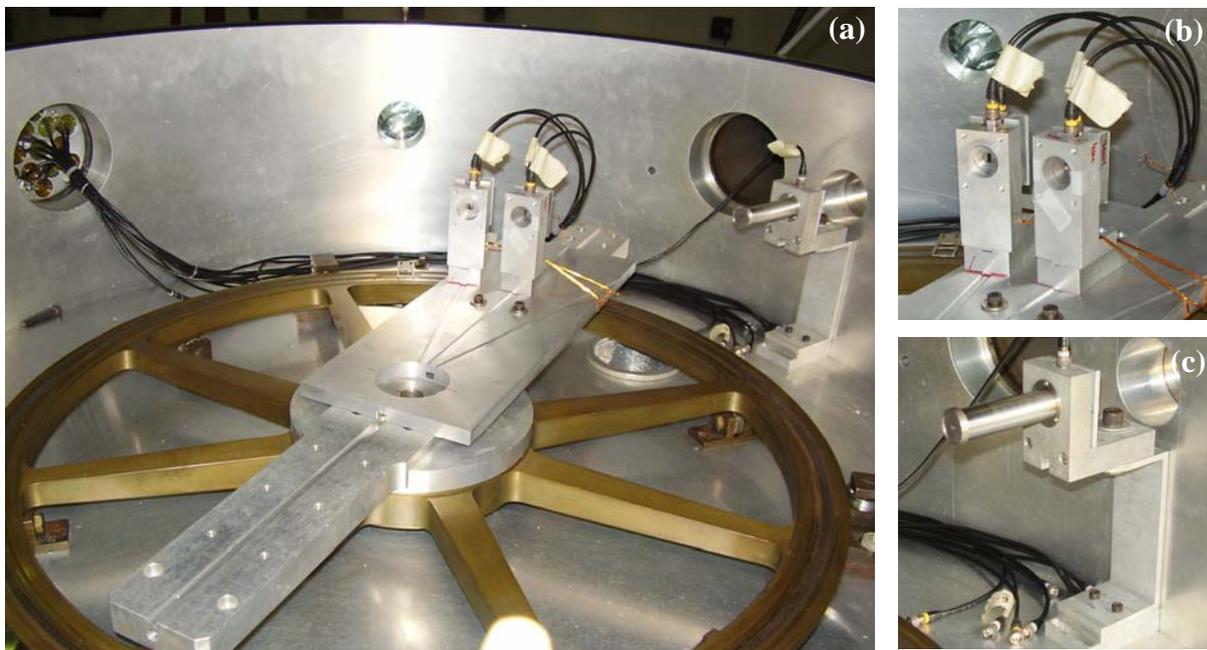


Figura III-11. (a) Foto da montagem na câmara de espalhamento (b) detectores  $\Delta E$ - $E$ , (c) detector utilizado para monitorar a experiência.

### III.3.3. ELETRÔNICA DE AQUISIÇÃO

Os sinais de energia provenientes dos detectores são pulsos eletrônicos que devem ser convertidos em sinais digitais para que possam ser armazenados e tratados no computador.

Inicialmente, os pulsos provenientes dos detectores de barreira de superfície são pré-amplificados na saída da câmara de espalhamento, na sala experimental. Após serem pré-amplificados, os sinais analógicos dos detectores são enviados por meio de cabos coaxiais para a sala de aquisição, onde se encontra o restante da eletrônica. Nesta eletrônica, os sinais analógicos são amplificados e finalmente são enviados para os ADC's ("Analog to Digital Converter"), onde é feita a conversão do sinal analógico para o digital. Em seguida, o sinal convertido é processado pelo módulo "Event Handler" (HE).

Paralelamente à amplificação dos sinais, é gerado um pulso lógico denominado "gate", que avisa os ADC's e o módulo HE da chegada de um evento. No mesmo instante que os ADC's recebem o sinal do "gate", o HE também recebe este sinal, dando início a execução de um programa que trata do controle e armazenamento dos sinais dos ADC's. Todo o processo é feito por um equipamento denominado CAMAC ("Computer Automated Measurement and Control").

A transferência de dados do sistema de aquisição para o computador é feita utilizando um "buffer" de memória FIFO ("First in – First out") que acumula os eventos até um limite para então enviá-los ao computador para serem gravados no disco. Isto evita que o computador seja interrompido para o envio de dados toda vez que ocorre um evento.

Antes de iniciar a tomada de dados, foram feitos testes com a eletrônica montada utilizando pulsadores para simular a chegada de um evento.

Um esquema da eletrônica utilizada nas experiências, para o caso de um telescópio, pode ser visualizado na figura III-12.

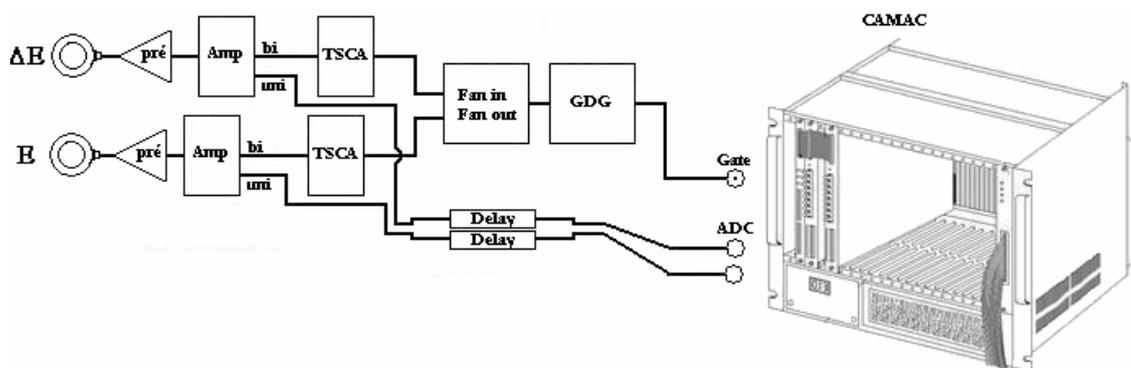


Figura III-12. Desenho esquemático da eletrônica utilizada na aquisição dos dados experimentais.

### III.3.4. ALVOS

Foram utilizados como alvos folhas de polietileno ( $\text{CH}_2$ ) e mylar aluminizado ( $\text{C}_{10}\text{H}_{10}\text{O}_4$ ). Os alvos foram montados no Laboratório de Alvos localizado no edifício Oscar Sala.

Os alvos de mylar aluminizado são alvos finos, com espessura aproximada de  $354\mu\text{g}/\text{cm}^2$ . Já os alvos de polietileno são grossos, com espessura aproximada de  $6\text{mg}/\text{cm}^2$ . As espessuras dos alvos foram determinadas utilizando-se duas técnicas diferentes:

- utilizando uma fonte alfa;
- simplesmente pesando, com o auxílio de uma balança de boa precisão, a massa de um pedaço de plástico de área conhecida.

Os alvos de  $\text{CH}_2$  têm espessura suficiente para parar o feixe de  $^{17}\text{O}$  com energia de 42 MeV. Isto é necessário para a utilização do Método do Espalhamento Ressonante que será descrito posteriormente.

## IV. RESULTADOS EXPERIMENTAIS

As medidas foram feitas utilizando feixe de  $^{17}\text{O}$ , com energias de 25 e 42 MeV, produzido no Laboratório Pelletron. Foram utilizados alvos plásticos de polietileno grosso ( $\text{CH}_2$ ) de espessura de  $6\text{mg}/\text{cm}^2$  para a função de excitação e mylar aluminizado fino ( $\text{C}_{10}\text{H}_{10}\text{O}_4$ ) de espessura de  $354\mu\text{g}/\text{cm}^2$  para as distribuições angulares do espalhamento elástico  $^{17}\text{O} + \text{p}$  e a reação de transferência  $\text{p}(^{17}\text{O}, \alpha)^{14}\text{N}$ .

### IV.1. CALIBRAÇÃO DO MONITOR

Durante uma das experiências havia um detector monitor colocado em um ângulo de  $15^\circ$  fixo. A identificação dos picos observados no espectro do monitor foi feita a partir do cálculo da energia do  $^{17}\text{O}$  espalhado nos diferentes elementos do alvo de mylar aluminizado, utilizando o programa KINEQ [42]. Dentre os picos identificados, observamos os picos correspondentes aos núcleos de recuo,  $^1\text{H}$  do espalhamento elástico e  $^4\text{He}$  da reação de transferência. O espectro do monitor obtido em  $\theta_{\text{lab}} = 15^\circ$  com os picos identificados pode ser visualizado na figura IV-1.

A partir da determinação da posição em canais, no eixo x, de cada pico do espectro do monitor e da energia, que é calculada utilizando-se o programa KINEQ, foi possível graficar Energia x Canal e obter a reta de calibração do monitor que pode ser visualizada na figura IV-2.

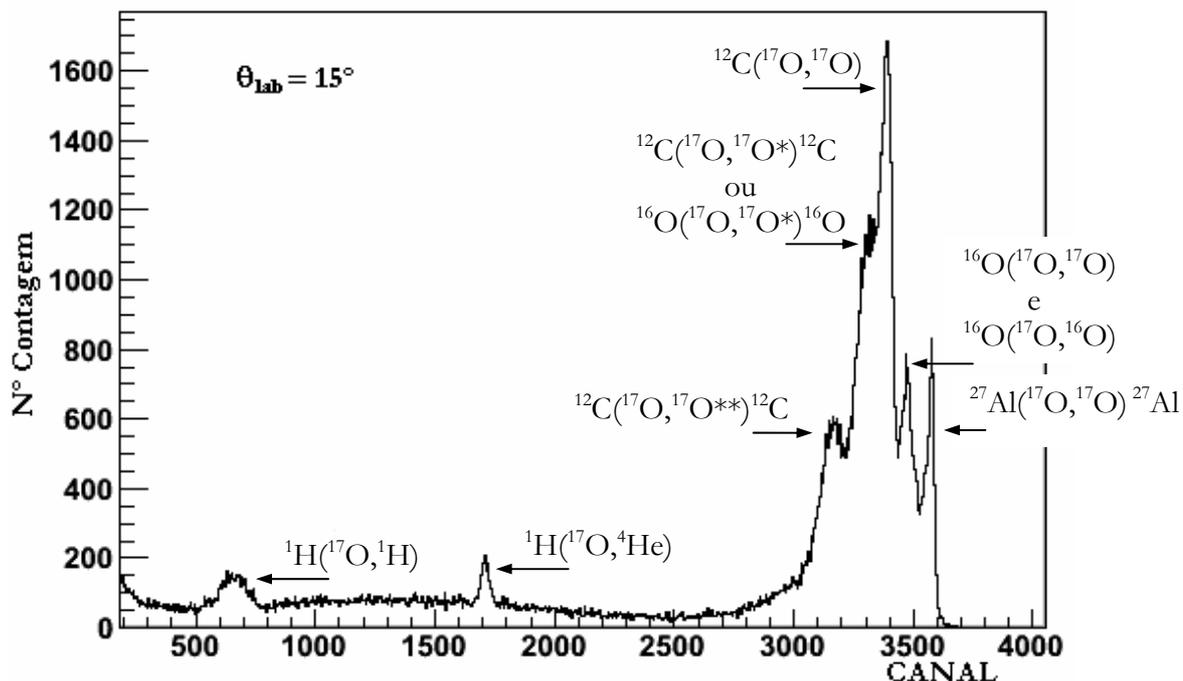


Figura IV-1. Espectro do monitor, com os picos identificados, obtido com alvo de mylar aluminizado com espessura de 354 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  para  $\theta_{\text{lab}} = 15^\circ$  e  $E_{\text{lab}} = 42 \text{ MeV}$  ( $E_{\text{CM}} = 2,26 \text{ MeV}$  considerando que a colisão ocorreu na metade do alvo de mylar.)

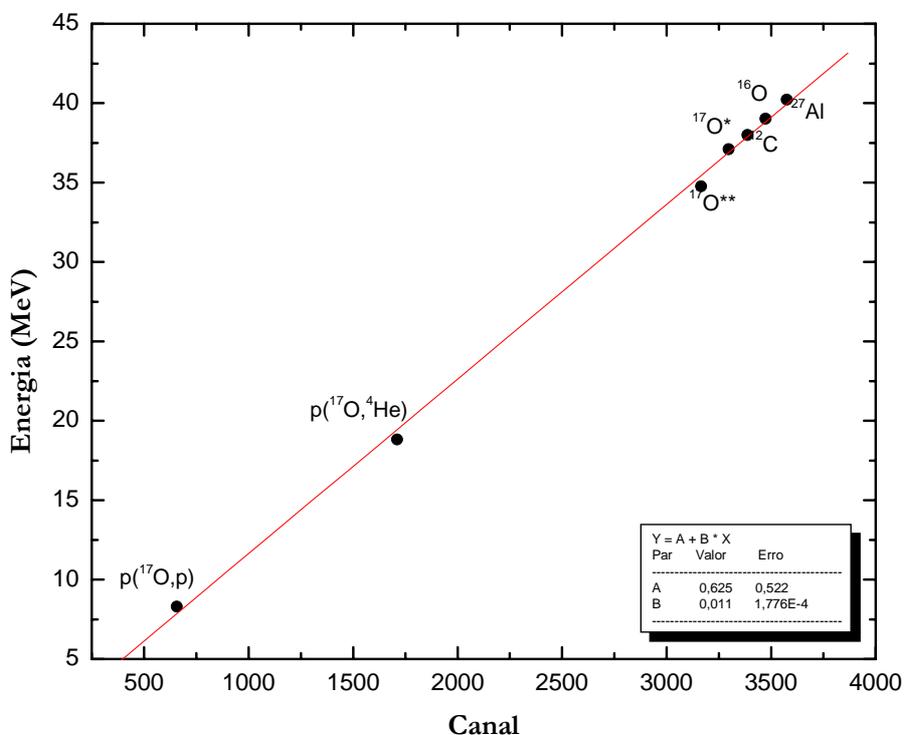


Figura IV-2. Reta de calibração do monitor para  $E_{\text{lab}} = 42 \text{ MeV}$  ( $E_{\text{CM}} = 2,33 \text{ MeV}$ ). Os valores dos coeficientes linear e angular da reta de ajuste são de 0,625 MeV e 0,011 MeV/canal respectivamente.

## IV.2. CALIBRAÇÃO DOS DETECTORES: ESPECTRO SOMA

Foram construídos espectros  $\Delta E$  x  $E_{TOTAL}$  dos telescópios, onde  $E_{TOTAL}=E+\Delta E$ . Isto é necessário para se obter uma melhor resolução em energia dos picos de interesse. Para somar  $E$  e  $\Delta E$ , precisa-se ter as duas quantidades com o mesmo ganho e isto é feito somando-se os sinais  $E$  e  $\Delta E$ , em canais, com uma constante “ $k$ ” que é ajustada de forma a otimizar a resolução em energia do pico de interesse. Desta forma:

$$E_{TOT} = E + k\Delta E \quad (IV-1)$$

onde:  $E$  = parâmetro correspondente ao detector barreira de superfície, mais grosso;

$\Delta E$  = parâmetro correspondente ao detector barreira de superfície, mais fino;

$k$  = constante ajustada de forma a otimizar a resolução dos picos projetados em espectros monoparamétricos de energia.

Para encontrar o valor dessa constante “ $k$ ” foram utilizados dois métodos diferentes: um utilizando a perda de energia da partícula nos detectores ( $\Delta E$  e  $E$ ) e outro que será chamado de método da parábola. A seguir estes dois métodos serão descritos brevemente.

### IV.2.1. MÉTODO DA PERDA DE ENERGIA

O Método da Perda de Energia consiste em calcular, através do programa STOPX [42] e das espessuras dos detectores, as perdas de energia de uma determinada partícula nos detectores  $E$  e  $\Delta E$  e comparar com os valores obtidos utilizando os espectros obtidos na experiência, que se encontram em canais. Os valores  $E$  e  $\Delta E$  em canais, que serão chamados de  $(E)_c$  e  $(\Delta E)_c$ , nada mais são do que a posição do pico do espectro da partícula em questão projetado nos eixos  $x$  e  $y$  respectivamente.

Escrevendo uma relação entre os valores obtidos através dos espectros da experiência e as energias calculadas com o STOPX em MeV, temos:

$$\begin{aligned}(\Delta E)_c &= c_1 \Delta E \\ (E)_c &= c_2 E\end{aligned}\tag{IV-2}$$

onde:  $c_1$  e  $c_2$  = constantes de calibração.

E então:

$$(E)_c + k(\Delta E)_c = c_2 E + k c_1 \Delta E = c_2 (E + \Delta E)\tag{IV-3}$$

sendo  $k = \frac{c_2}{c_1}$  e  $c_2$  uma constante.

#### IV.2.2. MÉTODO DA PARÁBOLA

O Método da Parábola consiste simplesmente em variar o valor da constante “ $k$ ” e medir a resolução em energia total do pico da partícula em questão. Para isso é medida a largura à meia altura e a posição do pico no eixo x dos espectros. Vamos chamar de “FWHM” a largura à meia altura e de “X” a posição do pico no eixo x. É possível analisar a resolução verificando a razão da largura à meia altura e da posição do pico, FWHM/X. Quanto menor este valor, melhor a resolução do espectro.

