

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
Instituto de Física

Estudo da Estrutura dos Núcleos ^{17}Ne e ^{13}O pela reação de
pick-up (^3He , ^6He)

SBI-IFUSP



305M81JT2122

Valdir Guimarães

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

Iberê Luiz Caldas

Prof. Iberê Luiz Caldas
Presidente da Comissão de Pós-Graduação

Orientador: Prof. Dr. Madhavarao Narayana Rao

Comissão examinadora

Prof. Dr. Madhavarao Narayana Rao (orientador) - Depto. de Física Nuclear do IFUSP

Prof. Dr. Alejandro Szanto de Toledo - Depto. de Física Nuclear do IFUSP

Prof. Dr. Emerson José Veloso de Passos - Depto. de Física Matemática do IFUSP

Prof. Dr. Paulo Roberto Silveira Gomes - Univ. Federal Fluminense

Prof. Dr. Raul Donangelo - Univ. Federal do Rio de Janeiro

M. Narayana Rao

SÃO PAULO
1993



Para minhas rainha e princesa Magui e Thaís

Reconhecimento

Reconheço a boa vontade que os profs. Yamazaki, Katayama e em especialmente o prof. Kubono, tiveram em me aceitar, supervisionar e orientar no INS (Institute for Nuclear Study) da Universidade de Tokyo, a fim de que esse trabalho pudesse ser realizado.

Esse trabalho teve o apoio financeiro do CNPq - Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico.

Por fim agradeço à Magui pela revisão do português ao Prof. Rao pela discussão e revisão da Física, e principalmente ao Luiz Marcos pela revisão geral.

Abstract

The nuclear structure of ^{17}Ne and ^{13}O has been studied by the $^{20}\text{Ne}(^3\text{He},^6\text{He})^{17}\text{Ne}$ and $^{16}\text{O}(^3\text{He},^6\text{He})^{13}\text{O}$ reactions at 70 MeV and 80 MeV, respectively. Fifteen levels were identified, and angular distributions have been measured for nine of these levels in ^{17}Ne , while for ^{13}O eighteen levels were identified, but angular distributions were obtained for only ten levels. The observed transferred angular momentum dependence of these angular distributions allowed spin-parity assignments.

The $T = \frac{3}{2}$ quartet analog states in mass $A = 17$ have been completed for six levels. The results of the isobaric multiplet mass equation analysis show a slight linear dependence of the b and c coefficients on the excitation energy. It was found that the coefficients for the positive parity states do not follow the systematics of the negative parity states. The absolute values of the b and c coefficients are larger for the positive parity states. An analysis in terms of Coulomb energy displacement indicates a possible configuration mixing or core polarization effect in these states. The d coefficient also has a large deviation from zero, only for the positive parity states indicating a possible expansion of the radial wavefunction or some isospin symmetry breaking effects. Further detailed theoretical interpretation of these effects may bring valuable information about the configuration and structure of these states.

The levels in ^{13}O were measured with good energy resolution, and thus, it was possible to identify the first excited state unambiguously. However, if one identifies this state as the analog of the known first excited state in the mirror nucleus ^{13}B , this leads to one of the largest level shifts known in literature.

Resumo

Estudamos a estrutura dos núcleos ^{17}Ne e ^{13}O através das reações $^{20}\text{Ne}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{17}\text{Ne}$ e $^{16}\text{O}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{13}\text{O}$ a 70 e 80 MeV, respectivamente. Foram identificados quinze níveis no núcleo ^{17}Ne , sendo a distribuição angular medida para nove deles. Para o núcleo ^{13}O , dezoito níveis foram identificados e as distribuições angulares foram medidas para dez. Devido à nítida dependência das distribuições angulares com o momento angular orbital transferido foi possível fazermos as atribuições dos momentos angulares totais e paridade para os estados correspondentes.

Completamos o quarteto de massa $A = 17$ para seis estados de $T = \frac{3}{2}$. Os resultados de uma análise em termos da equação de massa para multipletos isobáricos para esses estados mostrou que os coeficientes possuem uma suave dependência com a energia de excitação do ^{17}Ne . Entretanto, os coeficientes b e c dos estados de paridade positiva não seguem a mesma sistemática dos estados de paridade negativa. Além disso, os valores absolutos desses coeficientes para os estados de paridade positiva são maiores que os para os estados de paridade negativa. Uma análise em termos do deslocamento da energia coulombiana indicou que possíveis efeitos de mistura de configuração e/ou polarização do caroço podem estar envolvidos. O coeficiente d também mostrou um desvio significativo do valor zero apenas para os estados de paridade positiva, indicando nesse caso uma possível expansão radial das funções de onda ou algum efeito de quebra da simetria de isospin na hamiltoniana nuclear. Uma interpretação teórica mais detalhada desses efeitos pode ser valiosa no sentido de elucidar informações importantes a respeito da configuração e estrutura desses estados.

Os estados do núcleo ^{13}O foram identificados com uma boa resolução, o que possibilitou identificarmos o primeiro estado excitado sem ambigüidade. A comparação com o esquema de níveis do núcleo espelho ^{13}B , entretanto, mostrou que se os primeiros estados excitados de cada núcleo forem análogos, então teremos um dos maiores desvios da energia coulombiana conhecidos na literatura.

539.74

G963e

D

e.1

FICHA CATALOGRÁFICA

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

Guimarães, Valdir

Estudo da estrutura dos núcleos ^{17}Ne e ^{13}O pela
reação de pick-up (^3He , ^6He). São Paulo, 1994.

Tese (Doutorado) - Universidade de São
Paulo. Instituto de Física. Departamento de Física Nu-
clear

Área de Concentração: Física Nuclear

Orientador: Prof. Dr. Madhavarao Narayana Rao

Unitermos: 1. Estrutura nuclear ^{17}Ne e ^{13}O ; 2. Reação
de transferência de cluster; 3. Alvo gasoso; 4. Estados
análogos de $T=3/2$; 5. Simetria de isospin.

USP/IF/SBI - 08/94

Índice

1	Introdução	5
2	Considerações fenomenológicas	9
	2.1 Reações de Transferência de múltiplas partículas e núcleos exóticos	9
3	Procedimento experimental	15
	3.1 Princípios básicos dos cíclotrons	15
	3.2 O cíclotron do INS e o espectrógrafo-QDD.....	19
	3.3 Arranjo experimental.....	24
	3.3.1 A câmara de espalhamento e o sistema de alvo gasoso	24
	3.3.2 O sistema de colimadores duplos.....	24
	3.3.3 Os detetores SWPC.....	26
	3.3.4 Identificação das partículas.....	30
	3.4 A reação $^{20}\text{Ne}(^3\text{He},^6\text{He})^{17}\text{Ne}$	32
	3.4.1 O arranjo experimental para essa reação.....	32
	3.4.2 Janelas e identificação das partículas.....	34
	3.5 A reação $^{16}\text{O}(^3\text{He},^6\text{He})^{13}\text{O}$	41
	3.5.1 O arranjo experimental para a experiência de abril.....	41
	3.5.2 Atenuação da energia e identificação das partículas.....	45
	3.5.3 A experiência de setembro.....	50

4	Análise e Resultados	59
4.1	Análise dos dados e resultados da reação $^{20}\text{Ne}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{17}\text{Ne}$	59
4.1.1	Calibração em energia	59
4.1.2	Calibração em energia dos estados de energia mais alta	69
4.1.3	Incerteza nos valores da energia de excitação	74
4.1.4	Incerteza no valores dos estados de energia mais alta ..	78
4.1.5	Energia de excitação - considerações finais	80
4.2	Análise dos dados e resultados da reação $^{16}\text{O}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{13}\text{O}$	86
4.2.1	Calibração em energia	86
4.2.2	Incerteza nos valores da energia de excitação	88
4.2.3	Determinação dos contaminantes	97
4.2.4	Energia de excitação - considerações finais	98
4.3	Seção de choque diferencial	101
4.3.1	Derivação da seção de choque diferencial	101
4.3.2	Contagens	105
4.3.3	Número de partículas do feixe	105
4.3.4	Número de partículas no alvo	106
4.3.5	Ângulo sólido	106
4.3.6	O comprimento efetivo do alvo gasoso, Δz	107
4.3.7	As distribuições angulares experimentais	108
5	Considerações teóricas	113
5.1	Aproximação de Born para ondas distorcidas, DWBA	113
5.1.1	Derivação da amplitude de transição	113
5.1.2	A amplitude de transição paa reações de "pick-up"	119
5.1.3	As regras de seleção para a reação de "pick-up"	123
5.2	Equação de massa para multipletos isobáricos, IMME	125

6 Comparação com a teoria	131
6.1 Os cálculos de DWBA	131
6.1.1 As regras de seleção e os estados ligados	132
6.1.2 Os potenciais ópticos	135
6.1.3 Atribuição de spin e paridade aos estados do ^{17}Ne	142
6.1.4 Atribuição de spin e paridade aos estados do ^{13}O	146
6.2 Comparação com cálculos de modelo de camadas	148
6.3 A equação de massa para os multipletos isobáricos, IMME	157
6.3.1 A IMME e o desvio coulombiano dos isótopos de massa $A = 17$	157
6.3.1 A IMME e o desvio coulombiano dos isótopos de massa $A = 13$	169
7 Comentários finais	173
Referências	175

Capítulo 1

Introdução

O contínuo avanço da física nuclear tem nos dado novas oportunidades de estendermos nosso conhecimento para além da linha de limite de estabilidade dos núcleos no plano N-Z. Isso tem incentivado o estudo de núcleos leves próximos ou na "drip-line". As reações de transferência de multi-nucleons com projéteis leves já são bem estabelecidas como uma ponta de prova poderosa para se investigar estados exóticos tais como altos spins e/ou excitações de muitas partículas-muitos buracos nesses núcleos. Assim, a transferência de nêutrons pelo processo de "stripping" permite estudar núcleos ricos em nêutrons, enquanto que, pelo processo de "pick-up", é possível estudar os núcleos ricos em prótons.

A reação de "pick-up" de três nêutrons ($^3\text{He}, ^6\text{He}$) foi muito utilizada no passado em medidas precisas da massa de núcleos ricos em prótons da região da camada 1p e 2s-1d [Ka73],[Tr70],[Me70]. Isso deveu-se principalmente por essa reação ser do tipo direta e com características de reações de dois corpos. Recentemente, numa medida mais abrangente [Ku91],[Ku92], as distribuições angulares dessa reação mostraram ter características típicas de dependência com o momento angular orbital (L) transferido, indicando que esta reação é também uma poderosa ferramenta para se investigar informações espectroscópicas de núcleos leves ricos em prótons.

Essa reação tem a dificuldade experimental de serem as seções de choques envolvidas geralmente muito pequenas, já que, para cada nucleon transferido, a seção de choque

diminui aproximadamente duas ordens de grandeza. Entretanto, o desenvolvimento de contadores proporcionais a gás precisos e poderosos espectrógrafos magnético de momento, tem nos permitido medir as pequenas seções de choque dessas reações.

Nesse trabalho nós extendemos o estudo dessa reação para os núcleos ^{17}Ne e ^{13}O , os quais possuem $T_z = -\frac{3}{2}$. Como uma regra, as propriedades dos núcleos leves com $T_z = -\frac{3}{2}$ são menos conhecidas do que os respectivos núcleos espelhos. No caso da região de massa $A = 17$, o núcleo ^{17}Ne era praticamente desconhecido, exceto que sua massa era conhecida e uns poucos estados excitados tinham sido sugeridos [Me70],[Wo72]. Por outro lado, vários estados com $T = \frac{3}{2}$ dos outros três membros do quarteto (^{17}N , ^{17}O e ^{17}F) são conhecidos, sendo que, apenas o quarteto do estado fundamental e do primeiro estado excitado havia sido completado. Assim, a determinação dos estados do núcleo ^{17}Ne é especialmente interessante, no sentido de podermos aproveitar o rico conhecimento dessa região de massa, e realizar uma análise extensiva em termos da equação de massa do multipletto isobárico, IMME. Tal análise seria extensiva a um grande número de estados excitados pela primeira vez, e poderia elucidar e trazer valiosas informações espectroscópicas sobre a configuração desses estados e sobre a estrutura dos núcleos do quarteto de massa $A = 17$. Além disso, uma interpretação da diferença de energia coulombiana entre estados análogos pode ser útil para se verificar a importância de alguma interação dependente do isospin para $A = 17$.

O núcleo ^{13}O , por sua vez, já foi um pouco mais estudado; temos o conhecimento de sua massa e alguns estados excitados foram propostos [Co78],[Se84],[Go91] e [Wa93]. Entretanto, os valores da energia dos estados propostos diferem entre si nesses trabalhos. A razão principal para isso é que nesses trabalhos foram usadas diferentes tipos de reações com diferentes resoluções em energia. Por outro lado, para massa $A = 13$, os estados com $T = \frac{3}{2}$ não são bem determinados, se adicionarmos a isso o fato de que os spins e paridades dos estados do núcleo ^{13}B são altamente ambíguos, a análise em termos de IMME é inviável. Assim sendo, informações espectroscópicas do ^{13}O podem contribuir para o enriquecimento do conhecimento dessa região de massa.

Nesse trabalho, apresentamos o resultado experimental dos núcleos ^{17}Ne e ^{13}O determinados a partir das reações $^{20}\text{Ne}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{17}\text{Ne}$ e $^{16}\text{O}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{13}\text{O}$. A observação da

nítida dependência das distribuições angulares com o momento angular transferido (L), possibilitou a atribuição dos spins e paridades para vários estados do ^{17}Ne e ^{13}O , através de ajustes de DWBA. No caso do ^{17}Ne completamos o quarteto isobárico de seis estados, o qual permitiu uma análise extensiva dos estados excitados em termos da IMME, enquanto que para o ^{13}O determinamos as energias de excitação com uma boa precisão, possibilitando elucidar o valor da energia de excitação do primeiro estado excitado.

No capítulo 2 desse trabalho elaboramos uma breve apresentação fenomenológica de reações de transferência de muitas partículas. O aparato experimental, bem como o acelerador ciclotron e o espectrógrafo de momento utilizados são descritos no capítulo 3. No capítulo 4, descrevemos com um pouco de detalhes a análise de dados, uma vez que tais experiências com alvo gasoso envolvem uma série de cuidados que devem ser considerados. Uma apresentação das considerações teóricas, necessária à interpretação dos dados é dada no capítulo 5. Finalmente, a interpretação e a discussão dos resultados experimentais é feita no capítulo 6, sendo os comentários finais apresentados no capítulo 7.

Capítulo 2

Considerações fenomenológicas

2.1 Reações de transferência de múltiplas partículas e núcleos exóticos

A questão básica que vem à tona quando se estuda núcleos ricos em nêutrons ou em prótons é quantos nêutrons podem ser adicionados ou subtraídos e ainda resultar em um sistema ligado. A resposta a esta pergunta está diretamente relacionada à própria definição dos limites da "drip-line", linha delimitadora da estabilidade para emissão de nucleons.

Em particular, o limite de estabilidade para emissão de prótons é muito mais próximo da linha de estabilidade β do que a de nêutrons, devido à força coulombiana repulsora entre os prótons.

Mostramos na Fig. 2.1 parte da Tabela de nuclídeos para os isótopos ricos em prótons. A identificação e determinação das massas desses núcleos foram o foco de atenção na década de 70, e são atualmente bem conhecidas [Wa88]. Portanto a "drip-line" de prótons para núcleos leves já é bem estabelecida.

Com o avanço de técnicas experimentais, a atenção voltou-se para esses núcleos para, agora, aprofundar-se no conhecimento da estrutura nuclear. Vários problemas podem

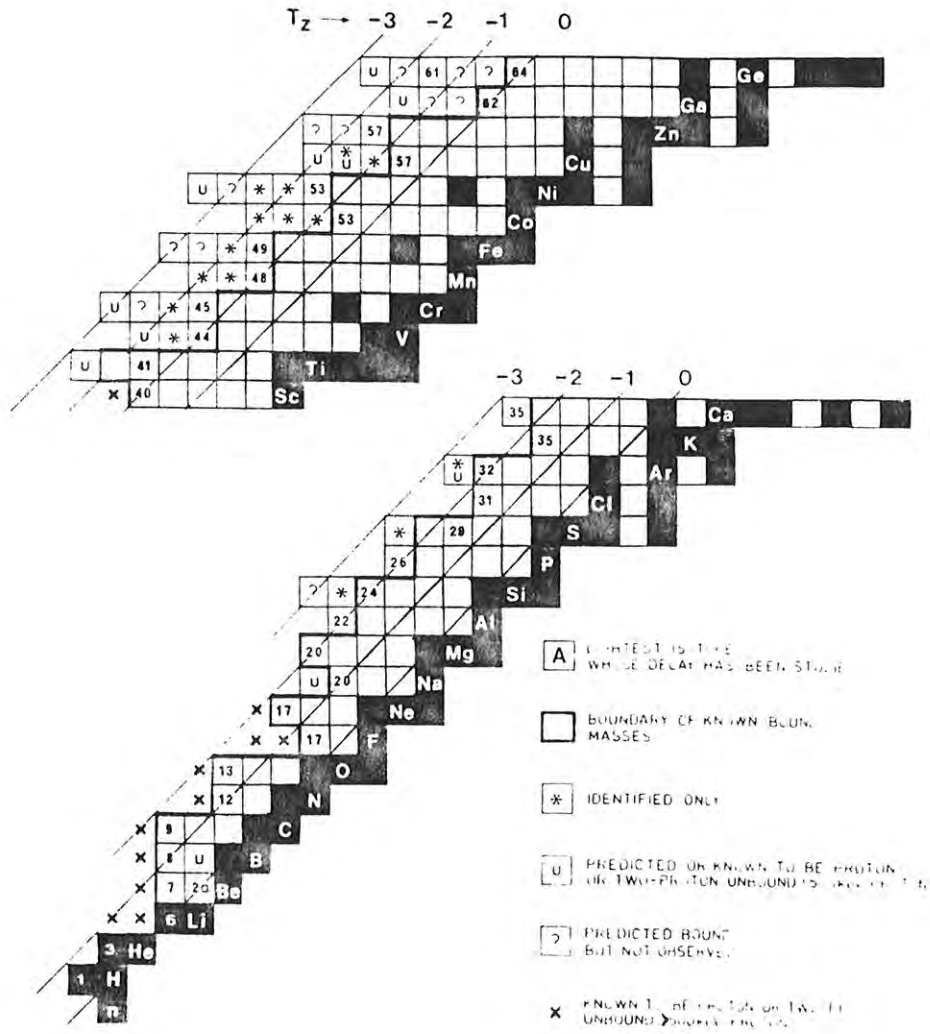


Figura 2.1: A parte da Tabela de nuclídeos para núcleos leves ricos em prótons.

ainda ser explorados com o estudo desses núcleos. Dentre eles podemos destacar: a verificação de efeito de simetria de carga ou a possível existência de quebra de simetria de isospin na hamiltoniana nuclear; o estudo de novos tipos de decaimento radioativo, como por exemplo o decaimento atrasado de dois-prótons [Ca83], [Ay85]; a determinação da taxa de reações nucleares para investigação do processo rp("rapid-proton") [Ku91] e do ciclo CNO em estrelas e no universo primordial. Além, é claro, de obter informações experimentais para checar a validade de conceitos e modelos teóricos de estrutura nuclear em condições limite.

Dentro desse contexto, as reações de transferência induzidas por íons leves têm sido de fundamental importância para identificar e medir massas e energias de um grande número de núcleos leves ricos em prótons. Muito do atual conhecimento e compreensão sobre estrutura nuclear resultou de reações diretas induzidas por íons leves. Porém, quando estudamos núcleos cada vez mais distantes do vale de estabilidade no lado de núcleos ricos em prótons, a energia de ligação desses núcleos cai rapidamente, devido ao aumento da repulsão coulombiana, o que resulta em duas dificuldades para investiga-los: uma é relacionada com o mecanismo de reação necessário para a sua produção e a outra são as suas propriedades nucleares. Esses núcleos são geralmente produzidos por reações de transferência de partículas múltiplas ou de partículas exóticas. Contudo, ainda não está claro se as teorias existentes em reações diretas são úteis para a análise das distribuições angulares dessas reações. Além do mais o próprio mecanismo de reação ainda não é bem estabelecido, e a competição entre transferência em uma etapa ou transferência sucessiva não é bem compreendida.

Sabe-se porém que devido aos Q s negativos de reação, feixes com altas energias são exigidos e isso causa uma alta excitação do sistema envolvido, abrindo vários canais de reação que competem com maior probabilidade. Nesses casos as condições cinemáticas se tornam mais severas e os valores de Q e de momentos angulares razantes se tornam importantes para se determinar a dinâmica de transferência de partículas dessas reações.

Apesar dos vários mecanismos de reações competirem entre si, eles têm diferentes valores de l dominantes, na expansão em ondas parciais. Elementos de matrizes de reações

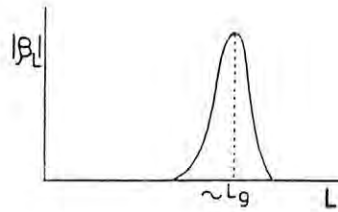


Figura 2.2: Distribuição dos elementos de matrizes de reação em função do momento angular

diretas, determinados pelas ondas incidentes e emergentes, e pelos fatores de forma, têm uma forte localização na distribuição de momento angular em torno do momento angular razante l_g , definido como o momento angular para o qual o coeficiente de absorção é meio. Essa localização de momento angular é denominada "janela em l ". Em outras palavras, as reações diretas são um fenômeno periférico, uma vez que o número de ondas parciais que contribuem para a reação é pequeno e centrado em torno de l_g , conforme mostrado na Fig. 2.2. Essa estreita distribuição dos elementos de matriz indica também que há uma severa condição de momento angular e linear, além de uma seletividade cinemática para essas reações.

Se a energia de excitação (ou valor do Q da reação) for pequena comparada com a energia de bombardeamento, o momento angular razante l_g nos dois canais terão valores parecidos $l_{g\beta} \approx l_{g\alpha}$, e a amplitude de transição será dominada por uma banda estreita de momentos angulares. Conforme a energia de excitação aumenta, os momentos angulares razantes l_g^β e l_g^α se tornam dissimilares. Os dois canais ficam menos ajustados, e conseqüentemente uma banda de ondas parciais mais larga contribui para a amplitude de transição, e as características das distribuições angulares se tornam menos marcantes.

O grau de ajuste do momento angular dos canais também afeta a importância relativa dos diferentes momentos angulares transferidos L . Se

$$L = |l_g^\beta - l_g^\alpha|$$

então, haverá uma inibição de se transferir L pequenos quando houver uma grande diferença entre os momentos angulares razantes do canal de entrada e de saída.

Isso pode ser melhor visualizado simulando núcleos colidindo, por dois discos opacos em colisão. Se houver uma certa absorção, e desprezando a interação coulombiana, a seção de choque de difração seria dada pela difração de Fraunhofer conforme mostrado na Fig. 2.3 (a). O período das oscilações seria então dado por:

$$\Delta\Theta_D \approx \frac{\pi}{kR} \approx \frac{\pi}{l_g}$$

Uma vez que a janela de l é estreita e em torno de l_g para reações diretas, isso corresponderia ao fato de que a região de ângulos de espalhamento também seria confinada numa certa região, conforme mostrado esquematicamente na Fig. 2.3 (b). A janela de momentos angulares e os ângulos seriam então relacionados por:

$$\Delta l \cdot \Delta\theta \approx 1$$

Se a localização de l não for forte, isto é, Δl não for pequeno, $\Delta\theta$ o será, e assim, a forma da distribuição angular será a da forma de um sino. Por outro lado se a localização em l for acentuada, o ângulo de espalhamento não seria bem definido e teria uma larga distribuição e conseqüentemente haveria contribuição de ambos os lados do núcleo. A distribuição angular nesse caso seria acentuada nos ângulos dianteiros com fortes oscilações devido à interferência das contribuições dos dois lados. Estas formas características das distribuições angulares e janela de l podem conter as informações de estrutura nuclear, bem como de mecanismos de reações. Uma forte localização em l pode ser também favorecida pelos fatores de forma em alguns casos [Ho78].

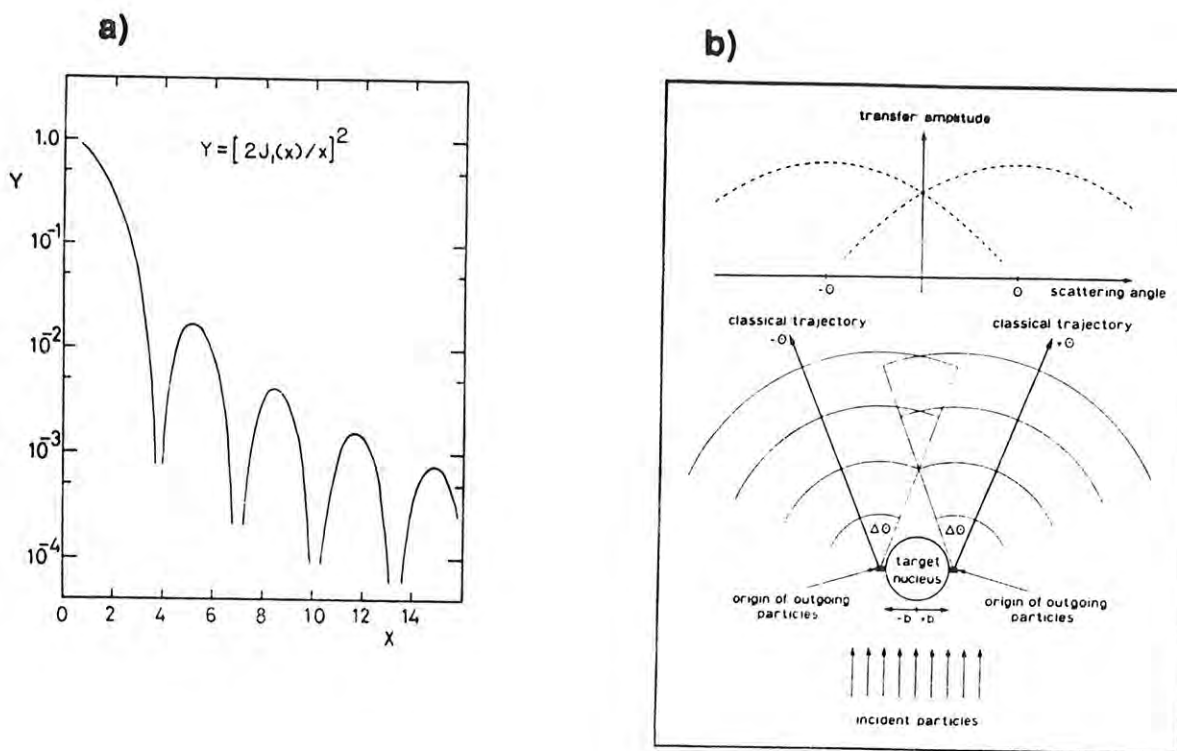


Figura 2.3: (a) A distribuição angular para o espalhamento de dois discos opacos. (b) Uma ilustração esquemática do espalhamento superficial de duas fontes

Capítulo 3

Procedimento experimental

3.1 Princípios básicos dos ciclotrons

A seguir faremos uma pequena descrição dos princípios básicos do funcionamento dos ciclotrons.

No ciclotron, uma partícula carregada viaja num campo magnético externo B , onde é sujeita à força centrípeta F dada pela equação de Lorentz:

$$\mathbf{F} = \frac{d\mathbf{p}}{dt} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (3.1)$$

onde q é a carga da partícula, \mathbf{p} é o momento e \mathbf{v} sua velocidade. Assumindo-se que o campo magnético B seja constante, convencionalmente, ao longo da direção do eixo z , obtém-se da solução dessa equação que a trajetória da partícula é exatamente um círculo no plano (x,y) . Sabendo-se que a força de Lorentz é perpendicular ao momento da partícula, sua energia e , por conseguinte, sua velocidade são conservadas. Da comparação entre as forças centrípeta e centrífuga,

$$m\omega^2 r = q\omega r B \quad (3.2)$$

obtém-se que a frequência $\omega = qB/m$ é independente da velocidade da partícula, desde

que a massa seja independente da velocidade. Naturalmente isso não é verdadeiro nos domínios relativísticos, e mais tarde introduziremos as correções necessárias. Para acelerar a partícula é preciso aplicar um campo elétrico RF, que, por sua vez, deve ser ressonante com a frequência da partícula acelerada no ciclotron. Esse campo elétrico é aplicado na lacuna entre duas seções no formato de um D. A partícula é então acelerada ao cruzar essa lacuna. Esse esquema de aceleração é esquematicamente mostrado na Fig. 3.1 (a), onde a polarização da voltagem na lacuna é indicada.

A energia máxima obtida de um ciclotron clássico pode ser expressa ao inserirmos $\omega = qB/m$ na fórmula clássica de energia cinética,

$$T = \frac{mv^2}{2} = \frac{m\omega^2 R^2}{2} \quad (3.3)$$

onde R é o raio do ímã do ciclotron. Por conveniência, esta fórmula é usualmente escrita desta forma:

$$T/A \text{ (MeV/uma)} = K \frac{Z^2}{A^2} \quad (3.4)$$

onde Z é a carga, ou estado de carga, em unidades da carga elementar, e A corresponde à massa da partícula em unidades de massa atômica. A constante K é comumente utilizada para descrever o poder de aceleração dos ciclotrons.

Essas idéias descritas até agora, devem ser reformuladas quando o efeito relativístico do ganho da massa com o aumento da velocidade for considerado. Devido a esse efeito a equação básica de Lorentz permanece válida, mas o momento deve ser tratado relativisticamente. Como resultado desse efeito, a frequência orbital da partícula também é afetada. Aumentando-se a energia, a frequência de rotação da partícula no ciclotron aumenta, e conseqüentemente a fase é deslocada em relação à da frequência do RF. Para resolver essa dificuldade, em certos ciclotrons adota-se o procedimento de balancear o ganho de massa das partículas através de um aumento da intensidade do campo magnético em função do raio. A escolha adequada do campo magnético $B(r)$ torna possível conservar o isocronismo e manter o período de revolução constante.

Por outro lado temos de considerar também que não estamos lidando com um único íon, mas com um feixe de íons, ou seja, um grupo de íons com inevitável dispersão dos seus parâmetros iniciais. Assim, o aumento radial da componente vertical do campo magnético tem um efeito focalizador no feixe (íons do feixe que se movem em uma trajetória mais externa vão ser mais defletidos do que aqueles que se movem em uma trajetória mais interna), mas a força que se origina da componente radial do campo magnético B , já não mais constante, produz uma desfocalização do feixe na direção vertical, ou seja, os íons que não se movem no plano mediano, simétrico em relação aos pólos do eletroímã ($z = 0$), vão se distanciar deste plano até se chocarem com as paredes internas dos Dês. A focalização vertical do feixe é conseguida através de uma variação azimutal do campo magnético, ajustando-se a largura da fenda entre os dois pólos do eletroímã. Na prática isso é obtido inserindo-se setores de ferro, simétricos em relação ao plano mediano (de onde se origina o nome "Sector Focusing" em alguns cíclotrons). As componentes do campo magnético produzem uma força focalizadora numa ponta e desfocalizadora na outra, na região de transição, entre os setores com e sem ferro. Entretanto no cômputo final, um efeito focalizador pode ser obtido se as trajetórias das partículas forem mapeadas através de uma moldagem adequada dos setores de ferro. Isto é esquematicamente apresentado na Fig. 3.1 (b). O raio de curvatura na área do campo magnético mais intenso (B_H) é menor do que o raio de curvatura na região de campo magnético menos intenso (B_V), o que faz com que a trajetória não seja mais circular. No caso do cíclotron do INS os setores de ferro têm um formato em espiral conforme mostrado na Fig. 3.1 (b).

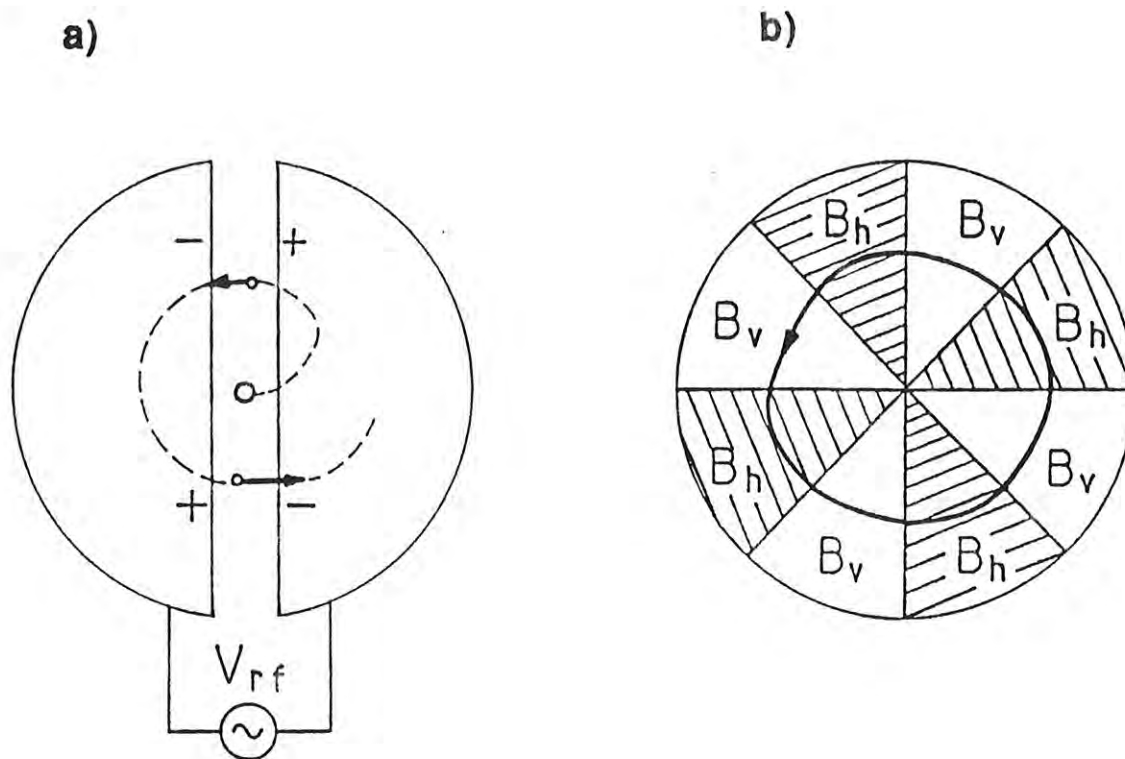


Figura 3.1: (a) Princípio de aceleração do ciclotron. (b) Trajetória dos íons ao longo dos setores do ciclotron (caso em que não há aceleração).

3.2 O cíclotron do INS e o espectrógrafo-QDD

As experiências das duas reações, $^{20}\text{Ne}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{17}\text{Ne}$ e $^{16}\text{O}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{13}\text{O}$, foram realizadas no SF-Cíclotron do Instituto de Estudos Nucleares (INS) da Universidade de Tokyo [Hi75]. Nesse cíclotron, o ganho de massa das partículas devido à aceleração é compensado com o aumento da intensidade do campo magnético médio com o raio [Ri65]. A frequência de revolução é mantida constante, bem como a condição de ressonância do cíclotron, apesar do ganho de massa devido às altas velocidades. A força desfocalizadora proveniente do aumento radial do campo magnético é compensada pela força focalizadora originada quando o campo magnético é variado azimutalmente. A variação azimutal do campo magnético é, por sua vez, produzida pela forma sectorial dos pólos magnéticos. A vantagem desse princípio, que é denominado AVF ("azimuthally varying field"), é que o feixe produzido possui boa qualidade e definição temporal, devido à boa focalização e isocronismo durante a aceleração. As especificações do INS-Cíclotron estão relacionadas na Tabela 3.1.

Uma vez acelerado e extraído do cíclotron, o feixe é então transportado para um par de eletroímãs que formam um duplo sistema monocromático de focalização e análise, conforme mostrado na Fig. 3.2. Esse sistema analisa o momento do feixe com uma alta precisão, de forma que a dispersão em energia seja da ordem de 0.01%. A seguir o feixe é dirigido transportado para a câmara de espalhamento onde o sistema de alvos foi montado.

Os produtos da reação tiveram seus momentos analisados por um espectrógrafo magnético QDD, formado por um quadrupolo e dois dipolos magnéticos [Ka78]. Tanto a câmara de espalhamento como o espectrógrafo-QDD estão localizados na área experimental 3-A do INS. Na Fig. 3.3 é mostrada uma vista superior do espectrógrafo. Esse sistema permite medidas de distribuição angular em um largo intervalo angular. Devido a uma dispersão relativamente pequena ($D = 2,78$) e uma magnificação horizontal também pequena ($M_h = -0,37$), o máximo poder de resolução ($p/\Delta p = 10000$) é o mesmo que os espectrógrafos QDDD. Entretanto, para compensar a ausência do dipolo magnético extra, que aparece em espectrógrafos de multipolaridade mais alta, é necessário deslocar a

Tabela 3.1: Especificações do SF-Cyclotron.

eletroímã	
diâmetro da face do pólo	168 cm
raio de extração	73 cm
campo médio no raio de extração	16,4 kG
energia máxima do íon	$68 \frac{q^2}{A}$ MeV
energia máxima para prótons	48 MeV
número de setores	3
peso	140 ton
potência máxima da bobina principal	130 kW
estabilidade de corrente	10^{-5}
sistema de aceleração	
ângulo dos Dês	180 graus
intervalo de frequência	7,5 - 22,5 MHz
voltagem máxima dos Dês	80 kV

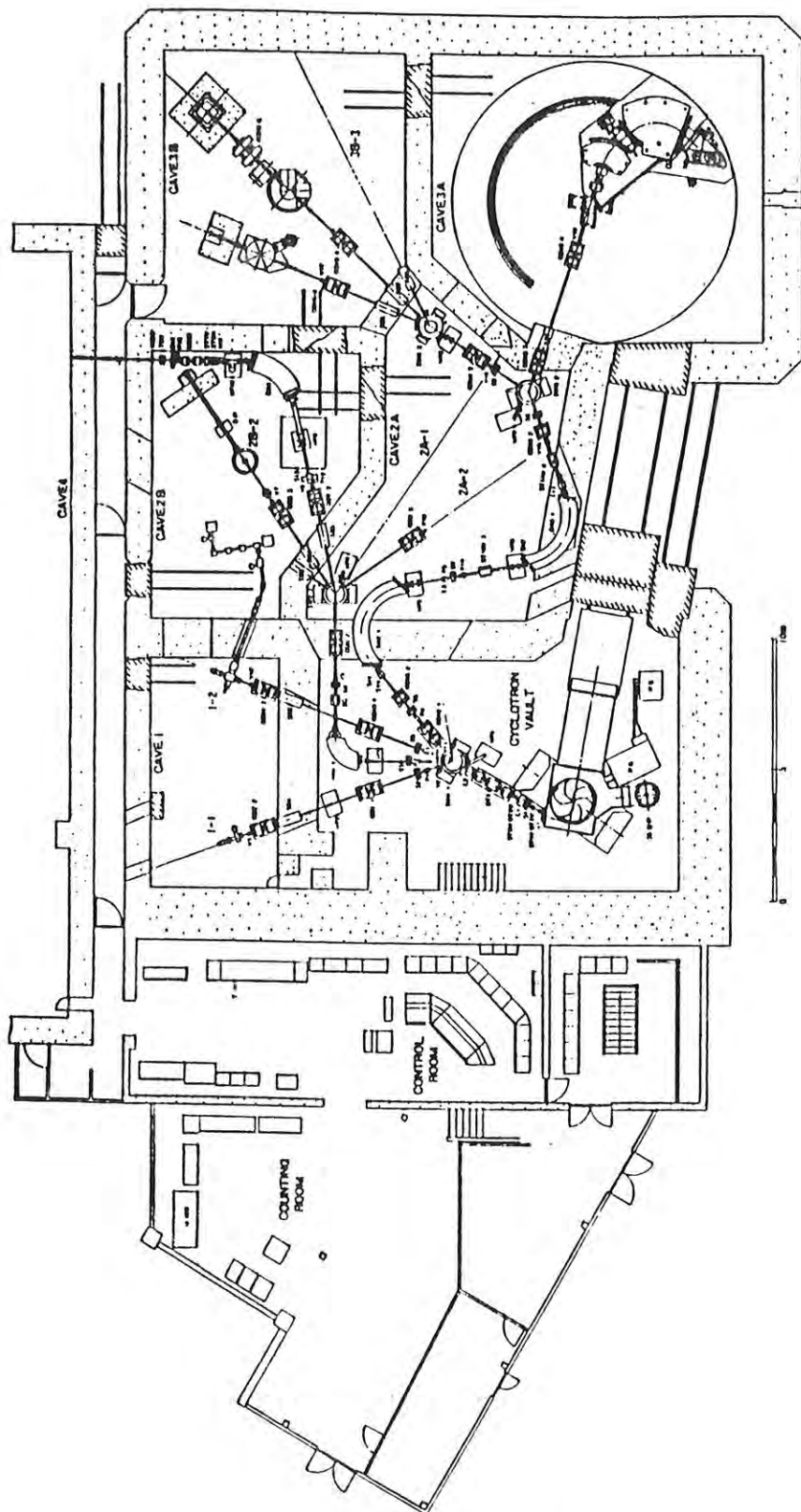


Figura 3.2: Layout das instalações do INS-Cyclotron.

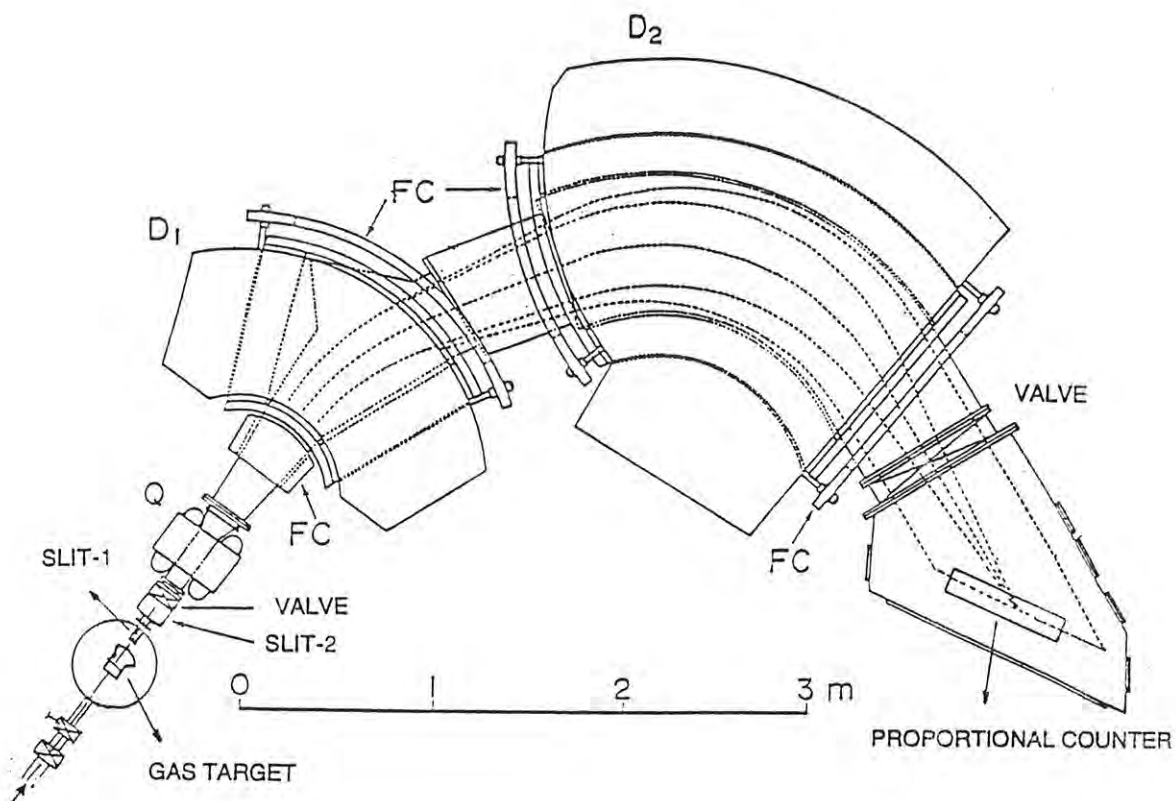


Figura 3.3: Vista de cima do espectrógrafo-QDD.

posição do detetor seguindo o movimento da superfície focal, que por sua vez depende do deslocamento cinemático e da cinemática das partículas. O posicionamento correto do detetor é importante para minimizar a resolução em posição, e conseqüentemente, a resolução em energia. Na prática foi desenvolvido um programa computacional que determina exatamente a posição do plano focal, e calcula qual deve ser o deslocamento H do detetor, em relação a um ponto de referência. Os parâmetros desse espectrógrafo estão resumidos na Tabela 3.2.

Tabela 3.2: Parâmetros projetados e alcançados do espectrógrafo-QDD.

parâmetros	projetados	alcançados
dispersão	2,70	2,79
magnificação		
horizontal	-0,38	-0,37
vertical	-4,44	
intervalo do raio orbital	130-150 cm	
resolução $p/\Delta p$	10000	10000
intervalo de energia	30%	12% (40-cm SWPC) 27% (90-cm SWPC)
ângulo sólido máximo		
intervalo de energia total	6,4 msr	
intervalo de energia zero	9,6 msr	8,2 msr
superfície focal		
comprimento	100 cm	
ângulo de incidência	55°	55°
raio de curvatura	600 cm	
espaçamento entre os polos opostos		
dipolo magnético	10,0 cm	
quadrupolo magnético	10,6 cm	
intensidade máxima do campo		
dipolo magnético	12,6 kG	12,7 kG
quadrupolo magnético	0,956 kG/cm	
corrente máxima		
dipolo magnético	800 A	
quadrupolo magnético	570 A	
peso dos imãs	35 t	38 t
peso total	50 t	55 t
intervalo angular	-20° a 151°	-19,6° a 149°
distância de vôo	6,7 m	

3.3 Arranjo experimental

Nessa seção descrevemos genericamente o equipamento experimental utilizado nas medidas das reações de ($^3\text{He}, ^6\text{He}$), tendo sido dada maior ênfase aos sistemas não convencionais. Na seção subsequente, alguns ajustes específicos do arranjo experimental para cada uma das experiências são descritos com mais detalhes.

3.3.1 A câmara de espalhamento e o sistema de alvo gasoso

A câmara de espalhamento, localizada antes do espectrógrafo QDD, tem 60 cm de diâmetro, e em seu interior foi montado o sistema de alvo, consistindo de um alvo gasoso e alguns alvos sólidos. O alvo gasoso era uma pequena câmara de aproximadamente 11 cm de comprimento, cujas janelas de entrada e saída eram feitas de folha de Havar de $2.2 \mu\text{m}$ de espessura. Para formar o alvo gasoso essa pequena câmara foi preenchida com gás do material desejado a uma pressão pré-estabelecida. O conjunto de alvos sólidos consistiu de um alvo que produzisse uma reação conhecida para a calibração em energia e identificação dos produtos de reação, um alvo de ZnS para a focalização do feixe e um alvo de ouro para ajustar a eletrônica de aquisição de dados. O sistema de alvos como um todo, tinha o grau de liberdade de deslocar-se para cima e para baixo, permitindo selecionar o alvo a ser exposto ao feixe (alvo gasoso ou um dos alvos sólidos). Acoplado à pequena câmara do alvo gasoso, do lado externo da câmara de espalhamento, tínhamos ainda um manômetro calibrado em cm Hg. Através desse manômetro o controle e a leitura periódica da pressão interna do alvo gasoso puderam ser efetuados. O esquema do arranjo da câmara de espalhamento é mostrado na Fig. 3.4.

3.3.2 O sistema de colimadores duplos

Nas experiências com alvos gasosos, é necessário utilizar um sistema de aberturas

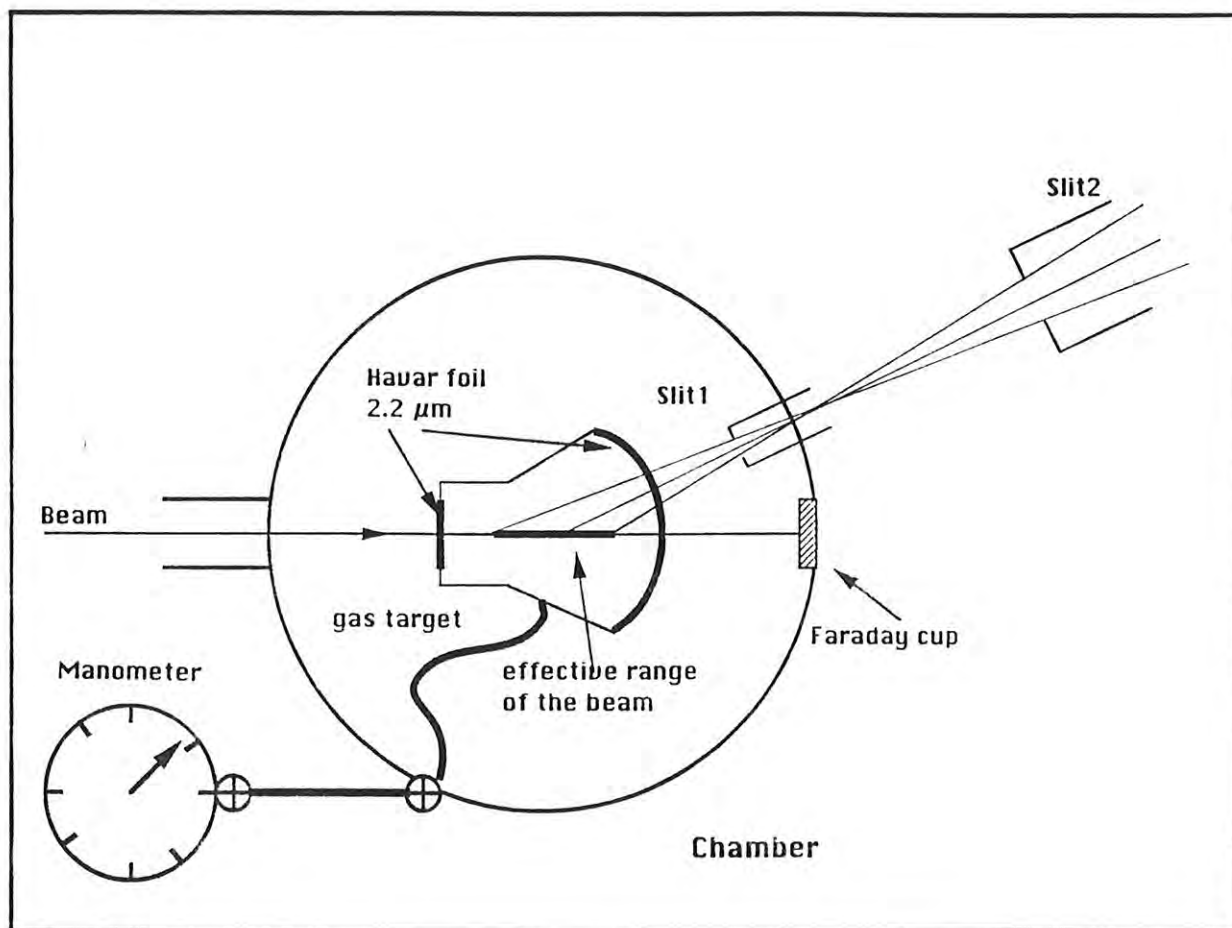


Figura 3.4: Arranjo da câmara de espalhamento mostrando o alvo gasoso e o sistema de colimadores duplos.

geometricamente especificadas, para que o ângulo sólido, a resolução angular e a espessura efetiva do alvo gasoso sejam definidos [Si59]. Um diagrama esquemático do caso de um colimador vertical frontal e uma abertura traseira retangular é mostrado na Fig. 3.5. No arranjo experimental, o colimador frontal, que chamaremos de colimador 1, estava localizado dentro da câmara de espalhamento a 10 cm do centro e a uma distância de 5 cm da janela de saída do alvo gasoso (vide Fig. 3.4). Esse colimador 1 tinha uma geometria retangular fixa de 5 mm de largura por 12 mm de altura, durante todas as medidas. A abertura traseira, que chamaremos de colimador 2, foi montada numa caixa de metal localizada entre a câmara de espalhamento e o espectrógrafo-QDD. Essa caixa consistia de um conjunto de três aberturas retangulares com a mesma altura, mas com larguras diferentes, 5 mm, 11 mm e 22 mm. Esse sistema possibilita a seleção e troca do colimador 2 sem que a pressão dentro da câmara ou dentro do espectrógrafo fosse alterada. Esses dois colimadores formava o sistema de colimadores duplos, que definia a região de interação efetiva do feixe dentro do alvo, ou seja, apenas os produtos da reação produzidos nessa região, dentro do alvo gasoso (espessura efetiva do alvo gasoso), eram aceitos no espectrógrafo, onde teriam seus momentos analisados. Esse sistema foi também extremamente útil, para evitar que os produtos da reação do feixe com os elementos da folha de Havar entrassem no espectrógrafo e fossem detetados, o que causaria um considerável aumento no fundo dos espectros.

3.3.3 Os detetores SWPC

Detetores de vários tipos e tamanhos permitiam medir a posição de incidência das partículas ao longo do plano focal do espectrógrafo. A escolha do detetor a ser utilizado foi feita de acordo com a resolução em posição e o intervalo de energia requerido na experiência. Como estávamos lidando com núcleos que eram a princípio desconhecidos, uma boa resolução em energia foi o requisito essencial para a observação e identificação dos estados desses núcleos. Então, um detetor que fornecesse uma boa resolução em posição e um baixo fundo fez-se necessário.

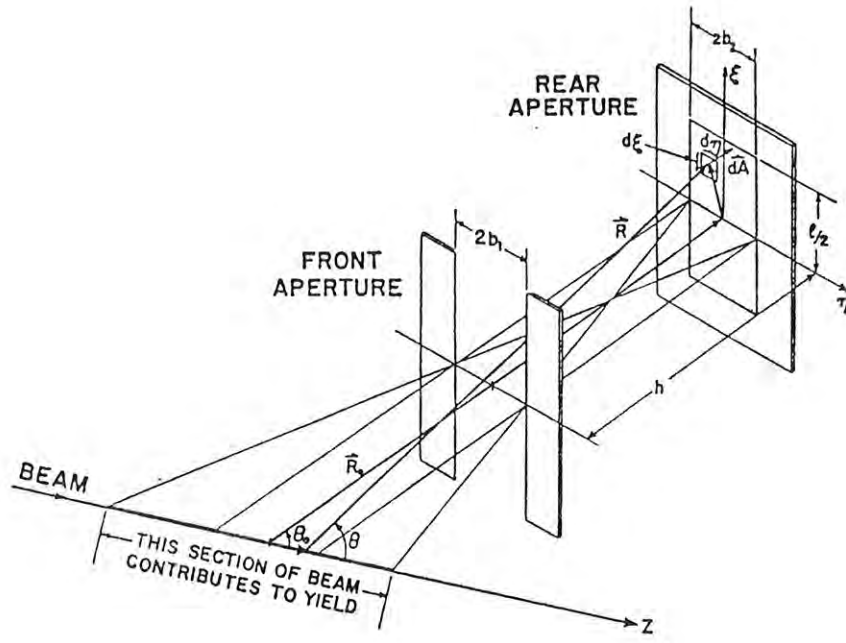


Figura 3.5: Ilustração esquemática de um sistema de colimadores duplos retangulares. Nessa figura mostramos a relação vetorial entre um ponto do feixe e da área infinitesimal da abertura traseira.

Com essas características tínhamos disponíveis dois detetores do tipo contador proporcional híbrido a gás de filamento simples (SWPC) [Ta82]. Esses contadores consistiam de uma câmara de gás, um filamento de nícrômio resistivo de $12,5 \mu\text{m}$ de diâmetro, para a determinação da posição, e um filamento de tungstênio banhado a ouro de $25 \mu\text{m}$ de diâmetro, para a medida da energia depositada no gás pelas partículas. Nesses contadores proporcionais, uma mistura de Ar (70%) e CH_4 (30%) foi usada a uma pressão de 1 atm. As janelas de entrada e saída foram feitas com folha de Mylar de $20 \mu\text{m}$ de espessura.

Um dos contadores proporcionais tinha 80 cm de comprimento, e foi denominado 80-SWPC-III. Esse contador possui um único filamento para a determinação da posição e dois para a medida da perda de energia. O outro contador disponível tinha 40 cm de comprimento e foi chamado 40-SWPC-I. Esse contador tinha dois filamentos para a medida da posição e um para a medida da energia depositada. O contador mais curto foi especialmente desenvolvido para otimizar medidas de reações com baixa taxa de contagem. Exatamente por ser mais curto, menos partículas e menos raios X produzidos pelo feixe no copo de Faraday eram detetados, reduzindo consideravelmente o fundo nos espectros. Além disso, a combinação dos sinais dos dois filamentos de determinação de posição, tornou possível reduzir a flutuação estatística da distribuição da ionização, pois somente as partículas detetadas pelos dois filamentos eram processadas na eletrônica de aquisição.

Escolhido o contador proporcional, de acordo com o intervalo de energia desejado, foi feito o seu posicionamento no plano focal do espectrógrafo. Acoplado à janela de saída do detetor tínhamos um plástico cintilador "Anthracene" de 1 mm de espessura, usado para as medidas de energia das partículas, e um plástico "lucite" de 20 mm de espessura, utilizado como guia de luz. Acoplado ao conjunto dos dois plásticos tínhamos as fotomultiplicadoras. O conjunto dos dois plásticos foi ainda embrulhado com folhas de alumínio de $3,5 \mu\text{m}$ de espessura a fim de evitar a detecção de luz externa. Nas Figs. 3.6 (a) e (b) é mostrado um desenho esquemático desses dois detetores.

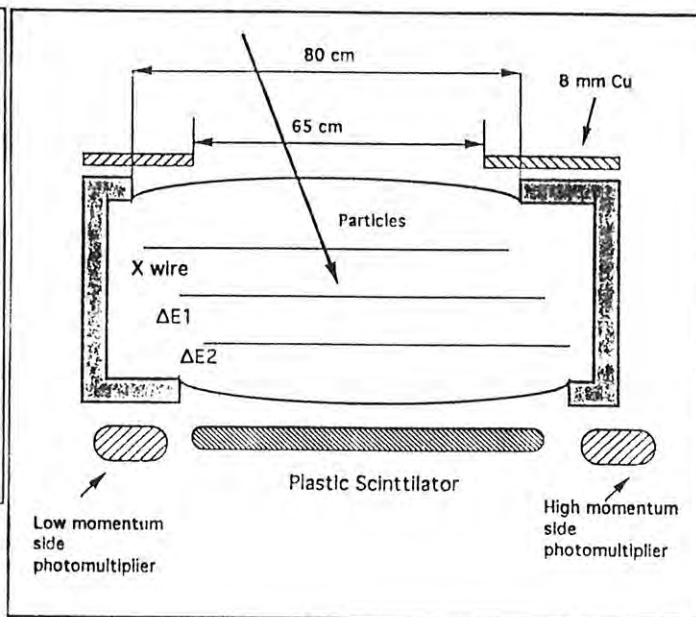
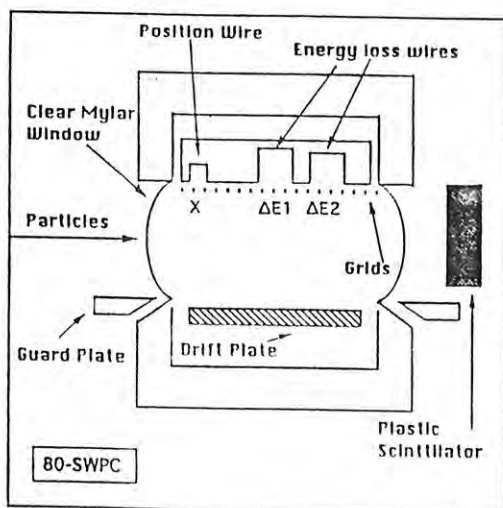
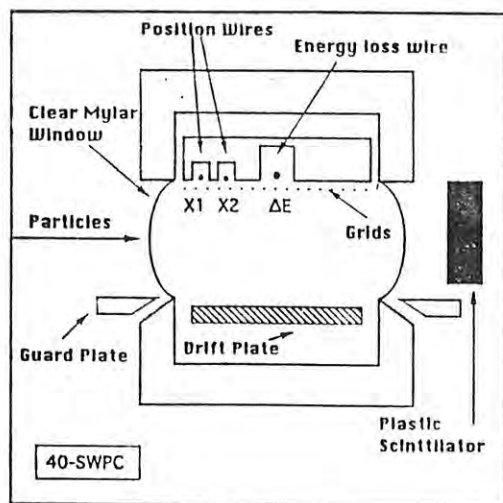


Figura 3.6: (a) Corte transversal do contador proporcional de 40 cm de comprimento.
 (b) Corte transversal e longitudinal do contador proporcional de 80 cm de comprimento.

3.3.4 Identificação das partículas

A identificação dos diferentes tipos de partículas, produzidas pela interação do feixe de ^3He com o alvo, foi realizada utilizando-se os sinais de energia do plástico cintilador (E), de perda de energia no contador proporcional (ΔE) e de tempo de voo das partículas (TOF), onde o tempo de voo corresponde ao tempo necessário para que as partículas viajem centro do espectrógrafo magnético, cuja distancia de voo é de aproximadamente 7 m, e é determinado pelo intervalo de tempo entre o sinal de RF (frequência de aceleração do ciclotron) e pelo sinal vindo da saída rápida do plástico cintilador.

Para determinar a posição de incidência das partículas no plano focal, utilizamos o método de divisão de carga, onde a posição é dada por

$$X = \frac{L}{(L + H)} \quad (3.5)$$

sendo L e H os sinais provenientes dos lados de baixos e elevados momentos do filamento de posição, respectivamente.

A posição vertical, perpendicular à direção da dispersão do momento, que é determinada pela diferença de tempo entre os sinais de energia e de perda de energia, também foi medida no plano focal e usada para reduzir o fundo, eliminando-se as partículas que não eram, diretamente, provenientes do alvo. Os pulsos empilhados devido à alta taxa de contagem, principalmente de partículas α , foram rejeitados ("Pile-up rejection") para se reduzir ainda mais o fundo.

Finalmente, os sinais de energia (E), de perda de energia (ΔE), de tempo de voo (TOF) e da posição vertical foram selecionados em amplitudes para as partículas de ^6He , e o sinal de coincidência temporal entre eles foi usado como gatilho para os ADC (Conversor analógico-digital) dos sinais de posição L e H. Na Fig. 3.7 mostramos o diagrama de blocos do sistema eletrônico de aquisição de dados usado nas experiências com o detetor 40-SWPC.

A configuração do "hardware" do sistema de aquisição de dados do Instituto de Estudos Nucleares consiste de um sistema CAMAC (Crate Controller kinetic 3922) de um proces-

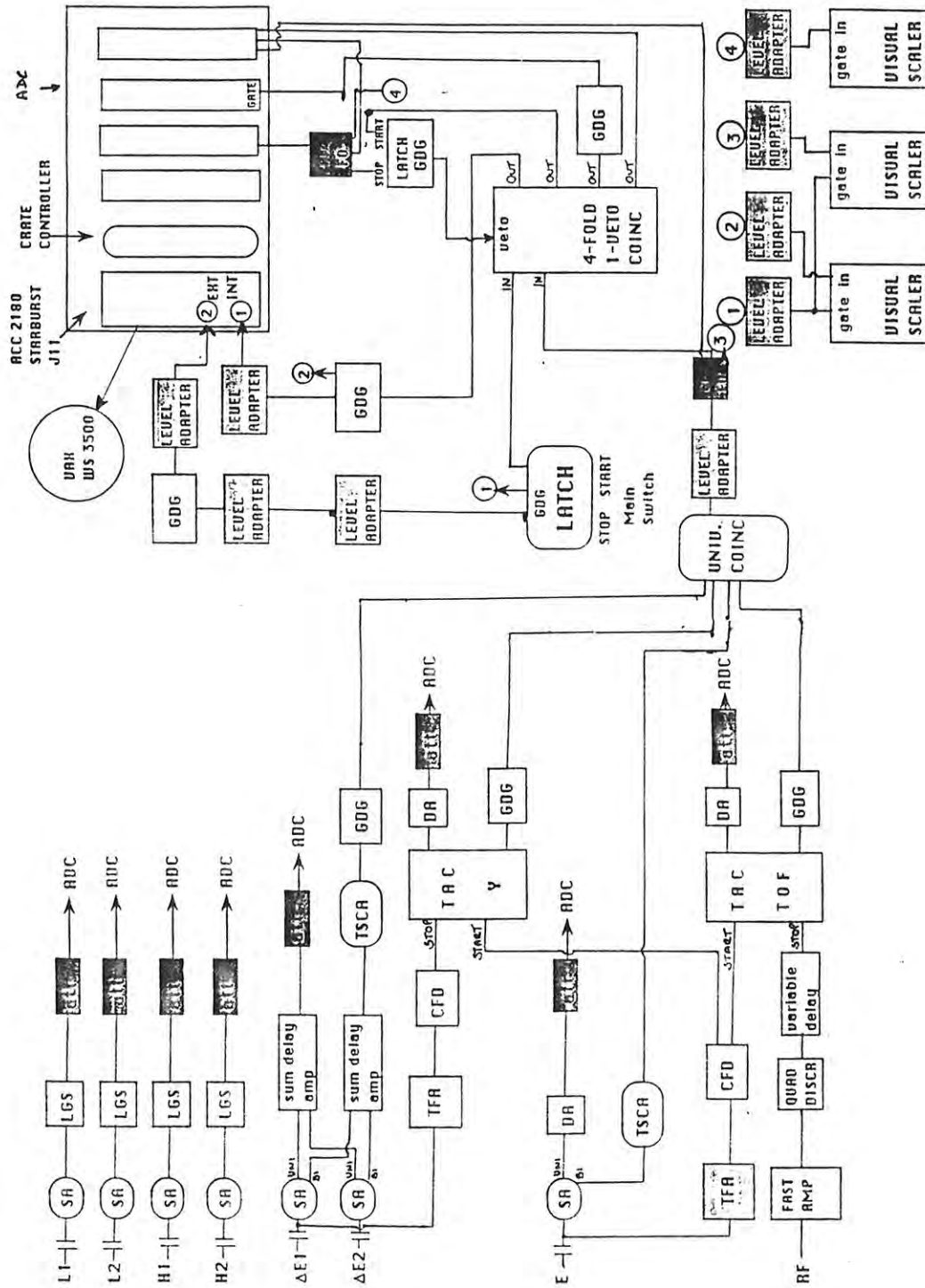


Figura 3.7: Diagrama de blocos da eletrônica de aquisição usada nas experiências com o contador proporcional de 40 cm.

sador intermediário (CES 2180 ACC, J11 Starburst) e de um computador hospitaleiro (VAX WS 3500). A leitura e digitalização dos dados dos módulos CAMAC são feitas pelo processador intermediário em modo evento por evento e armazenados temporariamente no "Buffer". Os dados armazenados no "Buffer" são então transferidos para o computador hospitaleiro, através do programa gerenciador DMA ("Direct Memory Access"), que controla a transferência e armazenamento dos dados na memória do computador ou em fitas magnéticas. A taxa de transferência máxima de dados é da ordem de 400 kB/s. O gerenciamento de subprocessos, tais como manipulação e exibição de dados em modo de histograma é feito pelo programa MMCU ("Man Machine Communication Utility")[Oh91].

3.4 A reação $^{20}\text{Ne}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{17}\text{Ne}$

3.4.1 O arranjo experimental para essa reação

Realizamos duas experiências para estudar a reação $^{20}\text{Ne}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{17}\text{Ne}$. Na primeira, em julho de 1991 foi feita a calibração em energia, e na outra, em fevereiro de 1992, foram medidas as distribuições angulares. Em ambas as experiências obtivemos o feixe de ^3He com 70 MeV de energia, e em média $0,5 \mu\text{A}$ de intensidade de corrente. No sistema de alvo, a pequena câmara foi preenchida com gás de neônio isotopicamente enriquecido a 99,95%, e para fazer a identificação das partículas e calibração em energia foi utilizado um alvo metálico autosuportado de ^{24}Mg com $812 \pm 20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de espessura.