O cálculo é feito diversas vezes variando o valor de “ $k$ ” e coletando essas informações. Com isso, é possível construir um gráfico (FWHM/X *versus* valor de “ $k$ ”). Este gráfico apresenta um mínimo para o melhor valor de “ $k$ ”, ou seja, o valor que otimiza a resolução dos picos quando projetados em espectros monoparamétricos de energia. Um exemplo do espectro (FWHM/X *versus* “ $k$ ”), para o pico dos prótons do espalhamento elástico, pode ser visualizado na figura IV-3.

O valor de “ $k$ ”, que corresponde a melhor resolução do espectro, pode ser obtido simplesmente encontrando o valor do mínimo da equação do gráfico da figura IV-3, ou seja,  $k = -B1/2B2$ .

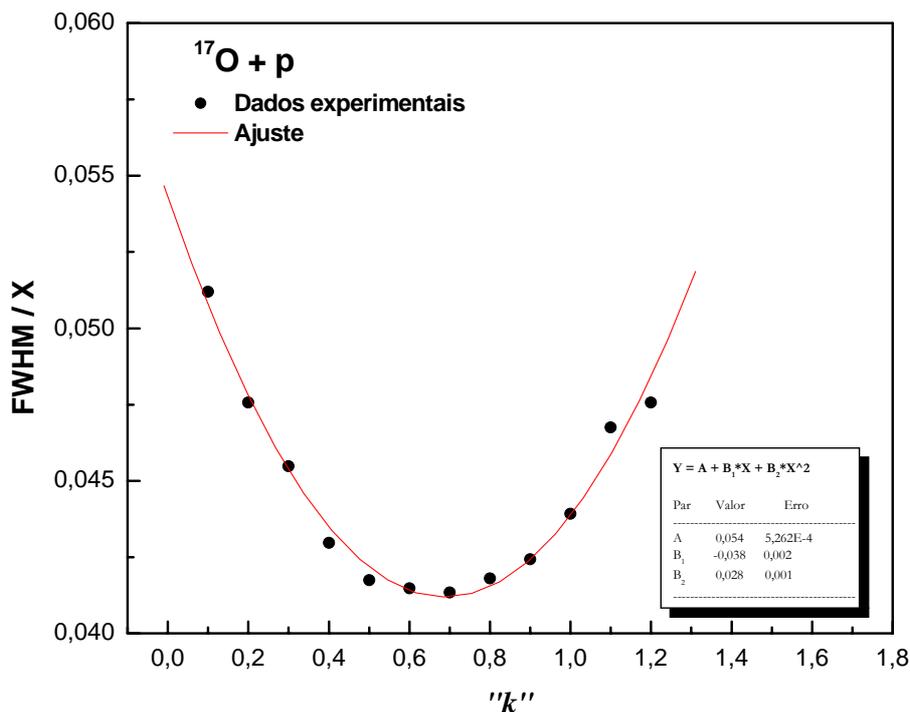


Figura IV-3. Espectro (FWHM/X versus valor de “k”) para prótons. Os valores dos parâmetros A, B<sub>1</sub> e B<sub>2</sub> da reta que ajusta os dados experimentais são 0,054, -0,038 e 0,028 respectivamente.

Foram utilizados estes dois métodos a fim de encontrar o melhor valor de “k”, para prótons e alfas. Verificou-se que os valores encontrados não eram os mesmos para prótons e alfas, porém próximos no caso dos prótons. Foi feita uma média de tais valores obtendo-se 0,645 para os prótons e 0,885 para as alfas. Na tabela IV-1 pode-se visualizar os valores encontrados para a constante “k”.

Tabela IV-1. Valores encontrados para a constante “k”.

	$k_{\Delta E}$	$k_{parábola}$
prótons	0,62	0,67
alfas	0,70	1,07

Com o valor da constante “k” encontrado pode-se então recalculer os espectros  $\Delta E$  x E, obtendo desta forma o espectro soma:  $\Delta E \times (E+k\Delta E)$ , ou ainda,  $\Delta E \times E_{TOTAL}$ .

Nas figuras IV-4 e IV-5 pode-se visualizar um exemplo dos espectros obtidos após ter sido feita a soma  $E + k\Delta E$ .

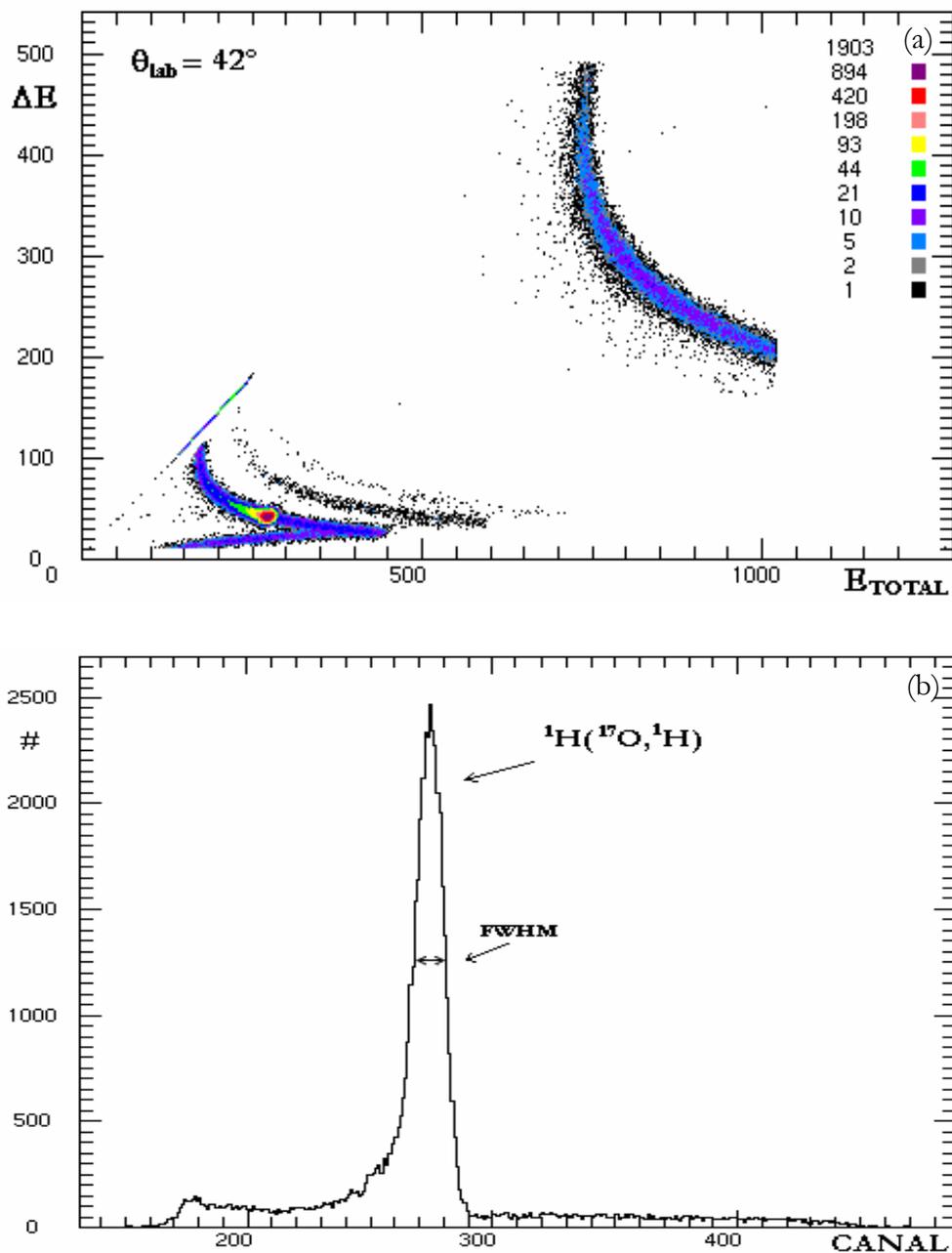


Figura IV-4. (a) Espectro biparamétrico  $\Delta E \times E_{TOTAL}$  obtido com alvo de mylar aluminizado com espessura de  $354\mu\text{g}/\text{cm}^2$  para  $\theta_{lab} = 42^\circ$  e  $E_{lab}({}^{17}\text{O}) = 42 \text{ MeV}$  ( $E_{CM} = 2,33 \text{ MeV}$ ). (b) Projecção da faixa dos prótons do espectro biparamétrico no eixo  $E_{TOTAL}$ .

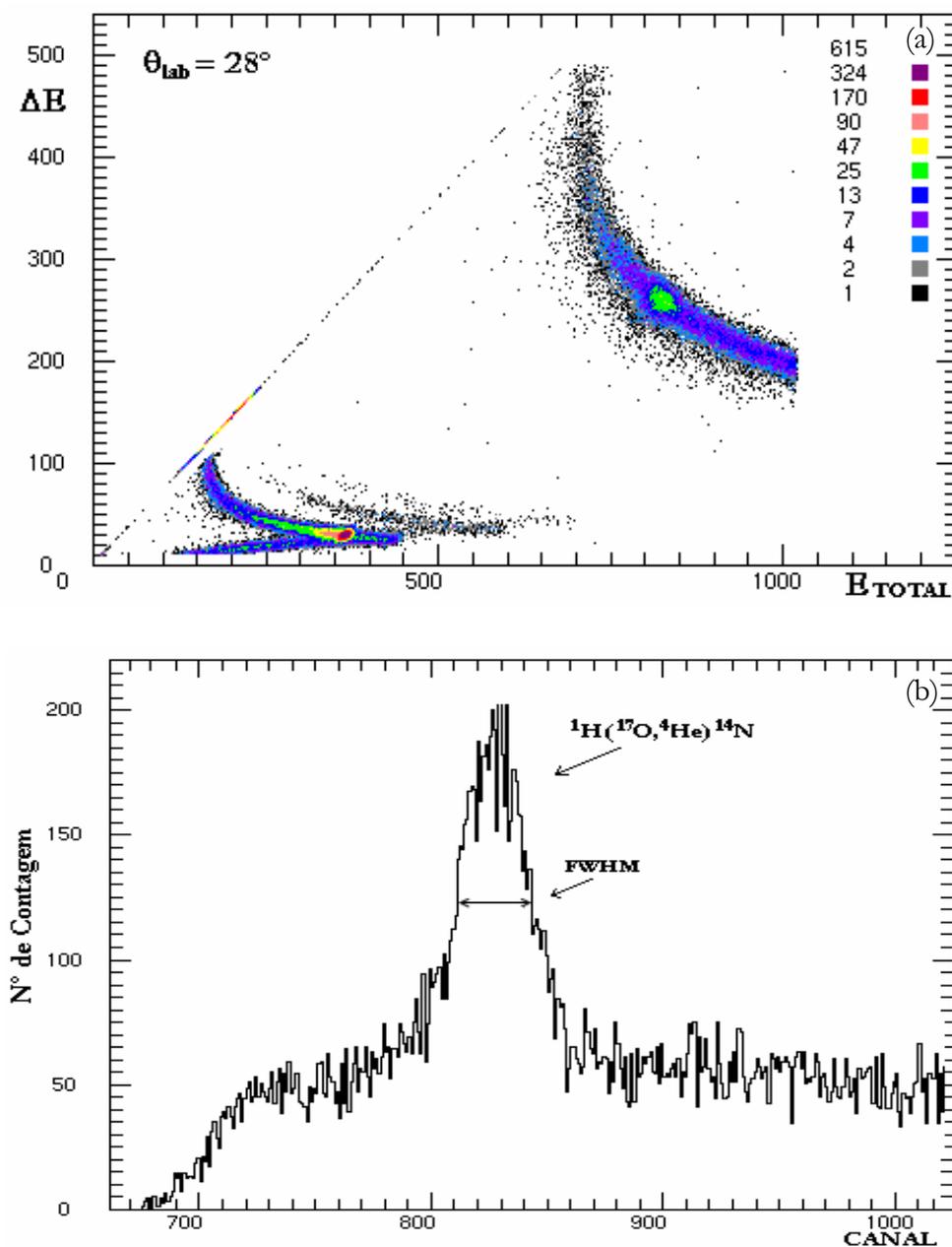


Figura IV-5. (a) Espectro biparamétrico  $\Delta E \times E_{TOTAL}$  obtido com alvo de mylar aluminizado com espessura de  $354 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  para  $\theta_{lab} = 28^\circ$  e  $E_{lab}({}^{17}\text{O}) = 42 \text{ MeV}$  ( $E_{CM} = 2,33 \text{ MeV}$ ). (b) Projeção da faixa dos alfas do espectro biparamétrico no eixo  $E_{TOTAL}$ .

Com a finalidade de obter as retas de calibração para os dois telescópios (1 e 2), foram extraídos os valores das posições dos picos no eixo x, em canais, do espalhamento elástico e da reação de transferência. Os valores de energia utilizados para construir as retas de calibração são simplesmente as energias que as partículas possuíam antes de atingirem o

detector  $\Delta E$  do telescópio em questão, ou seja,  $E_{TOTAL}$ , e são obtidos utilizando os programas KINEQ e STOPX. As retas de calibração são importantes para assegurar a correta identificação das partículas detectadas. Exemplos destes espectros, Energia *versus* Canal, podem ser visualizados nas figuras IV-6 e IV-7.

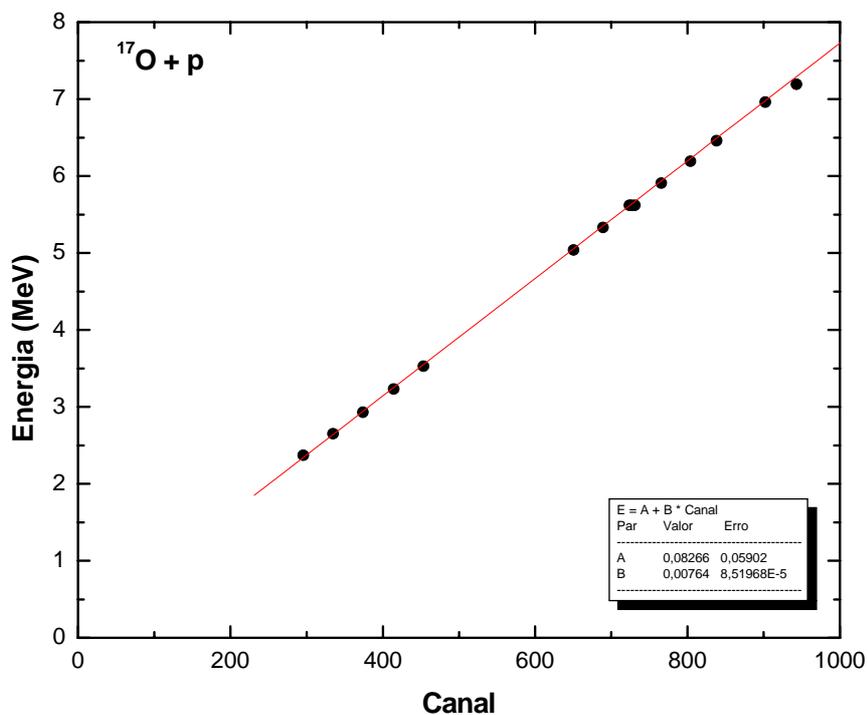


Figura IV-6. Retas de calibração para os prótons para  $E_{lab} = 42$  MeV ( $E_{CM} = 2,33$  MeV) e vários ângulos de espalhamento. Note que o coeficiente angular  $B$ , com valor de 0,083, é dado em MeV/Canal e o linear  $A$ , com valor de 0,008, em MeV.

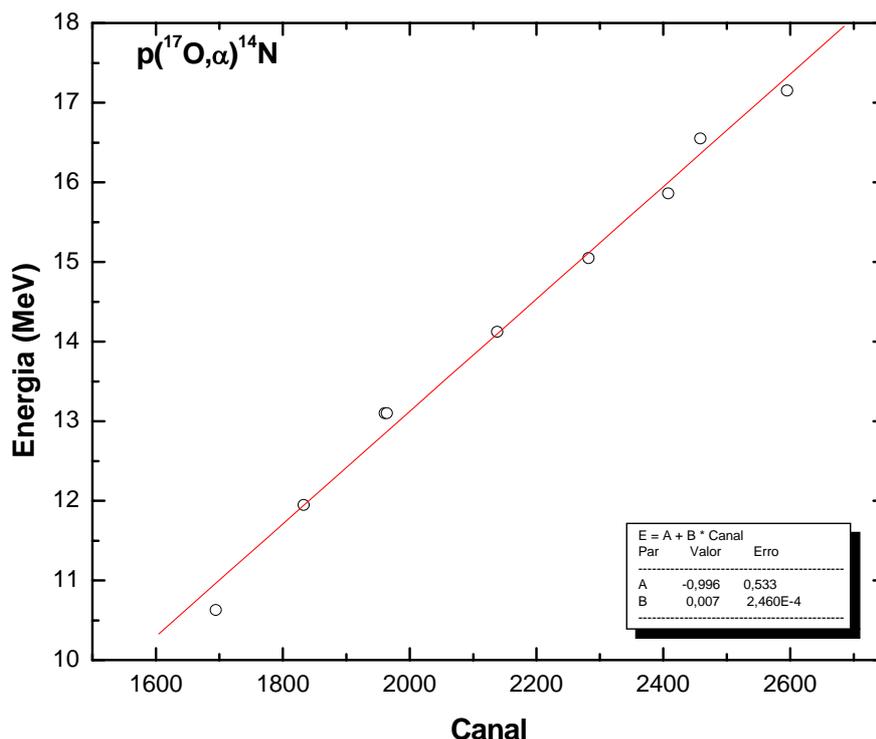


Figura IV-7. Reta de calibração para as alfas para  $E_{lab} = 42$  MeV ( $E_{CM} = 2,33$  MeV) e vários ângulos de espalhamento. Note que o coeficiente angular B, com valor de -0,996, é dado em MeV/Canal e o linear A, com valor de 0,007, em MeV.