Nas medidas das distribuições angulares, o alvo gasoso foi inicialmente preenchido até uma pressão interna de 21,2 cm Hg. Entretanto, no final da experiência essa pressão era de 22,5 cm Hg. Essa pequena variação da pressão deveu-se a uma variação interna da temperatura do alvo gasoso, que por sua vez foi produzida devido à longa exposição ao feixe e às variações da pressão atmosférica. Essa variação é menor ainda dentro do intervalo de tempo para a medida de cada ângulo da distribuição angular. Então, para a

medida da pressão foi adotado o valor médio durante o intervalo de tempo da medida, e a variação incorporada ao erro. Na medida da calibração em energia foi usada uma pressão mais baixa, 11 cm Hg, para se obter uma melhor resolução em energia, a qual se manteve constante no decorrer da experiência.

Nessa experiência utilizamos o contador proporcional 40-SWPC, o qual possuía dois filamentos para a determinação da posição, e um para a medida de energia depositada no contador. A escolha desse detetor, bem como a escolha da energia do feixe, deve-se a tentativa de evitar a detecção de partículas provenientes do espalhamento elástico, e também otimizar o intervalo de energia mensurável. Assim, com a energia do feixe de 70 MeV as partículas de espalhamento elástico são produzidas com momentos mais baixos do que o valor mínimo detetado pelo contador de 40 cm, e o intervalo de energia de excitação do núcleo ^{17}Ne foi de 4 MeV.

Para calibrar em energia o espectro de momento das partículas de ^6He da reação $^{20}\text{Ne}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{17}\text{Ne}$, cujo Q da reação é -26,191 MeV, utilizamos os estados conhecidos do núcleo ^{21}Mg , produzido pela reação $^{24}\text{Mg}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{21}\text{Mg}$, cujo Q é -22,185 MeV. A similaridade entre os Q de reação e das cinemáticas das duas reações, foram fatores importantes para a escolha dessa reação na calibração, uma vez que isso possibilitou usarmos o mesmo arranjo experimental, e o contador proporcional abrangeu praticamente o mesmo intervalo de energia de excitação para ambos os núcleos, ^{17}Ne e ^{21}Mg , mediante uma pequena variação do campo magnético. O espectro de momento das partículas de ^6He das reações $^{20}\text{Ne}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{17}\text{Ne}$ e $^{24}\text{Mg}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{21}\text{Mg}$ foi medido a $\Theta = 10^\circ$ em relação à direção do feixe, e o ângulo sólido definido pelo sistema de colimadores duplos foi de 1,5 msr, para ambas as reações.

Nas medidas das distribuições angulares, os espectros de momento das partículas de ^6He foram obtidos em 12 ângulos entre $\Theta = 7^\circ$ e 38° no sistema de laboratório. Para otimizar a aquisição de dados utilizamos colimadores-2 mais largos, ao medir ângulos mais traseiros. Para cada ângulo de observação, o campo magnético precisou ser ajustado devido à variação da cinemática da reação. Além disso, a posição do contador proporcional foi adequadamente ajustada com a do plano focal, a fim de se obter uma boa resolução

Tabela 3.3: Parâmetros experimentais relevantes para os cálculos da seção de choque da reação $^{20}\text{Ne}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{17}\text{Ne}$.

ângulo (graus) ± 0.05	carga integrada ($\times 10^{-7}$ C)	pressão (cm Hg) ± 0.1	colim-1 (mm) ± 0.05	colim-2 (mm) ± 0.05	ângulo sólido (msr)	espessura do alvo (mg/cm^2)
7.0	68547	21.2	5.0	4.0	0.842 ± 0.042	1.733 ± 0.065
8.5	99440	21.2	5.0	4.0	0.848 ± 0.042	1.419 ± 0.053
10.0	52380	21.6	5.0	11.5	1.798 ± 0.078	1.672 ± 0.063
12.0	79333	21.6	5.0	11.5	1.815 ± 0.079	1.382 ± 0.052
14.0	103830	22.0	5.0	11.5	1.826 ± 0.079	1.201 ± 0.045
16.0	71080	21.6	5.0	21.9	2.55 ± 0.11	1.421 ± 0.053
19.0	146010	22.0	5.0	21.9	2.57 ± 0.11	1.212 ± 0.045
22.0	80550	22.1	5.0	21.9	2.59 ± 0.11	1.052 ± 0.039
25.0	108490	22.0	5.0	21.9	2.60 ± 0.11	0.924 ± 0.034
29.0	120030	22.5	5.0	21.9	2.61 ± 0.11	0.821 ± 0.030
33.0	128380	22.5	5.0	21.9	2.61 ± 0.11	0.729 ± 0.027
38.0	98000	22.1	5.0	21.9	2.62 ± 0.11	0.632 ± 0.023

em posição. Na Tabela 3.3 encontram-se os valores dos parâmetros experimentais obtidos e utilizados durante as medidas de distribuições angulares, os quais foram utilizados nos cálculos da seção de choque absoluta.

3.4.2 Janelas e identificação das partículas

As diversas partículas provenientes dos vários canais abertos na interação do feixe de ^3He com o alvo ^{20}Ne foram identificadas utilizando-se os sinais: de energia (E) do plástico cintilador, da perda de energia (ΔE) e do tempo de voo (TOF). Na Fig. 3.8 (a) temos

um gráfico bidimensional esquemático dos sinais de energia(abscissa) e de perda de energia(ordenada), $E \times \Delta E$, que mostra a posição relativa das diversas partículas. Para um campo magnético fixo, a energia e a perda de energia das partículas são proporcionais a Q^2/A e $(AZ/Q)^2$, onde Q , A e Z são o estado de carga, a massa e o número atômico das partículas, respectivamente. Esse gráfico esquemático foi muito útil na identificação das partículas durante a experiência. Na Fig. 3.8 (b) é mostrado um espectro típico bidimensional $E \times \Delta E$ da reação $^{20}\text{Ne}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{17}\text{Ne}$. Sabendo-se que a razão Z/Q é a mesma, tanto para as partículas α como para as partículas de ^6He , a região das partículas de ^6He pôde ser facilmente identificada e a janela principal, $E, \Delta E$ (linha sólida na figura), pôde ser claramente selecionada. Os prótons, dêuterons, trítions e $^3\text{He}^{++}$ não são observados nesse espectro bidimensional, por terem sido discriminados no sistema eletrônico de aquisição. A intenção de discriminarmos a região de baixas energias e perdas de energia era evitar altas taxas de contagens no sistema de aquisição, e assim, economizar espaço tanto nas fitas magnéticas como na memória do computador.

Após determinarmos a janela principal ($E, \Delta E$), algumas contagens espúrias e partículas que não pertenciam ao grupo de ^6He , mas que estavam nessa mesma região em energia e perda de energia, puderam ser eliminadas ou discriminadas selecionando-se a região de partículas de ^6He também nos espectros de outros parâmetros. Assim, as janelas nos espectros de TOF, Y e L1 + H1 (soma dos sinais provenientes do lado de baixos e elevados momentos do filamento de posição), que é também proporcional à perda de energia, foram selecionadas. A Fig. 3.9 mostra a definição dessas janelas. Para cada parâmetro temos o espectro simples (sem coincidência) na parte superior e o correspondente espectro em coincidência com a janela principal ($E, \Delta E$). Em particular, a janela no parâmetro da posição vertical Y foi muito útil para eliminar as partículas que não vieram diretamente do alvo.

Como mencionamos anteriormente, nessa experiência usamos o contador proporcional de 40-SWPC, que tem dois filamentos para a determinação da posição de incidência: X1 e X2. O filamento X1 foi posicionado exatamente no plano focal, e portanto tem melhor resolução em posição; contudo, a coincidência do sinal dos dois filamentos foi utilizada

Figura 3.8:

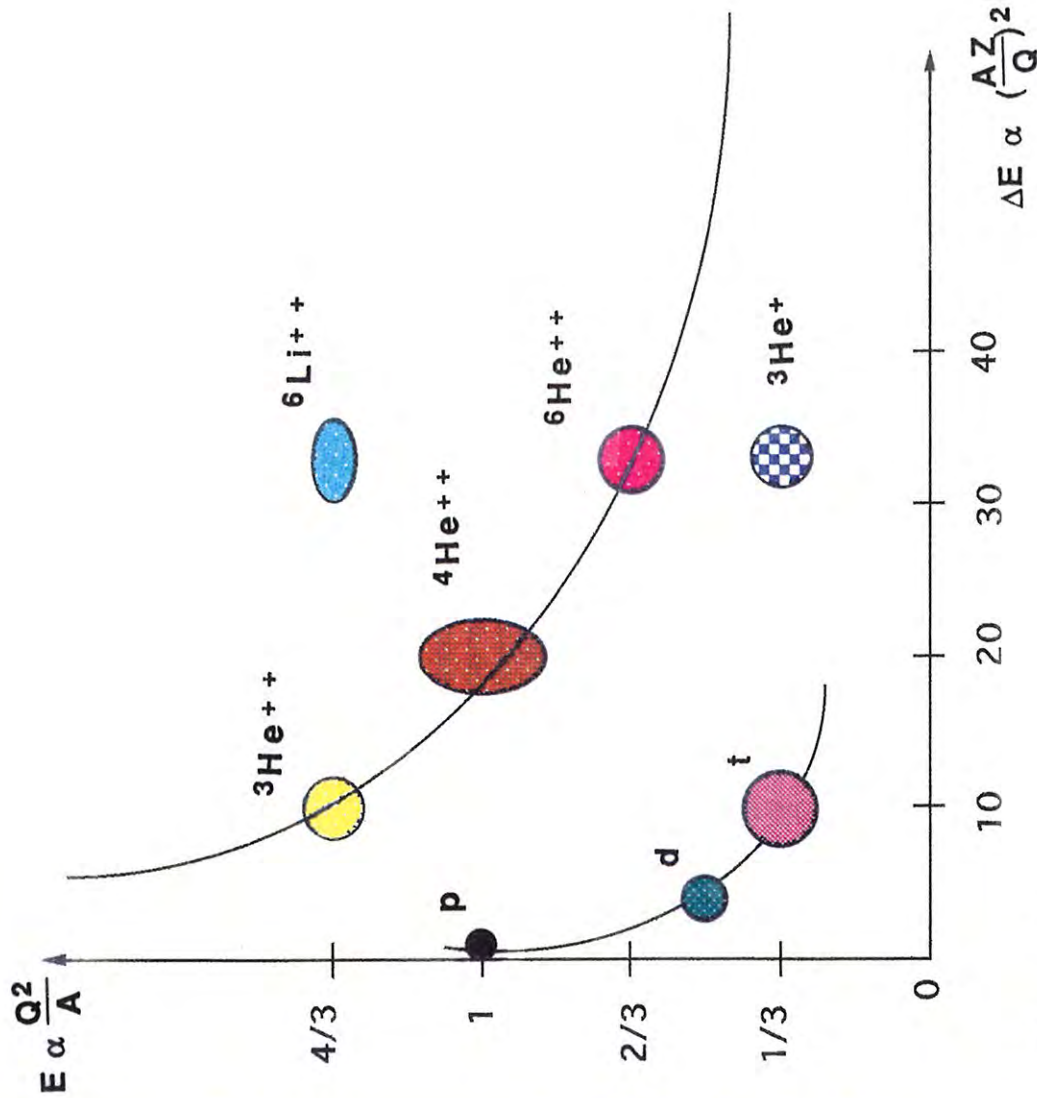
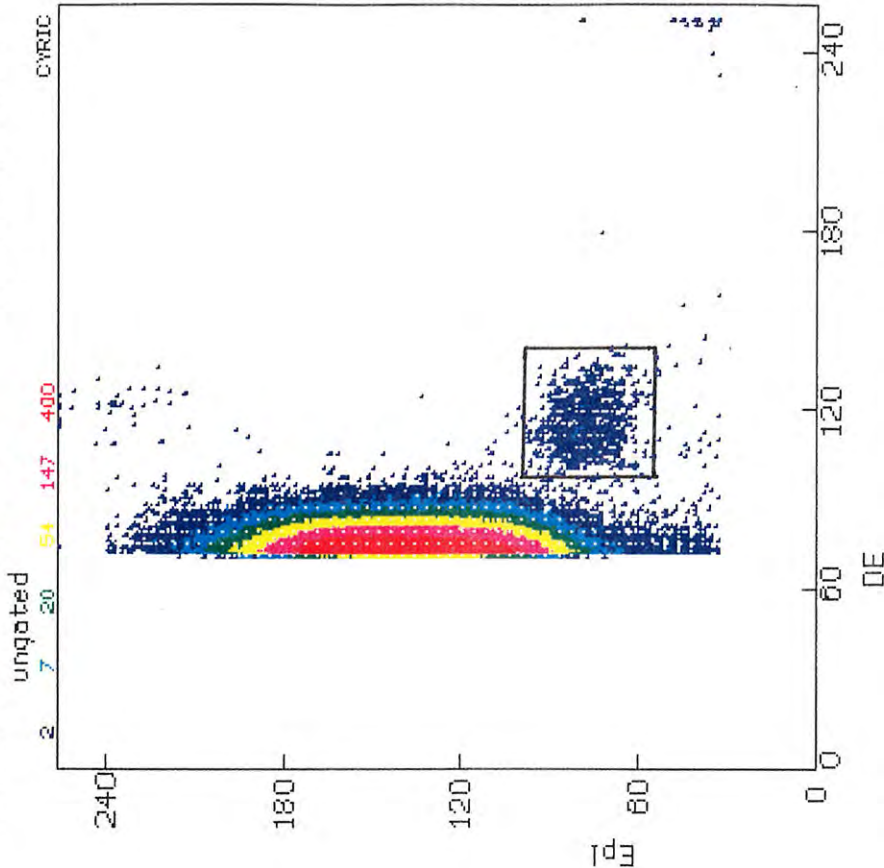


Fig. 3.8

(a) Gráfico bi-dimensional esquemático da energia (E) versus perda de energia (ΔE). A linha sólida indica as partículas que possuem a mesma razão Z/Q , onde Z é número atômico e Q é o estado de carga.

RUN-001B START -- 17:48:10 STOP -- Print -- 20:41:56 27-SEP-92



(b) Um típico espectro bi-dimensional E versus ΔE obtido durante a experiência da reação $^{20}\text{Ne}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{17}\text{Ne}$. As cores indicam as contagens. Nesse espectro a região de baixas energias e perda de energias foi discriminada pela eletrônica para evitar altas taxas de contagens no sistema de aquisição. A janela indica a região da partícula de ^6He . Essa janela é denominada janela principal $E-\Delta E$.

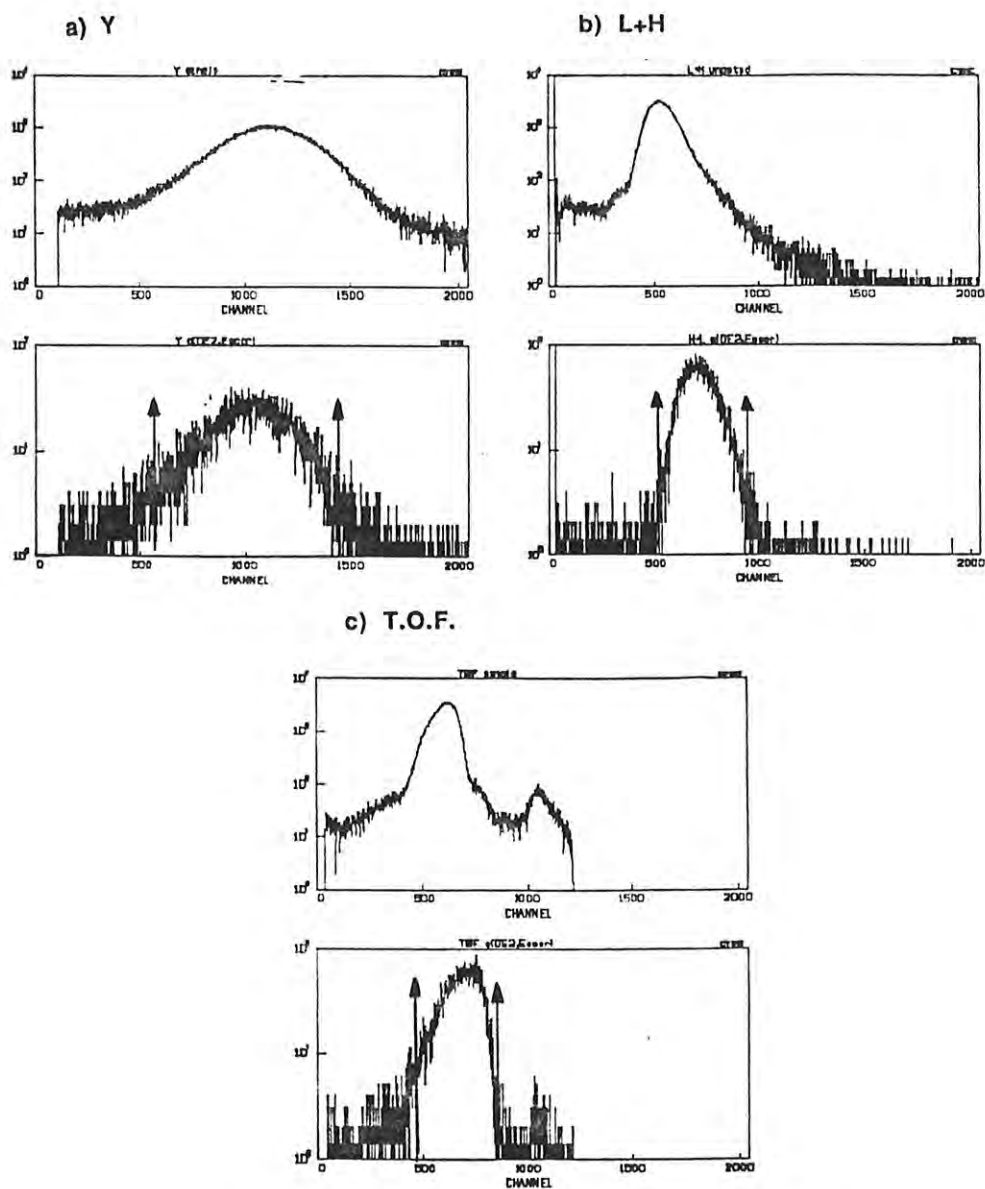


Figura 3.9: Ilustração da definição das janelas para as partículas de ${}^6\text{He}$, indicada na figura pelas flechas. Os espectros superiores da figura são os espectros simples dos parâmetros indicados, enquanto que os inferiores são os resultados da coincidência com o espectro de $(E \times \Delta E)$, já janelados nas partículas de ${}^6\text{He}$.

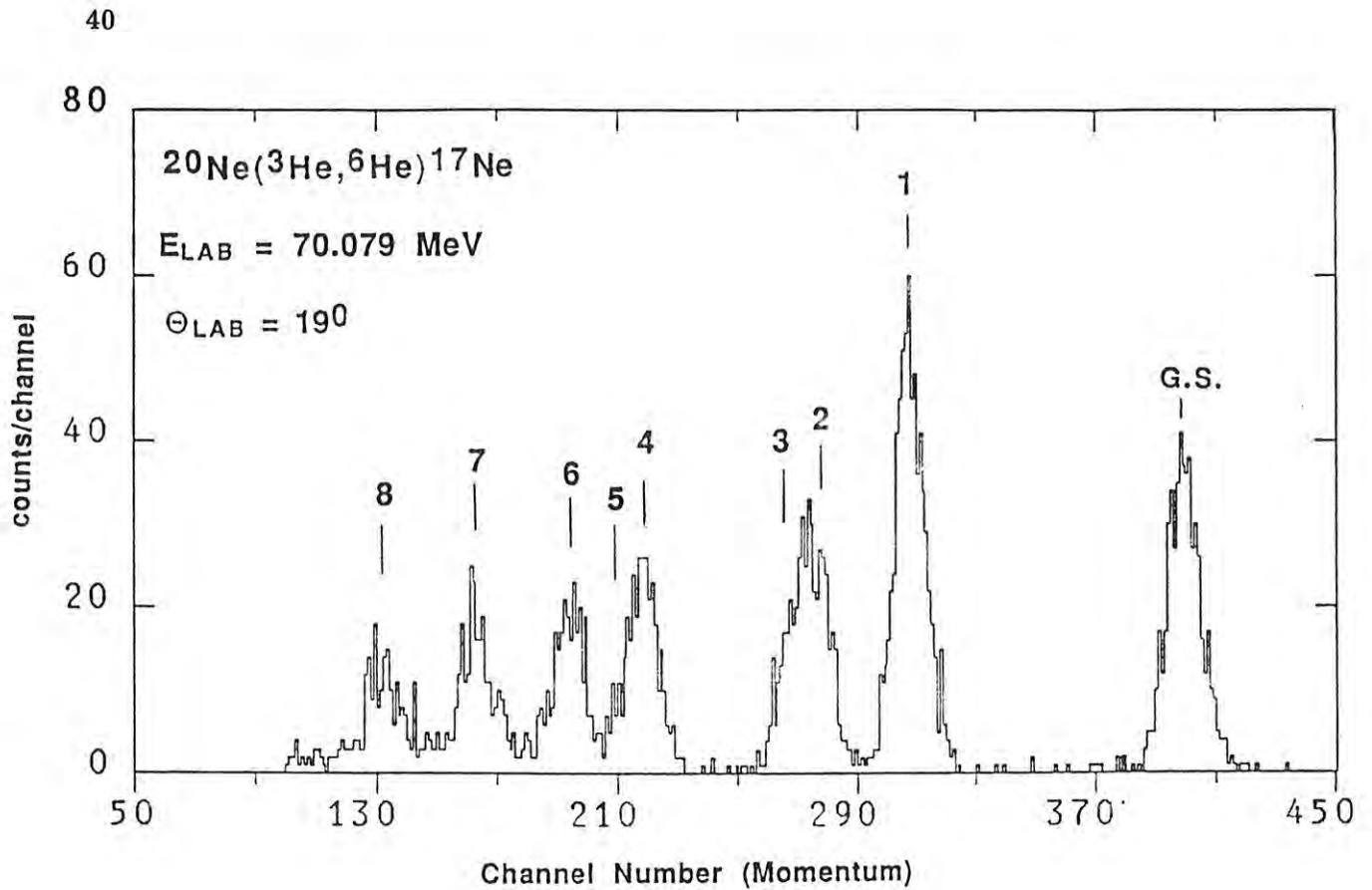


Figura 3.10: Espectro típico de momento das partículas de ${}^6\text{He}$ da reação ${}^{20}\text{Ne}({}^3\text{He}, {}^6\text{He}){}^{17}\text{Ne}$ medido a $\Theta = 19^\circ$. Nesse espectro o estado fundamental do ${}^{17}\text{Ne}$ está explicitamente indicado, enquanto que os estados excitados estão indicados por números.

para eliminar do espectro de posição, mais algumas contagens espúrias ou aleatórias.

Finalmente, um espectro típico de momento das partículas de ${}^6\text{He}$ da reação ${}^{20}\text{Ne}({}^3\text{He}, {}^6\text{He}){}^{17}\text{Ne}$ medido a $\Theta = 19^\circ$ é mostrado na Fig. 3.10. Esse espectro foi obtido após efetuar a coincidência com os espectros de TOF, Y, L1+H1 e X1/X2, devidamente janelados para selecionar apenas as partículas de ${}^6\text{He}$. Como resultado da coincidência com os vários parâmetros, pode-se observar que o fundo é praticamente nulo.

3.5 A reação $^{16}\text{O}(^3\text{He},^6\text{He})^{13}\text{O}$

Realizamos duas experiências para a reação $^{16}\text{O}(^3\text{He},^6\text{He})^{13}\text{O}$: uma em abril de 1992, na qual alguns ângulos das distribuições angulares foram medidos, e a outra em setembro de 1992 a fim de completar as distribuições angulares. Como nessas duas medidas utilizamos arranjos experimentais diferentes, vamos dar uma breve descrição de ambos os arranjos separadamente.

3.5.1 O arranjo experimental para a experiência de abril.

A experiência de medida das distribuições angulares da reação $^{16}\text{O}(^3\text{He},^6\text{He})^{13}\text{O}$ foi parcialmente realizada em abril de 1992. Nesse experimento obtivemos o feixe de ^3He com 79 MeV de energia e em média $0,4 \mu\text{A}$ de intensidade de corrente. No sistema de alvos, o alvo gasoso foi preenchido com gás oxigênio isotopicamente enriquecido a 99,98%, e um alvo metálico autosuportado de ^{12}C de $225 \pm 50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de espessura foi utilizado para fazer a identificação das partículas e a calibração em energia.

O alvo gasoso foi inicialmente preenchido a uma pressão interna de 21,5 cm Hg. Entretanto, após seis dias de exposição ao feixe a pressão reduziu-se para 17 cm Hg. Na Fig. 3.11 é mostrada a representação gráfica da pressão interna do alvo gasoso em função do tempo. É normal que a pressão interna aumente um pouco com o aquecimento do gás devido à exposição ao feixe, entretanto, parece que durante essa experiência houve um pequeno vazamento de gás. Se considerarmos a variação total da pressão durante toda a experiência, essa não foi desprezível. Contudo, se considerarmos a variação durante a medida da distribuição angular em um certo ângulo, que em geral durou algumas horas, podemos considerá-la pequena. Então, para a medida da pressão, o valor médio durante o intervalo da medida foi adotado e a variação incorporada ao erro.

Para detetarmos as partículas de ^6He correspondentes ao intervalo de energia de excitação do núcleo ^{13}O , de zero até 7 MeV, escolhemos o contador proporcional 80-SWPC.

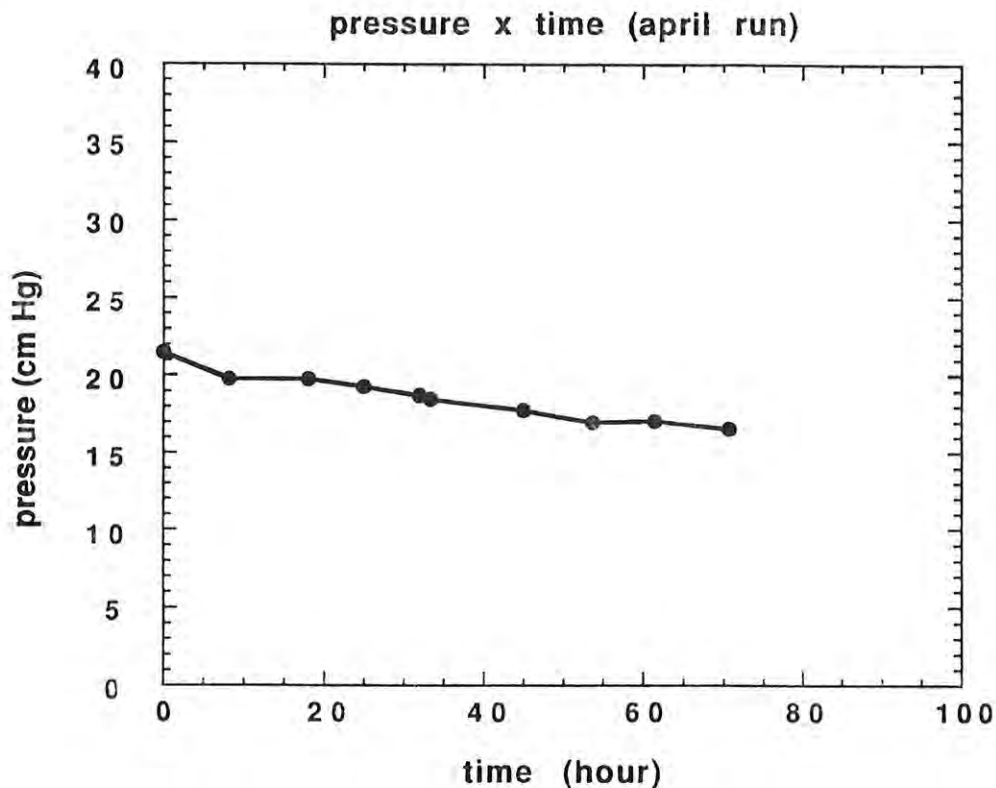


Figura 3.11: Variação da pressão, observada na experiência de abril, em função do tempo.

A intenção inicial de medir tal intervalo de energia era a possibilidade de se medir um grupo de estados a aproximadamente 6 MeV. Esse grupo de estados era esperado nessa energia, se assumirmos que não haveria deslocamento em energia dos níveis em relação aos níveis correspondentes no núcleo espelho ^{13}B , onde esses estados são observados. Dessa maneira, o contador de 80 cm de comprimento era requerido. Esse contador como já foi dito anteriormente, possui um único filamento para a determinação da posição (X) e dois para as medidas da perda de energia (ΔE_1 e ΔE_2). Após posicionarmos o contador no plano focal do espectrógrafo, acoplamos à sua janela de saída um plástico cintilador. Para evitarmos perda do sinal de energia, devido ao longo comprimento do plástico cintilador (necessário para esse contador) acoplamos uma fotomultiplicadora em cada um dos lados, no lado de momentos baixos e no lado de momentos elevados. A informação de energia era então obtida somando-se os sinais de energia, através de "software", das duas fotomultiplicadoras, $E_{sum} = E_{pl_H} + E_{pl_L}$, onde E_{pl_H} e E_{pl_L} são os sinais de energia

das fotomultiplicadoras acopladas aos lados de momentos elevados e momentos baixos do plástico cintilador, respectivamente.

Para evitar a detecção de partículas provenientes do espalhamento elástico, que devido à alta taxa de contagens facilmente danifica os filamentos do contador, duas providências foram tomadas. Em primeiro lugar, otimizamos a área de detecção do contador, ou seja, parte da área foi coberta com uma placa de 8 mm de cobre, de forma que o comprimento da área efetiva foi reduzido para 65 cm, o suficiente para abranger exatamente o intervalo de energia de interesse. Em segundo lugar, o campo magnético do espectrógrafo foi adequadamente selecionado. Devido à cinemática da reação, conforme deslocamos o espectrógrafo para ângulos traseiros, as partículas de espalhamento elástico se aproximavam da borda de momentos baixos do contador. Para evitar a detecção dessas partículas, selecionamos o campo magnético do espectrógrafo de forma a deslocá-las para posições de momentos mais baixos. Infelizmente, as partículas de ${}^6\text{He}$ correspondentes aos estados de interesse do ${}^{13}\text{O}$, também são deslocadas para a região de momentos mais baixos, de forma que as partículas correspondentes a estados com energia de excitação altas, que eram detetadas em ângulos dianteiros, não eram detetadas nesses ângulos.

Nesse contador proporcional, o método de divisão de carga também foi utilizado para a determinação da posição de incidência das partículas, $X = \frac{L}{L+H}$. A posição vertical (Y), perpendicular à direção de dispersão do momento também foi medida, e a rejeição dos pulsos empilhados ("pile-up rejection") aplicada.

Os espectros de momento das partículas de ${}^6\text{He}$ da reação ${}^{16}\text{O}({}^3\text{He}, {}^6\text{He}){}^{13}\text{O}$ foram medidos em 5 ângulos: $\Theta_{lab} = 7^\circ, 12^\circ, 14^\circ, 16^\circ$ e 18° . O espectro de momento a $\Theta_{lab} = 12^\circ$ foi medido com uma boa estatística e calibrado em energia. A reação utilizada para a calibração foi ${}^{12}\text{C}({}^3\text{He}, \alpha){}^{11}\text{C}$. Essa reação tem Q de reação $Q_R = 1,8563$ MeV muito maior do que o valor $Q_R = -30,5114$ MeV da reação ${}^{16}\text{O}({}^3\text{He}, {}^6\text{He}){}^{13}\text{O}$. Então, para que os estados de energia mais baixas do ${}^{11}\text{C}$ fossem utilizados na calibração, a reação ${}^{12}\text{C}({}^3\text{He}, \alpha){}^{11}\text{C}$ foi medida nos ângulos $\Theta_{lab} = 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ$ e 40° , mantendo-se o mesmo arranjo experimental para a reação ${}^{16}\text{O}({}^3\text{He}, {}^6\text{He}){}^{13}\text{O}$ a $\Theta_{lab} = 12^\circ$. Assim, todo o intervalo de posição do contador e conseqüentemente todo o espectro de momento

Tabela 3.4: Parâmetros experimentais relevantes para os cálculos da seção de choque da reação $^{16}\text{O}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{13}\text{O}$, da experiência de abril.

ângulo (graus) ± 0.05	carga integrada ($\times 10^{-7}$ C)	pressão (cm Hg)	colim-1 (mm) ± 0.05	colim-2 (mm) ± 0.05	ângulo sólido (msr)	espessura do alvo (mg/cm^2)
7.25	132432	18.3 ± 0.5	5.0	4.0	0.843 ± 0.022	2.308 ± 0.077
12.25	229030	19.5 ± 0.3	5.0	11.5	1.817 ± 0.040	1.953 ± 0.047
14.25	72447	17.4 ± 0.4	5.0	21.9	2.524 ± 0.055	2.065 ± 0.061
16.26	82520	17.0 ± 0.2	5.0	21.9	2.548 ± 0.055	1.755 ± 0.039
18.25	80000	16.8 ± 0.3	5.0	21.9	2.564 ± 0.055	1.539 ± 0.040

pôde ser abrangido pelos estados excitados do ^{11}C . Entretanto, em ângulos traseiros, a reação $^{12}\text{C}(^3\text{He}, \alpha)^{11}\text{C}$ tem um razoável alargamento cinemático, 150 keV/grau a 10° e 500 keV/grau a 30° , exigindo o conhecimento preciso do ângulo em que os espectros foram medidos. A linha de 0° foi confirmada através da medida da seção de choque de espalhamento elástico $^{12}\text{C}(^3\text{He}, ^3\text{He})^{12}\text{C}$ no intervalo angular de -18° a $+18^\circ$ em passos de 2° .

Finalmente encontram-se na Tabela 3.4, os parâmetros experimentais dessa experiência que foram utilizados nos cálculos da seção de choque.

3.5.2 Atenuação da energia e identificação das partículas

As partículas de ${}^6\text{He}$ da reação ${}^{16}\text{O}({}^3\text{He}, {}^6\text{He}){}^{13}\text{O}$ foram identificadas utilizando-se os sinais de energia (E) do plástico cintilador, da soma dos sinais de energia ($\Delta E = \Delta E1 + \Delta E2$) do contador proporcional, e do tempo de voo (TOF) definido pelo intervalo temporal entre o RF do cíclotron e o sinal rápido de energia. Nas Figs. 3.12 (a) e (b) são mostrados dois espectros típicos bidimensionais E versus ΔE obtidos das medidas a $\Theta_{lab} = 7^\circ$ e 14° , respectivamente. Como pode ser observado, há uma alta contribuição de partículas de ${}^3\text{He}^+$ e provavelmente de trítons e dêuterons, especialmente no espectro de $\Theta_{lab} = 14^\circ$. A alta taxa de contagens dessas partículas provoca também um aumento de contagens espúrias ou aleatórias no espectro, fazendo com que a localização da região de ${}^6\text{He}$ seja difícil.

Outro fato que dificultou a determinação da região de ${}^6\text{He}$ no espectro $E \times \Delta E$, foi a atenuação do sinal de energia ao longo do plástico cintilador. As partículas, especificamente ${}^6\text{He}$, depois de passarem pelo contador proporcional, se dirigiram para o plástico cintilador onde foram paradas e produziram uma certa quantidade de radiação. Essa radiação, proporcional à energia depositada, foi transportada por um guia de luz para as fotomultiplicadoras acopladas a ambos os lados do plástico cintilador. Entretanto, devido ao longo comprimento do plástico cintilador, essa radiação sofreu uma sensível atenuação ao ir da posição de baixos momentos para a fotomultiplicadora localizada do lado de elevados momentos e vice-versa. Essa atenuação pode ser claramente observada nos espectros bidimensionais de energia (E) versus posição no plano focal (X). Nas Figs. 3.13 (a) e (b) são mostrados os espectros de energia das fotomultiplicadoras do lado de baixos e elevados momentos, E_{plH} e E_{plL} , em função da posição, respectivamente. Esses espectros foram obtidos a $\Theta_{lab} = 7^\circ$ em coincidência com os espectros, devidamente janelados na região de partículas de ${}^6\text{He}$, dos vários parâmetros, E , DE , TOF , Y e $L+H$. O pico mais intenso, indicado no espectro pela cor amarela, posicionado na região de canais elevados corresponde ao estado fundamental do núcleo ${}^{13}\text{O}$, que por sua vez possui um momento elevado. Os demais estados excitados, que foram detetados na região de baixos momentos, correspondem

Figura 3.12:

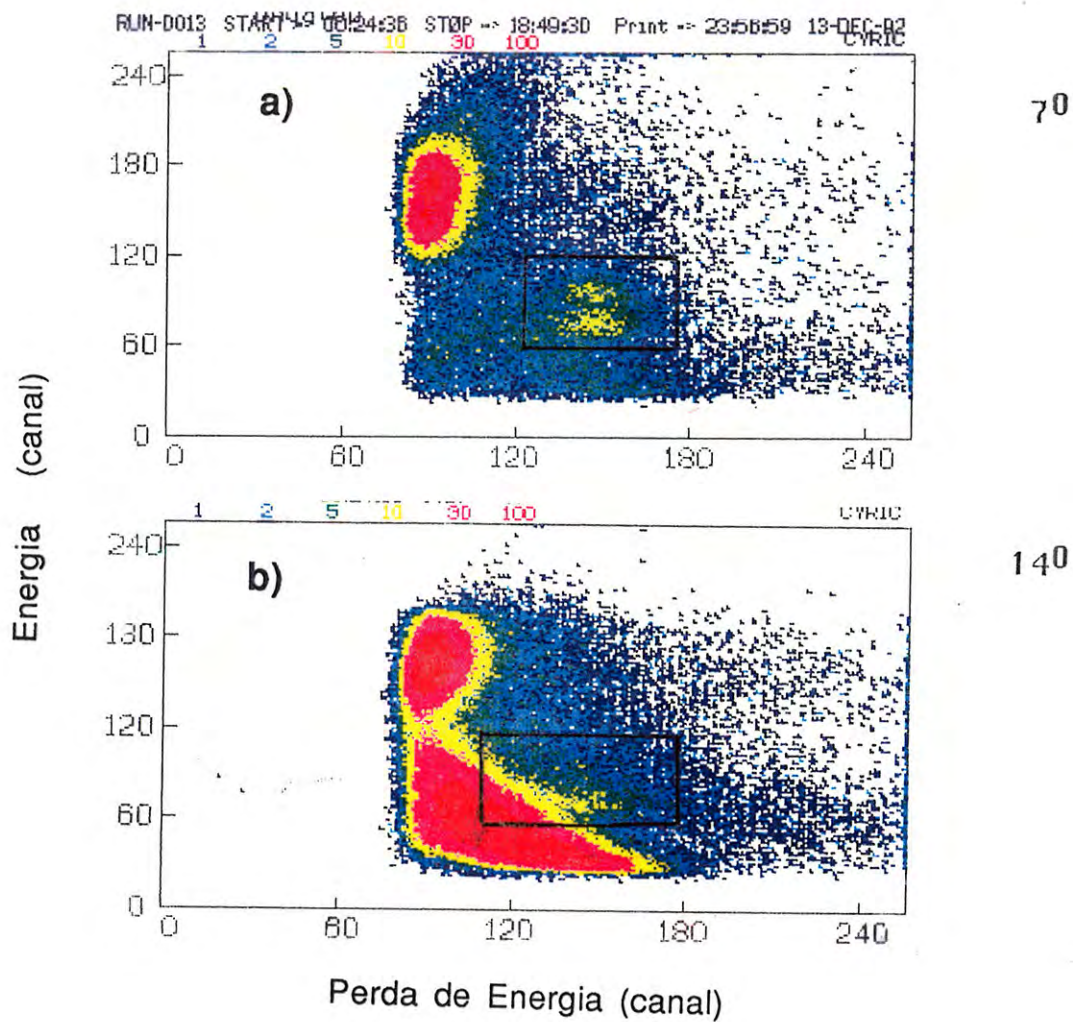


Fig. 3.12 (a) Espectro bi-dimensional $E \times \Delta E$ obtido na experiência da reação $^{16}\text{O}(^3\text{He},^6\text{He})^{13}\text{O}$ a 7° **(b)** e a 14° . A janela indica a possível localização das partículas de ^6He .

nesses espectros às contagens na região de canais menores. Então, como pode ser observado, o pico correspondente ao estado fundamental, no espectro da fotomultiplicadora posicionada no lado de elevados momentos, tem energia mais alta que os estados excitados, isso porque o sinal de energia do estado fundamental quase não sofre atenuação, enquanto que os outros estados sofreram atenuação até chegar na fotomultiplicadora.

O efeito da atenuação de energia no espectro $E \times \Delta E$, é como mostrado na Fig. 3.12 (a), onde pode ser visto dois grupos proeminentes na possível região de ${}^6\text{He}$. Nos espectros $E \times \Delta E$ medidos em ângulos mais traseiros, como por exemplo a $\Theta_{lab} = 14^\circ$ a situação é mais complicada. Isso porque o estado fundamental para os ângulos traseiros é menos populado, ficando mascarado pelo fundo, no espectro simples de $E \times \Delta E$ de certos ângulos. Era então, imperativo que se fizesse a correção dessa atenuação antes de fixar a janela principal $(E, \Delta E)$. Essa correção foi obtida ajustando-se duas curvas lineares ao espectro de $E_{pl_H} \times X$ e uma ao espectro $E_{pl_L} \times X$, e depois linearizando esses espectros. O resultado de tal procedimento é mostrado na Fig. 3.13 (c), onde o espectro da soma das duas energias foi graficado em função da posição, destacando somente as partículas de ${}^6\text{He}$.

Uma vez corrigido o efeito da atenuação no sinal de energia, a janela principal pôde ser fixada. Num processo iterativo, a janela principal ($E, \Delta E$) na região de ${}^6\text{He}$ foi fixada e os espectros de TOF, Y e L+H das contagens dessa região foram obtidos. Fixamos então janelas nesses espectros para as partículas de ${}^6\text{He}$ a fim de eliminar outras partículas e contagens espúrias que estavam sob a região de ${}^6\text{He}$ no espectro $E \times \Delta E$, ou seja, mesma energia e perda de energia que as partículas de ${}^6\text{He}$, mas que só nesses espectros puderam ser discriminadas. Um novo espectro $E \times \Delta E$ em coincidência com os espectros de TOF, Y e L+H janelados na região de ${}^6\text{He}$, pode ser obtido, e novamente a janela principal ($E, \Delta E$) pôde ser definida com uma precisão melhor (vide por exemplo a Fig. 3.14).

Para reduzir ainda mais o fundo também utilizamos a coincidência dos espectros ΔE_1 e ΔE_2 . Finalmente, o espectro típico de momento de ${}^6\text{He}$ da reação ${}^{16}\text{O}({}^3\text{He}, {}^6\text{He}){}^{13}\text{O}$, obtido em coincidência com os espectros de todos os outros parâmetros devidamente janelados, é mostrado na Fig. 3.15. Pode-se observar que mesmo utilizando-se a coincidência com todos os parâmetros possíveis, o fundo ainda é relativamente alto. Em particular, o fundo na região de baixos momentos é bem alto devido à contribuição de partículas de espalhamento elástico.

3.5.3 A experiência de setembro

Para completar a distribuição angular da reação ${}^{16}\text{O}({}^3\text{He}, {}^6\text{He}){}^{13}\text{O}$ realizamos uma outra experiência em setembro de 1992. Nessa experiência, obtivemos o feixe de ${}^3\text{He}$ com a mesma energia da experiência anterior, 79 MeV, e uma intensidade de corrente média de $0.4 \mu\text{A}$. O sistema de alvos e o sistema de colimadores duplos também foram os mesmos. Entretanto a pressão do alvo gasoso, que inicialmente foi de 16,3 cm Hg, não permaneceu constante. A variação da pressão interna em função do tempo para essa experiência é mostrada na Fig. 3.16. Como pode ser observado nessa figura, após 35 horas de experiência, a pressão interna do alvo gasoso foi aumentada com a intenção de economizar tempo. Entretanto, como houve uma considerável deteriorização da resolução em energia diminuímos a pressão para um valor similar ao da experiência anterior (abril/1992).

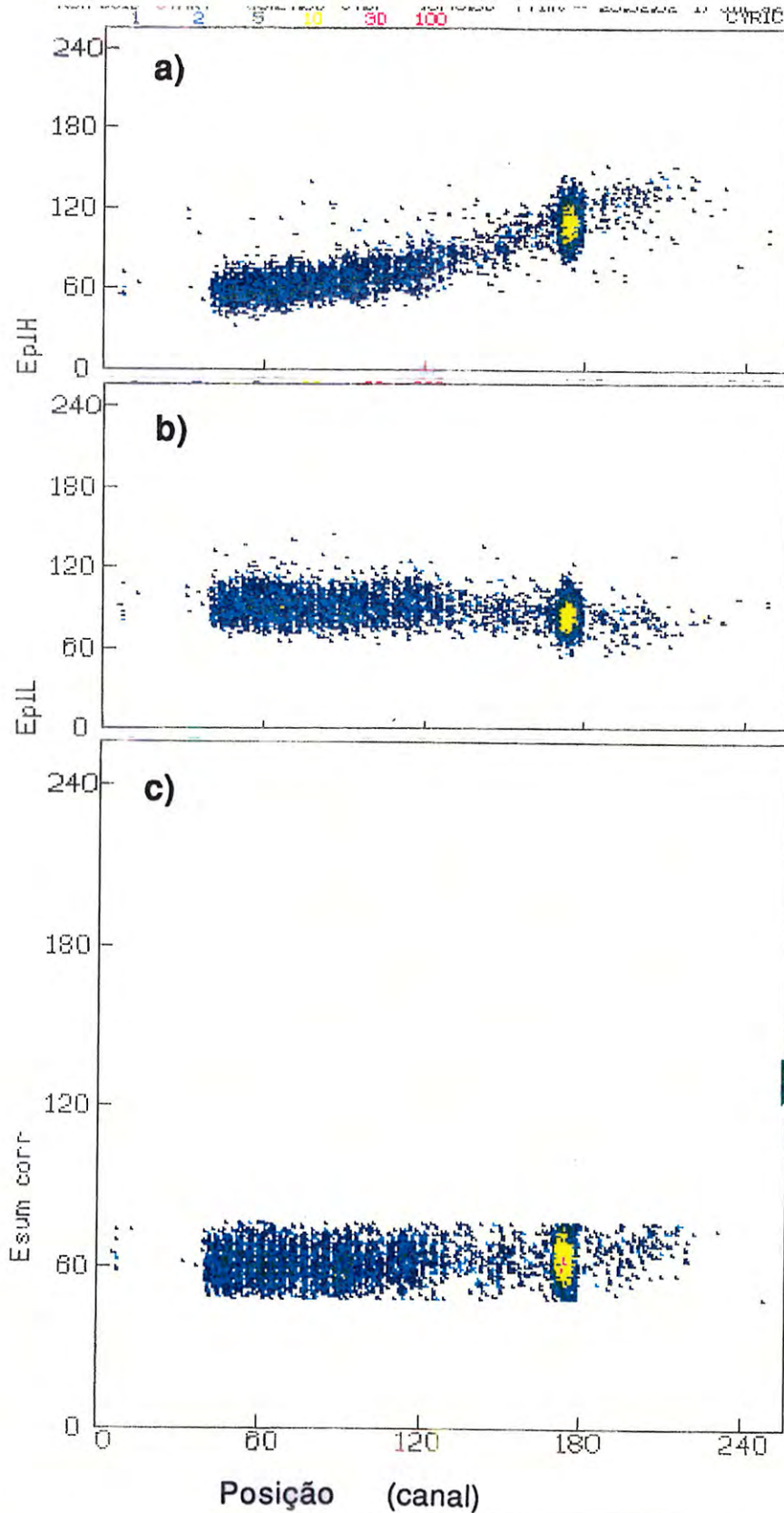


Fig. 3.13 Espectro bi-dimensional da:

- (a) energia (E) versus a posição no plano focal (X) medida pela fotomultiplicadora posicionada no lado de alto momentum.
- (b) idem para fotomultiplicadora no lado de baixo momentum.
- (c) A soma da energia medida pelas duas fotomultiplicadoras em função da posição no plano focal. Nesse espectro a correção devido a atenuação da energia está incluída, veja discussão no texto. Todos os tres espectros foram janelados pelos parametros E , ΔE , T.O.F., L+H and Y, selecionando somente as partículas de $6u_0$.

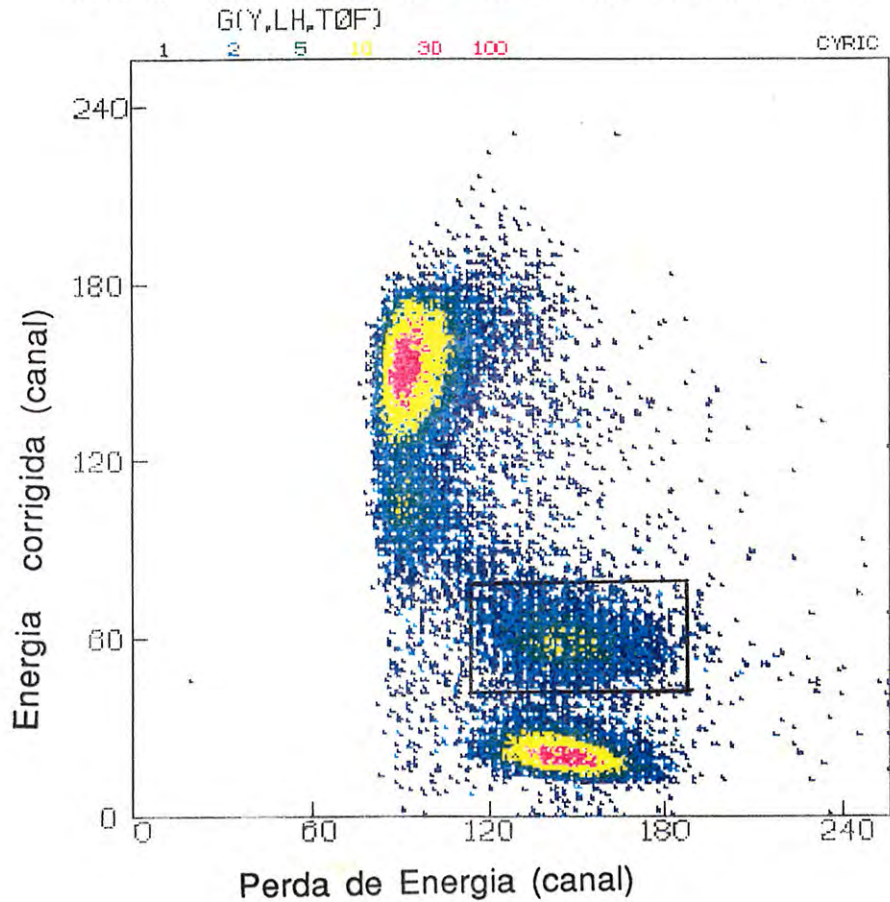


Fig. 3.14 Espectro bi-dimensional $E \times \Delta E$ obtido na experiência da reação $^{16}\text{O}(^3\text{He},^6\text{He})^{13}\text{O}$ a 14° . O locus das partículas de ^6He , indicado pela janela, nesse espectro pode ser observado claramente. Esse espectro foi janelado pelos parametros T.O.F, Y e L+H.

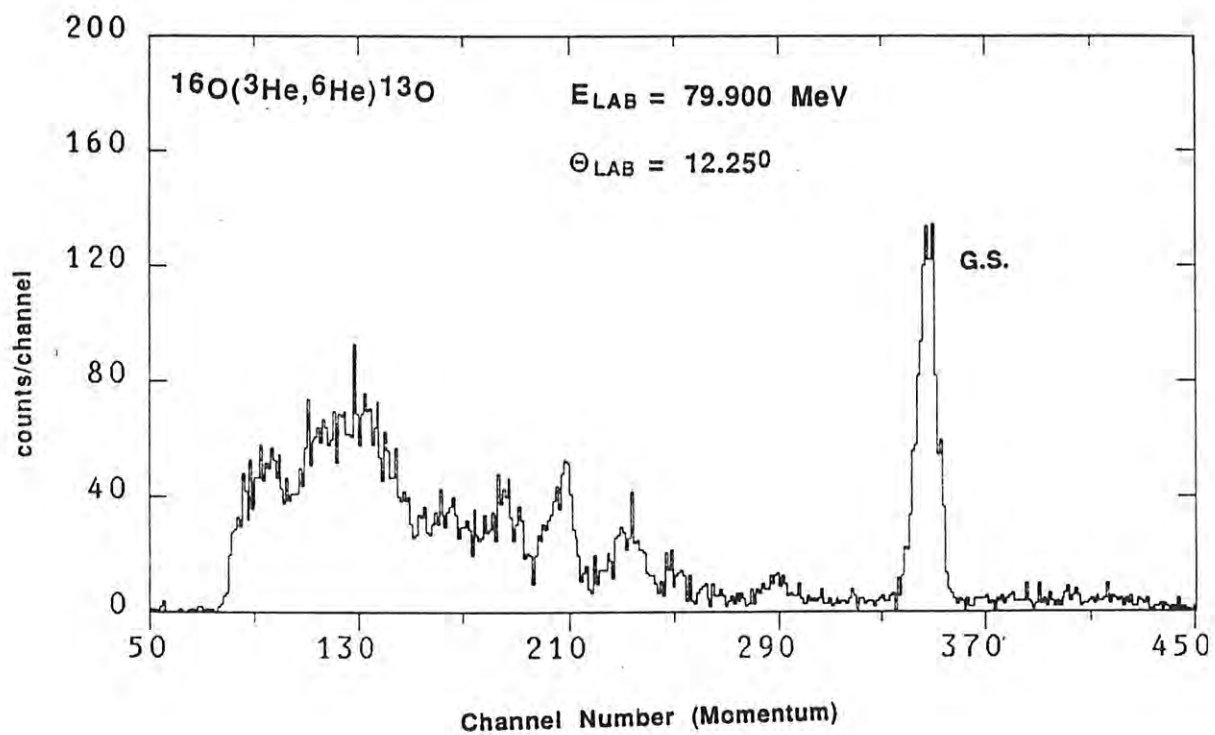


Figura 3.15: Típico espectro de momento das partículas de ${}^6\text{He}$ da reação ${}^{16}\text{O}({}^3\text{He}, {}^6\text{He}){}^{13}\text{O}$. Somente o estado fundamental é indicado.

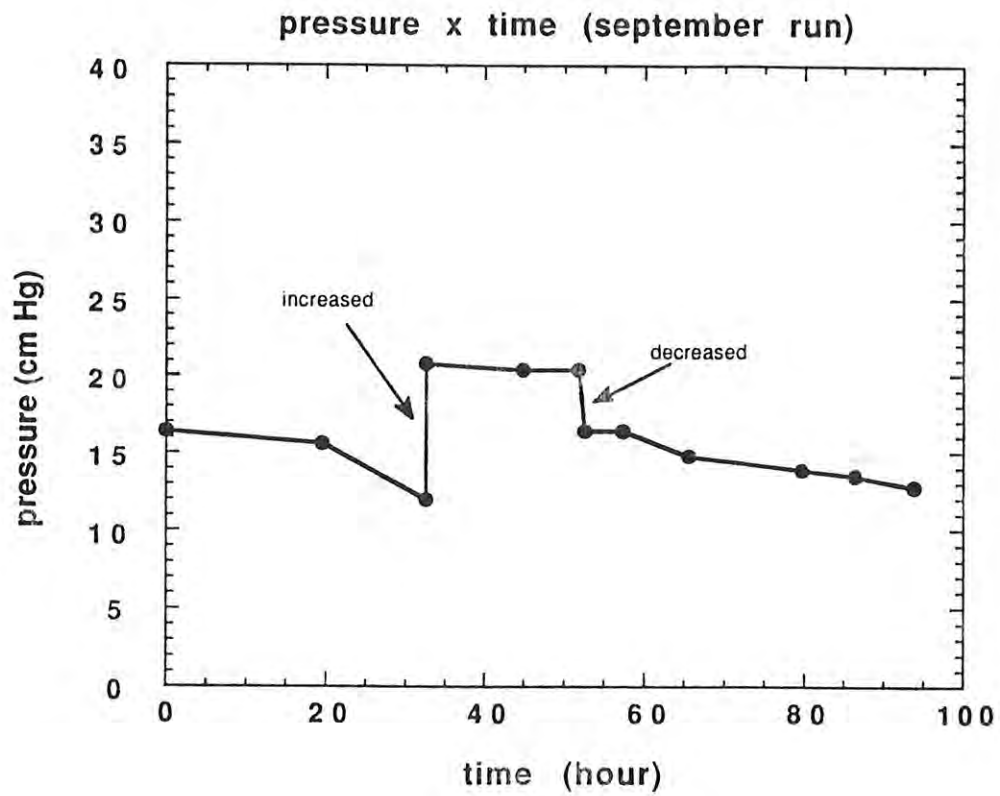


Figura 3.16: Variação da pressão em função do tempo observada durante a experiência de setembro.

Tabela 3.5: Parâmetros experimentais relevantes para os cálculos da seção de choque da reação $^{16}\text{O}(^3\text{He},^6\text{He})^{13}\text{O}$, da experiência de Setembro.

ângulo (graus) ± 0.05	carga integrada ($\times 10^{-7}$ C)	pressão (cm Hg)	colim-1 (mm) ± 0.05	colim-2 (mm) ± 0.05	ângulo sólido (msr)	espessura do alvo (mg/cm^2)
8.75 (GS)	9540	20.4 ± 0.5	5.0	11.5	1.780 ± 0.041	2.915 ± 0.062
8.75	46830	20.4 ± 0.5	5.0	11.5	1.780 ± 0.041	2.187 ± 0.047
10.25 (GS)	15002	14.4 ± 0.3	5.0	11.5	1.801 ± 0.040	1.737 ± 0.061
10.25	44783	13.2 ± 0.9	5.0	11.5	1.801 ± 0.040	1.194 ± 0.061
21.25	135266	14.4 ± 0.4	5.0	21.9	2.581 ± 0.055	0.849 ± 0.028
24.25	89890	13.3 ± 0.5	5.0	21.9	2.592 ± 0.055	0.689 ± 0.029

Nessa experiência utilizamos o contador proporcional 40-SWPC [Ta82], para diminuir o fundo que, como observado na experiência anterior era relativamente alto. Entretanto, como esse contador é mais curto para medirmos as partículas de ^6He correspondentes aos estados excitados do ^{13}O até a energia de 7 MeV, fomos obrigados a medir o espectro de momento em duas etapas usando diferentes valores do campo magnético. Portanto, numa medida o campo magnético foi ajustado para medir especificamente o estado fundamental e, em outra, para medir os estados de 2,0 até 6,0 MeV. Para os ângulos traseiros fizemos apenas uma única medida para cada ângulo, a qual abrangia a energia de excitação de zero a 5,0 MeV. Com isso evitamos a contribuição, ao fundo, de partículas provenientes do espalhamento elástico e inelástico, mas o preço pago foi não poder medir alguns estados com energia de excitação entre 6,0 e 7,0 MeV em ângulos dianteiros e entre 5,0 e 7,0 MeV em ângulos traseiros.

Nessa experiência, os espectros de momento das partículas de ^6He foram medidos nos ângulos $\Theta_{lab} = 8,5^\circ$ e 10° ; e 21° e 24° . Na Tabela 3.5 estão listados os parâmetros do arranjo experimental.

Capítulo 4

Análise e Resultados

4.1 Análise dos dados e resultados da reação $^{20}\text{Ne}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{17}\text{Ne}$

4.1.1 Calibração em energia

Para calibrar o espectro de momento das partículas de ^6He da reação $^{20}\text{Ne}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{17}\text{Ne}$ em energia, foi utilizada a reação $^{24}\text{Mg}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{21}\text{Mg}$. Uma vez que as energias de excitação dos estados do núcleo ^{21}Mg [Ku91], correspondentes aos picos do espectro de momento das partículas de ^6He da reação $^{24}\text{Mg}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{21}\text{Mg}$ eram conhecidas, pudemos obter uma relação funcional entre os raios orbitais (ρ_1) das partículas de ^6He no espectrógrafo e os canais observados (Ch1) dessas partículas no espectro de momento, $\rho_1 = \rho_1(\text{Ch1})$. Os raios orbitais foram determinados a partir da energia de excitação, utilizando-se as equações cinemáticas com parâmetros do espectrógrafo. Substituímos nesta relação funcional, os canais observados (Ch2) dos picos do espectro de momento da reação $^{20}\text{Ne}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{17}\text{Ne}$, e obtivemos os raios orbitais correspondentes (ρ_2). Após as correções da perda de energia no sistema, as energias de excitação dos estados do núcleo

Tabela 4.1: Parâmetros do espectro de momento da reação $^{24}\text{Mg}(^3\text{He},^6\text{He})^{21}\text{Mg}$ usados na calibração em energia.

energia:	$E_{lab} = 70.015 \text{ MeV}$
ângulo de detecção:	$\Theta_{lab} = 10^\circ$
campo magnético:	$B1 = 8.013 \text{ kGauss}$
posição do contador:	$H1 = 3.06 \text{ cm}$
espessura do alvo de ^{24}Mg :	$Th = 0.812 \pm 20 \text{ mg/cm}^2$

^{17}Ne puderam ser determinadas a partir dos valores dos raios orbitais.

Os espectros de momento das partículas de ^6He da reação $^{20}\text{Ne}(^3\text{He},^6\text{He})^{17}\text{Ne}$ e da reação $^{24}\text{Mg}(^3\text{He},^6\text{He})^{21}\text{Mg}$ são apresentados nas Figs. 4.1 (a) e (b), respectivamente. Esses espectros foram compactados para 512 canais no fundo de escala, do original 2048. Os parâmetros mais relevantes desses dois espectros, utilizados nos cálculos de calibração de energia, são apresentados nas Tabelas 4.1 e 4.2, onde B é o campo magnético do espectrógrafo e H é o deslocamento da posição do contador em relação a um ponto de referência, para posicioná-lo no plano focal, enquanto que B e D serão explicados mais adiante.

Do espectro de momento da reação $^{24}\text{Mg}(^3\text{He},^6\text{He})^{21}\text{Mg}$, temos os canais dos picos observados (Ch1). Como conhecemos as energias de excitação dos estados correspondentes a esses picos, usamos as equações cinemáticas com os parâmetros do espectrógrafo para obter os raios orbitais (ρ_1). Nessas equações, assumimos que a reação ocorre no centro do alvo, o que significa que a partícula incidente perde um pouco da energia na primeira metade do alvo (ΔE_1), e os produtos da reação (ejétil) perdem um pouco da energia na segunda metade do alvo (ΔE_2), conforme ilustração na Fig. 4.2. O raio orbital das partículas no espectrógrafo é dado por uma função polinomial do segundo grau em função da posição no plano focal. Como a posição no plano focal é diretamente proporcional aos canais nos espectros de momento para uma determinada partícula, a relação funcional entre os raios orbitais e os canais dos picos nos espectros de momento pôde ser expressa

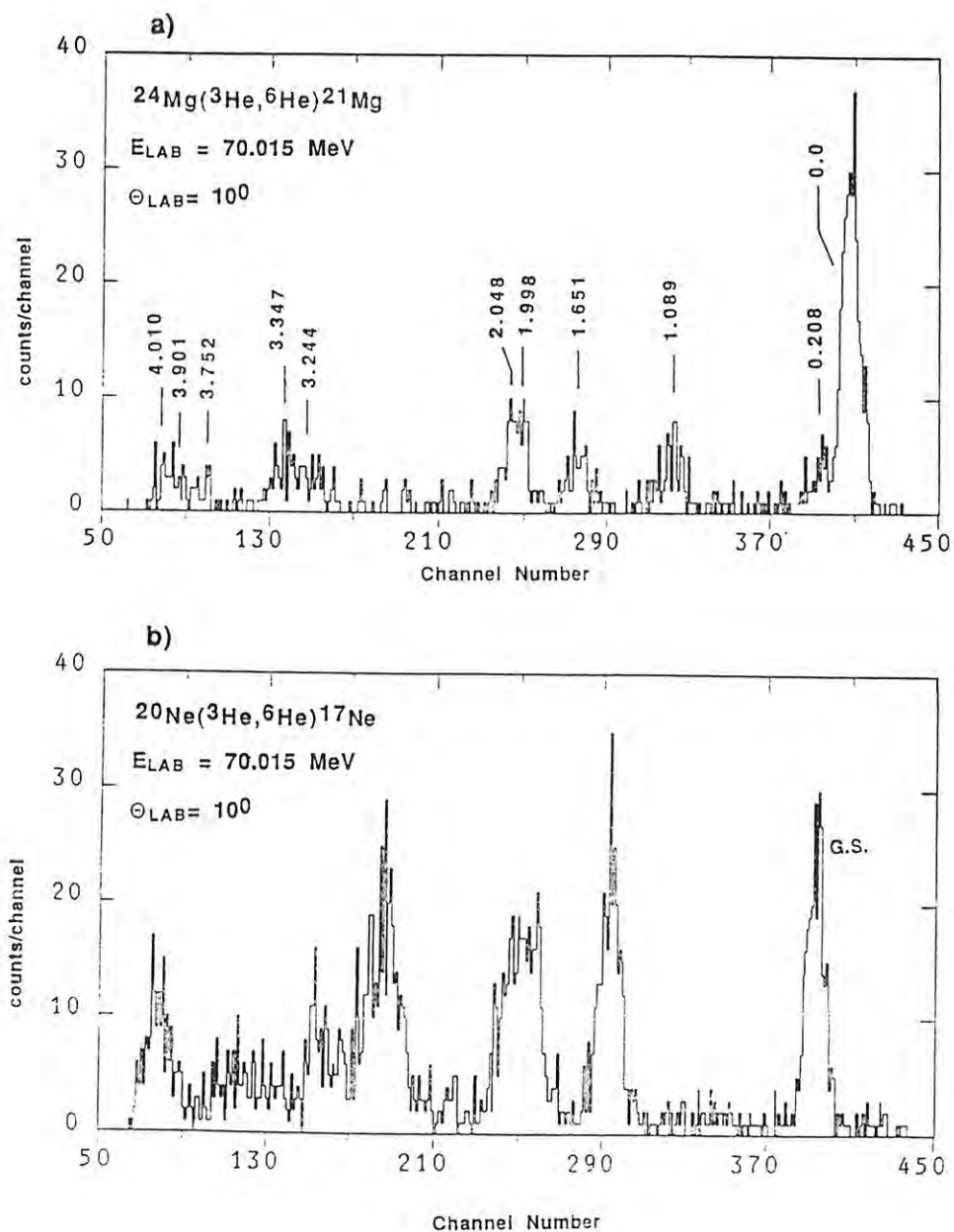


Figura 4.1: (a) Espectro de momento das partículas de ^6He da reação $^{24}\text{Mg}(^3\text{He},^6\text{He})^{21}\text{Mg}$ usado na calibração. (b) Espectro de momento das partículas de ^6He da reação $^{20}\text{Ne}(^3\text{He},^6\text{He})^{17}\text{Ne}$, a ser calibrado em energia.

Tabela 4.2: Parâmetros do espectro de momento da reação $^{20}\text{Ne}(^3\text{He},^6\text{He})^{17}\text{Ne}$, a ser calibrado em energia

energia:	$E_{lab} = 70.015 \text{ MeV}$
ângulo de detecção:	$\Theta_{lab} = 10^\circ$
campo magnético:	$B2 = 8.105 \text{ kGauss}$
posição do contador:	$H2 = 3.22 \text{ cm}$
pressão do alvo gasoso:	$p = 11.3 \text{ cm Hg}$
espessura do alvo gasoso:	
$B = 5.627 \text{ cm}$	$Th = 0.75 \pm 0.04 \text{ mg/cm}^2$
$D = 5.367 \text{ cm}$	$Th = 0.71 \pm 0.04 \text{ mg/cm}^2$
espessura da folha Havar:	$Th = 1.76 \pm 0.09 \text{ mg/cm}^2$

também por uma função polinomial do segundo grau. Utilizando-se os canais observados (Ch1) e os correspondentes raios orbitais calculados das partículas de ^6He (ρ_1), relacionados na Tabela 4.3, foi efetuado um ajuste pelo método dos mínimos quadrados para se obter os coeficientes da função polinomial de segundo grau. A expressão determinada foi:

$$\rho_1 = 134,298 + 0,02143 \times Ch1 - 0,5307 \times 10^{-6} \times (Ch1)^2 \quad [cm] \quad (4.1)$$

Por sua vez, a posição de incidência no plano focal em função do canal é expressa por uma função linear dada por:

$$X1 = 9,545 + 0,09639 \times Ch1 \quad [cm] \quad (4.2)$$

Os ajustes dessas duas expressões aos pontos podem ser vistos nas Figs. 4.3 (a) e (b).