Com o auxílio das retas de calibração podemos obter a resolução em energia da nossa experiência, que é dada por:

$$R = FWHM \times B \tag{IV-4}$$

onde:  $FWHM$  = largura do pico a meia altura;

$B$  = coeficiente angular da reta de calibração.

Utilizando as retas de calibração apropriadamente, obtemos para os prótons uma resolução em energia da ordem de 0,189 MeV e para as alfas uma resolução da ordem de 0,288 MeV.

Com o intuito de verificar a confiabilidade dos alvos plásticos durante as experiências, foi construído um gráfico [(Área do Monitor / Integrador) x Run] que pode ser visualizado na Figura IV-8.

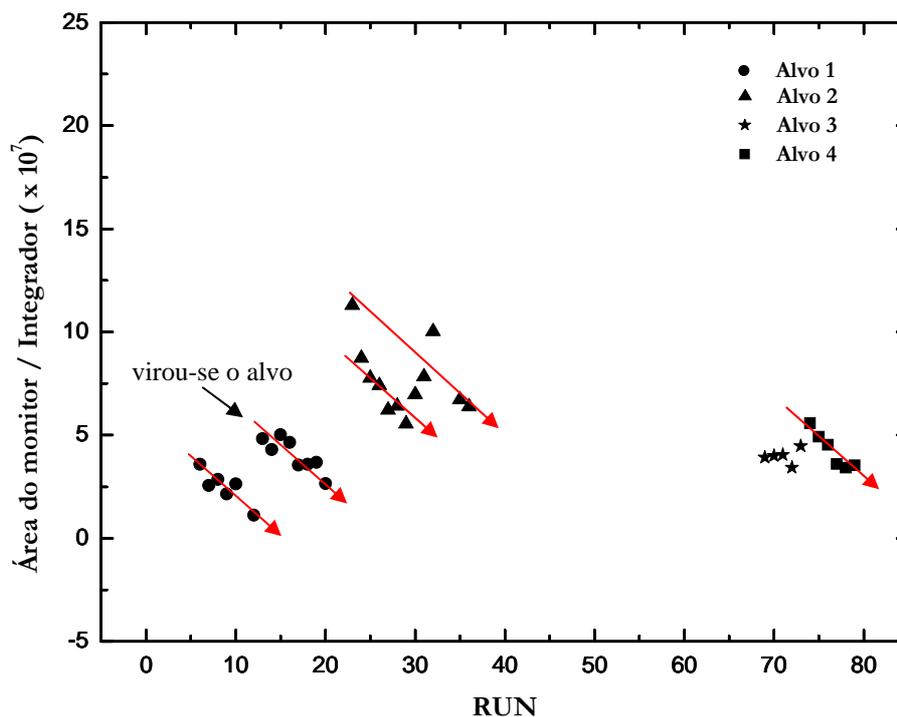


Figura IV-8. Gráfico [(Área do Monitor / Integrador) x Run] para diferentes alvos. Percebe-se que há uma queda dos pontos que está enfatizada pelas setas.

Sabendo-se que quanto maior o intervalo de tempo de uma medida (run), maior o número de contagens (área) e conseqüentemente maior o integrador, seria natural obter um comportamento constante para o gráfico da figura IV-8. Visivelmente não é isto que se observa e desta forma concluímos que o alvo está se degradando com o passar do tempo de irradiação. É importante mencionar que quando troca-se o alvo por outro ou muda-se seu ângulo com relação ao feixe incidente, a espessura do mesmo muda e as contagens aumentam, porém logo começam a decrescer como pode ser visualizado na referida figura.

Ficou evidente, durante a análise dos dados, que este efeito está diretamente relacionado com a quantidade de feixe no alvo, ou seja, quanto maior a intensidade do feixe o efeito torna-se mais visível. No espectro da figura IV-9 pode-se visualizar o gráfico da figura IV-8 em termos da espessura do alvo, que nos permite visualizar melhor este fato.

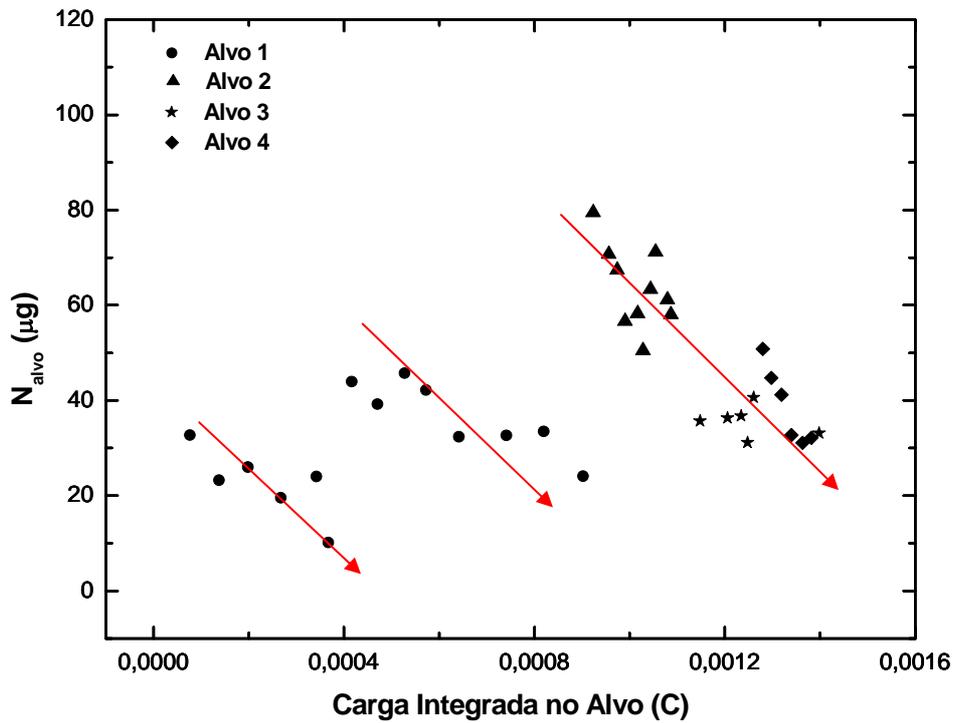


Figura IV-9. Gráfico ( $N_{alvo}$  x Carga Integrada) para diferentes alvos. Percebe-se que há uma queda dos pontos que está enfatizada pelas setas.

Diante disso, a secção de choque foi calculada de modo a não levar em consideração a espessura do alvo. O cálculo da secção de choque será descrito a seguir.

### IV.3. CÁLCULO DA SECÇÃO DE CHOQUE EXPERIMENTAL

A secção de choque de uma dada reação é obtida a partir do número de contagens (área) no pico correspondente. O número de contagens pode ser escrito como:

$$N_{cont} = \frac{\sigma_{CM} N_{feixe} N_{alvo} \Delta\Omega}{J_{ac}} \tag{IV-5}$$

onde:  $N_{cont}$  = número de contagens;

$\sigma_{CM}$  = secção de choque diferencial no sistema do centro de massa;

$N_{feixe}$  = número de partículas do feixe incidente;

$N_{alvo}$  = número de partículas/cm<sup>2</sup> do alvo;

$\Delta\Omega$  = ângulo sólido do detector (sr);

$J_{ac}$  = fator de conversão geométrica do sistema de laboratório para o sistema de centro de massa.

Calculamos a secção de choque diferencial normalizada pelo monitor, lembrando que usaremos a notação “ $\sigma$ ” para denotar a secção de choque diferencial. Supomos que o ângulo sólido  $\Delta\Omega$  é pequeno e que a secção de choque não varia muito em  $\Delta\Omega$ . A dificuldade no nosso caso se deve ao fato de que  $N_{alvo}$  está variando no tempo conforme mostramos anteriormente. Podemos escrever a razão da equação (IV-5) para o detector e monitor como:

$$\frac{N_{cont}^{det}}{N_{cont}^{mon}} = \frac{\sigma_{CM}^{det}}{\sigma_{CM}^{mon}} \frac{J_{ac}^{mon}}{J_{ac}^{det}} \frac{\Delta\Omega^{det}}{\Delta\Omega^{mon}} \quad (IV-6)$$

Isolando  $\sigma^{det}$ , obtemos então a secção de choque diferencial para os detectores em função da secção de choque diferencial do monitor,  $\sigma^{mon}$ .

$$\sigma_{CM}^{det} = \sigma_{CM}^{mon} \frac{N_{cont}^{det}}{N_{cont}^{mon}} \frac{J_{ac}^{det}}{J_{ac}^{mon}} \frac{\Delta\Omega^{mon}}{\Delta\Omega^{det}} \quad (IV-7)$$

Neste caso  $\sigma^{det}$  não depende de  $N_{feixe}$  e  $N_{alvo}$ . Normalizamos todos os dados pelo pico do espalhamento elástico  $^{17}\text{O} + p$  do monitor (ver figura IV-1). A razão dos ângulos sólidos ( $\Delta\Omega^{mon}/\Delta\Omega^{det}$ ) foi obtida a partir das medidas em que o detector estava em  $\theta_{lab} = 15^\circ$ , ou seja, o mesmo ângulo que se encontrava o monitor fixo. Com o telescópio e o monitor no mesmo ângulo temos que:

$$\frac{\sigma^{det}}{\sigma^{mon}} = \frac{J_{ac}^{det}}{J_{ac}^{mon}} = 1 \quad (IV-8)$$

e portanto

$$\frac{N^{det}}{N^{mon}} = \frac{\Delta\Omega^{det}}{\Delta\Omega^{mon}} \quad (IV-9)$$

Calculando esta relação obtivemos o valor de 4,35 para o telescópio 1 e 4,70 para o telescópio 2. Geometricamente tínhamos  $\Delta\Omega^{\text{det1}} = 5,37 \times 10^{-4}$  sr,  $\Delta\Omega^{\text{det2}} = 5,80 \times 10^{-4}$  sr.

Utilizando a equação IV-7 calculou-se as distribuições angulares do espalhamento elástico e da reação de transferência a menos de uma constante  $\sigma^{\text{mon}}$ , para a energia de 25 e 42MeV. Estas constantes foram obtidas através de uma normalização que será descrita a seguir.

### IV.3.1. NORMALIZAÇÃO ABSOLUTA DAS DISTRIBUIÇÕES ANGULARES

A normalização absoluta das distribuições angulares foi obtida a partir dos dados em ângulos dianteiros obtidos em 25 MeV onde o espalhamento é puro Rutherford e a secção de choque diferencial é conhecida e dada por:

$$\sigma_{Ruth} = \left( \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E_{CM}} \right)^2 \frac{I}{\sin^4 \frac{\theta_{CM}}{2}} \quad (\text{IV-10})$$

Foi verificado por cálculos de modelo óptico com potenciais da literatura [43] que, na região angular dianteira no centro de massa ( $\theta \leq 60^\circ$ )  $\sigma \sim \sigma_{Ruth}$  para 25 MeV. Esta condição nos forneceu o valor de  $\sigma^{\text{mon}} = 110$  mb/sr em 25 MeV, o que normaliza a distribuição angular em 25 MeV (equação IV-7).

A normalização em 42 MeV foi obtida a partir de runs imediatamente subsequentes em 25 e 42 MeV com mesmo alvo. Dos runs em 25 MeV obtemos:

$$\left( \Delta\Omega^{\text{det}} N_{\text{alvo}} \right)_{25\text{MeV}} = \frac{N_{\text{cont}} J_{ac}}{\sigma_{CM}^{Ruth} N_{\text{feixe}}} \quad (\text{IV-11})$$

Nos runs subsequentes em 42 MeV com mesmo alvo utilizamos o mesmo valor  $\left( \Delta\Omega^{\text{det}} N_{\text{alvo}} \right)_{25\text{MeV}}$  obtendo:

$$\sigma_{CM}^{(42MeV)}(\theta) = \frac{N_{cont} J_{ac}}{(\Delta\Omega^{det} N_{alvo})_{25MeV} N_{fixe}} \quad (IV-12)$$

O valor obtido de  $\sigma_{CM}^{(42MeV)} = 110$  mb/sr normaliza as distribuições angulares elástica e de transferência em 42 MeV.

Utilizando estes valores foram construídos os espectros  $d\sigma/d\Omega \times \theta_{CM}$  para os dois casos. Nas figuras IV-10 e IV-11 pode-se visualizar as distribuições angulares do espalhamento elástico  $^{17}\text{O} + \text{p}$  para  $E_{lab} = 25$  MeV e  $E_{lab} = 42$  MeV. Já nas figuras IV-12 e IV-13 pode-se visualizar as reações de transferência  $\text{p}(^{17}\text{O},\alpha)$  para  $E_{lab} = 25$  MeV e  $E_{lab} = 42$  MeV.

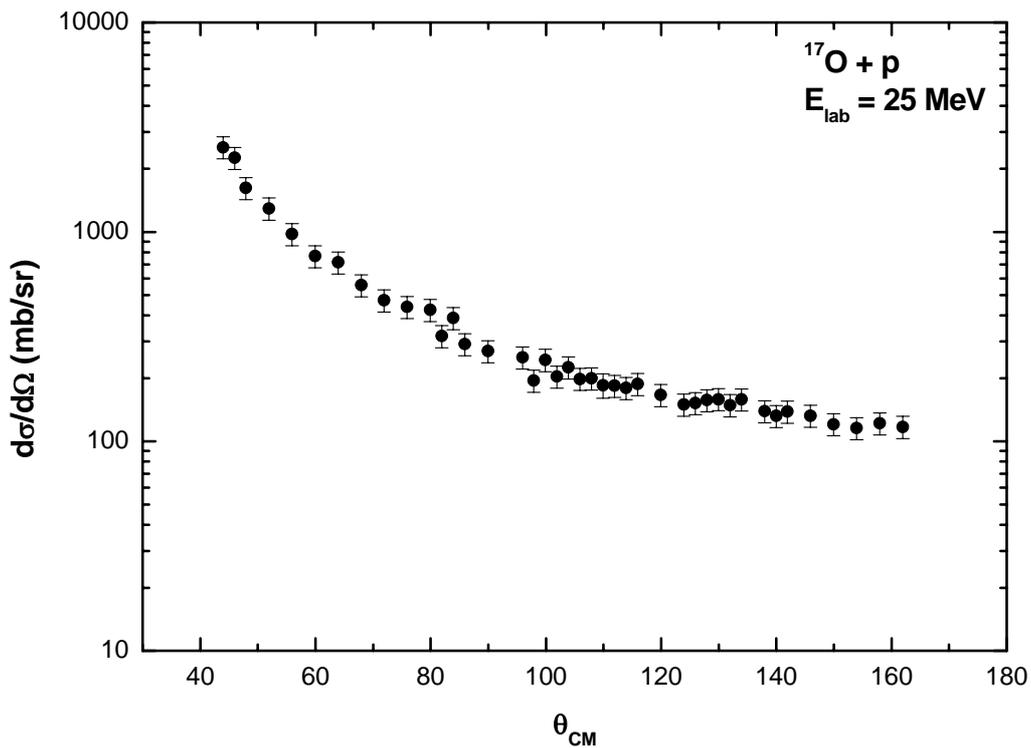


Figura IV-10. Distribuição angular do espalhamento elástico  $^{17}\text{O} + \text{p}$  para  $E_{lab} = 25$  MeV ( $E_{CM} = 1,39$  MeV). O ângulo no laboratório ( $\theta_{lab}$ ) variou de  $9^\circ$  a  $68^\circ$ .