Do espectro de momento das partículas de ^6He da reação $^{20}\text{Ne}(^3\text{He},^6\text{He})^{17}\text{Ne}$, a ser calibrado em energia, temos os canais dos picos observados (Ch2). Para obter a energia de excitação dos estados do ^{17}Ne , relativos a esses picos, precisamos inicialmente determinar os raios orbitais ρ_2 das partículas de ^6He correspondentes. A princípio, bastaria

Tabela 4.3: Raios orbitais ρ_1 das partículas de ${}^6\text{He}$ e os correspondentes canais dos picos do espectro de momento da reação ${}^{24}\text{Mg}({}^3\text{He}, {}^6\text{He}){}^{21}\text{Mg}$. Os estados que não possuem os canais não foram observados no espectro.

Energia excitação	canal	posição X1 (cm)	ρ_1 (cm)
0.000	407.62	49.16	142.960
0.208	392.74	47.47	142.609
1.089	321.74	40.37	141.128
1.651	274.85	35.93	140.173
1.998	247.70	33.22	139.580
2.048	241.78	32.83	139.494
3.086			
3.244	151.13	23.63	137.421
3.347	136.82	22.85	137.241
3.643			
3.752			
3.901			
4.010	81.32	17.86	136.073

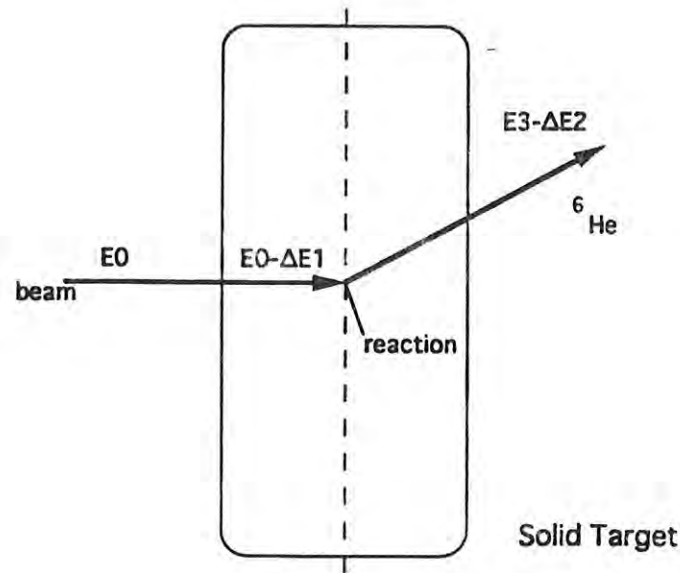


Figura 4.2: Ilustração esquemática do alvo sólido. A energia perdida pelo feixe e pelo ejetil são indicadas.

substituímos os valores de Ch_2 na expressão (4.1) para obter os valores dos raios orbitais (ρ_2). Entretanto, como usamos diferentes campos magnéticos B nas medidas desses dois espectros, bem como diferentes deslocamentos de ajuste do contador no plano focal H , os parâmetros das equações de cinemática são diferentes. Portanto, para usarmos a curva de calibração obtida para esses dados precisamos introduzir certas correções devido a essas diferenças. Uma vez que conhecemos empiricamente a dependência dos raios orbitais com o campo magnético e com o deslocamento do contador, podemos determinar as correções. Os valores dos raios orbitais ρ_2 foram determinados substituindo os canais Ch_2 na expressão (4.1), ou seja, $\rho_2 = \rho_1 (Ch_2)$, e adotando a correção dada pela expressão:

$$\rho_2' = \rho_2 + (0,00992 \times X_2 - 0,723)\Delta H + 0,115 \times \Delta B \quad [cm] \quad (4.3)$$

onde os fatores numéricos foram obtidos dos parâmetros do espectrógrafo, enquanto X_2 é dado pela equação (4.2), e ΔH e ΔB são dados pelas relações :

$$\Delta B = B_2 - B_1 = 8,105 - 8,013 = 0,092 \quad [kGauss] \quad (4.4)$$

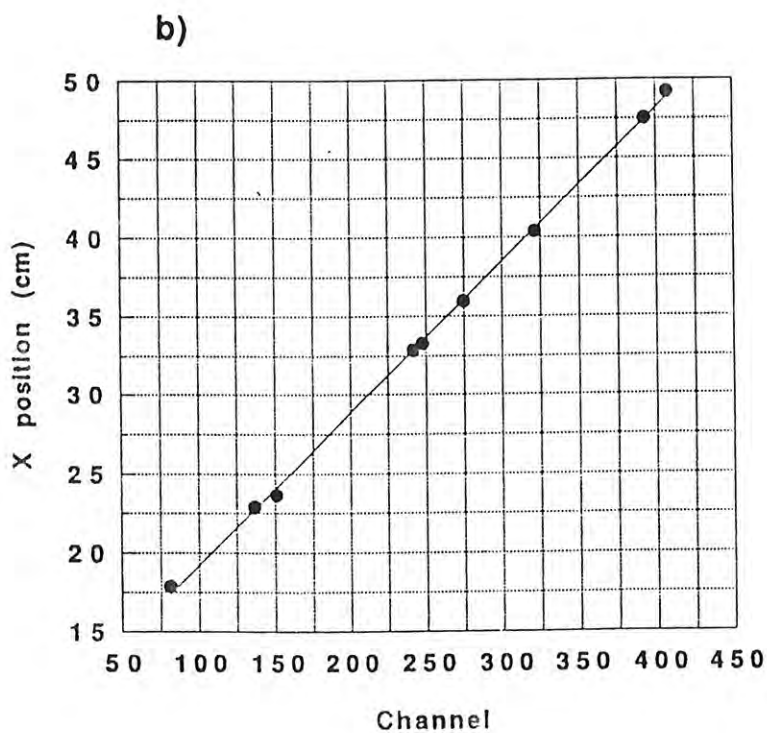
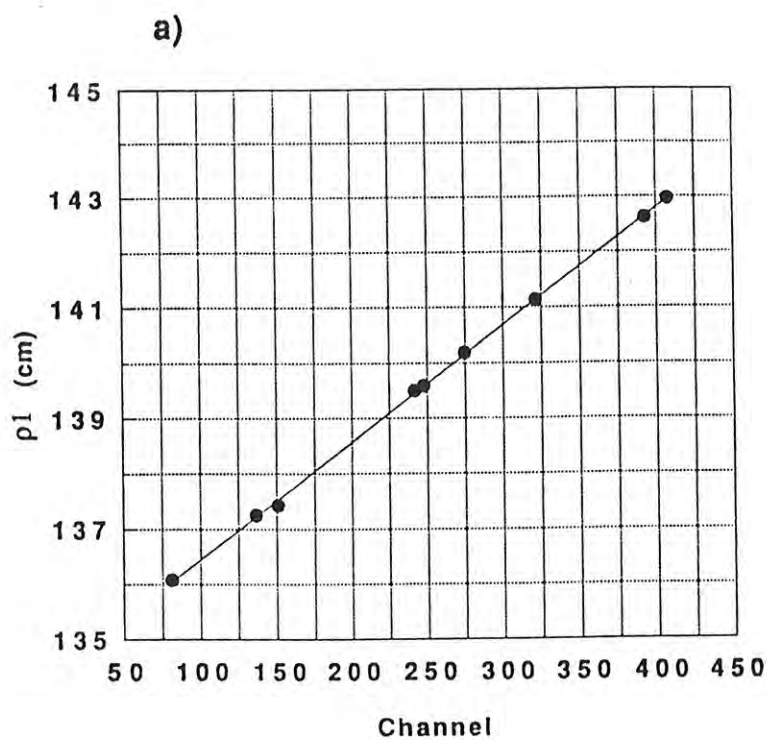


Figura 4.3: (a) Raio orbital ρ_1 e (b) posição no plano focal X das partículas de ${}^6\text{He}$ da reação ${}^{24}\text{Mg}({}^3\text{He}, {}^6\text{He}){}^{21}\text{Mg}$ em função dos correspondentes canais do espectro.

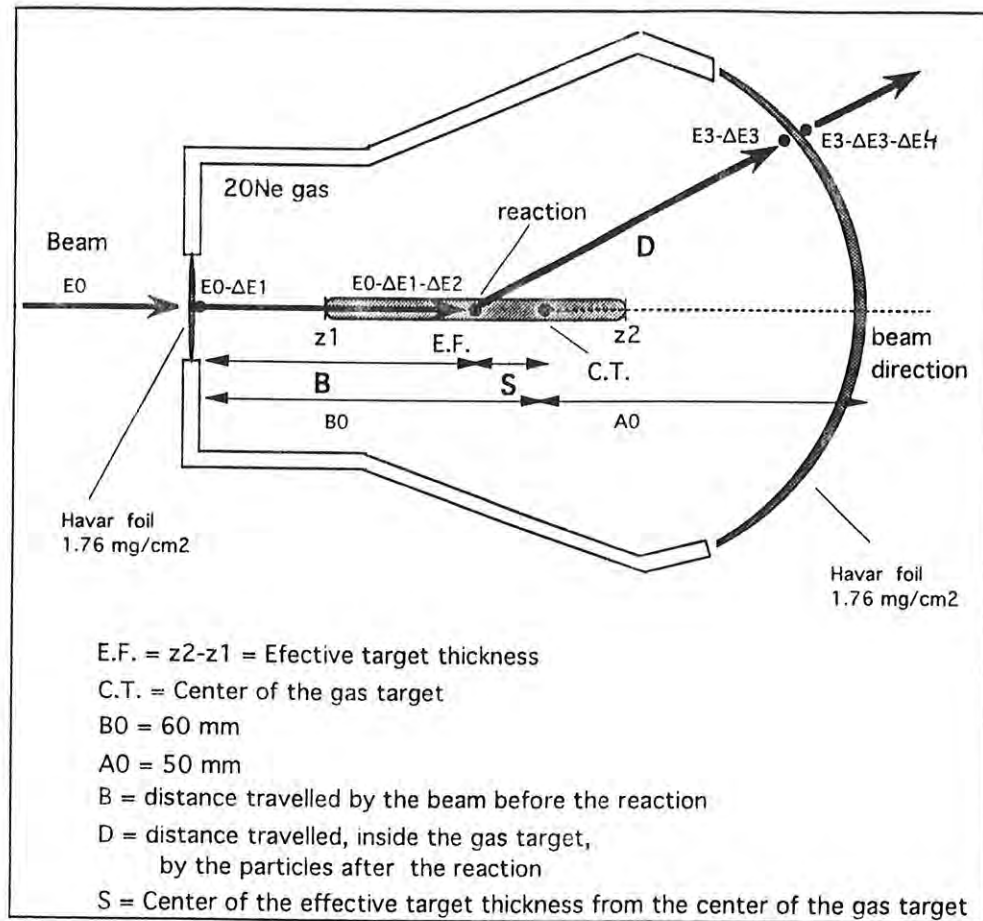


Figura 4.4: Ilustração esquemática do alvo gasoso. As energias perdidas pelo feixe e pelo ejetil são indicadas.

$$\Delta H = H_2 - H_1 = 3,22 - 3,06 = 0,14 \quad [cm] \quad (4.5)$$

Usando os valores dos raios orbitais corrigidos nas equações de cinemática, pudemos determinar os valores preliminares da energia de excitação dos estados do núcleo ^{17}Ne , bem como os valores correspondentes da energia cinética das partículas de ^6He após a reação. Porém, para obter os valores finais da energia de excitação, tivemos de considerar as correções devido à perda de energia no sistema de alvo gasoso. As energias e perdas de energia do feixe e das partículas de ^6He no sistema de alvo gasoso são indicadas de uma forma esquemática na Fig. 4.4.

Uma vez que os picos observados no espectro de momento da reação $^{20}\text{Ne}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{17}\text{Ne}$

correspondem a partículas de ${}^6\text{He}$, as quais sofreram perda de energia no sistema de alvo gasoso, os valores dos raios orbitais determinados são de partículas com uma energia menor, por conseguinte os valores da energia cinética e da energia de excitação obtidos não eram corretos. Para obter os valores corretos precisamos adicionar de volta a quantidade de energia que foi perdida no alvo gasoso à energia cinética, ou seja, $\Delta E3 + \Delta E4$, de acordo com a Fig. 4.4.

A quantidade de energia perdida foi calculada através das fórmulas empíricas de poder de freamento de Ziegler [1]. A energia perdida, no alvo gasoso, pelo feixe ou pelo ejétil foi determinada a partir da espessura do alvo. Portanto era necessário o conhecimento preciso dos valores da espessura do alvo gasoso para diminuirmos a incerteza nos valores da energia perdida. Tomamos por hipótese que a reação ocorreu no centro da espessura efetiva do alvo gasoso definida pelo sistema de colimadores-duplos. Esse centro é ligeiramente deslocado em relação ao centro geométrico, conforme mostrado na Fig. 4.4. Então, a distância percorrida pelo feixe dentro do alvo gasoso, vetor indicado pela letra B na figura, é diferente da distância percorrida pelo ejétil, indicado pela letra D. Essas distâncias determinam diferentes espessuras do alvo gasoso, indicadas na Tabela 4.2. Na Tabela 4.4 estão relacionados os valores das energias nos vários pontos do sistema de alvo gasoso, bem como o valor da energia total perdida pelas partículas.

Mesmo depois das correções de perda de energia, ainda tivemos uma pequena diferença de "32 keV" no valor da energia de excitação do estado fundamental. Uma vez que a energia de excitação é diretamente relacionada com o Q da reação, essa diferença foi adotada como a correção para o valor do excesso de massa do núcleo ${}^{17}\text{Ne}$, determinado exatamente a partir do Q da reação. O valor que estávamos usando nos cálculos era $M = 16,485 \pm 0,050 \text{ MeV}$ [Wa88] e o novo valor adotado é de $M = 16,453 \pm 0.032 \text{ MeV}$. A energia de excitação dos outros estados foi obtida utilizando esse novo valor do excesso de massa. A última coluna na Tabela 4.4 mostra as energias de excitação correspondentes aos picos observados no espectro de momento da reação ${}^{20}\text{Ne}({}^3\text{He}, {}^6\text{He}){}^{17}\text{Ne}$.

Tabela 4.4: Raios orbitais corrigidos ρ_2' e os correspondentes valores da energia de excitação dos estados do núcleo ^{17}Ne (última coluna). As energias cinéticas e as energias resultantes do ejetil após o alvo gasoso são relacionadas. Todas as energias estão em MeV

pico	ρ_2' (cm)	energia cinética do ^6He	energia após o gás de neônio	energia após folha de Havar	energia total perdida	energia cinética + perdida	energia excitação preliminar	energia excitação final
1	142.609	42.738	42.602	42.343	0.395	43.133	-0.032	0.0
2	140.500	41.488	41.348	41.084	0.404	41.892	1.256	1.288
3	139.704	41.021	40.879	40.611	0.410	41.431	1.732	1.764
4	139.466	40.881	40.740	40.471	0.410	41.291	1.876	1.908
5	138.262	40.181	40.037	39.766	0.415	40.596	2.591	2.623
6	138.024	40.044	39.900	39.629	0.415	40.459	2.733	2.765
7	137.548	39.769	39.624	39.351	0.418	40.187	3.011	3.043
8	136.679	39.269	39.123	38.848	0.421	39.690	3.521	3.553
9	135.891	38.820	38.672	38.394	0.426	39.246	3.978	4.010

Tabela 4.5: Parâmetros do espectro de momento da reação $^{20}\text{Ne}(^3\text{He},^6\text{He})^{17}\text{Ne}$, com os estados de energia mais baixa, usados na calibração em energia.

energia:	$E_{lab} = 70,079 \text{ MeV}$
ângulo de detecção:	$\Theta_{lab} = 10^\circ$
campo magnético:	$B1 = 8,155 \text{ kGauss}$
posição do contador:	$H1 = 3,24 \text{ cm}$
pressão do alvo gasoso:	$p = 21,6 \text{ cmHg}$
espessura do alvo gasoso:	
$B = 5.398 \text{ cm}$	$Th = 1,38 \pm 0,04 \text{ mg/cm}^2$
$D = 5.592 \text{ cm}$	$Th = 1,42 \pm 0,04 \text{ mg/cm}^2$

4.1.2 Calibração em energia dos estados de energia mais alta

Foi medido um espectro de momento da reação $^{20}\text{Ne}(^3\text{He},^6\text{He})^{17}\text{Ne}$ a $\Theta_{lab} = 10^\circ$, que abrangeu o intervalo de energia de excitação de 2.5 a 6.5 MeV, o qual chamaremos espectro dos estados de energia mais alta. Para calibrar em energia esse espectro usamos os estados de energia mais baixa do ^{17}Ne , produzido pela mesma reação, $^{20}\text{Ne}(^3\text{He},^6\text{He})^{17}\text{Ne}$, medido no mesmo ângulo, cujas energias de excitação foram as obtidas da calibração da seção anterior. A Fig. 4.5 (a) e (b) mostra estes espectros, cujos parâmetros relevantes são mostrados nas Tabelas 4.5 e 4.6.

Para obtermos os raios orbitais $\rho1$ e posição no plano focal X1 utilizamos os canais dos picos do espectro de momentos dos estados de energia mais baixa, sendo que as correspondentes energias de excitação foram adotadas da calibração anterior. Os valores de $\rho1$ e X1 foram obtidos após descontarmos, na energia cinética das partículas correspondentes, os valores da perda de energia, $\Delta E3 + \Delta E4$, de acordo com a Fig. 4.4. Isso porque os picos observados no espectro, correspondiam aos momentos das partículas de ^6He , que perderam energia no sistema de alvo gasoso. Para os cálculos da perda de energia pela

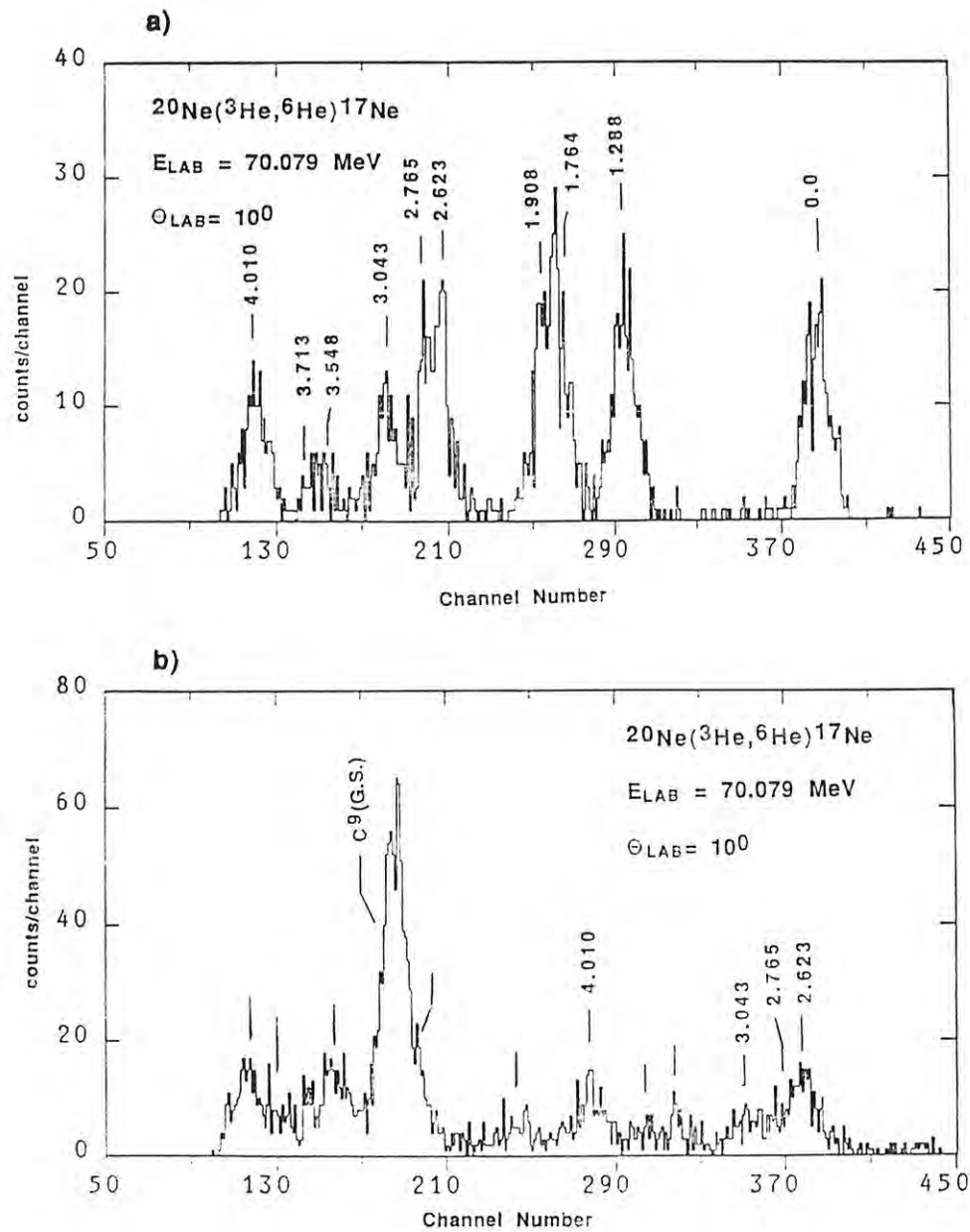


Figura 4.5: Espectros de momento da reação $^{20}\text{Ne}(^3\text{He},^6\text{He})^{17}\text{Ne}$ (a) compreendendo os estados com até 4,5 MeV em energia de excitação. Esse espectro foi usado para obtermos a calibração. (b) compreendendo os estados de 2,5 a 6,5 MeV em energia de excitação. Esse espectro é o que queríamos calibrar.

Tabela 4.6: Parâmetros do espectro de momento da reação $^{20}\text{Ne}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{17}\text{Ne}$ com os estados de energia mais alta, a ser calibrado em energia.

energia:	$E_{lab} = 70,079 \text{ MeV}$
ângulo de detecção:	$\Theta_{lab} = 10^\circ$
campo magnético:	$B2 = 7,918 \text{ kGauss}$
posição do contador:	$H1 = 3,28 \text{ cm}$
pressão do alvo gasoso:	$p = 21,2 \text{ cmHg}$
espessura do alvo gasoso:	
$B = 5.398 \text{ cm}$	$Th = 1,34 \pm 0.04 \text{ mg/cm}^2$
$D = 5.592 \text{ cm}$	$Th = 1,39 \pm 0.04 \text{ mg/cm}^2$
espessura da folha Havar	$Th = 1,76 \pm 0.09 \text{ mg/cm}^2$

fórmula empírica de Ziegler, as espessuras usadas foram as indicadas nos quadros. Na Tabela 4.7 estão os valores dos raios orbitais $\rho1$ e as posições no plano focal X1, determinados para cada pico do espectro. Esses valores foram usados para se obter as relações funcionais, $\rho1 = \rho1(\text{Ch1})$ e $X1 = X1(\text{Ch1})$, através do método dos mínimos quadrados. As curvas ajustadas podem ser vistas nas Fig. 4.6 (a) e (b), e são dadas por:

$$\rho1 = 131,261 + 0,03064 \times \text{Ch1} - 1,0778 \times 10^{-6} \times (\text{Ch1})^2 \quad [\text{cm}] \quad (4.6)$$

E a posição de incidência no plano focal em função do canal é:

$$X1 = 9,545 + 0,09639 \times \text{Ch1} \quad [\text{cm}] \quad (4.7)$$

Para obter as energias de excitação para os estados de energia mais alta do núcleo ^{17}Ne , foi usado o mesmo procedimento da seção anterior, ou seja, substituímos os valores dos canais (Ch2) dos picos observados na expressão (4.6), e obtivemos os valores dos raios orbitais ($\rho2$). Os raios orbitais corrigidos pelas diferenças do campo magnético e pela posição do contador são dados por:

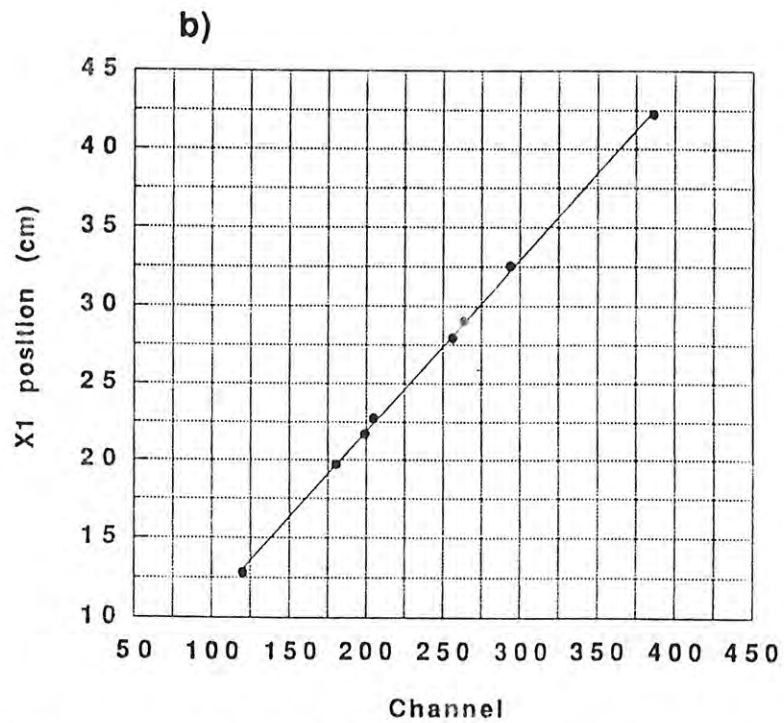
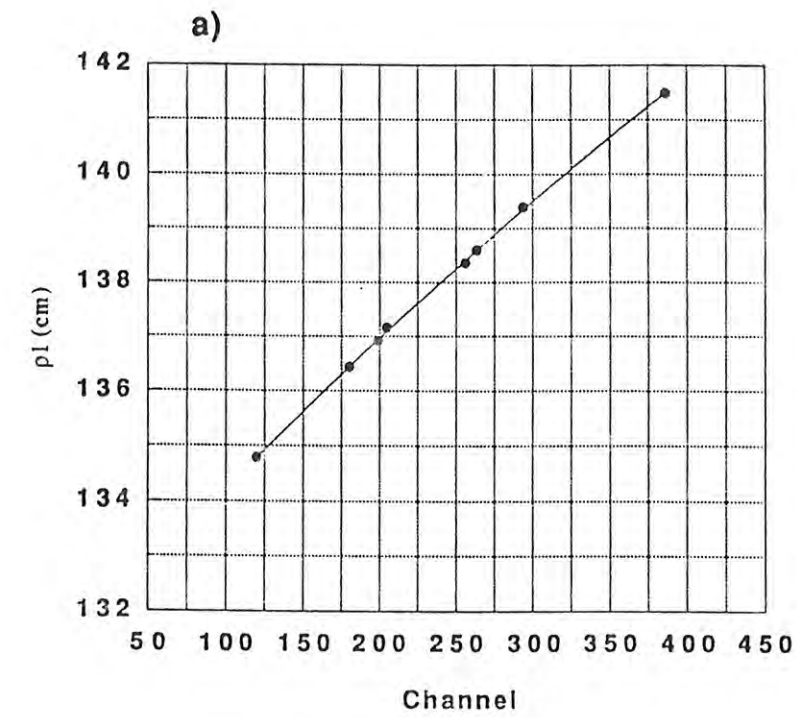


Figura 4.6: (a) Raio orbital ρ_l e (b) posição no plano focal X das partículas de ${}^6\text{He}$ da reação ${}^{20}\text{Ne}({}^3\text{He}, {}^6\text{He}){}^{17}\text{Ne}$ em função dos correspondentes canais do espectro para os estados de energia de excitação baixa.

Tabela 4.7: Raios orbitais ρ_1 e posição de incidência no plano focal X1 das partículas de ${}^6\text{He}$ correspondentes aos picos do espectro da reação ${}^{20}\text{Ne}({}^3\text{He}, {}^6\text{He}){}^{17}\text{Ne}$. Utilizamos esses valores para obtermos a relação funcional $\rho_1 = \rho_1(Ch1)$. Todas as energias estão em MeV

pico	energia excitação	canal	energia cinética do ${}^6\text{He}$	energia após o gás de Néon	energia após folha de Havar	posição X1	ρ_1 (cm)
1	0.000	386.40	43.120	42.847	42.589	42.20	141.486
2	1.288	294.30	41.877	41.598	41.335	32.52	139.380
3	1.764	263.90	41.416	41.135	40.869	29.00	138.590
4	1.908	256.40	41.277	40.995	40.729	27.94	138.350
5	2.623	204.90	40.583	40.297	40.027	22.73	137.150
6	2.765	199.30	40.445	40.158	39.888	21.70	136.910
7	3.043	180.60	40.174	39.886	39.614	19.69	136.437
8	4.010	120.10	39.231	38.938	38.662	12.80	134.782

$$\rho_2' = \rho_2 + (0,00992 \times X_2 - 0,723)\Delta H + 0,115 \times \Delta B \quad [cm] \quad (4.8)$$

onde, os fatores numéricos foram obtidos dos parâmetros do espectrógrafo, X_2 é dado pela equação (4.7), e ΔH e ΔB são dados pelas relações :

$$\Delta B = B_2 - B_1 = 7.918 - 8.155 = -0.237 \quad [kGauss] \quad (4.9)$$

$$\Delta H = H_2 - H_1 = 3.28 - 3.24 = 0.04 \quad [cm] \quad (4.10)$$

As energias de excitação final dos estados foram determinadas utilizando-se os raios orbitais obtidos com as eqs. (4.6) e (4.8), nas equações cinemáticas com os parâmetros do espectrógrafo, onde incluímos as correções devido à perda de energia na energia cinética das partículas de ${}^6\text{He}$. Para as correções de perda de energia, os valores das espessuras utilizados também estão indicadas nas Tabelas 4.5 e 4.6.

Os valores das energias e perdas de energia são mostrados na Tabela 4.8, juntamente com os valores preliminares e finais das energias de excitação dos estados de energia mais alta. Alguns estados do espectro de energia mais baixa também estavam presentes no espectro de energia mais alta, ou seja, havia uma região de sobreposição de estados nesses dois espectros. Dessa região o pico de 4,010 MeV (o singlete mais claro dessa região) foi usado como referência no espectro de energia mais alta. Conforme pode ser observado na Tabela 4.8, houve uma diferença de "34 keV" para a energia de excitação deste estado de referência. Conforme discutido anteriormente, 32 keV corresponde à correção para o excesso de massa do ^{17}Ne , ou seja, é a diferença entre o valor antigo e valor aqui adotado. Os 2 keV remanescentes podem ter sido devido a uma das várias possíveis incertezas no valor da energia como, por exemplo, incerteza na espessura do alvo, ou mesmo nos valores das massas dos núcleos envolvidos. Discutiremos os valores das incertezas na próxima seção.

4.1.3 Incerteza nos valores da energia de excitação

As contribuições para a incerteza nos valores do excesso de massa e energia de excitação dos estados do núcleo ^{17}Ne foram provenientes da:

- incerteza na determinação do raio orbital, $\Delta E_x(\rho)$;
- incerteza no valor da espessura do alvo, $\Delta E_x(\text{thickness})$;
- acurácia das fórmulas empíricas de Ziegler, usadas nos cálculos de perda de energia no sistema de alvo gasoso, $\Delta E_x(\text{Eloss})$;
- incerteza no valor da energia do feixe incidente, $\Delta E_x(\text{beam})$;
- incerteza nos valores das massas de ^{21}Mg , ^{24}Mg , ^3He , ^6He e ^{20}Ne , $\Delta E_x(\text{mass})$.

$\Delta E_x(\rho)$ é a contribuição na incerteza dos valores das energias de excitação, e no valor do excesso de massa do ^{17}Ne devido à acurácia da determinação dos raios orbitais. Por

Tabela 4.8: Raios orbitais corrigidos $\rho 2'$ e os correspondentes valores da energia de excitação do núcleo ^{17}Ne (última coluna). Esses estados são os estados de energia mais alta.

Todas as energias estão em MeV

pico	$\rho 2'$ (cm)	energia cinética do ^6He	energia após o gás neônio	energia após folha de Havar	energia total perdida	energia cinética + perdida	energia excitação preliminar	energia excitação final
1	141.265	40.033	39.750	39.478	0.555	40.588	2.621	2.655
2	140.933	39.846	39.562	39.289	0.557	40.403	2.822	2.845
3	140.625	39.673	39.388	39.114	0.559	40.232	2.987	3.021
4	139.892	39.262	38.975	38.699	0.563	39.825	3.405	3.439
5	139.480	39.032	38.744	38.467	0.565	39.597	3.639	3.673
6	138.883	38.699	38.409	38.130	0.569	39.268	3.976	4.010
7	138.028	38.226	37.933	37.651	0.575	38.801	4.453	4.487
8	136.849	37.578	37.281	36.996	0.582	38.160	5.107	5.141
9	136.526	37.401	37.103	36.817	0.584	37.985	5.285	5.319
10	135.788	36.999	36.698	36.409	0.590	37.589	5.688	5.722
11	135.035	36.591	36.288	35.997	0.594	37.185	6.098	6.132
12	134.600	36.357	36.052	35.760	0.597	36.954	6.332	6.366

sua vez, o erro nos valores dos raios orbitais teve duas origens: a primeira foi devido ao erro dos coeficientes da expressão $\rho = a + b \times Ch + c \times Ch^2$, que chamaremos de $\Delta\rho_{fit}$, e a outra deveu-se ao erro nos valores dos canais, determinado a partir da incerteza na determinação do centróide dos picos; será denominado $\Delta\rho_{ch}$.

A expressão formal do erro dos valores dos raios orbitais devido aos erros dos coeficientes da função polinomial utilizada, $\Delta\rho_{fit}$, é:

$$\Delta\rho_{fit} = \left(\frac{\partial\rho}{\partial a}\right)\sigma_a + \left(\frac{\partial\rho}{\partial b}\right)\sigma_b + \left(\frac{\partial\rho}{\partial c}\right)\sigma_c \quad (4.11)$$

$$= \sigma_a + Ch \times \sigma_b + Ch^2 \times \sigma_c \quad (4.12)$$

enquanto que a expressão do erro dos valores dos raios orbitais devido à incerteza na determinação do centróide dos picos é proporcional ao erro do centróide de cada pico em canais.

$$\Delta\rho_{ch} = \left(\frac{\partial\rho}{\partial Ch}\right)\sigma_{ch} = (b + 2c \times Ch)\sigma_{ch} \quad (4.13)$$

onde σ_a , σ_b e σ_c são os erros dos coeficientes, e σ_{ch} é o erro dos centróides dos picos.

Os coeficientes da expressão polinomial foram determinados ajustando-se a curva $\rho_1 = \rho_1(Ch_1)$ aos dados pelo método dos determinantes. Para a determinação do erro desses coeficientes assumimos que apenas os canais possuíam erros, e estes foram propagados aos coeficientes. Os valores dos coeficientes e seus respectivos erros, obtidos para o espectro de energia mais baixa, foram:

$$\rho_1 = a + b \times Ch_1 + c \times Ch_1^2 \quad a = 134,298 \pm 0,010 \quad (4.14)$$

$$b = 0,021430 \pm 0,000024 \quad (4.15)$$

$$c = -(0,531 \pm 0,060) \times 10^{-6} \quad (4.16)$$

Finalmente, o erro total em ρ é dado pela soma das duas contribuições :

$$\Delta\rho_{total} = \sqrt{\Delta\rho_{fit}^2 + \Delta\rho_{ch}^2} \quad (4.17)$$

Tabela 4.9: Erros finais dos valores da energia de excitação dos estados do núcleo ^{17}Ne . Cada uma das contribuições são relatadas.

estado	energia excitação	ΔE_x (thickness)	ΔE_x (eloss)	$\Delta E_x(\rho)$	ΔE_x (beam)	$\Delta E_x(\text{final})$ (keV)
1	0.000	24	20	7	3	32
2	1.288	2	0	8	1	8
3	1.764	2	1	8	1	8
4	1.908	2	1	8	1	8
5	2.623	2	1	8	2	9
6	2.765	3	1	11	2	12
7	3.043	3	1	10	2	11
8	3.553	3	1	8	2	10
9	4.010	3	2	8	2	10

Na Tabela 4.9 apresentamos cada uma das contribuições da incerteza dos valores das energias de excitação e as incertezas totais, $\Delta E_{x_{total}}$, relacionadas na última coluna. Nessa Tabela, a incerteza total é a raiz quadrada da soma dos quadrados de cada contribuição, e o valor para o estado fundamental é a incerteza na determinação do excesso de massa do ^{17}Ne .

As incertezas nos valores das massas dos núcleos ^{21}Mg , ^{24}Mg , ^3He , ^6He e ^{20}Ne tiveram uma contribuição desprezível nos valores do excesso de massa e energia de excitação.

A incerteza na energia do feixe foi estimada $E_0 = 70,015 \pm 0,050 \text{ MeV}$, e foi devido basicamente a uma pequena instabilidade no gerador de frequências do sistema analisador do feixe, observada durante a experiência. A contribuição dessa incerteza, $\Delta E_x(\text{beam})$, para o valor do excesso de massa foi de apenas 3 keV, e para os valores das energias de excitação entre 1 a 2 keV.

A acurácia das fórmulas de Ziegler, usadas nos cálculos de perda de energia, era de 5% para o gás neônio, ou seja, os dados experimentais disponíveis para o poder de freamento

de núcleos leves em gás de neônio eram distribuídos dentro do duplo desvio padrão de 5%, significando que 95% dos dados experimentais estavam dentro desse intervalo. Adotando essa porcentagem para os cálculos de perda de energia, obtivemos uma contribuição para o excesso de massa de $\Delta Ex(E_{loss}) = 20$ keV, e para os valores da energia de excitação da ordem de 1 keV.

A contribuição devido ao erro da espessura do alvo foi de $\Delta Ex(thickness) = 24$ keV para o excesso de massa do ^{17}Ne , e em torno de 2 a 3 keV para os valores da energia de excitação.

As duas maiores contribuições para o valor do erro do excesso de massa do ^{17}Ne foram devido à acurácia das fórmulas de Ziegler e aos erros nas espessuras dos alvos e da folha de Havar. Porém, como as energias de excitação dos outros estados foram determinadas a partir da energia de referência (energia do estado fundamental), os erros foram minimizados. A maior contribuição, para os erros dos valores da energia de excitação foram provenientes do erro na determinação do raio orbital.

O erro total para o estado fundamental, indicado na Tabela 4.9, é na realidade o erro obtido para o valor do excesso de massa do núcleo ^{17}Ne , $M = 16,453 \pm 0,032$ MeV. Na Tabela 4.10 o presente valor para o excesso de massa é comparado com valores previstos teórica ou empiricamente, e com outros valores obtidos previamente. O acordo entre os valores medidos é relativamente bom dentro das incertezas experimentais. O valor do excesso de massa previsto pelo IMME será discutido no capítulo 6. O valor previsto por Wapstra é na verdade apenas uma média entre os dois valores experimentais previamente determinados.

4.1.4 Incerteza nos valores da energia de excitação dos estados de energia mais alta

As contribuições para os erros nos valores das energia de excitação dos estados de energia mais alta foram determinadas da mesma maneira que na seção anterior. Os erros dos raios orbitais correspondentes a esses estados e a respectiva contribuição para o erro

Tabela 4.10: Comparação do valor obtido para o excesso de massa do núcleo ^{17}Ne com os valores medidos previamente e com algumas previsões.

Autores	Excesso de massa (MeV)	
Valores medidos		
Presente	16.453 ± 0.032	
Woznick et. al.	16.480 ± 0.050	[Wo72]
Mendelson et. al.	16.479 ± 0.050	[Me70]
previsões		
IMME	16.496 ± 0.018	a)
Wapstra	16.480 ± 0.050	[Wa88]
Janecke-Masson	16.62	[Wa88]
Tachibana et al.	15.99	[Wa88]
Comay-Kelson-Zidon	16.92	[Wa88]
Pape-Antony	16.73 ± 0.33	[Wa88]
Janecke-Garvey-Kelson	16.630	[Wa88]
Gul	16.630	[Gu78]

a) os coeficientes do IMME estão no tabela 6.4.

no valor da energia de excitação foram também determinados com as expressões (4.12) e (4.13). Os erros dos coeficientes da expressão polinomial utilizados para a determinação da energia de excitação desses estados são:

$$\rho_1 = a + b \times Ch_1 + c \times Ch_1^2 \quad a = 131,261 \pm 0,028 \quad (4.18)$$

$$b = 0,030635 \pm 0,000073 \quad (4.19)$$

$$c = -(10,78 \pm 0,19) \times 10^{-6} \quad (4.20)$$

Na Tabela 4.11 estão resumidas todas as contribuições dos erros nos valores da energia de excitação dos estados de energia mais alta do núcleo ^{17}Ne . Lembramos que nessas medidas a pressão interna do alvo gasoso foi mais alta, e conseqüentemente as espessuras do alvo gasoso foram mais grossas. Porém, apenas o termo $\Delta Ex(E_{loss})$ teve uma contribuição relativa maior do que o da seção anterior; e ainda assim apenas para o estado a 4,010 MeV, usado como referência. A contribuição do termo diretamente relacionado com a espessura dos alvos, $\Delta Ex(thickness)$, é em geral maior nos estados de energia mais alta do que nos da seção anterior, entretanto a contribuição é bem menor nos estados de referência. Isso porque nessas medidas usamos em ambos os espectros alvo gasoso, amenizando o erro para o estado de referência.

4.1.5 Energia de excitação - considerações finais

Na Tabela 4.12 encontram-se os valores da energia de excitação dos estados adotados para o núcleo ^{17}Ne . Na primeira coluna temos os valores da energia de excitação dos estados obtidos do espectro de energia mais baixa, enquanto que na segunda coluna estão os valores obtidos para os estados de energia mais alta. Na região de sobreposição há uma grande diferença em energia entre o estado a 3,553 MeV, e o suposto estado correspondente a 3,439 MeV na segunda coluna. Esse estado foi observado como um singlete no espectro de energia mais baixa nas medidas da calibração, enquanto que foi observado como um dubleto de 3,439 e 3,673 MeV em energia no espectro de energia mais alta. Para concluir

Tabela 4.11: Erros finais dos valores da energia de excitação dos estados do núcleo ^{17}Ne .
Cada uma das contribuições estão relacionadas.

estado	energia excitação	$\Delta E_x(\rho)$	ΔE_x (thickness)	ΔE_x (eloss)	ΔE_x (beam)	$\Delta E_x(\text{final})$ (keV)
1	2.655	17	4	2	2	18
2	2.845	31	4	1	2	31
3	3.021	18	4	1	1	19
4	3.439	20	4	0	1	20
5	3.673	21	3	0	1	21
6	4.010	19	3	28	3	34
7	4.487	21	3	0	1	21
8	5.141	62	4	1	1	62
9	5.722	22	4	1	2	23
10	6.132	35	4	2	2	35
11	6.366	21	4	2	2	22

qual das duas possibilidades era a mais razoável, decidimos checar essa região de energia nos espectros medidos em outros ângulos. Esses estados foram fracamente populados por essa reação, mas em alguns ângulos pudemos observar claramente um dubleto. A média da energia de excitação nos ângulos em que o dubleto foi observado nos fornece os valores 3,548 (20) MeV e 3,713 (30) MeV para a energia de excitação, os quais adotamos. Na terceira coluna da Tabela 4.12 encontram-se os valores da energia de excitação final adotados. As incertezas ficaram entre 8 e 22 keV. Porém, para alguns estados a incerteza foi um pouco maior, como por exemplo para o estado a 5.141 (62) MeV, caso em que a incerteza foi bem maior do que a média, devido ao fato deste estado estar muito próximo do contaminante ${}^9\text{C}$ (estado fundamental). Como também podemos observar, os valores presentes da energia de excitação estão em bom acordo com os valores previamente sugeridos [Wo72] - quarta coluna - mas bem mais precisos.

Como resultado final da determinação dos valores da energia de excitação, mostramos na Fig. 4.7 um espectro típico de energia da reação ${}^{20}\text{Ne}({}^3\text{He}, {}^6\text{He}){}^{17}\text{Ne}$. A resolução final obtida foi da ordem de 180 keV a FWHM, devendo-se principalmente ao "stragglings" em energia no alvo gasoso. Essa resolução, porém, foi satisfatória, pois pudemos resolver os dois dubletos a 1,764-1,908 MeV e 2,623-2,765 MeV. O fundo praticamente nulo obtido nesses espectro deve-se ao fato de termos usado a coincidência com todos os parâmetros devidamente janelados para as partículas de ${}^6\text{He}$.

O esquema de níveis do núcleo ${}^{17}\text{Ne}$ pode ser visto na Fig. 4.8, onde mostramos também o esquema de níveis do núcleo espelho ${}^{17}\text{N}$ [Aj86]. Como vemos, o esquema de níveis dos dois núcleos são muito similares e oito estados análogos puderam ser determinados (esses estados são conectados por linhas pontilhadas). As discussões detalhadas sobre esses estados, bem como sobre os spins e paridades assinalados são dadas no capítulo 6.

Tabela 4.12: Níveis adotados do ^{17}Ne . O erros em parênteses estão em keV

Ex (MeV) espectro de energia baixa	Ex (MeV) espectro de energia alta	Ex (MeV) adotado	Ex ^{a)} (MeV)
0.000		0.000	
1.288 (8)		1.288 (8)	1.35 (70)
1.764 (8)		1.764 (8)	1.84 (70)
1.908 (8)		1.908 (8)	
2.623 (9)	2.655 (18)	2.623 (9)	
2.765 (12)	2.845 (31)	2.765 (12)	2.77 (70)
3.043 (11)	3.021 (19)	3.043 (11)	
3.553 (11)	3.439 (20)	3.548 (20) ^{b)}	
	3.673 (21)	3.713 (30) ^{b)}	
4.010 (10)	4.010 (34)	4.010 (10)	
	4.487 (21)	4.487 (21)	
	5.141 (62)	5.141 (62)	5.28 (90)
	5.722 (23)	5.722 (23)	
	6.132 (35)	6.132 (35)	
	6.366 (22)	6.366 (22)	

a) ref. [Wo72] b) a energia foi determinada de acordo com a discussão no texto.

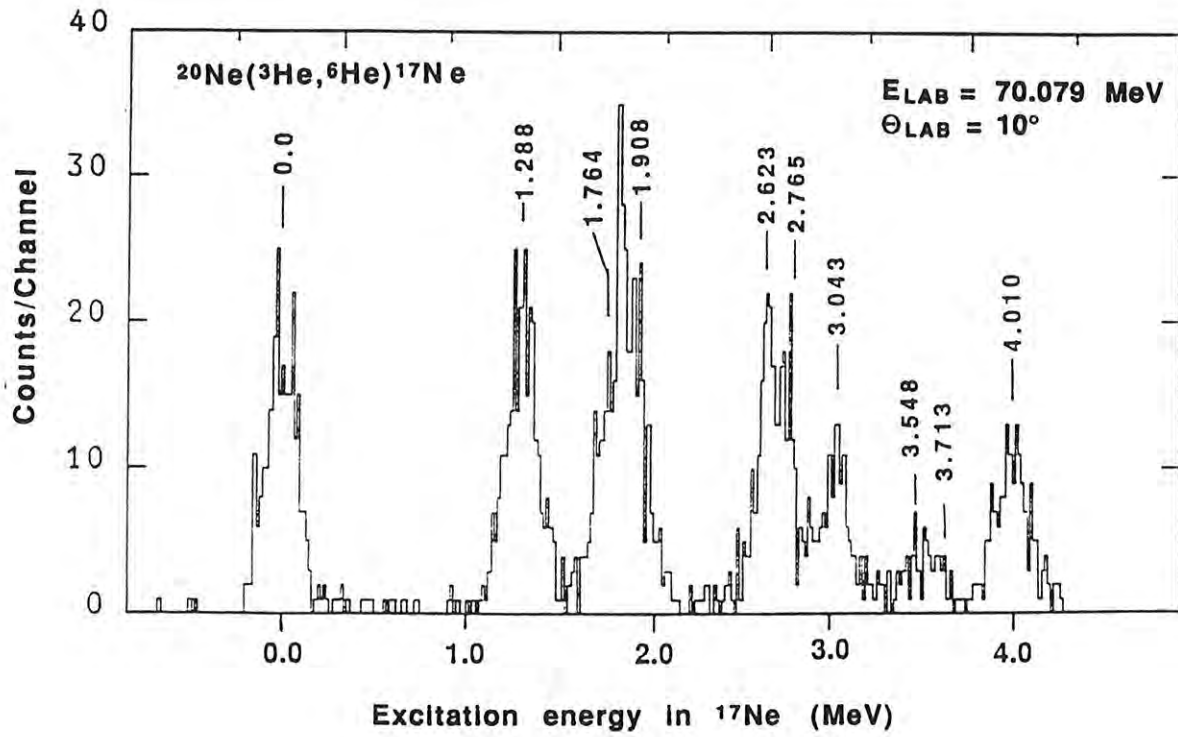
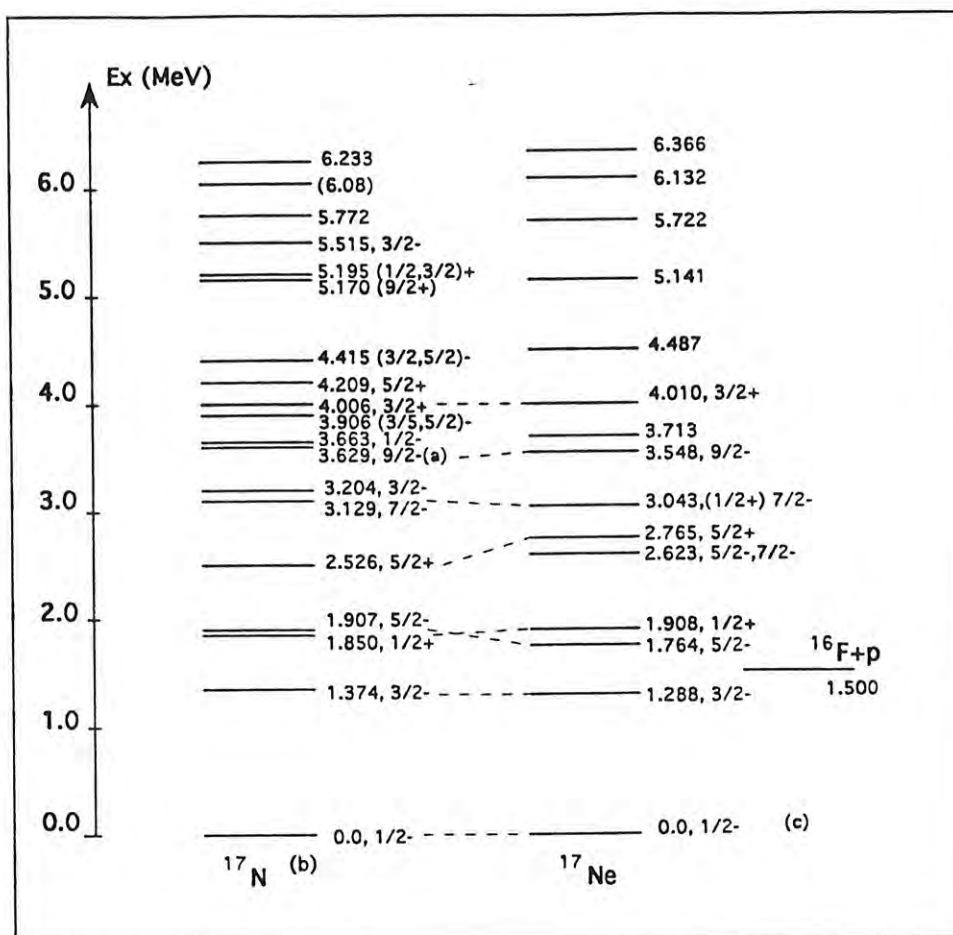


Figura 4.7: Espectro típico de energia da reação $^{20}\text{Ne}(^3\text{He},^6\text{He})^{17}\text{Ne}$. Os valores da energia de excitação dos estados são indicados.



(a) [Mo78] and [Ja78]

(b) [Aj86]

(c) [Ha71]

Figura 4.8: Esquemas de níveis dos núcleos ^{17}Ne e ^{17}N . As linhas pontilhadas indicam os possíveis estados análogos.

4.2 Análise dos dados e resultados da reação $^{16}\text{O}(^3\text{He},^6\text{He})^{13}\text{O}$

4.2.1 Calibração em energia

Utilizamos os estados conhecidos do núcleo ^{11}C da reação $^{12}\text{C}(^3\text{He},\alpha)^{11}\text{C}$, para calibrar em energia o espectro de momento das partículas de ^6He da reação $^{16}\text{O}(^3\text{He},^6\text{He})^{13}\text{O}$. Porém, para que esses estados fossem utilizados na calibração, a reação $^{12}\text{C}(^3\text{He},\alpha)^{11}\text{C}$ foi medida nos ângulos $\Theta_{lab} = 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ$ e 40° . Nesses ângulos, especialmente nos mais traseiros, o alargamento cinemático é razoavelmente grande, necessitando o conhecimento preciso dos ângulos. Através da medida da seção de choque de espalhamento elástico $^{12}\text{C}(^3\text{He},^3\text{He})^{12}\text{C}$ nos ângulos dianteiros, positivos e negativos obtivemos que o deslocamento em relação a linha de 0° do feixe foi de 0.25 ± 0.05 graus. Assim, para a leitura dos ângulos adotamos a relação:

$$\Theta = \Theta_{lido} + 0.25^\circ \quad (4.21)$$

com o erro, $\sigma_\theta = 0.05^\circ$, adotado como sendo o erro no valor dos ângulos.

Agora, uma vez que era conhecida a energia de excitação dos estados do núcleo ^{11}C [Aj80], correspondentes aos picos dos espectros de momento das partículas alfa da reação $^{12}\text{C}(^3\text{He},\alpha)^{11}\text{C}$, obtivemos uma relação funcional $\rho_1 = \rho_1(\text{Ch1})$. Substituindo nesta função os canais observados (Ch2) dos picos do espectro da reação $^{16}\text{O}(^3\text{He},^6\text{He})^{13}\text{O}$, obtivemos os raios orbitais (ρ_2) correspondentes. Após as correções de perda de energia no sistema, pudemos determinar a energia de excitação dos estados do núcleo ^{13}O a partir dos raios orbitais. Os parâmetros relevantes desses espectros são apresentados nas Tabelas 4.13 e 4.14.

Os espectros de momento da reação $^{12}\text{C}(^3\text{He},\alpha)^{11}\text{C}$ usados na calibração são mostrados nas Figs. 4.9 (a), (b), (c) e (d). Considerando a leitura correta dos ângulos, esses espectros foram medidos a $\Theta = 10, 26^\circ, 20, 25^\circ, 30, 25^\circ$ e $40, 26^\circ$, e foram compactados do original de 2048 canais para 512 canais no fundo de escala. Desses espectros temos os canais dos picos observados, e como conhecemos a correspondente energia de excitação dos estados do ^{11}C ,

Tabela 4.13: Parâmetros dos espectros de momento da reação $^{12}\text{C}(^3\text{He},\alpha)^{11}\text{C}$ utilizados na calibração

energia:	$E_{lab} = 79,900 \text{ MeV}$
ângulo de detecção:	$\Theta = 10,26^\circ, 20,25^\circ, 30,25^\circ \text{ e } 40,26^\circ$
campo magnético:	$B1 = 8,480 \text{ kGauss}$
posição do contador:	$H1 = 2,0 \text{ cm}$
espessura do alvo de ^{12}C :	$Th = 0,225 \pm 0,050 \text{ mg/cm}^2$

Tabela 4.14: Parâmetros do espectro de momento da reação $^{16}\text{O}(^3\text{He},^6\text{He})^{13}\text{O}$, do qual queríamos calibrar

energia:	$E_{lab} = 79,900 \text{ MeV}$
ângulo de detecção:	$\Theta = 12,25^\circ$
campo magnético:	$B2 = 8,480 \text{ kGauss}$
posição do contador:	$H2 = 2,0 \text{ cm}$
pressão do alvo gasoso:	$p = 19,5 \pm 0,3 \text{ cmHg}$
espessura do alvo gasoso:	
$B = 5.631 \text{ cm}$	$Th = 2,08 \pm 0,04 \text{ mg/cm}^2$
$D = 5.357 \text{ cm}$	$Th = 1,97 \pm 0,04 \text{ mg/cm}^2$
espessura da folha Havar:	$Th = 1,76 \pm 0,09 \text{ mg/cm}^2$

pudemos obter os valores dos raios orbitais ρ_1 . Os canais dos picos e os correspondentes valores dos raios orbitais determinados estão relacionados na Tabela 4.15. A relação funcional entre o raios orbitais e os canais obtida foi:

$$\rho_1 = 128,0428 + 0,0494 \times Ch1 - 1,5703 \times 10^{-5} \times (Ch1)^2 \quad [cm] \quad (4.22)$$

Como pode ser visto nas Figs. 4.10 (a) e (b) o ajuste da curva aos pontos foi muito bom, sendo que o desvio médio entre os valores ajustados e os valores calculados pela curva estavam em torno de 0,02%.

A fim de se obter os valores da energia de excitação dos estados do núcleo ^{13}O assumimos que a expressão (4.15) é válida também para os canais observados (Ch2) no espectro de momento da reação $^{16}\text{O}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{13}\text{O}$. Como usamos o mesmo campo magnético e a mesma posição do contador, não precisamos introduzir nenhuma correção à expressão (4.15). Os valores obtidos dos raios orbitais, ρ_2 , estão na Tabela 4.13. Nessa Tabela estão também os valores da energia de excitação preliminar, determinada a partir desses raios orbitais. Essas energias ainda não eram os valores corretos, pois precisavamos adicionar de volta à energia cinética, a energia perdida pelo ejetil no alvo gasoso e na folha Havar, ou seja, $\Delta E_3 + \Delta E_4$, de acordo com a Fig. 4.4. Na Tabela 4.16 estão os valores das energias nos vários pontos do sistema. A energia de excitação correspondentes aos picos observados no espectro de momento da reação $^{16}\text{O}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{13}\text{O}$ são mostrados na última coluna da Tabela 4.16.

Aqui também, mesmo depois de efetuarmos todas as correções, ainda tivemos uma pequena diferença de "12 keV" no valor da energia de excitação do estado fundamental. Adotamos essa diferença como uma correção para o valor do excesso de massa do núcleo ^{13}O . O valor que utilizávamos nos cálculos era $M = 23,112 \pm 0,010 \text{ MeV}$ [Wa88] e o novo valor adotado é $M = 23,100 \pm 0,043 \text{ MeV}$.

4.2.2 Incerteza nos valores da energia de excitação

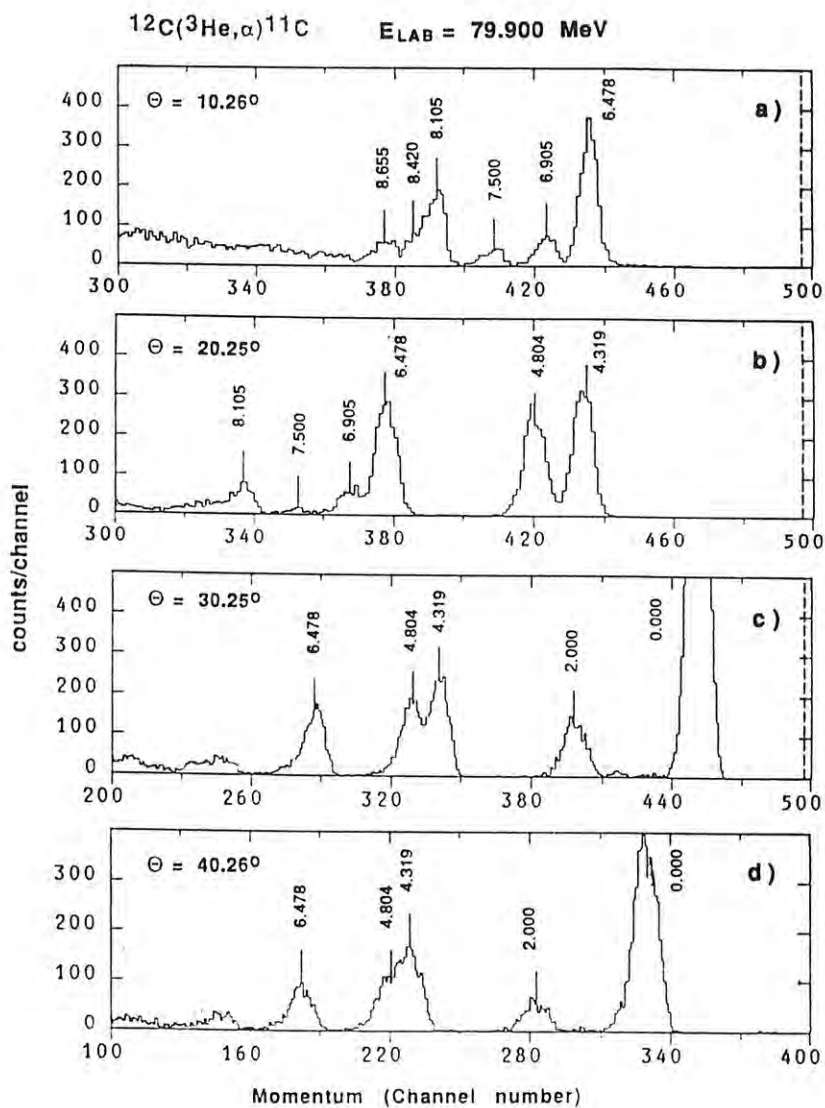
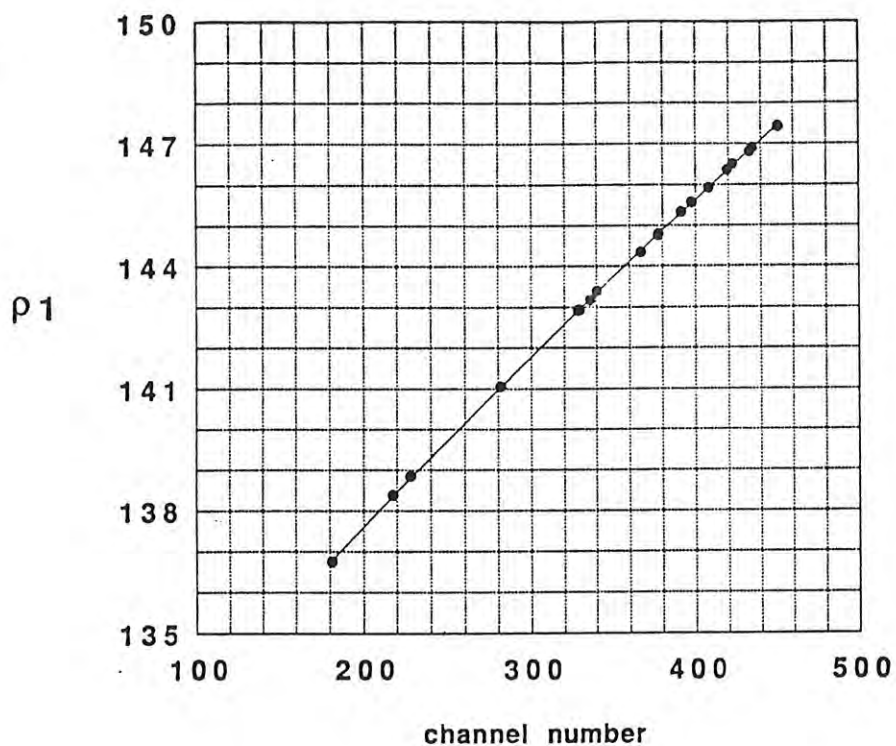


Figura 4.9: Espectros de momento de partículas α da reação $^{12}\text{C}(^3\text{He},\alpha)^{11}\text{C}$ medidos (a) $\Theta = 10,26^\circ$, (b) $\Theta = 20,25^\circ$, (c) $\Theta = 30,25^\circ$ e (d) $\Theta = 40,26^\circ$. Esses espectros foram usados na determinação da calibração em energia. As energias dos estados do ^{11}C são indicadas.

Tabela 4.15: Raios orbitais ρ_1 das partículas α e os correspondentes canais dos picos dos espectros de momento da reação $^{12}\text{C}(^3\text{He},\alpha)^{11}\text{C}$ medida nos ângulos indicados. Os estados que não possuem os canais não foram observados no espectro.

ângulo (graus)	Estado	Energia excitação	canal	ρ_1 (cm)
40.26	1	0.000	328.75	142.920
	2	2.000	281.75	141.054
	3	4.319	228.29	138.853
	4	4.804	217.72	138.387
	5	6.339 6.478	181.46	136.765
30.25	1	0.000	450.710	147.438
	2	2.000	397.82	145.584
	3	4.319	340.25	143.398
	4	4.804	329.82	142.935
20.25	1	4.319	433.24	146.825
	2	4.804 6.339	419.47	146.366
	3	6.478	377.34	144.764
	4	6.905 7.500	366.80	144.352
	5	8.105	336.31	143.185
10.26		6.339		
	1	6.478	435.02	146.914
	2	6.905	422.77	146.504
	3	7.500	407.98	145.929
	4	8.105 8.420	392.62	145.342
5	8.655	377.56	144.805	

a)



b)

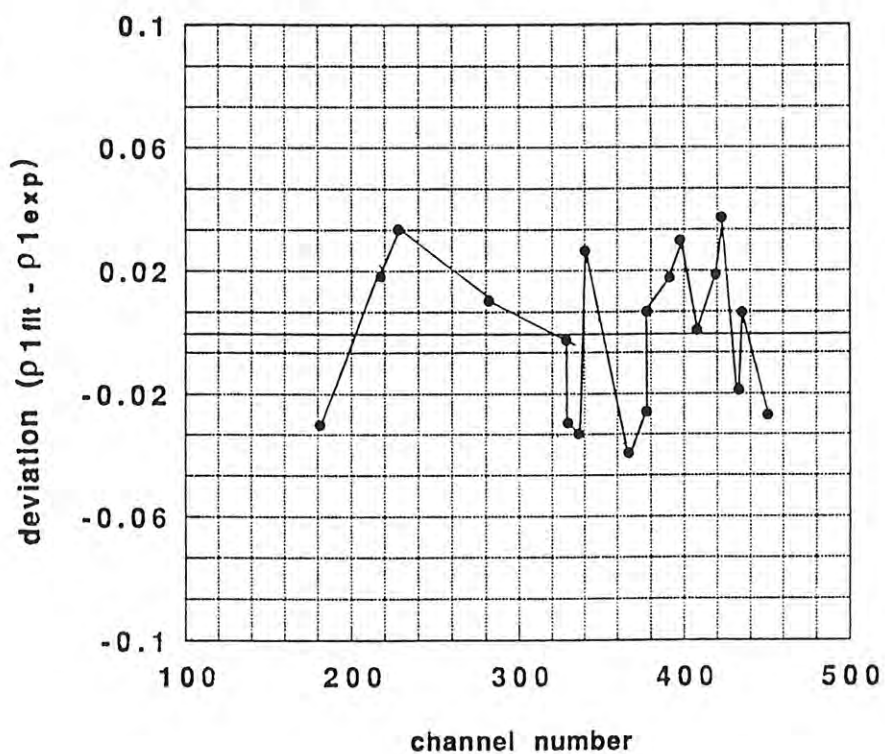


Figura 4.10: (a) Raio orbital ρ_1 das partículas α em função dos correspondentes canais no espectro da reação $^{12}\text{C}(^3\text{He},\alpha)^{11}\text{C}$. A curva é um ajuste de uma função polinomial do segundo grau. (b) Desvio dos valores dos raios orbitais calculados pela curva em relação aos experimentais.