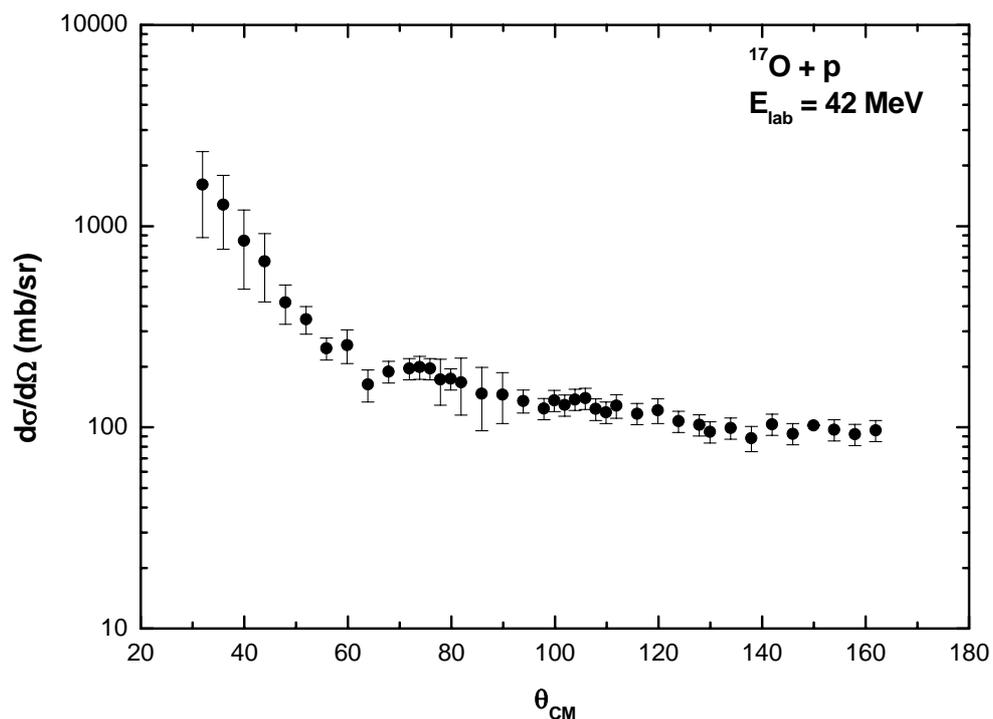


Figura IV-11. Distribuição angular do espalhamento elástico  $^{17}\text{O} + \text{p}$  para  $E_{\text{lab}} = 42 \text{ MeV}$  ( $E_{\text{CM}} = 2,33 \text{ MeV}$ ). O ângulo no laboratório ( $\theta_{\text{lab}}$ ) variou de  $9^\circ$  a  $74^\circ$ .

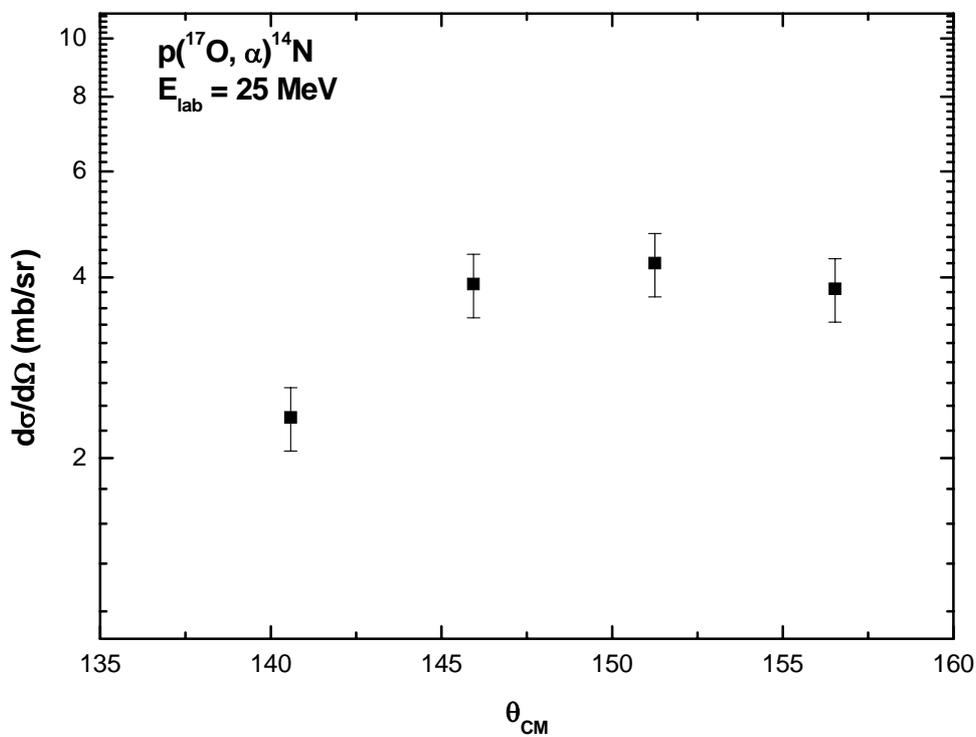


Figura IV-12. Distribuição angular da reação de transferência  $\text{p}(^{17}\text{O}, \alpha)^{14}\text{N}$  para  $E_{\text{lab}} = 25 \text{ MeV}$  ( $E_{\text{CM}} = 1,39 \text{ MeV}$ ). O ângulo no laboratório ( $\theta_{\text{lab}}$ ) variou de  $9^\circ$  a  $15^\circ$ .

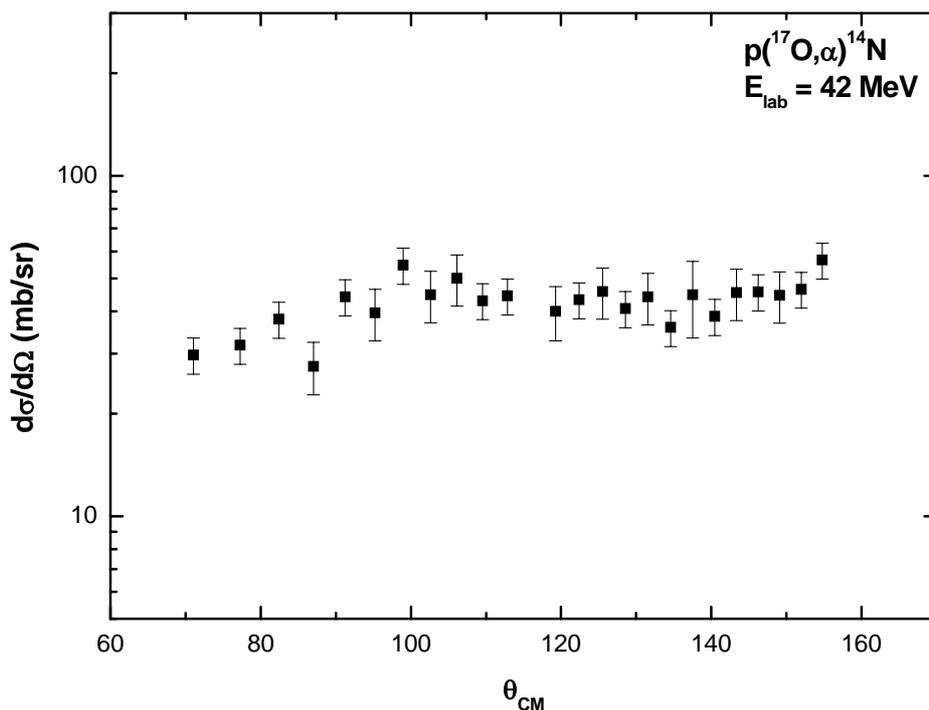


Figura IV-13. Distribuição angular da reação de transferência  $p(^{17}\text{O},\alpha)^{14}\text{N}$  para  $E_{\text{lab}} = 42$  MeV ( $E_{\text{CM}} = 2,33$  MeV). O ângulo no laboratório ( $\theta_{\text{lab}}$ ) variou de  $9^\circ$  a  $33^\circ$ .

É importante mencionar que durante as primeiras tentativas de calcular a secção de choque, as áreas dos picos foram extraídas fazendo a projeção, no eixo x, somente da faixa de interesse, ou prótons ou alfas. Um exemplo desta faixa que estamos relatando pode ser visualizado na figura IV-14.

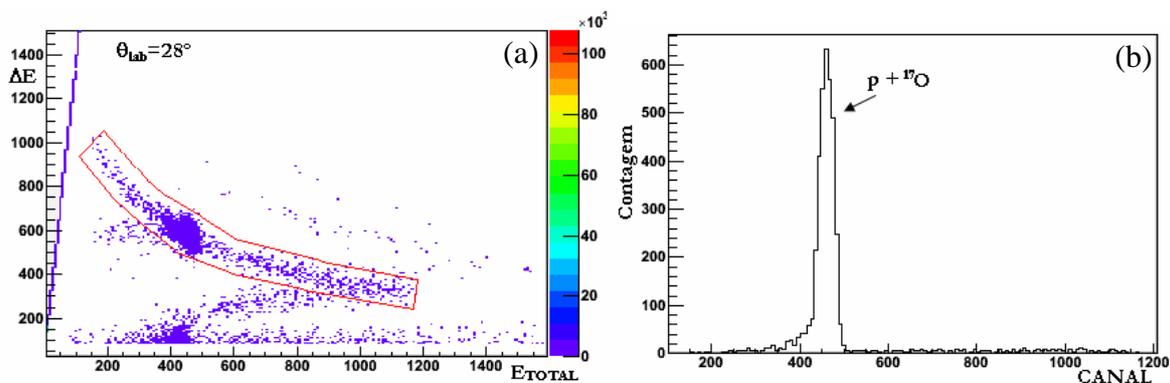


Figura IV-14. Exemplos: (a) da faixa que foi projetada e (b) projeção do pico para obtenção da área.

Com as áreas obtidas desta maneira, foi utilizada a equação (IV-7) e calculou-se a secção de choque experimental. O resultado obtido apresentava uma grande dispersão nos valores da secção de choque. Mais tarde entendeu-se o que estava acontecendo e foi possível solucionar o problema. As contagens enfatizadas pelo retângulo no espectro da figura IV-15 (a) são dados importantes e nos primeiros cálculos da secção de choque não estavam sendo levados em conta. Estas contagens fazem parte dos espectros e tomaram esta posição devido a um “problema na eletrônica” utilizada na experiência. Isso geralmente acontece quando trabalhamos com partículas leves. Pode-se visualizar, na figura IV-15 (b), como a intensidade o pico muda quando leva-se em consideração estas contagens.

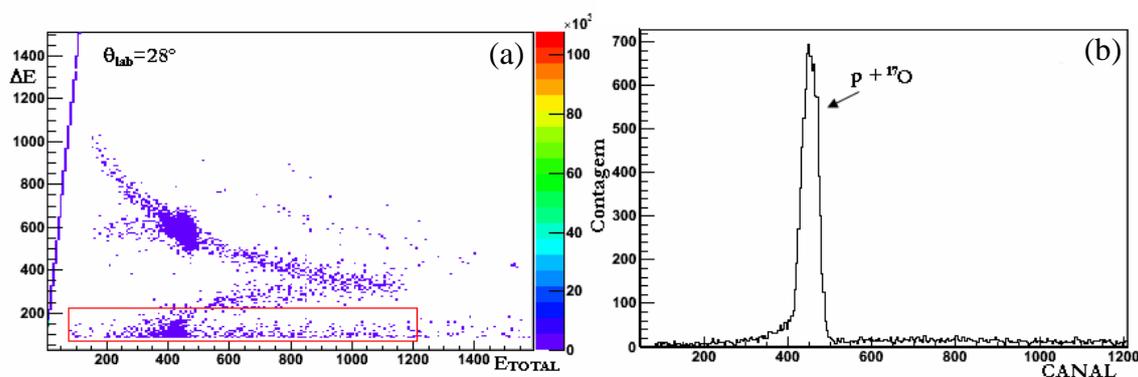


Figura IV-15. (a) Faixa mostrando contagens que fazem parte do pico e (b) projeção do pico levando em consideração estas contagens.

Diante disso, todas as áreas foram extraídas novamente sem utilizar qualquer tipo de condição, ou seja, obtiveram-se as áreas simplesmente projetando todo o espectro biparamétrico no eixo x. Desta forma obteve-se os valores das áreas dos picos de interesse e então foi possível recalcular a secção de choque utilizando a equação (IV-7). Os resultados obtidos são visualizados nas figuras de IV-10 a IV-13.

## V. ANÁLISE DE DADOS

A análise dos dados está dividida em duas partes: a análise do espalhamento elástico e a análise das reações de transferência.

### V.1. ESPALHAMENTO ELÁSTICO

Esta análise visa em primeiro lugar a determinação de um potencial óptico que descreva a interação entre o próton e o  $^{17}\text{O}$ .

Dado que é nosso interesse quantificar todos os processos que possam contribuir para o canal elástico, é preciso o desenvolvimento de uma teoria que leve em conta a contribuição do núcleo composto. A teoria amplamente utilizada para obter a secção de choque de núcleo composto é dada por Hauser-Feshbach [17] a qual já foi descrita anteriormente no capítulo II.

A análise das distribuições angulares do espalhamento elástico foi feita utilizando o programa FRESCO [10]. O programa FRESCO nos possibilita encontrar os parâmetros do potencial óptico fazendo uma busca automática destes, de forma a se obter o melhor ajuste da secção de choque experimental de espalhamento elástico. Foi feita uma estimativa da contribuição do núcleo composto para o espalhamento elástico utilizando cálculos anteriores de Hauser Feshbach, realizados através do programa computacional EMPIRE

[11,12]. Esta estimativa forneceu  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{NC} \approx 10mb$  para 42 MeV e  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{NC} \approx 0mb$  para 25 MeV. A contribuição de núcleo composto é isotrópica nestas energias.

Esta contribuição foi subtraída dos dados experimentais obtendo-se a distribuição angular sem contribuição de núcleo composto  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Sh}$  :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Sh} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{exp} - \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{NC} \quad (V-1)$$

Esta foi analisada pelo programa FRESCO que permite uma procura automática dos parâmetros do potencial óptico. Como já foi escrito anteriormente, o potencial tem a seguinte forma:

$$V_N(r) = V_0 f(r) + i \left( W_S \frac{d}{dr} f(r) + W_V f(r) \right) \quad (V-2)$$

Foram ajustados os parâmetros  $V_0$ ,  $W_S$ ,  $r_S$  (raio do termo de superfície) e  $W_V$  para as duas energias. Desta forma, obtivemos os resultados apresentados nas figuras V-1 e V-2.

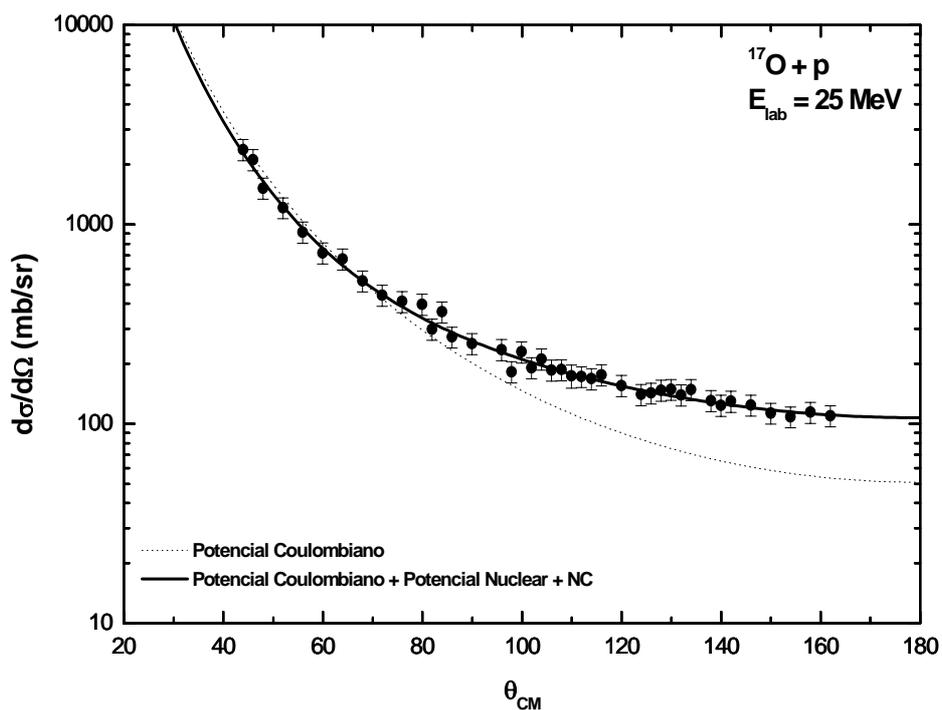


Figura V-1. Distribuição angular do espalhamento elástico  $^{17}\text{O} + \text{p}$  para  $E_{\text{lab}} = 25 \text{ MeV}$  ( $E_{\text{CM}} = 1,39 \text{ MeV}$ ) analisada utilizando modelo óptico.