Tabela 4.16: Raios orbitais ρ_2 e os correspondentes valores da energia de excitação dos estados do núcleo ^{13}O (última coluna). As energias cinéticas e as energias resultantes do ejetil após o alvo gasoso são apresentadas. Todas as energias estão em MeV.

pico	ρ_2 (cm)	energia cinética do ^6He	energia após o gás de neônio	energia após folha de Havar	energia total perdida	energia cinética + perdida	energia excitação preliminar	energia excitação final
1	143.660	47.455	47.082	46.842	0.613	48.068	0.012	0.00
2	139.667	44.864	44.473	44.333	0.642	45.506	2.661	2.673
3	139.038	44.462	44.069	43.817	0.645	45.107	3.075	3.087
4	138.705	44.250	43.855	43.602	0.648	44.898	3.291	3.303
5	137.954	43.774	43.376	43.121	0.653	44.427	3.778	3.790
6	137.652	43.583	43.183	42.927	0.656	44.239	3.971	3.983
7	137.165	43.277	42.875	42.617	0.660	43.937	4.283	4.295
8	136.909	43.116	42.713	42.455	0.661	43.777	4.447	4.459
9	136.450	42.829	42.424	42.164	0.665	43.494	4.738	4.750
10	136.000	42.548	42.141	41.880	0.668	43.216	5.024	5.036
11	135.580	42.286	41.877	41.615	0.671	42.957	5.289	5.301
12	135.146	42.017	41.606	41.343	0.674	42.691	5.562	5.574
13	134.745	41.769	42.356	41.092	0.677	42.446	5.812	5.824
14	134.391	41.551	41.136	40.870	0.681	42.232	6.031	6.043
15	134.004	41.312	40.895	40.628	0.684	41.996	6.272	6.284
16	133.619	41.076	40.657	40.398	0.687	41.763	6.509	6.521
17	132.940	40.661	40.239	39.969	0.692	41.353	6.926	6.938
18	132.552	40.425	40.001	39.730	0.695	41.120	7.163	7.175

As contribuições para a incerteza nos valores do excesso de massa e da energia de excitação dos estados do núcleo ^{13}O foram provenientes :

- da incerteza na determinação do raio orbital, $\Delta E_x(\rho)$;
- da incerteza no valor da espessura do alvo, $\Delta E_x(\text{thickness})$;
- da acurácia das fórmulas empíricas de Ziegler usadas nos cálculos de perda de energia no sistema de alvo gasoso, $\Delta E_x(\text{Eloss})$;
- da incerteza no valor da energia incidente do feixe, $\Delta E_x(\text{beam})$;
- do erro na leitura dos ângulos, $\Delta E_x(\text{angle})$;
- da incerteza nos valores das massas de ^{11}C , ^{12}C , ^3He , ^4He , ^6He e ^{16}O , $\Delta E_x(\text{mass})$.

Essas contribuições são praticamente as mesmas descritas na seção 4.1.3 para o núcleo ^{17}Ne . A exceção é que aqui temos o erro na leitura dos ângulos, devido ao deslocamento em relação ao 0° . A contribuição para a incerteza das energias de excitação foi $\Delta E_x(\text{angle}) \approx 5$ a 10 keV.

$\Delta E_x(\rho)$ é a contribuição para a incerteza nos valores da energia de excitação e do excesso de massa do ^{13}O devido à acurácia na determinação dos raios orbitais. Por sua vez, o erro nos valores dos raios orbitais teve duas origens: uma é devido ao erro dos coeficientes da expressão $\rho = a + b \times Ch + c \times Ch^2$, que foi chamado de $\Delta\rho_{fit}$, e a outra devido ao erro nos valores dos canais, $\Delta\rho_{ch}$, conforme explicado na seção 4.1.3. Para a determinação do erro desses coeficientes assumimos, também, que apenas os canais possuíam erros, e estes foram propagados aos coeficientes. Os valores dos coeficientes e seus erros foram:

$$\rho_1 = a + b \times Ch_1 + c \times (Ch_1)^2 \quad a = 128,0428 \pm 0,0043 \quad (4.23)$$

$$b = 0,04940 \pm 0,00001 \quad (4.24)$$

$$c = -(15,703 \pm 0,027) \times 10^{-6} \quad (4.25)$$

Finalmente, o erro total em ρ é dado pela raiz quadrada da soma das duas contribuições, $\Delta\rho_{fit}$ e $\Delta\rho_{ch}$, ao quadrado. Na Tabela 4.17 apresentamos cada uma das contribuições na incerteza dos valores das energias de excitação e as incertezas totais, ΔEx_{total} , indicadas na última coluna. Nessa Tabela o valor correspondente para o estado fundamental é a incerteza na determinação do excesso de massa do ^{13}O .

Para essa reação, também, as incertezas nos valores das massas dos núcleos ^{11}C , ^{12}C , ^3He , ^4He , ^6He e ^{16}O tiveram uma contribuição desprezível nos valores do excesso de massa e da energia de excitação.

A incerteza na energia do feixe foi estimada em $E_0 = 79,900 \pm 0,050 \text{ MeV}$. A contribuição dessa incerteza, $\Delta Ex(\text{beam})$, para o valor do excesso de massa foi de apenas 18 keV e para os valores das energias de excitação entre 2 a 7 keV.

A acurácia das fórmulas de Ziegler assumida nos cálculos de perda de energia, foi também de 5% para o gás de oxigênio. A contribuição para o excesso de massa foi $\Delta Ex(E_{loss}) = 31 \text{ keV}$ e para as energias de excitação, da ordem de 1 a 4 keV.

A contribuição devido ao erro da espessura do alvo foi de $\Delta Ex(\text{thickness}) = 22 \text{ keV}$ para o excesso de massa do ^{13}O , e em torno de 2 keV para os valores da energia de excitação.

As duas maiores contribuições para o valor do erro do excesso de massa do ^{13}O foram devido à acurácia das fórmulas de Ziegler, e aos erros nas espessuras dos alvos e da folha Havar. Porém, como usamos a energia do estado fundamental como energia de referência para a determinação das energias de excitação dos outros estados, os erros das energias de excitação foram minimizados. A maior contribuição para os valores da energia de excitação veio do erro na determinação do raio orbital.

Na Tabela 4.18 o presente valor para o excesso de massa é comparado com os valores previstos teórica ou empiricamente pelos autores indicados, e com os outros valores medidos previamente. O acordo entre os valores medidos é muito bom dentro das incertezas experimentais. O valor previsto por Wapstra é na verdade uma média de todos os valores que estavam na tabela da ref. [Wa88] incluindo os dois valores experimentais previamente determinados.

Tabela 4.17: Erros finais dos valores da energia de excitação dos estados do núcleo ^{13}O .

Cada uma das contribuições são relacionadas.

estado	energia excitação	$\Delta E_x(\rho)$	ΔE_x (thickness)	ΔE_x (eloss)	ΔE_x (angle)	ΔE_x (beam)	$\Delta E_x(\text{final})$ (keV)
1	0.000	5	22	31	5	18	43
2	2.673	6	2	1	4	2	8
3	3.087	13	2	1	4	3	14
4	3.303	38	2	2	5	3	39
5	3.790	6	2	2	5	3	9
6	3.983	9	2	2	6	4	12
7	4.295	23	2	2	6	4	24
8	4.459	12	2	2	6	4	14
9	4.750	16	2	3	7	4	18
10	5.036	9	2	3	7	5	13
11	5.301	9	2	3	8	5	13
12	5.574	19	2	3	8	5	22
13	5.824	16	2	3	9	6	20
14	6.043	15	2	3	9	6	20
15	6.284	12	2	4	9	6	17
16	6.521	12	2	4	10	7	18
17	6.938	8	2	4	10	7	16
18	7.175	29	2	4	11	7	32

Tabela 4.18: Comparação do valor obtido para o excesso de massa do núcleo ^{13}O com os valores medidos previamente e com algumas previsões.

Autores	Excesso de massa (MeV)	
Valores medidos		
Presente	23.100 ± 0.043	
Trentelman et. al.	23.103 ± 0.015	[Tr70]
Mendelson et. al.	23.107 ± 0.014	[Me70]
previsões		
Wapstra	23.113 ± 0.010	[Wa88]
Janecke-Masson	23.62	[Wa88]
Tachibana et al.	22.69	[Wa88]
Comay-Kelson-Zidon	23.45 ± 0.30	[Wa88]
Pape-Antony	23.09 ± 0.33	[Wa88]
Janecke-Garvey-Kelson	23.52	[Gu78]
Gul	22.94	[Gu78]

4.2.3 Determinação dos contaminantes

Usando a calibração previamente determinada, convertemos em energia todos os espectros de momento obtidos nos outros ângulos com a intenção de determinar a presença de algum contaminante. Os estados reais do núcleo ^{13}O deviam seguir uma linha reta no plano $Ex - \text{ângulo}$, ou seja, os estados do núcleo ^{13}O deviam ter aproximadamente a mesma energia, dentro das incertezas, nos espectros de energia de todos os ângulos, enquanto que quaisquer contaminantes estariam em diferentes posições para os espectros de energia de diferentes ângulos.

Para uma observação mais clara, dividimos os espectros de energia em duas regiões, de energia baixa e alta, mostrados respectivamente nas Figs. 4.11 e 4.12. Na Fig. 4.11 temos a região de energia baixa, que abrange o intervalo de energia de excitação do ^{13}O de 1,0 a 3,5 MeV. Nessa região temos a presença de dois fortes contaminantes, indicados na figura com os picos sombreados, que como podemos observar seguem curvas diferentes de uma linha reta. Após compararmos a curva de $Ex \times \text{ângulo}$ desses dois contaminantes com a cinemática calculada para alguns candidatos, concluímos ser contaminante, que vai da posição de baixas energias no espectro de $7,25^\circ$ para energias mais altas no espectro de $24,25^\circ$, o estado fundamental do núcleo ^9C da reação $^{12}\text{C}(^3\text{He}, ^6\text{He})^9\text{C}$, onde o ^{12}C veio, provavelmente, do sistema de bombeamento da câmera. O outro contaminante tem um comportamento inverso, ou seja, tem alta energia no espectro de $7,25^\circ$ e vai para energias mais baixas nos espectros de ângulos traseiros. Ao compararmos com a cinemática de alguns candidatos, concluímos que o candidato mais provável era algum estado em torno de 5,0 MeV do núcleo ^{25}Si proveniente da reação $^{28}\text{Si}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{25}\text{Si}$. Ambos os contaminantes afetam um pouco o primeiro estado excitado do núcleo ^{13}O , e foi necessário um tratamento cuidadoso para a extração das áreas dos picos desse estado. Entre o primeiro e o segundo estado excitado tivemos de acrescentar, nos espectros de alguns ângulos, um pico extra com uma largura mais estreita que os demais (também indicado na figura por picos sombreados), afim de obter-se um ajuste consistente para os outros picos nessa região. Devido ao fato de que esse pico também segue uma linha reta, no plano

$Ex - \text{ângulo}$ (onde levamos em consideração apenas os espectros em que foi necessário introduzir esses picos) concluímos que, possivelmente, ele também é um estado do núcleo ^{13}O . Além disso ao observarmos a estrutura de níveis do núcleo espelho ^{13}B [Wy72], [Aj78], verificamos que os estados de energia mais baixa de excitação são dubletos. Assim, por analogia poderíamos esperar que no núcleo ^{13}O houvesse dubletos nas energia mais baixas, colaborando, assim, com a tentativa de assinalarmos esse pico extra como um estado do ^{13}O .

A parte dos espectros de energia mais alta, Fig. 4.12, parece estar livre de contaminantes. Entretanto, para que pudéssemos obter um ajuste razoável dos picos, bem como obter um alinhamento consistente dos picos ao longo dos vários espectros, alguns picos tiveram larguras mais estreitas que os demais (também são indicados por picos sombreados). Podemos observar que o alinhamento dos picos ao longo dos espectros, nas vizinhanças desses picos sombreados não é muito bom, mas é suficiente para sugerir que esses picos correspondem a estados do núcleo ^{13}O e não a contaminantes.

4.2.4 Energia de excitação - considerações finais

A Tabela 4.19 apresenta os estados adotados para o núcleo ^{13}O . Os estados sugeridos na seção anterior também estão relacionados, mas entre parênteses. As incertezas ficaram em torno de 20 keV. Encontram-se também nessa tabela os valores obtidos por outros autores. Os valores da terceira coluna são os da ref. [Go91], na qual foi utilizada a mesma reação, na mesma energia de feixe, que a presente reação. Contudo, nossa estatística e resolução são melhores, o que permitiu que identificássemos um número maior de estados. Os outros resultados são obtidos de experiências com reações de pión e por conseguinte têm resoluções não muito boas para se estudar espectroscopia. Assim, se levarmos em consideração os grandes erros experimentais desses trabalhos podemos dizer que os nossos resultados estão em razoável acordo. Em particular, devido às boas estatística e resolução pudemos observar e resolver o primeiro estado excitado.

O espectro medido a $\Theta = 12.25^\circ$ da reação $^{16}\text{O}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{13}\text{O}$, devidamente calibrado

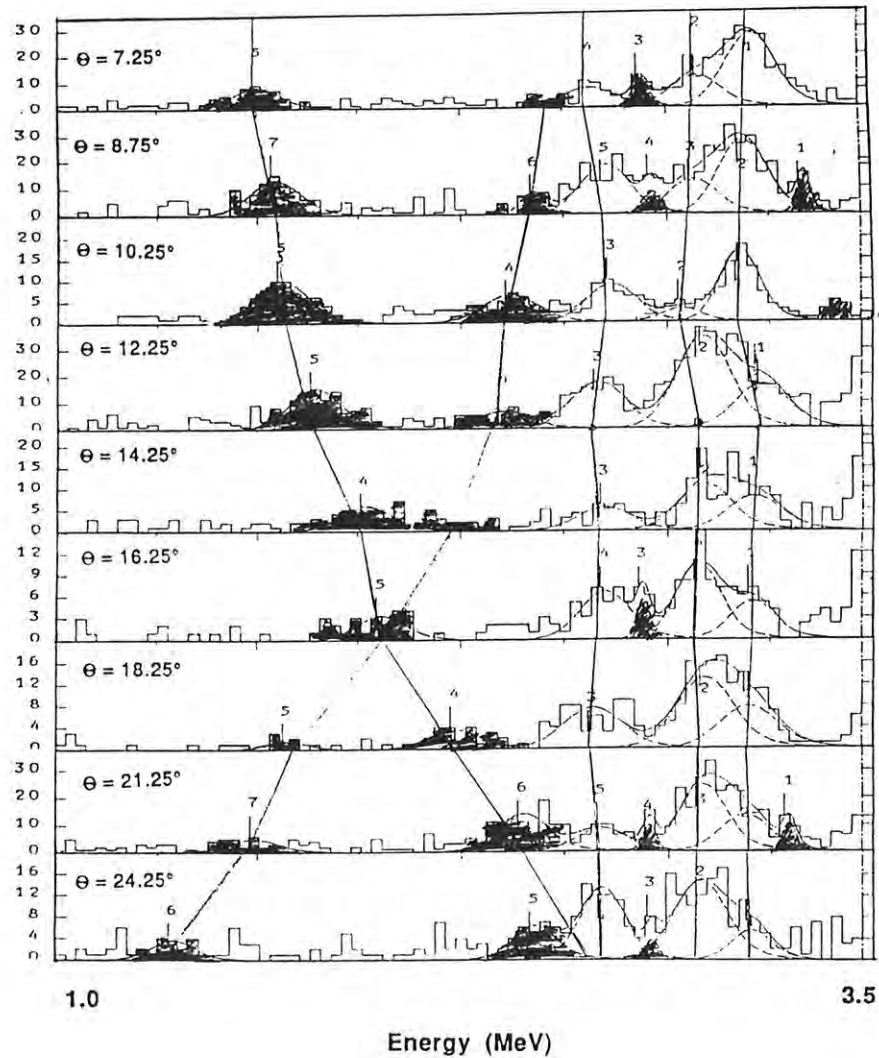


Figura 4.11: Espectros de energia de todos os ângulos medidos da reação $^{16}\text{O}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{13}\text{O}$ abrangendo o intervalo de energia de excitação do ^{13}O de 1,0 a 3,5 MeV. Os picos conectados por linhas são discutidos no texto.

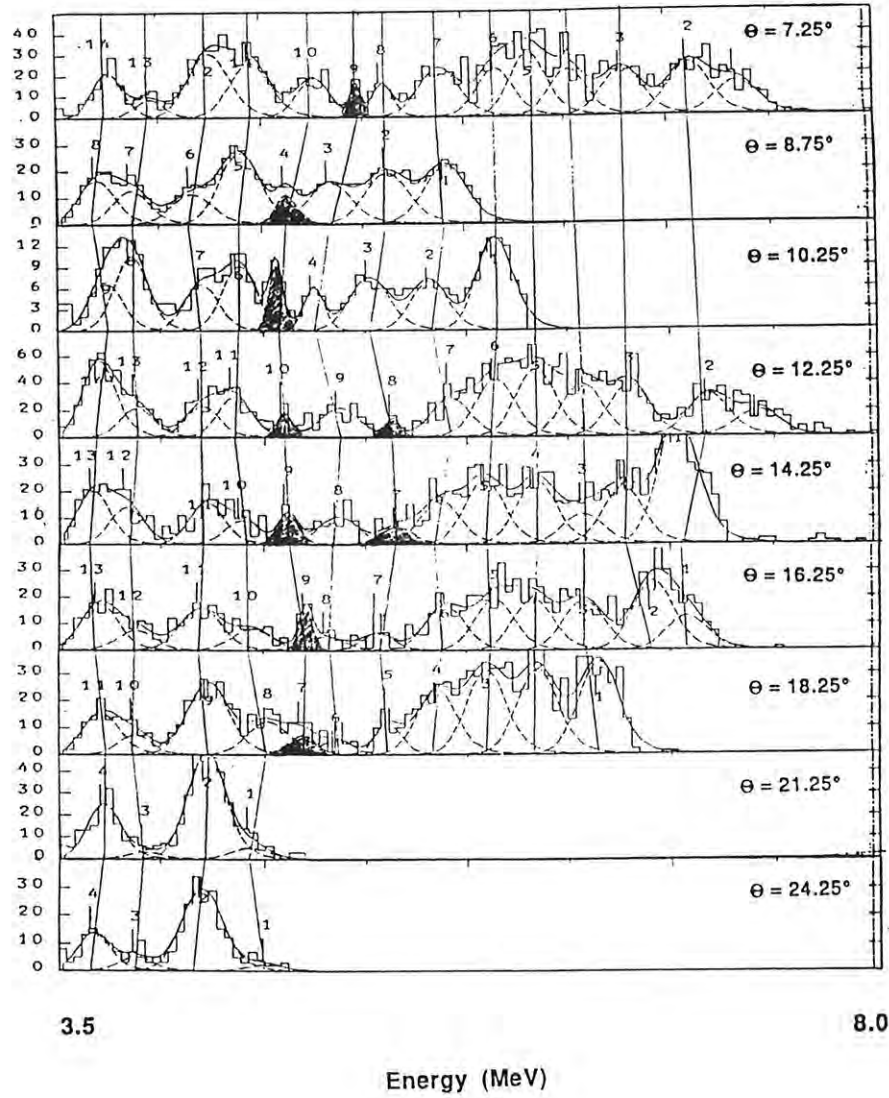


Figura 4.12: Espectros de energia de todos os ângulos medidos da reação $^{16}\text{O}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{13}\text{O}$ abrangendo o intervalo de energia de excitação do ^{13}O de 3,5 a 8,0 MeV. Os picos conectados por linhas são discutidos no texto.

em energia é mostrado nas Figs. 4.13 (a) e (b). Na figura 4.13 (a) mostramos a definição do fundo para essa reação. O fundo foi relativamente alto na região de energias de excitação mais altas, devido à contribuição do espalhamento elástico. A resolução final obtida foi da ordem de 220 keV a FWHM. A principal contribuição para essa resolução foi o "straggling" em energia no alvo gasoso. Essa resolução foi satisfatória para resolver e identificar claramente os picos correspondentes aos primeiros seis estados excitados do núcleo ^{13}O . Contudo, na região de 6 MeV os picos não foram muito bem resolvidos. Para essa região obtivemos um razoável ajuste utilizando cinco picos com os mesmos parâmetros que o pico correspondente ao estado fundamental. Mas era perfeitamente possível utilizarmos três ou quatro picos com larguras um pouco maiores do que a do pico do estado fundamental e assim obter um ajuste com qualidade similar.

Os esquemas de níveis do núcleo ^{13}O e do núcleo espelho ^{13}B podem ser vistos na Fig. 4.14. Como pode ser observado, os esquemas dos dois núcleos não são muito similares. Se assumirmos serem os primeiros estados excitados de cada núcleo são análogos, estes então mostram um grande deslocamento em energia. As discussões sobre esses estados, bem como sobre os spins e paridades assinalados para os estados do ^{13}O , são dadas no capítulo 6.

4.3 Seção de choque diferencial

4.3.1 Derivação da seção de choque diferencial

O valor absoluto da seção de choque diferencial para um determinado ângulo no referencial de laboratório é dada pela expressão:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta) = \frac{Y \times 10^{36}}{N_B \times N_T \times \Delta\Omega(sr)} \quad (nb/sr) \quad (4.26)$$

onde Y é o número de eventos, N_T é o número de partículas presentes no alvo, N_B é



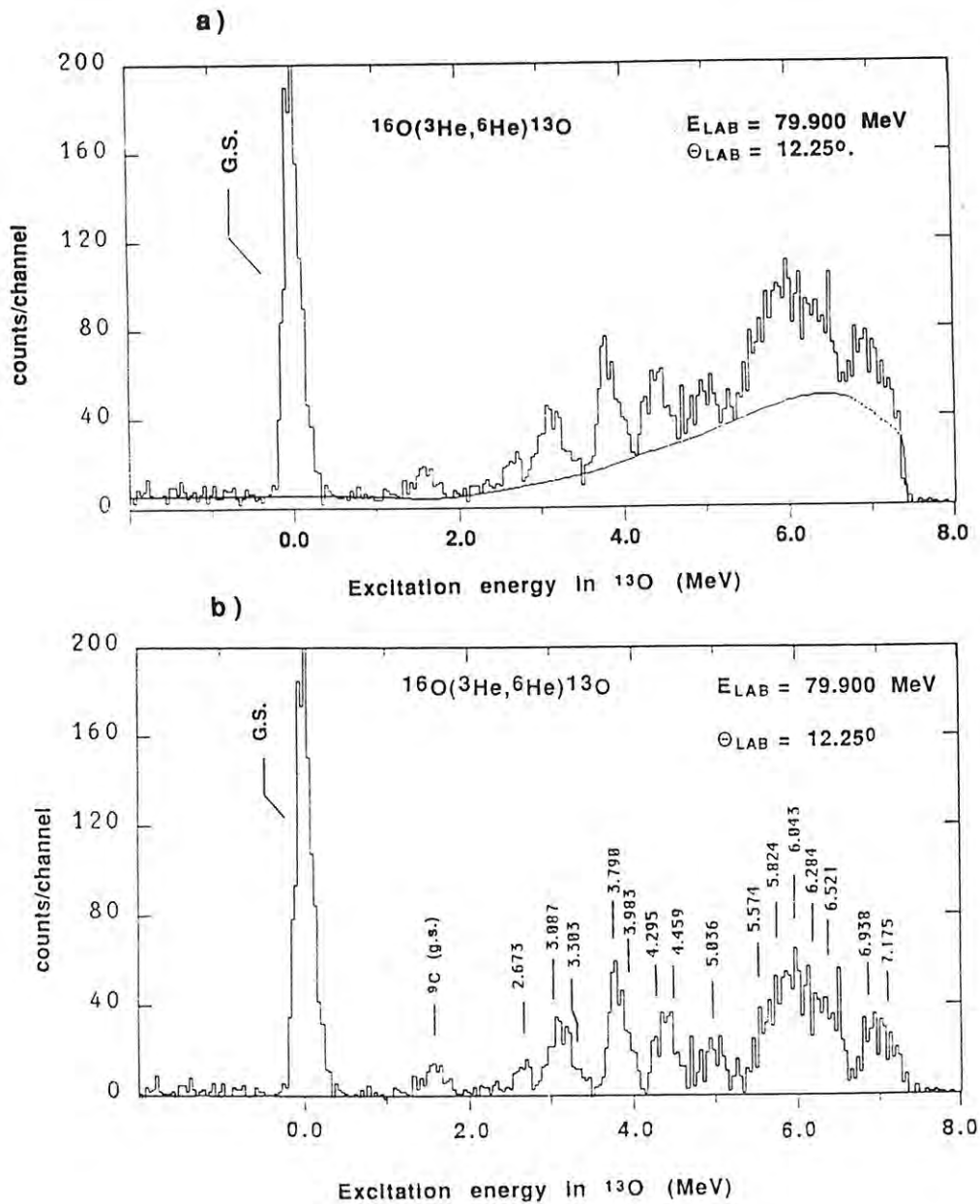
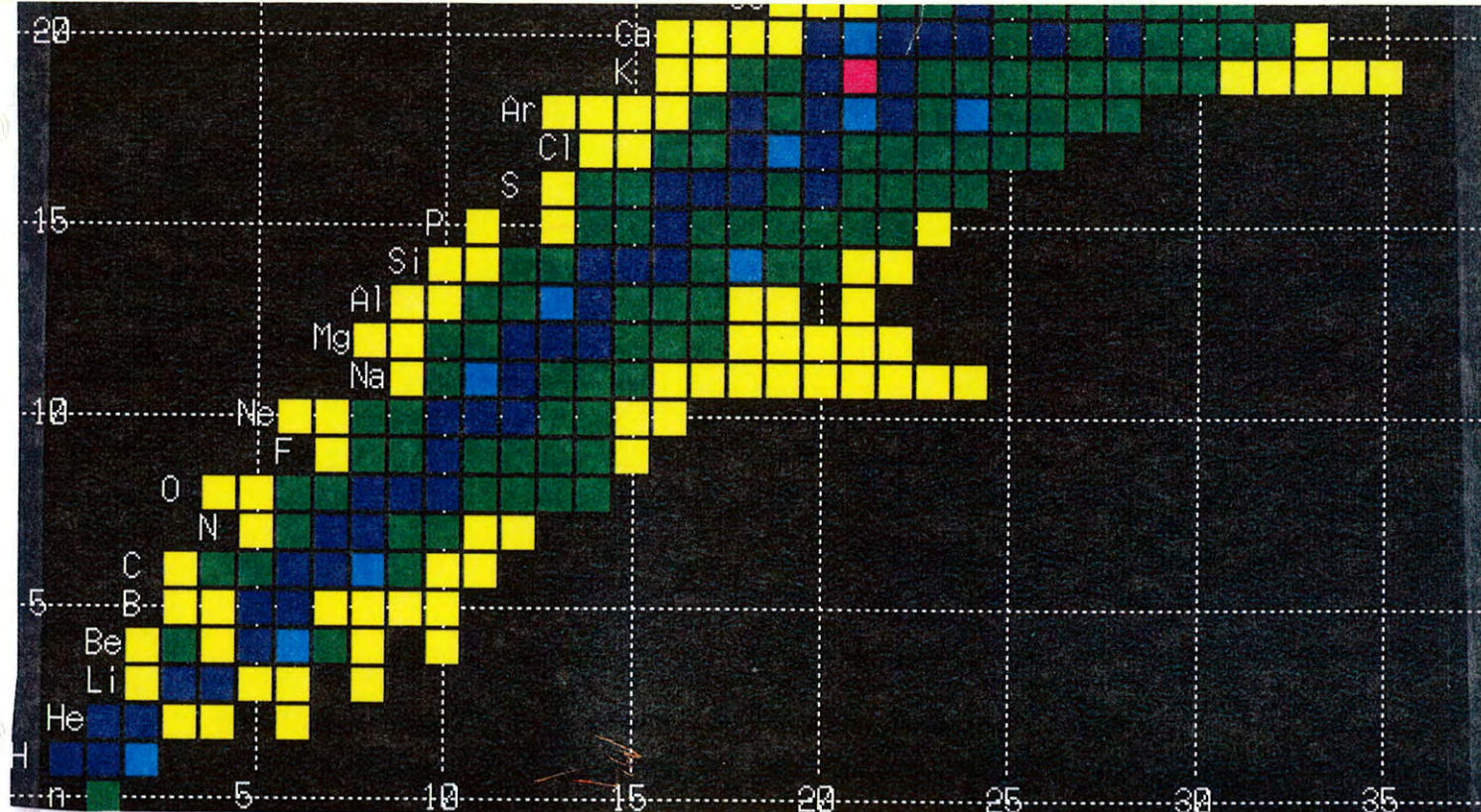


Figura 4.13: (a) Espectro típico de energia da reação $^{16}\text{O}(^3\text{He},^6\text{He})^{13}\text{O}$, no qual é mostrada a definição do fundo adotado. (b) Espectro típico de energia da reação $^{16}\text{O}(^3\text{He},^6\text{He})^{13}\text{O}$. Nesse espectro o fundo foi subtraído. Os estados adotados são indicados.



			16 89 Ne 81 23.989 9.E-21 S	17 89 Ne 80 16.485 109.0 MS	18 89 Ne 78 5.319 1.67 S	19 89 Ne 81 1.751 17.22 S	20 89 Ne -7.043
			15 89 F 81 16.775	16 89 F 77 10.680 1.E-19 S	17 89 F 81 1.952 64.8 S	18 89 F 80 0.873 1.830 H	19 89 F -1.487
							100.0 %
	12 89 O 86 32.063 1.E-21 S	13 89 O 78 23.112 8.9 MS	14 89 O 81 8.007 70.59 S	15 89 O 80 2.855 2.03 M	16 89 O -4.737	17 89 O -0.809	18 89 O -0.782
					99.76 %	0.038 %	0.204 %
	11 89 N 89 24.962 50. MS	12 89 N 80 17.338 11.00 MS	13 89 N 78 5.346 9.96 M	14 89 N 2.863	15 89 N 0.102	16 89 N 78 5.682 7.13 S	17 89 N 78 7.871 4.17 S
				99.63 %	0.37 %		
9 89 C 81 28.913 126.5 MS	10 89 C 80 15.699 19.26 S	11 89 C 81 10.650 20.38 M	12 89 C 0.000	13 89 C 3.125	14 89 C 78 3.020 5730. Y	15 89 C 78 9.873 2.449 S	16 89 C 78 13.694 0.747 S
			98.89 %	1.11 %	1.E-10%		

Without the letter U units would be nits.

reprise of Sesame Street (1993)

Tabela 4.19: Níveis adotados do ^{13}O .

E_x (MeV)	ΔE_x (keV)	$E_x^{a,b)}$ (MeV)	$E_x^{c)}$ (MeV)	$E_x^{d)}$ (MeV)	$E_x^{e)}$ (MeV)
0.000					
2.673	8	2.40 (50)	2.75 (40)		2.82 (240)
(2.846)	22				
3.087	14	2.90 (50)		3.10 (70)	
3.303	39				
3.790	9				
3.983	12				
4.295	24	4.15 (5)	4.21 (40)		
4.459	14			4.50 (70)	
(4.750)	18				
5.036	13				
(5.301)	13				
5.574	22				
5.824	20				
6.043	20		6.02 (80)	6.10 (90)	
6.284	17				
6.521	18				
6.938	16				
7.175	32				

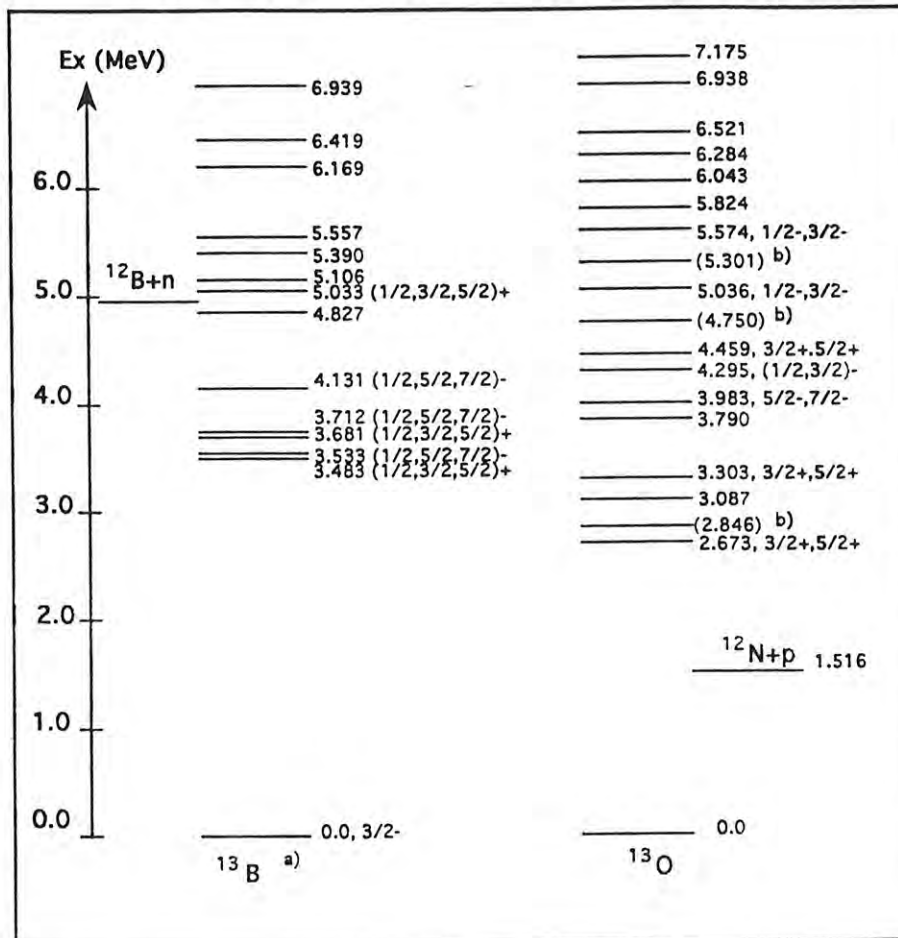
a) as incertezas em parênteses estão em keV.

b) ref. [Go91], reação $^{16}\text{O}(^3\text{He},^6\text{He})^{13}\text{O}$, resolução experimental $\Delta E = 350$ keV.

c) ref. [Se84], reação $^{13}\text{C}(\pi^+, \pi^-)^{13}\text{O}$, resolução experimental $\Delta E = 500$ keV.

d) ref. [Wa93], reação $^{13}\text{C}(\pi^+, \pi^-)^{13}\text{O}$, resolução experimental $\Delta E \approx 500$ keV.

e) ref. [Co78], reação $^{12}\text{C}(p, \pi^-)^{13}\text{O}$, resolução experimental $\Delta E = 600$ keV.



a) ref. [Aj78], [Mi64].

b) These states are suggested according to the analysis of sec. 4.2.3.