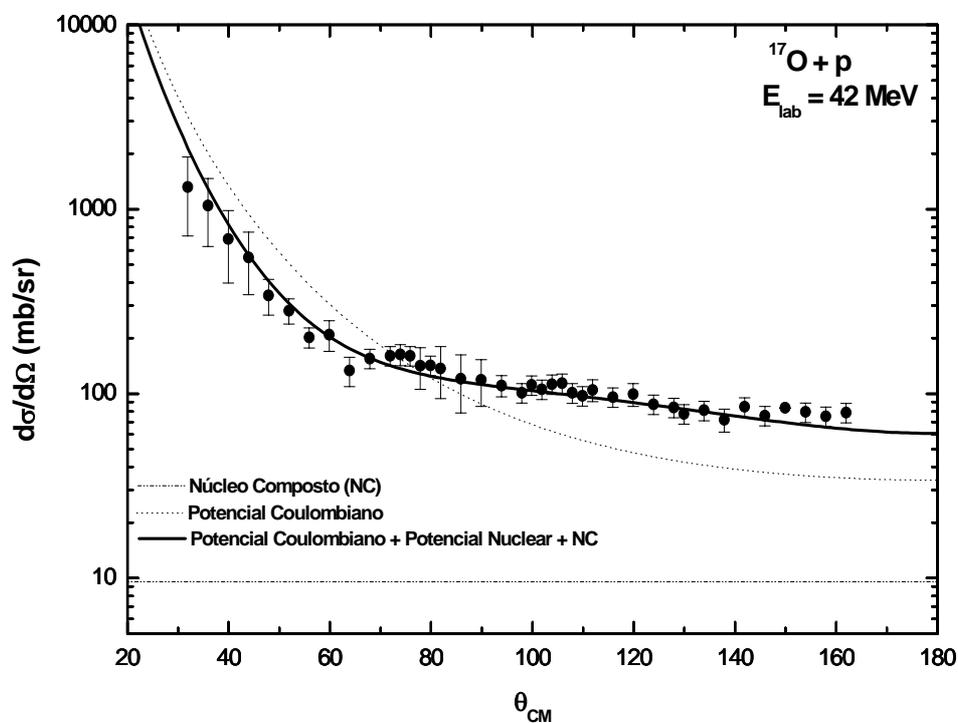


Figura V-2. Distribuição angular do espalhamento elástico  $^{17}\text{O} + \text{p}$  para  $E_{\text{lab}} = 42 \text{ MeV}$  ( $E_{\text{CM}} = 2,33 \text{ MeV}$ ) analisada utilizando modelo óptico.

Nas distribuições angulares apresentadas nas figuras V-1 e V-2, a linha tracejada representa o espalhamento Coulombiano puro, ou seja, secção de choque do espalhamento Rutherford puro, enquanto que a linha sólida representa um cálculo de modelo óptico utilizando os potenciais que podem ser visualizados na tabela V-1. Estes parâmetros foram obtidos tomando-se como ponto de partida o potencial de *Rosen* [43,44].

Tabela V-1. Valores dos parâmetros dos potenciais utilizados para o cálculo da secção de choque do espalhamento elástico para as energias de 25 e 42 MeV.

<b>Energia LAB (MeV)</b>	<b>Energia CM (MeV)</b>	<b><math>V_0</math> (MeV)</b>	<b><math>r_0</math> (fm)</b>	<b><math>a</math> (fm)</b>	<b><math>r_c</math> (fm)</b>	<b><math>V_{so}</math> (MeV)</b>	<b><math>r_{so}</math> (fm)</b>	<b><math>a_{so}</math> (fm)</b>
25	1,39	51,57	1,25	0,65	1,25	6,00	1,25	0,65
42	2,33	47,36	1,25	0,65	1,25	6,00	1,25	0,65

<b>Energia LAB (MeV)</b>	<b>Energia CM (MeV)</b>	<b><math>W_S</math> (MeV)</b>	<b><math>r_S</math> (fm)</b>	<b><math>a_S</math> (fm)</b>	<b><math>W_V</math> (MeV)</b>	<b><math>r_V</math> (fm)</b>	<b><math>a_V</math> (fm)</b>
25	1,39	0,01	1,22	0,70	0,49	1,20	0,65
42	2,33	0,98	2,14	0,70	0,94	1,20	0,65

onde:  $V_0$  = potencial real;

$r_0$  = raio reduzido real;

$a$  = difusividade real;

$r_c$  = raio coulombiano;

$V_{so}$  = potencial spin-órbita;

$r_{so}$  = raio do termo spin-órbita;

$a_{so}$  = difusividade spin-órbita;

$W_S$  = potencial do termo de superfície;

$r_S$  = raio imaginário do termo de superfície;

$a_S$  = difusividade do termo de superfície;

$W_V$  = potencial do termo de volume;

$r_V$  = raio imaginário do termo de volume;

$a_V$  = difusividade do termo de volume.

Quando o projétil é uma partícula carregada com energia suficientemente baixa de modo que este não se aproxime do núcleo a ponto de interagir por meio da força nuclear forte, a única interação existente é a coulombiana. Na distribuição angular para a energia de 25 MeV, figura V-1, temos uma região,  $\theta_{CM} \leq 60^\circ$ , onde a interação Coulombiana está fortemente presente.

Na distribuição angular para a energia de 42 MeV, figura V-2, percebemos que em ângulos dianteiros os nossos dados estão abaixo da linha tracejada, que representa o potencial puramente Coulombiano, e em ângulos traseiros nossos dados estão acima desta linha. Isso se deve ao forte efeito do potencial nuclear atrativo. Este potencial desvia as partículas que deveriam sair em ângulos dianteiros para ângulos traseiros, ou em outras palavras, abaixa a probabilidade das partículas saírem em ângulos dianteiros e a aumenta em ângulos traseiros. Na distribuição angular para a energia de 25 MeV este efeito também aparece porém com menor intensidade. Este efeito pode ser chamado de refração nuclear.

Visualizando a tabela V-1, observamos que para a energia mais baixa há uma diminuição da parte imaginária do potencial,  $W_S$  e  $W_V$ , e um aumento da parte real,  $V_0$ . Este comportamento é esperado devido ao fechamento dos canais de reação para baixas energias. Notamos também que o termo de superfície  $W_S$ , correspondente a transferência, vai praticamente à zero na energia de 25 MeV. Isso indica que não temos uma contribuição considerável de reação direta e que os nossos dados em tal energia, se devem, aparentemente, somente à formação de núcleo composto. Verifica-se também que o termo de volume  $W_V$ , correspondente a fusão, diminui com a energia. O valor da secção de choque de reação total é de 44,9 mb para a energia de 25 MeV e 506 mb para a energia de 42 MeV.

## V.2. REAÇÕES DE TRANSFERÊNCIA

Na análise das distribuições angulares do espalhamento elástico fizemos a suposição de que a parte absorptiva do potencial óptico continha duas componentes,  $W_V$  responsável pela fusão e  $W_S$  responsável pelas reações diretas.

Na energia de 25 MeV, obtivemos  $W_S = 0$  (ver tabela V-1) e portanto a secção de choque total de reação, com valor de 44,9 mb (ver tabela V-3), é devida apenas à fusão. Por sua vez a secção de choque integrada da reação de transferência  $^{17}\text{O}(p,\alpha)$  deve estar muito próxima deste valor se supusermos uma distribuição isotrópica, indicando que toda a fusão decai para o canal  $^{17}\text{O}(p,\alpha)$ . Esta hipótese é consistente com  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{NC}^{\text{elástico}} \approx 0$  (ver tabela V-3) para 25 MeV feita na análise do espalhamento elástico. Portanto, em 25 MeV há indicações de que a maior parte da contribuição para a reação  $(p,\alpha)$  vem do núcleo composto.

Já em 42 MeV, a contribuição devido a  $W_S$  é predominante. A secção de choque total de reação é de 506 mb sendo somente 180,1 mb devido à fusão ( $W_V$ ) (ver tabela V-3). Cálculos de Hauser-Feshbach (EMPIRE) indicam que, em 42 MeV, 2/3 da fusão decai no canal elástico e 1/3 no canal  $(p,\alpha)$ , o que fornece 60 mb para a transferência vindo do núcleo composto e 120 mb para o canal elástico. O valor de  $60\text{mb}/4\pi$  forneceu  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{NC}^{\text{transfer}} \approx 4,77$  mb que está bem abaixo dos  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{exp}^{\text{transfer}}(160^\circ) \approx 40$  mb medidos.

Portanto fizemos cálculos de DWBA com o programa FRESCO ajustando o potencial óptico no canal de saída  $\alpha + ^{14}\text{N}$  e obtivemos o ajuste mostrado na figura V-4.

No esquema da figura V-5 mostramos as contribuições diretas e via núcleo composto para a energia de 42 MeV.

Na tabela V-3 pode-se visualizar as estimativas da contribuição do núcleo composto no espalhamento elástico  $^{17}\text{O} + p$  e na reação de transferência  $p(^{17}\text{O},\alpha)$  para as energias de 25 e 42 MeV. Podem ser visualizados também os valores da absorção total, correspondente ao processo de fusão, e os valores da reação total.

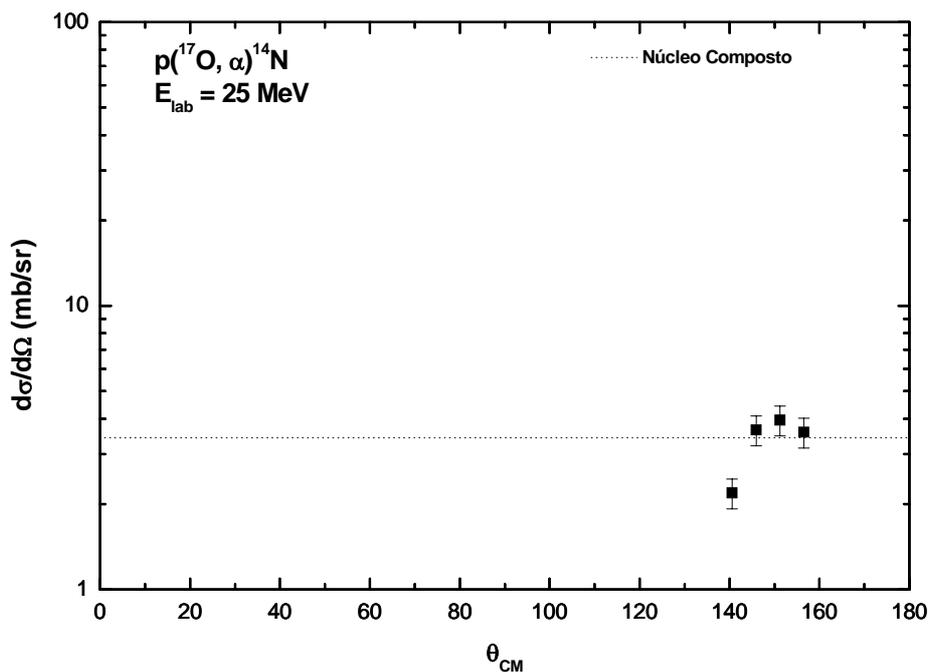


Figura V-3. Distribuição angular da reação de transferência  $p(^{17}\text{O}, \alpha)^{14}\text{N}$  para  $E_{\text{lab}} = 25 \text{ MeV}$  ( $E_{\text{CM}} = 1,39 \text{ MeV}$ ) analisada utilizando DWBA. A linha tracejada representa uma estimativa da contribuição do núcleo composto.

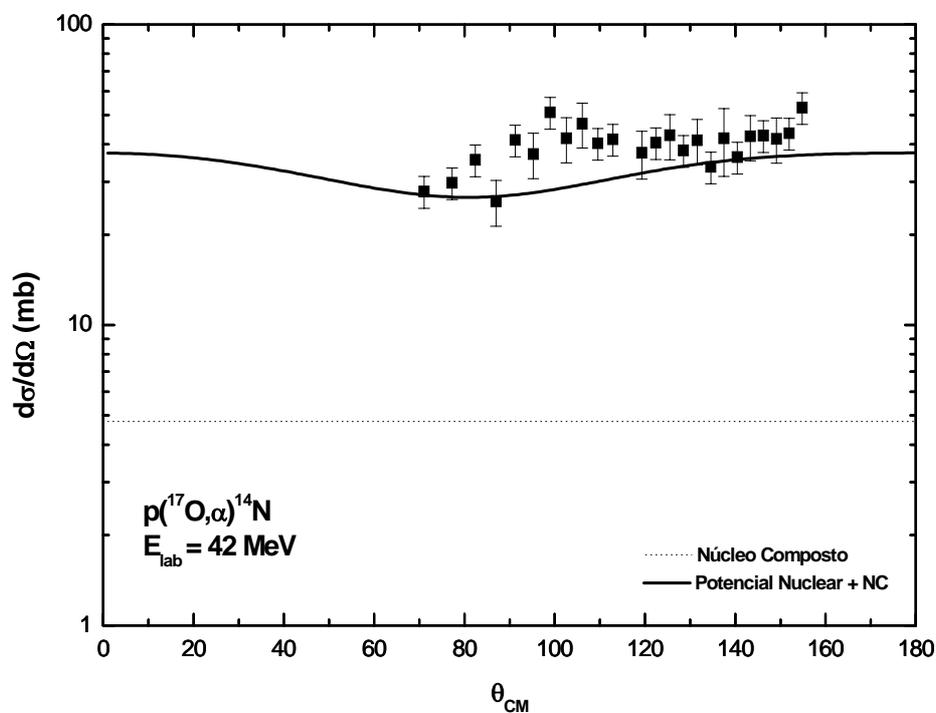


Figura V-4. Distribuição angular da reação de transferência  $p(^{17}\text{O}, \alpha)^{14}\text{N}$  para  $E_{\text{lab}} = 42 \text{ MeV}$  ( $E_{\text{CM}} = 2,33 \text{ MeV}$ ) analisada utilizando DWBA. A linha tracejada representa uma estimativa da contribuição do núcleo composto.

Nas distribuições angulares das figuras V-3 e V-4, a linha tracejada horizontal representa uma estimativa da contribuição do núcleo composto enquanto que a linha sólida, na distribuição angular da figura V-4, representa o cálculo de DWBA somado com tal estimativa. Os parâmetros do potencial utilizado podem ser visualizados na tabela V-2

Tabela V-2. Valores dos parâmetros do potencial utilizado no canal  $\alpha+^{14}\text{N}$  para o cálculo da seção de choque da reação de transferência para a energia de 42 MeV. No canal  $p+^{17}\text{O}$  utilizamos o potencial mostrado na tabela V-1.

Energia LAB (MeV)	Energia CM (MeV)	$V_0$ (MeV)	$r_0$ (fm)	$a$ (fm)	$W_S$ (MeV)	$r_S$ (MeV)	$a_S$ (fm)
42	2,33	70,38	1,56	0,48	0,08	1,75	0,57

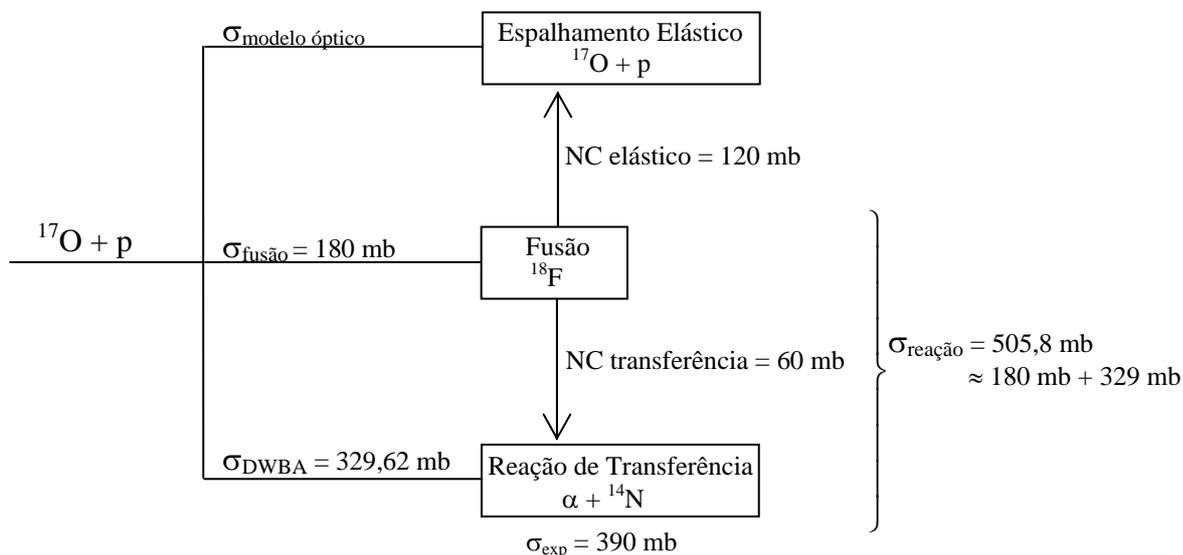


Figura V-5. Esquema das contribuições de núcleo composto e de reação direta para  $E_{\text{lab}} = 42$  MeV.

Tabela V-3. Contribuição do Núcleo Composto Total ( $\sigma/4\pi=d\sigma/d\Omega$ )

Energia (MeV)	Energia CM (MeV)	Espalhamento Elástico	Reação de Transferência	Absorção Total (fusão)	Reação Total
25	1,39	$\approx 0$ mb (0 mb/sr)	43 mb (3,42 mb/sr)	43,12 mb	44,9 mb
42	2,33	120 mb (9,55 mb/sr)	60 mb (4,77 mb/sr)	180,1 mb	506 mb

Observando a tabela V-3, podemos perceber que praticamente toda a absorção vai para o canal  $p(^{17}\text{O},\alpha)$  (transferência) e  $^{17}\text{O} + p$  (elástico). Os outros canais, como  $p(^{17}\text{O},n)$ ,  $p(^{17}\text{O},d)$ ,  $p(^{17}\text{O},\gamma)$ ,  $^{17}\text{O}^* + p$  (espalhamento inelástico), etc. ou estão fechados ou são desprezíveis. Notamos também que a fusão diminui com a energia, o que é coerente visto que quanto menor a energia menor a absorção; isto está de acordo com a tabela V-1 já que o termo de volume  $W_V$ , correspondente a fusão, também diminui com a energia.

Como já foi mencionado, em baixas energias podemos considerar o núcleo composto como sendo isotrópico no centro de massa e a relação  $d\sigma/d\Omega=\sigma/4\pi$  pode ser utilizada.

## VI. FUNÇÕES DE EXCITAÇÃO

As funções de excitação do espalhamento elástico  $^{17}\text{O} + \text{p}$  foram medidas com alvos grossos de Polietileno ( $\text{CH}_2$ ), de espessura aproximada de  $6\text{mg}/\text{cm}^2$ , utilizando o método do espalhamento ressonante [45,46].

### VI.1. MÉTODO DE ESPALHAMENTO RESSONANTE

Normalmente, para se obter funções de excitação, utiliza-se um alvo fino e fixa-se o detector em um determinado ângulo de laboratório, variando-se a energia do feixe incidente. O método de espalhamento ressonante é um método alternativo para se obter funções de excitação, que pode ser utilizado quando o feixe é pesado e a partícula espalhada é leve, ou seja, em cinemática inversa.

Este método consiste em se utilizar um alvo de espessura suficiente para parar o feixe incidente. Um detector de barreira de superfície é colocado a zero grau, atrás do alvo e detecta as partículas leves de recuo. Na figura VI-1 pode-se visualizar um esquema da montagem experimental utilizada para a realização das medidas com o método de espalhamento ressonante.

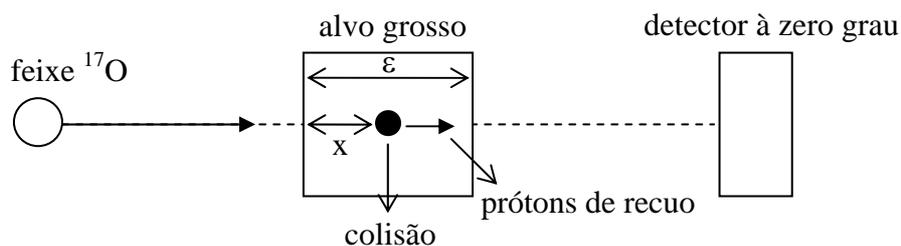


Figura VI-1. Esquema da montagem experimental utilizada para a realização das medidas com o método de espalhamento ressonante. O parâmetro  $x$  indica a posição onde ocorreu a colisão. Nota-se que o detector está colocado atrás do alvo, a zero grau, e detecta as partículas leves da colisão  $^{17}\text{O} + \text{p}$ .

No nosso caso o feixe é de  $^{17}\text{O}$  e o alvo é um alvo sólido de polietileno,  $\text{CH}_2$ . O alvo de  $\text{CH}_2$  tem espessura suficiente para parar o feixe do Pelletron, no caso  $^{17}\text{O}$ , mas não os prótons de recuo do espalhamento elástico e as partículas alfas de recuo da reação de transferência  $\text{p}(^{17}\text{O},\alpha)^{14}\text{N}$ . Com este método, os prótons e as partículas alfas de recuo são detectados em zero grau, o que corresponde a um espalhamento em  $180^\circ$  no centro de massa. O espectro de energia dos prótons e das partículas alfas fornece uma medida direta da função de excitação do espalhamento elástico e da reação de transferência, pois sua energia está relacionada com a posição em que ocorreu a colisão  $^{17}\text{O} + \text{p}$  no alvo e, portanto, com a energia do  $^{17}\text{O}$  quando ocorreu a reação. Desta forma, eventuais picos nos espectros de energia dos prótons e das partículas alfas correspondem a ressonâncias nestas reações.

Espectros típicos, obtidos durante a experiência podem ser visualizados na figura VI-2.

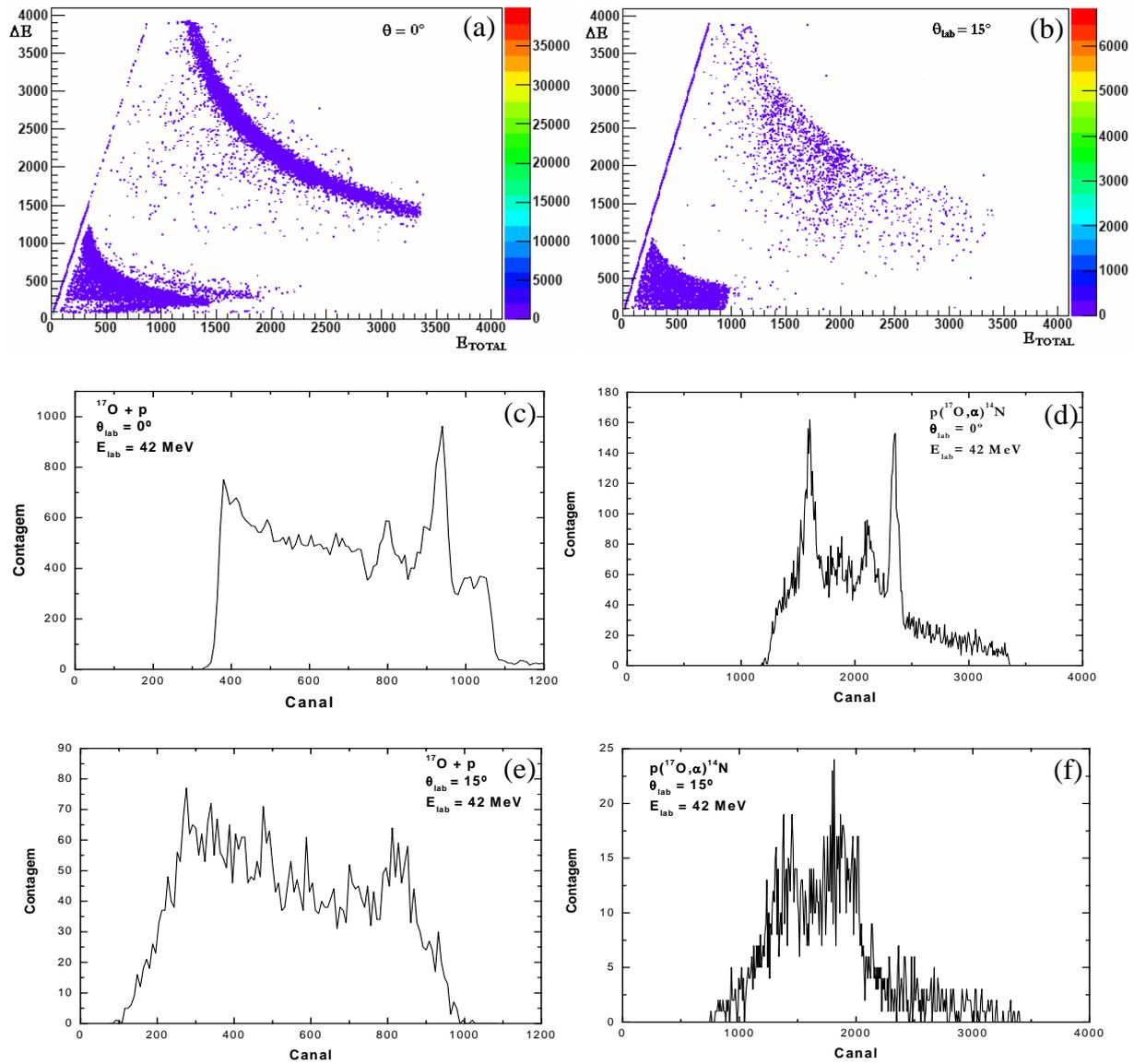


Figura VI-2. Espectros obtidos utilizando o método do espalhamento ressonante obtido com alvo de  $\text{CH}_2$  com espessura de  $6 \text{ mg/cm}$ , (a) apresentando  $\Delta E \times E_{TOTAL}^2$  para  $\theta_{lab} = 0^\circ$  e  $E_{lab}(^{17}\text{O}) = 42 \text{ MeV}$  ( $E_{CM} = 2,33 \text{ MeV}$ ) (b)  $\theta_{lab} = 15^\circ$  e  $E_{lab}(^{17}\text{O}) = 42 \text{ MeV}$  ( $E_{CM} = 2,33 \text{ MeV}$ ). (c) Projeção da faixa dos prótons do espectro biparamétrico no eixo x para  $\theta_{lab} = 0^\circ$  (d) Projeção da faixa das alfas do espectro biparamétrico no eixo x para  $\theta_{lab} = 0^\circ$  (e) Projeção da faixa dos prótons do espectro biparamétrico no eixo x para  $\theta_{lab} = 15^\circ$  (f) Projeção da faixa das alfas do espectro biparamétrico no eixo x para  $\theta_{lab} = 15^\circ$ .

As figuras VI-3 e VI-4 apresentam gráficos em função da energia dos prótons e alfas, respectivamente, que foram obtidos a partir dos gráficos da figura VI-2. Esta energia, que é a energia com que as partículas chegaram nos detectores, é calculada utilizando-se a reta de calibração que nos fornece a relação canal e energia.

$$Y = A + B.X \quad (VI-1)$$

$$Energia = A + B.Canal$$

onde: A e B = coeficientes obtidos a partir do ajuste da reta de calibração obtida da análise dos dados no capítulo V.

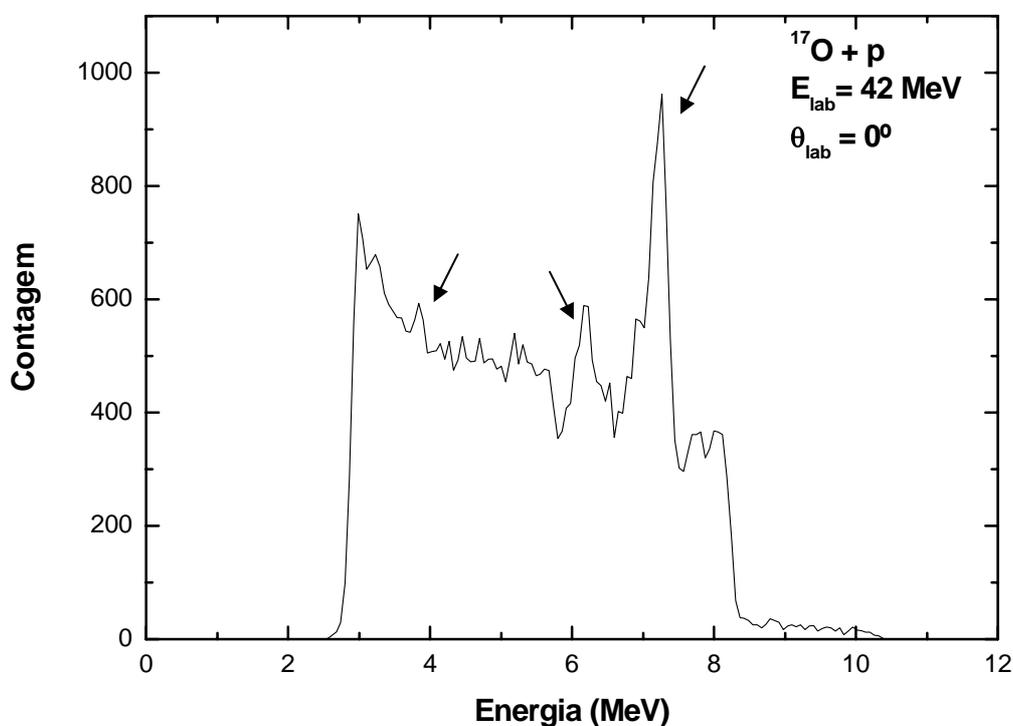


Figura VI-3. Espectro de energia dos prótons,  $E'_p$ , obtido com alvo de  $\text{CH}_2$  de  $6\text{mg}/\text{cm}^2$  para  $\theta_{lab} = 0^\circ$  e  $E_{lab}(^{17}\text{O}) = 42 \text{ MeV}$  ( $E_{CM} = 2,33 \text{ MeV}$ ).

Observamos a presença de vários picos no espectro da figura VI-3. Os picos mais visíveis estão indicados pelas setas e aparentemente estão relacionados a estados excitados do  $^{18}\text{F}$ .

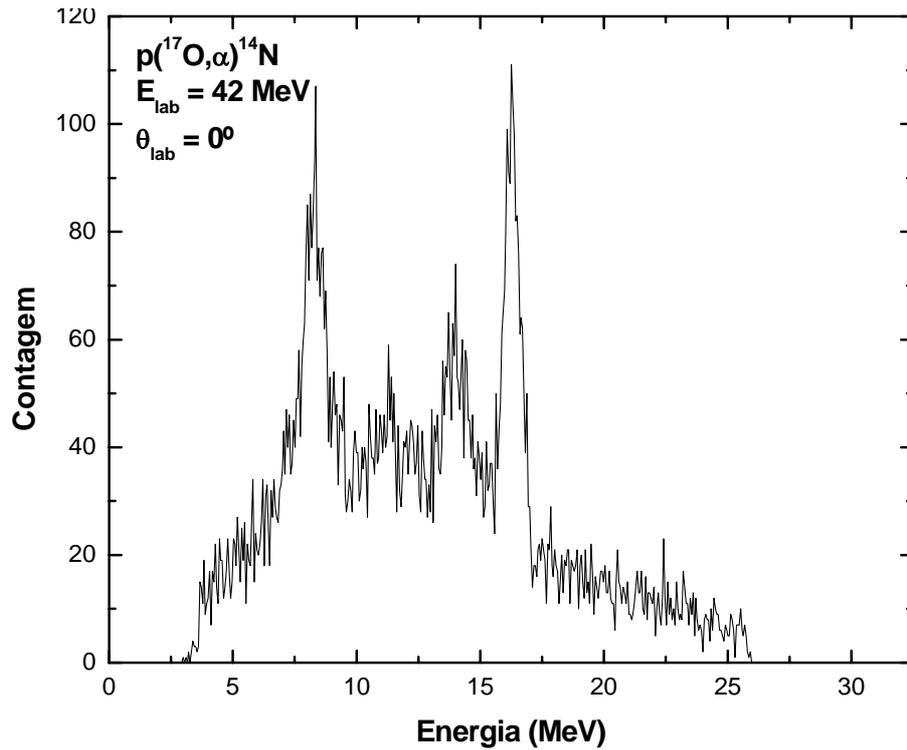


Figura VI-4. Espectro de energia das alfas, no detector E, obtido com alvo de  $\text{CH}_2$  de  $6\text{mg}/\text{cm}^2$  para  $\theta_{\text{lab}} = 0^\circ$  e  $E_{\text{lab}}(^{17}\text{O}) = 42\text{ MeV}$  ( $E_{\text{CM}} = 2,33\text{ MeV}$ ).

Para determinar a energia do  $^{17}\text{O}$  no momento da colisão a partir da energia dos prótons de recuo, devemos primeiramente determinar a perda de energia dos prótons de recuo no alvo, ou seja, a posição onde ocorreu a colisão  $^{17}\text{O} + \text{p}$ .

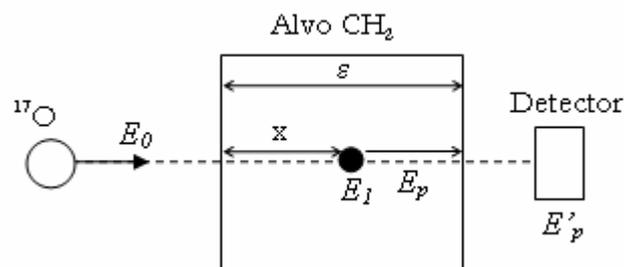


Figura VI-5. Desenho esquemático mostrando a posição onde supostamente ocorreu a colisão  $^{17}\text{O} + \text{p}$  e indicando alguns parâmetros que serão utilizados posteriormente.

Os parâmetros apresentados na figura VI-5 são definidos como:

$E_0$  = energia do feixe de  $^{17}\text{O}$ ;

$E_1$  = energia do  $^{17}\text{O}$  no momento da colisão;

$E_p$  = energia do próton de recuo no momento da colisão;

$E'_p$  = energia do próton após atravessar a distância ( $\varepsilon-x$ ) no alvo.

O detector barreira de superfície, posicionado a zero grau atrás do alvo, mede  $E'_p$ . Para se determinar o ponto onde a colisão ocorreu foi feito um programa computacional que segue o seguinte algoritmo:

- 1)  $E_p = E'_p$ , ou seja, supõe  $x = \varepsilon$ ;
- 2)  $E_l = E_p \frac{(M_{17O} + m_p)^2}{4M_{17O}m_p}$ ;
- 3)  $\Delta E_{17O} = E_0 - E_l$ ;
- 4) Usando o programa ZSTOP [42] determina-se  $x$  dado  $\Delta E_{17O}$ ;
- 5) A partir de ( $\varepsilon-x$ ) e  $E'_p$  recalcula-se  $E_p$  com ZSTOP;
- 6) Repete os itens 2, 3, 4 e 5 até que  $\frac{x_i - x_{i-1}}{x_{i-1}} \leq 10^{-3}$ .

Desta forma determina-se o ponto da colisão  $x$ , a energia do  $^{17}\text{O}$  no momento da colisão  $E_l = E_{17O}$  e a energia do próton de recuo. A energia da colisão no CM será:

$$E_{CM} = \frac{m_p}{M_{17O} + m_p} E_{17O} \quad (\text{VI-2})$$

E a energia de excitação do  $^{18}\text{F}$  será:

$$E_{EXC} = E_{CM} + Q \quad (\text{VI-3})$$

onde:  $E_{EXC}$  = energia de excitação do  $^{18}\text{F}$ ;

$E_{CM}$  = energia da colisão  $^{17}\text{O} + p$  no centro de massa;

$Q$  =  $Q$  da reação de fusão  $^{17}\text{O} + p \rightarrow ^{18}\text{F} = 5,606 \text{ MeV}$

Assim calculamos a energia com que o próton sai da colisão, a energia do  $^{17}\text{O}$  no momento da colisão e a energia de excitação do  $^{18}\text{F}$  e graficamos Contagens x  $E_{\text{próton}}$ ,

Contagens x  $E_{17O}$  e Contagens x  $E_{exc}({}^{18}F)$ . Tais espectros podem ser visualizados na figura VI-6.

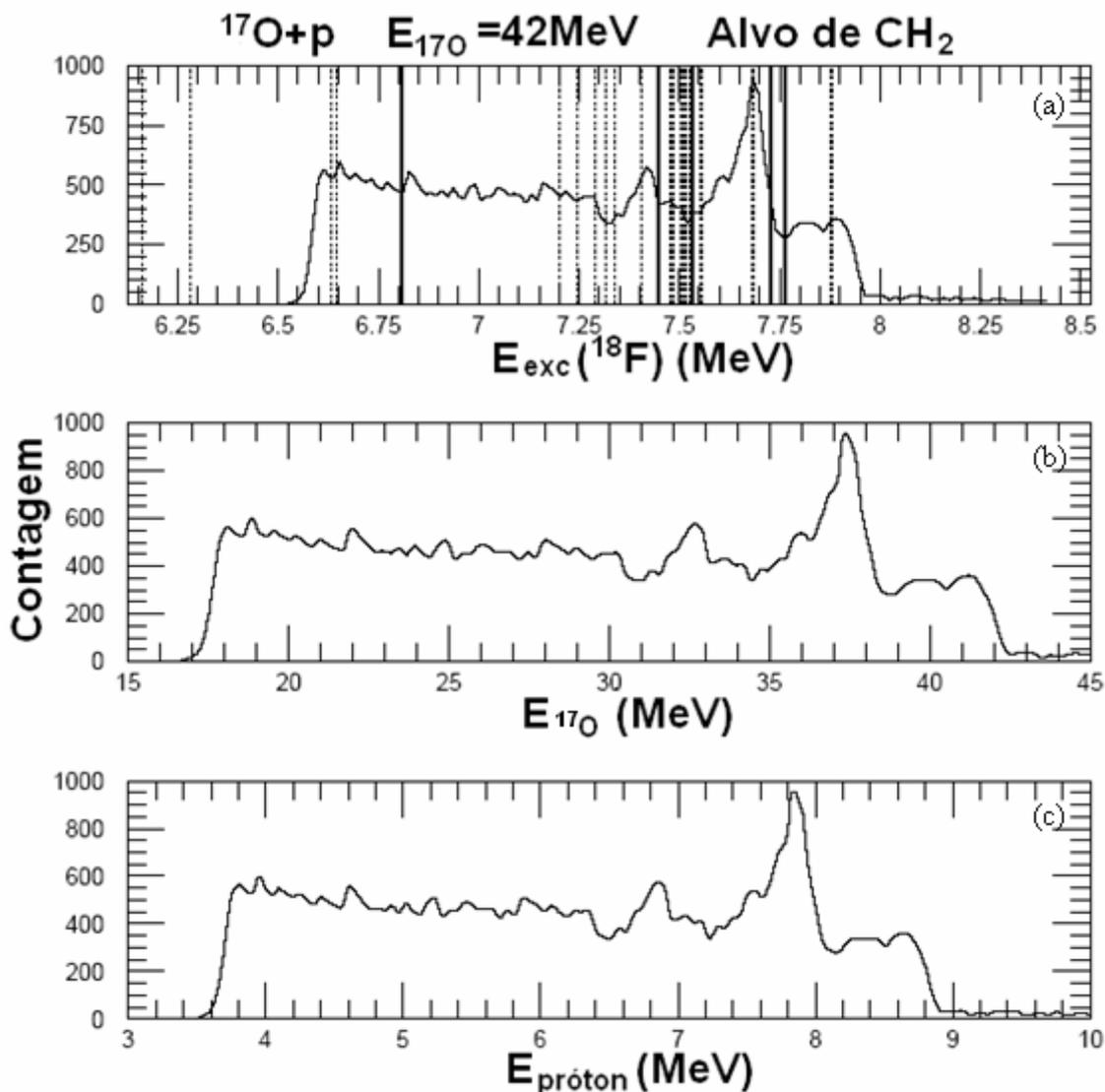


Figura VI-6. Espectro da função de excitação obtido com alvo de polietileno com espessura de  $6 \text{ mg/cm}^2$  para  $\theta_{lab} = 0^\circ$  e  $E_{lab}({}^{17}O) = 42 \text{ MeV}$  ( $E_{CM} = 2,33 \text{ MeV}$ ) (a) Contagens x  $E_{EXC}({}^{18}F)$  (b) Contagens x  $E_{17O}$  (c) Contagens x  $E_{próton}$ . As linhas verticais em (a) representam estados do  ${}^{18}F$ .

Na figura IV-6, pode-se observar a presença de picos que estão relacionados a estados do  ${}^{18}F$ . As linhas verticais em (a) representam valores de energia de excitação do  ${}^{18}F$  existentes na literatura. Estados de larguras  $\tau > 60 \text{ keV}$  são indicados pelas linhas mais grossas. Espera-se que estes estados contribuam mais para a taxa de contagens, pois a

espessura efetiva do alvo é proporcional à largura das ressonâncias. Na figura IV-6 (b) podemos perceber que não existe contagens além da energia de 42 MeV, pois esta é a energia máxima do nosso feixe incidente.

O resultado apresentado na figura VI-6 está de acordo com alguns resultados existentes na literatura [6,8]. Na literatura encontramos funções de excitação obtidas com a reação  $p(^{17}\text{O},p)^{17}\text{O}$  (cinemática inversa) [8] e com a reação  $^{17}\text{O}(p,p)^{17}\text{O}$  (cinemática normal) [6]. Ambos mostram resultados com a presença de ressonâncias do  $^{18}\text{F}$  e em particular observamos um pico de ressonância em  $E_{\text{CM}} \approx 1,17$  MeV. Os gráficos encontrados na literatura são mostrados na figura VI-7.

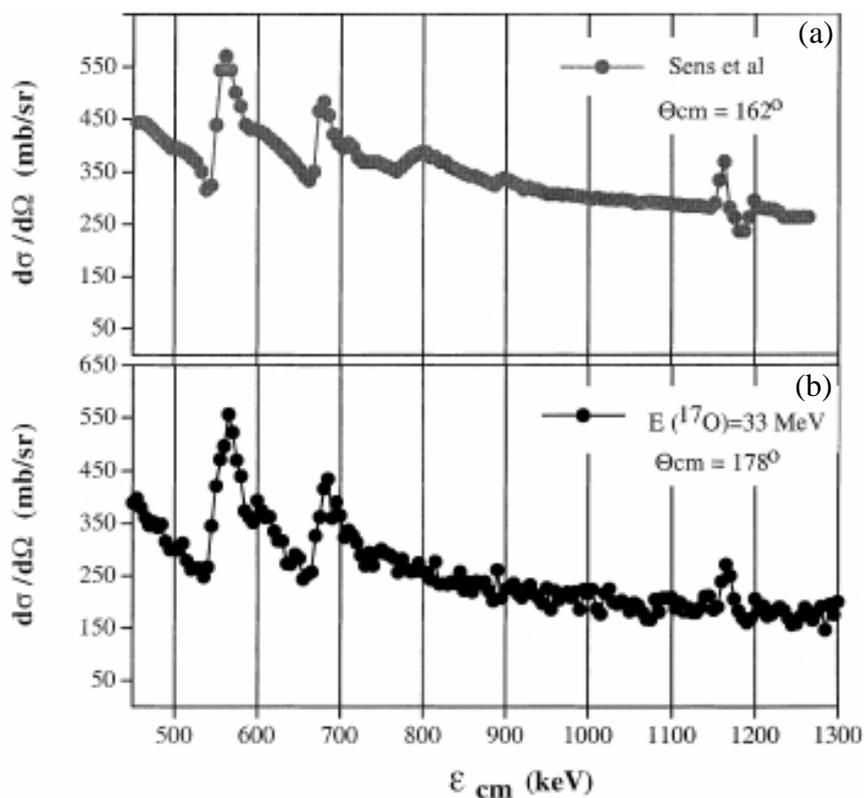


Figura VI-7. (a) Função de excitação, obtida por *Sens et al* [6], para  $\theta_{\text{CM}} = 162^\circ$  obtida em cinemática normal  $^{17}\text{O}(p,p)^{17}\text{O}$ . (b) Função de excitação, obtida por *Galindo-Uribarri et al* [8], para  $\theta_{\text{CM}} = 178^\circ$  com cinemática inversa  $p(^{17}\text{O}, p)^{17}\text{O}$  para a energia de 33 MeV.

Reescrevendo o gráfico da figura VI-6 (b) em termos da energia do centro de massa, através da equação (VI-2), obtemos o gráfico apresentado na figura VI-8.

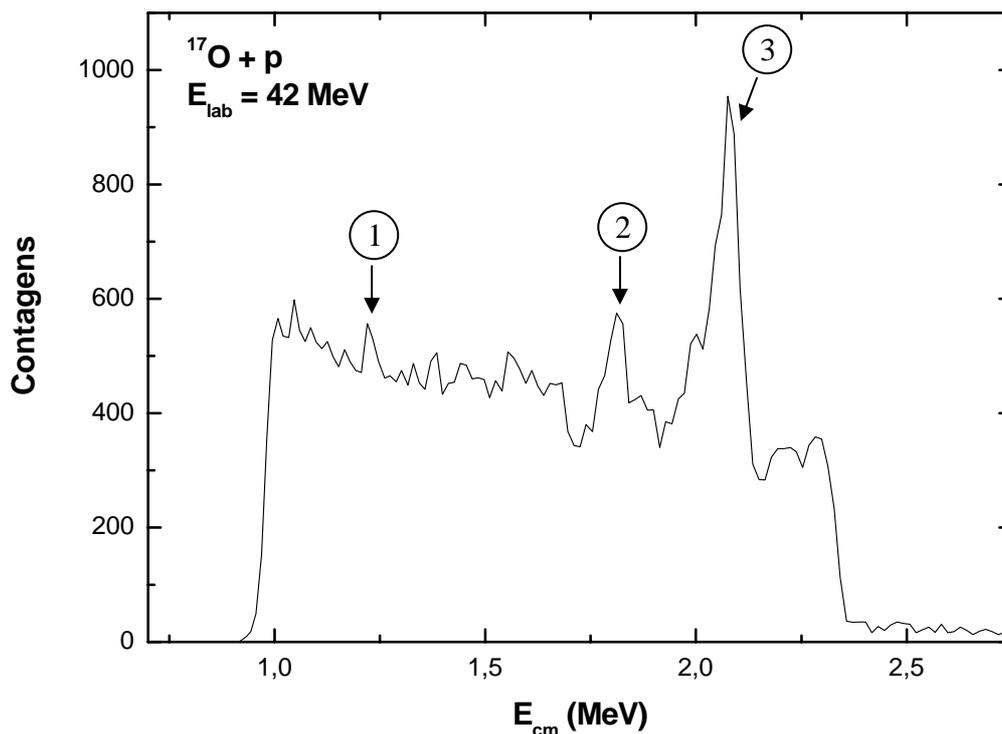


Figura VI-8. Espectro de energia dos prótons no centro de massa obtido com alvo de  $\text{CH}_2$  de  $6\text{mg}/\text{cm}^2$  para  $\theta_{\text{lab}} = 0^\circ$  e  $E_{\text{lab}}(^{17}\text{O}) = 42 \text{ MeV}$  ( $E_{\text{CM}} = 2,33 \text{ MeV}$ ).

Comparando os gráficos das figuras VI-7 e VI-8 percebemos, em todos os gráficos em  $E_{\text{CM}} \approx 1,17 \text{ MeV}$ , a presença de um pico (pico 1) correspondente a uma ressonância do  $^{18}\text{F}$ . Isso mostra que os nossos dados estão coerentes quando comparados a resultados encontrados na literatura. Além disso, observamos os picos indicados pelos números 2 ( $E_{\text{CM}} \approx 1,75 \text{ MeV}$ ) e 3 ( $E_{\text{CM}} \approx 2,10 \text{ MeV}$ ) que são bastante intensos e podem estar relacionados à estados largos ( $\Gamma \approx 140 \text{ keV}$ ) do  $^{18}\text{F}$ .

## VII. CONCLUSÃO

Neste trabalho foram medidas distribuições angulares do espalhamento elástico  $^{17}\text{O} + p$  e da reação de transferência  $p(^{17}\text{O}, \alpha)^{14}\text{N}$  nas energias  $E_{\text{CM}} = 1,39$  e  $2,33$  MeV, que correspondem a  $(E_{^{17}\text{O}})_{\text{lab}} = 25$  MeV e  $(E_{^{17}\text{O}})_{\text{lab}} = 42$  MeV respectivamente. Foi medida também uma função de excitação do espalhamento elástico na energia de  $(E_{^{17}\text{O}})_{\text{lab}} = 42$  MeV através do método de espalhamento ressonante.

As distribuições angulares experimentais do espalhamento elástico foram ajustadas por cálculos de modelo óptico, utilizando o potencial de Woods-Saxon, levando em consideração estimativas do efeito de núcleo composto. Utilizamos o programa computacional FRESCO que, através de uma busca automática, encontra os parâmetros do potencial óptico que melhor ajusta os dados experimentais e também fizemos estimativas de cálculos de Hauser-Feshbach a fim de levar em consideração a contribuição do núcleo composto para todos os canais abertos. As análises das distribuições angulares elásticas forneceram bons ajustes aos dados experimentais e nos mostram que em 25 MeV, para ângulos dianteiros, a interação coulombiana está fortemente presente e para a energia de 42 MeV existe um efeito da força nuclear atrativa em toda a distribuição angular.

As distribuições angulares experimentais das reações de transferência foram ajustadas por cálculos de Aproximação de Born de Ondas Distorcidas (DWBA) também com estimativas do efeito de efeito do núcleo composto. Através do programa FRESCO fizemos uma busca automática para encontrar os parâmetros do potencial do canal de saída, visto que os parâmetros do potencial do canal de entrada obtivemos através da

análise do espalhamento elástico  $^{17}\text{O} + \text{p}$ . A análise da reação de transferência nos mostrou que na energia de 25 MeV a distribuição angular de transferência tem uma contribuição importante de formação de núcleo composto. Já na energia de 42 MeV há indicações de contribuição direta e de núcleo composto.

Para as distribuições angulares podemos concluir que a secção de choque total de reação, é praticamente igual à soma da secção de choque total da reação  $\text{p}(^{17}\text{O}, \alpha)^{14}\text{N}$  com o espalhamento elástico composto, indicando que estes são os únicos canais de decaimento importante.

Na energia de 42 MeV, medimos uma função de excitação do espalhamento elástico  $^{17}\text{O} + \text{p}$  utilizando o Método de Espalhamento Ressonante com alvo grosso de  $\text{CH}_2$ . O resultado obtido mostrou a presença de várias ressonâncias que aparentemente correspondem a estados do  $^{18}\text{F}$ .

Os resultados obtidos para as funções de excitação não nos permitem ainda tirar conclusões úteis para a astrofísica visto que a reação estudada neste trabalho é uma reação que faz parte o ciclo CNO frio e neste as ressonâncias importantes estão localizadas em energias abaixo das que nós conseguimos medir.

## LISTA DE FIGURAS

Figura I-1.	Representação esquemática dos diferentes tipos de reações entre íons, em termos de conceitos semi-clássicos, sendo $b_r$ o parâmetro de impacto rasante.....	02
Figura II-1.	Possíveis canais de decaimento de um núcleo composto.....	15
Figura II-2.	Esquema da reação de transferência (d,p).....	19
Figura III-1.	Foto da fonte de íons MC-SNICS.....	23
Figura III-2.	Diagrama esquemático do princípio de operação da fonte de íons MC-SNICS.....	24
Figura III-3.	Visão geral do Laboratório Pelletron do Instituto de Física da Universidade de São Paulo.....	25
Figura III-4.	Ilustração da corrente, constituída de peças de metal (“pellets”), responsável pelo transporte da carga até o terminal no acelerador Pelletron.....	26
Figura III-5.	Diagrama do sistema de montagem do acelerador Pelletron.....	28
Figura III-6.	Fotografia da torre de alvos utilizada nas experiências.....	29
Figura III-7.	Esquema do arranjo experimental montado na câmara de espalhamento 30°B. Na primeira experiência $\alpha = 18^\circ$ e na segunda $\alpha = 15^\circ$ .....	30
Figura III-8.	Foto da câmara de espalhamento localizada na extremidade da canalização 30° da sala experimental B do Laboratório Pelletron.....	31
Figura III-9.	Desenho esquemático de um suporte de telescópio $\Delta E$ -E.....	32
Figura III-10.	Típico espectro biparamétrico $\Delta E$ -E medido em $\theta_{lab} = 13^\circ$ para $E_{lab} = 42$ MeV ( $E_{CM} = 2,33$ MeV). Neste espectro é possível visualizar que as partículas com diferentes $Z$ e $m$ estão agrupadas em diferentes faixas.....	33

- Figura III-11. (a) Foto da montagem na câmara de espalhamento (b) detectores  $\Delta E$ -E, (c) detector utilizado para monitorar a experiência.....33
- Figura III-12. Desenho esquemático da eletrônica utilizada na aquisição dos dados experimentais.....35
- Figura IV-1. Espectro do monitor, com os picos identificados, obtido com alvo de mylar aluminizado com espessura de  $354\mu\text{g}/\text{cm}^2$  para  $\theta_{\text{lab}} = 15^\circ$  e  $E_{\text{lab}} = 42\text{MeV}$  ( $E_{\text{CM}} = 2,26\text{ MeV}$  considerando que a colisão ocorreu na metade do alvo de mylar).....37
- Figura IV-2. Reta de calibração do monitor para  $E_{\text{lab}} = 42\text{ MeV}$  ( $E_{\text{CM}} = 2,33\text{ MeV}$ ). Os valores dos coeficientes linear e angular da reta de ajuste são de  $0,625\text{ MeV}$  e  $0,011\text{ MeV}/\text{canal}$  respectivamente.....37
- Figura IV-3. Espectro (FWHM/X *versus* valor de "k") para prótons. Os valores dos parâmetros A, B<sub>1</sub> e B<sub>2</sub> da reta que ajusta os dados experimentais são  $0,054$ ,  $-0,038$  e  $0,028$  respectivamente.....40
- Figura IV-4. (a) Espectro biparamétrico  $\Delta E \times E_{\text{TOTAL}}$  obtido com alvo de mylar aluminizado com espessura de  $354\mu\text{g}/\text{cm}^2$  para  $\theta_{\text{lab}} = 42^\circ$  e  $E_{\text{lab}}(^{17}\text{O}) = 42\text{ MeV}$  ( $E_{\text{CM}} = 2,33\text{ MeV}$ ). (b) Projeção da faixa dos prótons do espectro biparamétrico no eixo  $E_{\text{TOTAL}}$ ..... 41
- Figura IV-5. (a) Espectro biparamétrico  $\Delta E \times E_{\text{TOTAL}}$  obtido com alvo de mylar aluminizado com espessura de  $354\mu\text{g}/\text{cm}^2$  para  $\theta_{\text{lab}} = 28^\circ$  e  $E_{\text{lab}}(^{17}\text{O}) = 42\text{ MeV}$  ( $E_{\text{CM}} = 2,33\text{ MeV}$ ). (b) Projeção da faixa dos alfas do espectro biparamétrico no eixo  $E_{\text{TOTAL}}$ .....42
- Figura IV-6. Reta de calibração para os prótons para  $E_{\text{lab}} = 42\text{ MeV}$  ( $E_{\text{CM}} = 2,33\text{MeV}$ ) e vários ângulos de espalhamento. Note que o coeficiente angular B, com valor de  $0,083$ , é dado em MeV/Canal e o linear A, com valor de  $0,008$ , em MeV.....43
- Figura IV-7. Reta de calibração para as alfas para  $E_{\text{lab}} = 42\text{ MeV}$  ( $E_{\text{CM}} = 2,33\text{MeV}$ ) e vários ângulos de espalhamento. Note que o coeficiente angular B, com valor de  $-0,996$ , é dado em MeV/Canal e o linear A, com valor de  $0,007$ , em MeV.....44
- Figura IV-8. Gráfico [(Área do Monitor / Integrador) x Run] para diferentes alvos. Percebe-se que há uma queda dos pontos que está enfatizada pelas setas.....45
- Figura IV-9. Gráfico ( $N_{\text{alvo}} \times$  Carga Integrada) para diferentes alvos. Percebe-se que há uma queda dos pontos que está enfatizada pelas setas.....46

- Figura IV-10. Distribuição angular do espalhamento elástico  $^{17}\text{O} + \text{p}$  para  $E_{\text{lab}} = 25 \text{ MeV}$  ( $E_{\text{CM}} = 1,39 \text{ MeV}$ ). O ângulo no laboratório ( $\theta_{\text{lab}}$ ) variou de  $9^\circ$  a  $68^\circ$ .....49
- Figura IV-11. Distribuição angular do espalhamento elástico  $^{17}\text{O} + \text{p}$  para  $E_{\text{lab}} = 42 \text{ MeV}$  ( $E_{\text{CM}} = 2,33 \text{ MeV}$ ). O ângulo no laboratório ( $\theta_{\text{lab}}$ ) variou de  $9^\circ$  a  $74^\circ$ .....50
- Figura IV-12. Distribuição angular da reação de transferência  $\text{p}(^{17}\text{O},\alpha)$  para  $E_{\text{lab}} = 25 \text{ MeV}$  ( $E_{\text{CM}} = 1,39 \text{ MeV}$ ). O ângulo no laboratório ( $\theta_{\text{lab}}$ ) variou de  $9^\circ$  a  $15^\circ$ .....50
- Figura IV-13. Distribuição angular da reação de transferência  $\text{p}(^{17}\text{O},\alpha)$  para  $E_{\text{lab}} = 42 \text{ MeV}$  ( $E_{\text{CM}} = 2,33 \text{ MeV}$ ). O ângulo no laboratório ( $\theta_{\text{lab}}$ ) variou de  $9^\circ$  a  $33^\circ$ .....51
- Figura IV-14. Exemplos: (a) da faixa que foi projetada e (b) projeção do pico para obtenção da área.....51
- Figura IV-15. (a) Faixa mostrando contagens que fazem parte do pico e (b) projeção do pico levando em consideração estas contagens.....52
- Figura V-1. Distribuição angular do espalhamento elástico  $^{17}\text{O} + \text{p}$  para  $E_{\text{lab}} = 25 \text{ MeV}$  ( $E_{\text{CM}} = 1,39 \text{ MeV}$ ) analisada utilizando modelo óptico.....55
- Figura V-2. Distribuição angular do espalhamento elástico  $^{17}\text{O} + \text{p}$  para  $E_{\text{lab}} = 42 \text{ MeV}$  ( $E_{\text{CM}} = 2,33 \text{ MeV}$ ) analisada utilizando modelo óptico.....55
- Figura V-3. Distribuição angular da reação de transferência  $\text{p}(^{17}\text{O},\alpha)^{14}\text{N}$  para  $E_{\text{lab}} = 25 \text{ MeV}$  ( $E_{\text{CM}} = 1,39 \text{ MeV}$ ) analisada utilizando DWBA. A linha tracejada representa uma estimativa da contribuição do núcleo composto.....59
- Figura V-4. Distribuição angular da reação de transferência  $\text{p}(^{17}\text{O},\alpha)^{14}\text{N}$  para  $E_{\text{lab}} = 42 \text{ MeV}$  ( $E_{\text{CM}} = 2,33 \text{ MeV}$ ) analisada utilizando DWBA. A linha tracejada representa uma estimativa da contribuição do núcleo composto.....59
- Figura V-5. Esquema das contribuições de núcleo composto e de reação direta para  $E_{\text{lab}} = 42 \text{ MeV}$ .....60
- Figura VI-1. Esquema da montagem experimental utilizada para a realização das medidas com o método de espalhamento ressonante. O parâmetro  $x$  indica a posição onde ocorreu a colisão. Nota-se que o detector está colocado atrás do alvo, a zero grau, e detecta as partículas leves da colisão  $^{17}\text{O} + \text{p}$ .....63
- Figura VI-2. Espectros obtidos utilizando o método do espalhamento ressonante obtido com alvo de  $\text{CH}_2$  com espessura de  $6 \text{ mg/cm}$ , (a) apresentando  $\Delta E \times E_{\text{TOTAL}}^2$  para  $\theta_{\text{lab}} = 0^\circ$  e  $E_{\text{lab}}(^{17}\text{O}) = 42 \text{ MeV}$  ( $E_{\text{CM}} = 2,33 \text{ MeV}$ ) (b)  $\theta_{\text{lab}} = 15^\circ$  e  $E_{\text{lab}}(^{17}\text{O}) = 42 \text{ MeV}$

- ( $E_{CM}=2,33$  MeV). (c) Projeção da faixa dos prótons do espectro biparamétrico no eixo x para  $\theta_{lab}=0^\circ$  (d) Projeção da faixa das alfas do espectro biparamétrico no eixo x para  $\theta_{lab}=0^\circ$  (e) Projeção da faixa dos prótons do espectro biparamétrico no eixo x para  $\theta_{lab}=15^\circ$  (f) Projeção da faixa das alfas do espectro biparamétrico no eixo x para  $\theta_{lab}=15^\circ$ .....64
- Figura VI-3. Espectro de energia dos prótons,  $E'_p$ , obtido com alvo de  $CH_2$  de  $6mg/cm^2$  para  $\theta_{lab}=0^\circ$  e  $E_{lab}(^{17}O) = 42$  MeV ( $E_{CM}=2,33$  MeV).....65
- Figura VI-4. Espectro de energia das alfas, no detector E, obtido com alvo de  $CH_2$  de  $6mg/cm^2$  para  $\theta_{lab}=0^\circ$  e  $E_{lab}(^{17}O) = 42$  MeV ( $E_{CM} = 2,33$  MeV).....66
- Figura VI-5. Desenho esquemático mostrando a posição onde supostamente ocorreu a colisão  $^{17}O + p$  e indicando alguns parâmetros que serão utilizados posteriormente.....66
- Figura VI-6. Espectro da função de excitação obtido com alvo de polietileno com espessura de  $6mg/cm^2$  para  $\theta_{lab}=0^\circ$  e  $E_{lab}(^{17}O) = 42$  MeV ( $E_{CM}=2,33$  MeV) (a) Contagens x  $E_{EXC}(^{18}F)$  (b) Contagens x  $E_{^{17}O}$  (c) Contagens x  $E_{próton}$ . As linha verticais em (a) representam estados do  $^{18}F$ .....68
- Figura VI-7. (a) Função de excitação, obtida por *Sens et al* [6], para  $\theta_{CM} = 162^\circ$  obtida em cinemática normal  $^{17}O(p,p)^{17}O$ . (b) Função de excitação, obtida por *Galindo-Uribarri et al* [8], para  $\theta_{CM} = 178^\circ$  com cinemática inversa  $p(^{17}O, p)^{17}O$  para a energia de 33 MeV.....69
- Figura VI-8. Espectro de energia dos prótons no centro de massa obtido com alvo de  $CH_2$  de  $6mg/cm^2$  para  $\theta_{lab}=0^\circ$  e  $E_{lab}(^{17}O) = 42$  MeV ( $E_{CM}= 2,33$  MeV).....70

## LISTA DE TABELAS

Tabela IV-1. Valores encontrados para a constante “ $k$ ”.....	40
Tabela V-1. Valores dos parâmetros do potencial utilizado para o cálculo da secção de choque do espalhamento elástico para as energias de 25 e 42 MeV.....	56
Tabela V-2. Valores dos parâmetros do potencial utilizado no canal $\alpha+^{14}\text{N}$ para o cálculo da secção de choque da reação de transferência para a energia de 42 MeV. No canal $^{17}\text{O}+p$ utilizamos o potencial mostrado na tabela V-1.....	60
Tabela V-3. Contribuição do Núcleo Composto Total ( $\sigma/4\pi=d\sigma/d\Omega$ ).....	61

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] H. SCHATZ. *Nucl. Phys. A* **701**, (2002), 604.
- [2] C.E. ROLFS, W.S. RODNEY. *Cauldrons in the Cosmos*. The University of Chicago Press, (1988).
- [3] L. VERVIER. *Prog. Part. Nucl. Phys.* **37**, (1996), 435.
- [4] R.K.WALLACE, S.E. WOOSLEY. *The Astrophysical Journal Suppl. Series* **45**, (1981), 389.
- [5] A. FORMICOLA et al. *Phys. Lett. B* **591**, (2004), 61.
- [6] J.C. SENS, F. RIETSCH, A. PAPE, R. ARMBRUSTER. *Nucl. Phys. A* **199**, (1973), 232.
- [7] J.C. SENS, S.M. REFACI, A.BEN MOHAMED, A. PAPE. *Phys Rev. C* **16**, (1977), 2129.
- [8] A. GALINDO-URIBARRI, J. GOMEZ DEL CAMPO et al. *Nucl. Instrum. and Methods in Phys Res. B* **172**, (2000), 647.
- [9] B. HARSS, J.P. GREENE et al. *Phys. Rev. Lett.* **82**, (1999), 3964.
- [10] I.J. THOMPSON. *Comp. Phys. Rep.* **7**, (1988), 167.
- [11] M. HERMAN. “*EMPIRE-II statistical model code for nuclear reaction calculations*”. Workshop on Nuclear Reaction Data and Nuclear Reactors: Physics, Design and Safety, (2000), ICTP, Trieste, Italy.
- [12] M. HERMAN, A. MARCINKOWSKI and K. STANKIEWICZ. “*A program for calculation of spectra and cross sections within the combined pre-equilibrium/compound nucleus model of nuclear reactions*”. *Comput. Phys. Commun.* **33**, (1984), 373.
- [13] N. BOHR. *Nature*. **137**, (1936), 344.

- [14] G. BREIT, E.P. WIGNER. *Phys. Rev.* **49**, (1936), 519.
- [15] E.P. WIGNER, L. EISENBUD. *Phys. Rev.* **72**, (1947), 29.
- [16] A.M. LANE, R.G. THOMAS. *Rev. Mod. Phys.* **30**, (1958), 257.
- [17] W. HAUSER, F FESHBACH. *Phys Rev.* **87**, (1952), 366.
- [18] T. ERICSON. *Ann Phys. (N.Y.)* **23**, (1963), 390.
- [19] L. CRANBERG, C.D. ZAFIRATOS, J.S. LEVIN, T.A. OLIPHANT. *Phys Rev. Lett.* **11**, (1963), 341.
- [20] E.J. BURGE, H.B. BURROW, W.M. GIBSON, J. ROTBLAT. *Proc. Roy. Soc. (London)* A **210**, (1952), 534.
- [21] J.R. HOLT, C.T. Young. *Proc. Phys Soc.* **78**, (1950), 833.
- [22] S.T. BUTLER. *Proc. Roy. Soc. (London)* A **208**, (1951), 559.
- [23] H. FESHBACH, C.E. PORTER, V.F. WEISSKOPF. *Phys Rev.* **96**, (1954), 448.
- [24] G.R. SATCHLER. *Direct Nuclear Reactions*. Oxford University Press, New York, (1983).
- [25] R.D. WOODS, D.S. SAXON. *Phys Rev.* **95**, (1954), 577.
- [26] BETHE, H., *Phys. Rev.* **57**, (1940), 1125.
- [27] M. ABRAMOWITZ, I.A. STEGUN. *Handbook of Mathematical Functions*. New York, Dover Publications, (1965).
- [28] J.M. BLATT, V.F. WEISSFOPF. *Theoretical nuclear physics*, Wiley, (1952), 136.
- [29] L.R.B. ELTON. *Introductory Nuclear Theory*, Pitman, (1965), 152.
- [30] P.E. HODGSON. *The Optical Model of Elastic Scattering*, Oxford University Press, (1963).
- [31] P. FRÖBRICH, R. LIPPERHEIDE. *Theory of Nuclear Reactions*, Oxford Science Publications, (1996).
- [32] W. TOBOCMAN. *Theory of Direct Nuclear Reactions*. Oxford, (1961).
- [33] N. AUSTERN. *Selected Topics in Nuclear Theory*, 17 IAEA Wien, (1963), 17.
- [34] N. GLENDENNING. *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **13**, (1963), 191.

- [35] G.R. SATCHLER. *Lectures in Theoretical Physics*, vol. VIII C, Boulder, (1966), 73.
- [36] M.L. GOLDBERGER, K.M. WATSON. *Collision Theory*, New York, (1964).
- [37] A. BOHM, *Quantum Mechanics – Foundations and Applications*, Third Edition, Springer-Verlag, (1993).
- [38] *National Electrostatics Corp.* (NEC), (1999).
- [39] G.A. NORTON *et al.* SNEAP 91, (1991).
- [40] O. SALA, G. SPALEK. *Nucl. Instr. and Meth.* **122**, (1974), 213.
- [41] W.R. LEO. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, 2<sup>a</sup> ed., Ed. Springer-Verlag, (1992).
- [42] W. T. MILNER. *Programas do VAXPAK*, Oak Ridge National Laboratory, (1987).
- [43] M. ASSUNÇÃO, R. LICHTENTHÄLER, V. GUIMARÃES, A. LÉPINE-SZILY, A. MORO. *Phys Rev. C* **70**, (2004), 054601.
- [44] L. ROSEN. *Proceedings of the 2nd International Symposium on Polarization Phenomena of Nucleons*. Birkhäuser Verlag, Basel, (1966), 253.
- [45] L. AXELSSON *et al.* *Phys. Rev. C* **54**, (1996), R1511.
- [46] T. TERANISHI *et al.* *Phys Lett. B* **556**, (2003), 27.