Figura 4.14: Esquemas de níveis dos núcleos ^{13}O e ^{13}B .

o número de partículas do feixe e $\Delta\Omega$ é o ângulo sólido definido pelo sistema de duplo-colimadores.

O erro correspondente do valor da seção de choque diferencial é dado por:

$$\frac{(\Delta d\sigma/d\Omega)}{d\sigma/d\Omega} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_Y}{Y}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{NT}}{N_T}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\Delta\Omega}}{\Delta\Omega}\right)^2} \quad (4.27)$$

4.3.2 Contagens

A contagem dos eventos, Y , foi determinada pela integração da área do pico correspondente. A área foi determinada pelo ajuste do pico por uma função gaussiana com caudas exponenciais para os picos mais fortemente populados. Para os picos mais fracos, utilizamos a somatória simples das contagens nos canais correspondentes. Em ambos os casos o fundo foi adequadamente eliminado. O erro das contagens foi, então, devido aos erros estatísticos da área dos picos mais o fundo correspondente e é dada pela relação:

$$\sigma_Y = \sqrt{Y + Y_{BG}} \quad (4.28)$$

4.3.3 Número de partículas do feixe

O número de partículas do feixe foi obtido pela integração da corrente coletada no copo de Faraday durante o tempo de exposição do alvo ao feixe.

$$N_B = \frac{Q(C)}{q \times e} \quad (4.29)$$

sendo $Q(C)$ a carga total coletada no copo de Faraday, q é o estado de carga do feixe, que era 2^+ para o feixe de ^3He e $e = 1,6 \times 10^{-19}$ C é a carga do elétron.

O erro foi determinado por:

$$\sigma_{NB} = \sqrt{\frac{Q}{q \times e}} \quad (4.30)$$

4.3.4 Número de partículas presente no alvo

O número de partículas presente no alvo dependeu da pressão interna e da espessura do alvo gasoso. A pressão do alvo gasoso foi medida pelo manômetro e é dada em cm Hg, enquanto que a espessura foi definida pelo sistema de duplo-colimadores, que delimita uma área efetiva dentro do alvo gasoso. A relação entre esses parâmetros fornece a expressão que determina o número de partículas presente no alvo:

$$N_T = \Delta z(\text{cm}) \times \frac{p(\text{cmHg})}{76} \times \frac{M}{22.4} \times \frac{V}{A} \quad (4.31)$$

onde, Δz é o comprimento em centímetros da região delimitada pelo sistema de colimadores-duplos no alvo gasoso, p é a pressão interna, A é o massa atômica do elemento do gas, e M é a massa molecular do gás, que para o caso do $^{16}\text{O}_2$ foi $A = 16\text{g}$ e $M = 32\text{g}$, e para o ^{20}Ne , $A = M = 20\text{g}$, e $V = 6.02 \times 10^{23}$ é o número de Avogrado.

O erro correspondente é:

$$\frac{\sigma_{NT}}{N_T} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{\Delta z}}{\Delta z}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_p}{p}\right)^2} \quad (4.32)$$

4.3.5 Ângulo sólido

O ângulo sólido também foi determinado pelo sistema de colimadores-duplos, que tem uma geometria definida representada pelo fator G . Veja ref. [Si59] e Fig. 3.5 para a definição da notação. A expressão para o ângulo sólido é:

$$\Delta\Omega = \frac{G}{\text{sen}\Theta \times \Delta z(\text{mm})} \quad [\text{msr}] \quad (4.33)$$

onde o fator G é expresso como uma expansão em termos de Δ_n . Esses Δ s são, usualmente, termos pequenos e estão relacionados com a pobreza da geometria, ou seja, quanto melhor definidos geometricamente forem os colimadores, menor serão os termos de ordem superior.

Para o nosso caso, onde os dois colimadores são retangulares, os termos maiores que Δ_0 foram considerados desprezíveis e o fator G é dado pela expressão:

$$G = G_{00}(1 + \Delta_0) \quad (4.34)$$

onde

$$G_{00} = \frac{4b_1b_2L}{R_0h} \quad (4.35)$$

e

$$\Delta_0 = \frac{1}{3} \times \left(\frac{\cos\Theta_0 b_2}{\text{sen}\Theta_0 R_0} \right)^2 - \frac{1}{2} \times \left(\frac{b_1^2 + b_2^2}{h^2} \right) - \frac{1}{8} \times \frac{l^2}{R_0^2} \quad (4.36)$$

sendo b_1, b_2, l, h e R_0 os parâmetros geométricos do sistema de duplo-colimadores.

O erro correspondente é dado por:

$$\frac{\sigma_{\Delta\Omega}}{\Delta\Omega} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{b1}}{b_1}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{b2}}{b_2}\right)^2 + \left(\frac{\text{sen}\Theta}{\cos\Theta}\sigma_{\Theta}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_l}{l}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\Delta z}}{\Delta z}\right)^2} \quad (4.37)$$

onde a contribuição dos parâmetros h e R_0 foi considerada desprezível.

4.3.6 O comprimento efetivo do alvo gasoso, Δz

O comprimento efetivo do alvo gasoso é o mesmo da região delimitada pelo sistema de colimadores-duplos dentro do alvo gasoso que, de acordo com as Figs. 3.4 e mais especificamente Fig. 4.4, é dado por:

$$\Delta z = z_1 + z_2 \quad [cm] \quad (4.38)$$

onde z_1 e z_2 são os limites da região, e de acordo com [Si59] são dados por:

$$z_1 = -\frac{A}{\text{sen}\Theta} \frac{[b_1 + (1 - \frac{1}{A} \times b_2)]}{[1 - B \times (b_1 + b_2)]} \quad (4.39)$$

$$z_2 = + \frac{A}{\text{sen}\Theta} \frac{[b_1 + (1 - \frac{1}{A} \times b_2)]}{[1 + B \times (b_1 + b_2)]} \quad (4.40)$$

$$(4.41)$$

sendo $A = \frac{R_0}{h}$ e $B = \frac{1}{h \tan \Theta}$

O erro correspondente é dado por:

$$\frac{\sigma_{\Delta z}}{\Delta z} = \sqrt{2} \times \sqrt{(1 + B^2)\sigma_{b_1}^2 + [(1 - \frac{1}{A})^2 + B^2]\sigma_{b_2}^2 + (\frac{\text{sen}\Theta}{\text{cos}\Theta})^2\sigma_{\Theta}^2} \quad (4.42)$$

4.3.7 As distribuições angulares experimentais

Usamos as expressões dadas na seção precedente para calcularmos os valores da seção de choque diferencial para as reações $^{20}\text{Ne}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{17}\text{Ne}$ e $^{16}\text{O}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{13}\text{O}$ nos vários ângulos medidos, bem como as incertezas correspondentes.

As distribuições angulares da reação $^{20}\text{Ne}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{17}\text{Ne}$ relativas a nove níveis do núcleo residual ^{17}Ne são mostradas nas Fig. 4.15 (a) e (b). Como podemos observar, os valores absolutos da seção de choque diferencial são muito pequenos, especialmente para os estados excitados de maior energia. Para alguns dos ângulos traseiros são da ordem de dezenas ou mesmo de unidade de nb/sr. As incertezas nos valores absolutos das seções de choque são em torno de 15%. Apesar da pequena seção de choque as distribuições angulares mostram estruturas nítidas (oscilações) em ângulos dianteiros, que diferem entre si para algumas das transições. Isso indica uma dependência com o momento angular orbital transferido (L). Tal comportamento é esperado para reações de transferência de múltiplas-partículas, se a transferência ocorrer num processo direto [Ar84]. Dos primeiros nove estados excitados do núcleo ^{17}Ne , apenas para o estado a 3,713 MeV não foi possível obtermos a distribuição angular, pois essa transição foi fracamente populada na maioria dos ângulos, sendo que para alguns ângulos não foi nem sequer populado. Para os estados excitados do ^{17}Ne acima de 4,0 MeV também não temos as distribuições angulares, pois medimos o espectro desses estados em apenas um ângulo.

As distribuições angulares da reação $^{16}\text{O}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{13}\text{O}$ foram obtidas para dez níveis do núcleo residual ^{13}O . Essas distribuições angulares são mostradas nas Fig. 4.16 (a) e

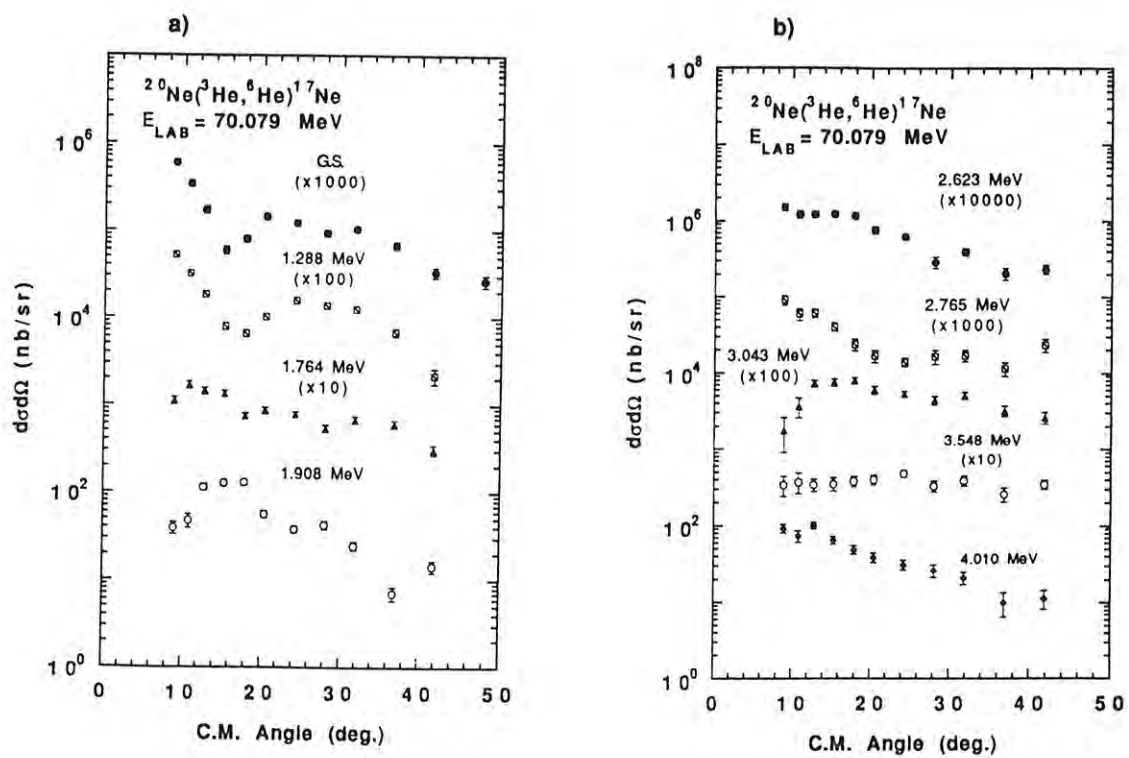


Figura 4.15: Distribuições angulares relativas as transições indicadas da reação $^{20}\text{Ne}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{17}\text{Ne}$.

(b). Como podemos observar, os valores absolutos da seção de choque diferencial, exceto para o estado fundamental, são menores do que para a reação anterior. Para todos os estados excitados, os valores da seção de choque são da ordem de dezenas nb/sr, sendo que para alguns ângulos traseiros são de unidades de nb/sr. As incertezas nos valores absolutos estão em torno de 20%. As distribuições angulares dos estados a 5,036 MeV e 5,574 MeV não possuem o valor da seção de choque diferencial para 21° e 24° , isso porque para esses ângulos usamos o contador de 40 cm, que não detetava as partículas de ${}^6\text{He}$ correspondentes a estados de energias maiores que 5,0 MeV.

A análise das estruturas dessas distribuições angulares, e a determinação do momento angular orbital transferido foram feitas utilizando-se os cálculos de alcance finito da aproximação de Born para ondas distorcidas apresentados no capítulo 6.

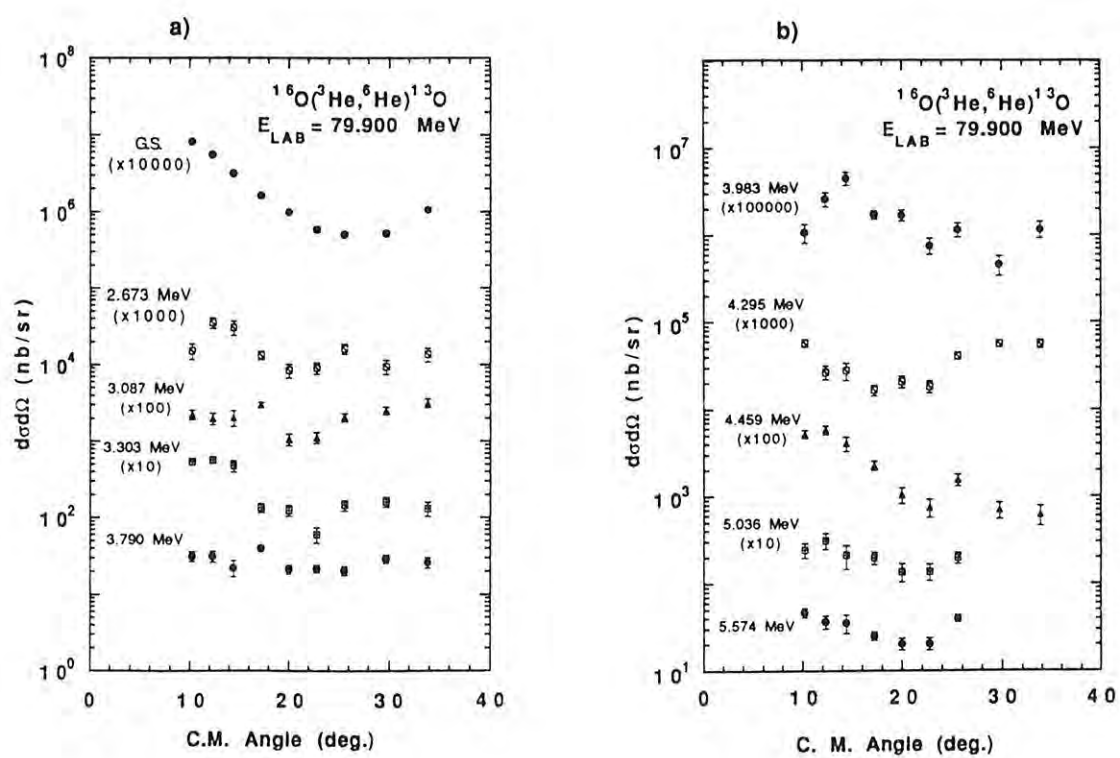


Figura 4.16: Distribuições angulares relativas às transições indicadas da reação $^{16}\text{O}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{13}\text{O}$.

Capítulo 5

Considerações teóricas

5.1 Aproximação de Born para ondas distorcidas, DWBA

A aproximação de Born para ondas distorcidas, DWBA, é uma técnica que tem sido largamente utilizada para descrever reações diretas, nas quais somente poucos graus de liberdade são excitados, e onde ocorrem apenas pequenos rearranjos dos nucleons constituintes. Nessa aproximação, o espalhamento elástico é considerado o processo dominante e as reações de transferência são tratadas como perturbação. Nessa seção descreveremos uma maneira de extrair a expressão da amplitude de transição para a reação de transferência $A(a,b)B$ [Sa83]. Essa expressão será então utilizada na determinação das seções de choque diferencial para essas reações.

5.1.1 Derivação da amplitude de transição

Consideremos a reação de transferência $A(a,b)B$, onde o canal de entrada é dado por $\alpha = a + A$, e o canal de saída por $\beta = b + B$. A função de onda total do sistema Ψ representa a superposição dos canais de entrada e saída com as usuais condições de

contorno. A situação física na qual estamos interessados é aquela onde tanto o feixe incidente, representado pela letra a no canal de entrada α , quanto o alvo, letra A , estão nos seus respectivos estados fundamentais, e movem-se numa onda plana com o momento relativo dado por \vec{k}_α . Além disso, somente o canal de entrada tem assintoticamente ambas as ondas: incidente e emergente, enquanto que o canal de saída possui apenas ondas emergentes.

Em termos dos canais de entrada e saída a função de onda total do sistema é dada por:

$$\Psi = u_\alpha(\vec{r}_\alpha)\varphi_\alpha(\mathbf{x}_\alpha) + u_\beta(\vec{r}_\beta)\varphi_\beta(\mathbf{x}_\beta) \quad (5.1)$$

onde $u_\alpha(\vec{r}_\alpha)$ e $u_\beta(\vec{r}_\beta)$ descrevem o movimento relativo dos dois núcleos no canal de entrada e saída, respectivamente.

As funções de onda de cada canal α e β são dadas pelo produto das funções de onda que descrevem o estado interno de cada núcleo

$$\varphi_\alpha(\mathbf{x}_\alpha) = \varphi_a(\mathbf{x}_a)\varphi_A(\mathbf{x}_A) \quad e \quad \varphi_\beta(\mathbf{x}_\beta) = \varphi_b(\mathbf{x}_b)\varphi_B(\mathbf{x}_B) \quad (5.2)$$

Essas funções de onda $\varphi_i(\mathbf{x}_i)$ são autofunções das correspondentes hamiltonianas \mathbf{H}_i , com as autoenergias ε_i , sendo que \mathbf{x} denota as variáveis internas correspondentes. Assim:

$$\mathbf{H}_\alpha = \mathbf{H}_a + \mathbf{H}_A \quad e \quad \mathbf{H}_\beta = \mathbf{H}_b + \mathbf{H}_B \quad (5.3)$$

sendo que:

$$(\varepsilon_\alpha - \mathbf{H}_\alpha)\varphi_\alpha = 0 \quad \text{com} \quad (\varepsilon_a - \mathbf{H}_a)\varphi_a = 0 \quad e \quad (\varepsilon_A - \mathbf{H}_A)\varphi_A = 0 \quad (5.4)$$

$$(\varepsilon_\beta - \mathbf{H}_\beta)\varphi_\beta = 0 \quad \text{com} \quad (\varepsilon_b - \mathbf{H}_b)\varphi_b = 0 \quad e \quad (\varepsilon_B - \mathbf{H}_B)\varphi_B = 0 \quad (5.5)$$

A hamiltoniana total do sistema é dada pela soma das hamiltonianas internas de cada núcleo, do operador de energia cinética do movimento relativo e do potencial de interação entre os núcleos envolvidos em cada um dos canais

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_\alpha + \mathbf{K}_\alpha + \mathbf{V}_\alpha = \mathbf{H}_\beta + \mathbf{K}_\beta + \mathbf{V}_\beta \quad (5.6)$$

Resolvendo-se a equação completa de Schrödinger:

$$(E - \mathbf{H})\Psi = 0 \quad (5.7)$$

nós obtemos um par de equações acopladas para u_α e u_β :

$$\left[(E - \varepsilon_\alpha) - K_\alpha - (\alpha|V_\alpha|\alpha) \right] u_\alpha(\vec{r}_\alpha) = \left(\varphi_\alpha | (\mathbf{H} - E) | u_\beta(\vec{r}_\beta) \varphi_\beta \right) \quad (5.8)$$

$$\left[(E - \varepsilon_\beta) - K_\beta - (\beta|V_\beta|\beta) \right] u_\beta(\vec{r}_\beta) = \left(\varphi_\beta | (\mathbf{H} - E) | u_\alpha(\vec{r}_\alpha) \varphi_\alpha \right) \quad (5.9)$$

Estas são as equações de canais acoplados e são equações integro-diferenciais, como pode ser visto de uma forma explícita se as reescrevermos na forma:

$$\left[(E - \varepsilon_\alpha) - K_\alpha - (\alpha|V_\alpha|\alpha) \right] u_\alpha(\vec{r}_\alpha) = \int d\vec{r}_\beta K_{\alpha\beta}(\vec{r}_\alpha, \vec{r}_\beta) u_\beta(\vec{r}_\beta) \quad (5.10)$$

$$\left[(E - \varepsilon_\beta) - K_\beta - (\beta|V_\beta|\beta) \right] u_\beta(\vec{r}_\beta) = \int d\vec{r}_\alpha K_{\beta\alpha}(\vec{r}_\beta, \vec{r}_\alpha) u_\alpha(\vec{r}_\alpha) \quad (5.11)$$

onde os Kerneis são:

$$K_{\alpha\beta}(\vec{r}_\alpha, \vec{r}_\beta) = J_{\alpha\beta} \int d\xi_\alpha \varphi_\alpha^*(\mathbf{x}_\alpha) (\mathbf{H} - E) \varphi_\beta(\mathbf{x}_\beta) \quad (5.12)$$

$$K_{\beta\alpha}(\vec{r}_\beta, \vec{r}_\alpha) = J_{\beta\alpha} \int d\xi_\beta \varphi_\beta^*(\mathbf{x}_\beta) (\mathbf{H} - E) \varphi_\alpha(\mathbf{x}_\alpha) \quad (5.13)$$

Aqui as coordenadas internas foram transformadas de \mathbf{x}_i para ξ_i , onde as novas coordenadas ξ_i são independentes de \vec{r}_α ou \vec{r}_β . O jacobiano da transformação é exatamente $J_{\alpha\beta}$ ou $J_{\beta\alpha}$.

Em nosso exemplo, temos duas possibilidades para a hamiltoniana correspondendo aos canais α e β , eq. 5.6. Essas duas correspondem ao que chamamos de pré-interação e pós-interação, quando relacionadas com os canais de entrada e saída, respectivamente. A princípio, qualquer uma das duas escolhas resulta em equações finais iguais, mas uma

pode ser mais conveniente que a outra em determinadas situações. Em nosso caso, onde queremos a amplitude de transição, as duas representações são totalmente equivalentes e vamos utilizar a representação de pré-interação. Então, substituindo-se $\mathbf{H} = \mathbf{H}_\alpha + \mathbf{K}_\alpha + \mathbf{V}_\alpha$ na eq. 5.12 temos:

$$K_{\alpha\beta}(\vec{r}_\alpha, \vec{r}_\beta) = I_{\alpha\beta} + N_{\alpha\beta} \quad (5.14)$$

onde,

$$I_{\alpha\beta} = J_{\alpha\beta} \int d\xi_\alpha \varphi_\alpha^*(\mathbf{x}_\alpha) (\mathbf{V}_\alpha) \varphi_\beta(\mathbf{x}_\beta) \quad (5.15)$$

$$N_{\alpha\beta} = J_{\alpha\beta} [\mathbf{K}_\alpha - (E - \varepsilon_\alpha)] \int d\xi_\alpha \varphi_\alpha^*(\mathbf{x}_\alpha) \varphi_\beta(\mathbf{x}_\beta) \quad (5.16)$$

O termo $I_{\alpha\beta}$ é freqüentemente chamado Kernel de interação, enquanto que $N_{\alpha\beta}$ é chamado de Kernel de não-ortogonalidade exatamente pelo fato desse termo representar a não ortogonalidade das funções de onda dos canais α e β . Ambos os termos de Kernel continuam sendo funções das coordenadas do movimento relativo \vec{r}_α e \vec{r}_β

Uma vez que nas reações diretas, a interação ocorre na superfície, as funções de onda φ_α e φ_β possuem uma certa localização nessa região de interação, de forma que o termo $N_{\alpha\beta}$ é localizado nessa região e desaparece para valores grandes de \vec{r}_α e \vec{r}_β .

As eqs. (5.15) e (5.16) podem ser generalizadas, introduzindo-se um potencial auxiliar $U_\alpha(\vec{r}_\alpha)$. Esse potencial, que é função do raio vetor do canal, deve ainda ser diagonal nos estados internos do canal correspondente. Assim, os Kerneis generalizados para o canal de entrada são:

$$I_{\alpha\beta} = J_{\alpha\beta} \int d\xi_\alpha \varphi_\alpha^*(\mathbf{x}_\alpha) (\mathbf{V}_\alpha - U_\alpha) \varphi_\beta(\mathbf{x}_\beta) \quad (5.17)$$

$$N_{\alpha\beta} = J_{\alpha\beta} [\mathbf{K}_\alpha + U_\alpha - (E - \varepsilon_\alpha)] \int d\xi_\alpha \varphi_\alpha^*(\mathbf{x}_\alpha) \varphi_\beta(\mathbf{x}_\beta) \quad (5.18)$$

Expressões alternativas para $I_{\beta\alpha}$ e $N_{\beta\alpha}$ podem ser obtidas considerando-se a representação de pós-interação. Nesse caso a hamiltoniana seria dada por $\mathbf{H} = \mathbf{H}_\beta + \mathbf{K}_\beta + \mathbf{V}_\beta$ e

o potencial auxiliar necessário seria $U_\beta(\vec{r}_\beta)$. Qualquer um dos Kerneis (pré e pós-interação) pode ser usado nas equações acopladas.

A motivação para a introdução do potencial auxiliar $U_\alpha(\vec{r}_\alpha)$ é a possibilidade de desprezarmos o Kernel de não-ortogonalidade, $N_{\alpha\beta}$, e também eliminar certos efeitos médios do potencial de interação, V_α , de forma que o resultado $W_\alpha = V_\alpha(\vec{r}_\alpha, \mathbf{x}_\alpha) - U_\alpha(\vec{r}_\alpha)$ seja pequeno o suficiente para ser tratado como perturbação.

O princípio básico da Aproximação de Born é que através da introdução desse potencial auxiliar, os canais de entrada e saída possam ser desacoplados na eqs. (5.12) e (5.13). Isso implica em que o espalhamento elástico deva ser bem descrito pelos potenciais:

$$U_\alpha(\vec{r}_\alpha) = (\alpha|\mathbf{V}_\alpha|\alpha) \quad \text{para o canal de entrada} \quad (5.19)$$

$$U_\beta(\vec{r}_\beta) = (\beta|\mathbf{V}_\beta|\beta) \quad \text{para o canal de saída} \quad (5.20)$$

Usando essas aproximações nas eqs. (5.12) e (5.13), as equações acopladas tornam-se:

$$\left[(E - \varepsilon_\alpha) - K_\alpha - (\alpha|V_\alpha|\alpha) \right] u_\alpha(\vec{r}_\alpha) \approx 0 \quad (5.21)$$

$$\left[(E - \varepsilon_\beta) - K_\beta - (\beta|V_\beta|\beta) \right] u_\beta(\vec{r}_\beta) \approx 0 \quad (5.22)$$

Usando esses potenciais, o termo de não-ortogonalidade do Kernel total desaparece e podemos obter a amplitude de transição do canal de entrada α para o canal de saída β como sendo:

$$T_{\beta\alpha}^{DWB A}(pré) = \int \int d(\vec{r}_\beta) d(\vec{r}_\alpha) \tilde{u}_\beta^{(-)*}(\vec{k}_\beta, \vec{r}_\beta) \varphi_\beta^*(\mathbf{x}_\beta) (\mathbf{V}_\alpha - U_\alpha) \varphi_\alpha(\mathbf{x}_\alpha) \tilde{u}_\alpha^{(+)}(\vec{k}_\alpha, \vec{r}_\alpha) \quad (5.23)$$

sendo que \tilde{u} obedece às equações homogêneas:

$$\left[(E - \varepsilon_\alpha) - \mathbf{K}_\alpha - (\alpha|\mathbf{V}_\alpha|\alpha) \right] \tilde{u}_\alpha^{(+)}(\vec{k}_\alpha, \vec{r}_\alpha) = 0 \quad (5.24)$$

$$\left[(E - \varepsilon_\beta) - \mathbf{K}_\beta - (\beta | \mathbf{V}_\beta | \beta) \right] \tilde{u}_\beta^{(-)}(\vec{k}_\beta, \vec{r}_\beta) = 0 \quad (5.25)$$

Até agora nós usamos a aproximação de que os potenciais auxiliares, $U_\alpha(\vec{r}_\alpha) = (\alpha | V_\alpha | \alpha)$ e $U_\beta(\vec{r}_\beta) = (\beta | V_\beta | \beta)$, descrevem o espalhamento elástico dos canais α e β , e que os efeitos do acoplamento entre esses canais podiam ser desprezados. No entanto, precisamos efetuar mais uma aproximação, a de repassar as funções definidas pelas eqs. (5.24) e (5.25) por funções de onda geradas a partir do potencial óptico, cujos parâmetros são ajustados dos dados de espalhamento elástico em energias apropriadas. Assim, se o ajuste for adequado podemos dizer que a função de onda do modelo óptico χ será similar a função "verdadeira" \tilde{u} , na região distante da região de interação e não deve diferir muito na superfície, ou na região periférica, onde as reações diretas ocorrem, predominantemente. Naturalmente não há nenhuma garantia de que χ e \tilde{u} sejam similares na região mais interna ou de forte interação.

Substituindo-se as funções de onda dos canais de entrada e saída pelas funções de ondas distorcidas, obtidas do potencial óptico, temos:

$$T_{\beta\alpha}^{DWB A}(\vec{k}_\alpha, \vec{k}_\beta) = \int \int d(\vec{r}_\beta) d(\vec{r}_\alpha) \chi_\beta^{(-)*}(\vec{k}_\beta, \vec{r}_\beta) (\varphi_\beta | W | \varphi_\alpha) \chi_\alpha^{(+)}(\vec{k}_\alpha, \vec{r}_\alpha) \quad (5.26)$$

$$= \int \int d(\vec{r}_\beta) d(\vec{r}_\alpha) \chi_\beta^{(-)*}(\vec{k}_\beta, \vec{r}_\beta) I_{\beta\alpha}(\vec{r}_\beta, \vec{r}_\alpha) \chi_\alpha^{(+)}(\vec{k}_\alpha, \vec{r}_\alpha) \quad (5.27)$$

Na eq. (5.26), os elementos de matriz são separados explicitamente das funções de onda distorcidas. Esses elementos de matriz, em parênteses, são integrados em todas as variáveis que sejam independentes de \vec{r}_α e \vec{r}_β , e inclui implicitamente o jacobiano, J , dessa transformação de coordenadas. A segunda forma, eq. (5.27), é dada na notação de Kernel, onde $I_{\beta\alpha}$ é a parte do Kernel que descreve a interação, e que representa a interação efetiva que causa a transição entre os dois estados de espalhamento elástico.

Se mais do que uma etapa for necessária para descrever uma certa reação de transferência, então devemos expandir a função de onda total, de forma a considerar mais um canal intermediário.

$$\Psi = u_\alpha(\vec{r}_\alpha)\varphi(x_\alpha) + u_\beta(\vec{r}_\beta)\varphi(x_\beta) + u_\gamma(\vec{r}_\gamma)\varphi(x_\gamma) \quad (5.28)$$

Sendo que a amplitude de transição para esse caso terá dois termos,

$$T_{\beta\alpha} = T_{\beta\alpha}^{(1)} + T_{\beta\alpha}^{(2)} \quad (5.29)$$

A primeira é exatamente a amplitude de DWBA determinada anteriormente:

$$T_{\beta\alpha}^{(1)} = \langle \chi_\beta^{(-)} | I_{\beta\alpha} | \chi_\alpha^{(+)} \rangle \quad (5.30)$$

e a segunda é:

$$T_{\beta\alpha}^{(2)} = \langle \chi_\beta^{(-)} | I_{\beta\gamma} G_\gamma^{(+)} I_{\gamma\alpha} | \chi_\alpha^{(+)} \rangle \quad (5.31)$$

$$= \langle \chi_\beta^{(-)} | (\varphi_\beta | W_\beta | \varphi_\gamma) G_\gamma^{(+)} (\varphi_\gamma | W_\alpha | \varphi_\alpha) | \chi_\alpha^{(+)} \rangle \quad (5.32)$$

onde $G_\gamma^{(+)}$ é a função de Green para ondas distorcidas e é definida por:

$$G_\gamma^{(+)} = \left[(E - \varepsilon_\gamma) - K_\gamma - (\gamma | V_\gamma | \gamma) + i\varepsilon \right]^{-1} \quad (5.33)$$

5.1.2 A amplitude de transição para reações de "pick-up"

Vamos agora considerar uma descrição mais precisa da amplitude de transição. Inicialmente vamos nos deter no caso específico da reação direta de transferência de vários nucleons, mais especificamente no caso em que um grupo de nucleons (x) é transferido de um núcleo alvo A para o núcleo incidente a . Como resultado dessa reação, temos a partícula emergente b e o núcleo residual B . Este processo é chamado de reação de "pick-up" do grupo de nucleons (x).

$$A(a, b)B \quad \text{onde} \quad b = a + x \quad (5.34)$$

$$A = B + x \quad (5.35)$$

Os elementos de matrizes da interação que causa a reação, tomados entre os estados internos do par de núcleo em colisão, são dados pelo Kernel de interação, $I_{\beta\alpha}$, e podem ser expandidos em termos dos momentos angulares transferidos na reação, \vec{l} , \vec{s} e \vec{j} , onde $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$. Em termos dos momentos angulares dos núcleos envolvidos, o Kernel de interação é dado por:

$$I_{\beta\alpha}(\vec{r}_\beta, \vec{r}_\alpha) = \langle I_B M_B, I_b M_b | W | I_A M_A, I_a M_a \rangle \quad (5.36)$$

onde I_i é o momento angular orbital do núcleo i e M_i é a correspondente projeção no eixo-z. Assim:

$$\langle I_B M_B, I_b M_b | W | I_A M_A, I_a M_a \rangle \quad (5.37)$$

$$= \int \langle I_B M_B | | I_A M_A \rangle \langle I_b M_b | W | I_a M_a \rangle d\varepsilon_x \quad (5.38)$$

$$= \sum_{l s j} 1^{-l} (-)^{I_a - I_b} (I_A j M_A, M_B - M_A | I_B M_B) (I_a I_b M_a, -M_b | s M_a - M_b) \quad (5.39)$$

$$\times (l s m, M_a - M_b | j M_A - M_B) A_{l s j} f_{l s j, m}(\vec{r}_\alpha, \vec{r}_\beta) \quad (5.40)$$

onde $m = M_B - M_A + M_b - M_a$; $A_{l s j}$ é o fator espectroscópico; e $f_{l s j, m}(\vec{r}_\alpha, \vec{r}_\beta)$ é o fator de forma.

Essa expressão inclui todas as informações sobre a estrutura nuclear dos núcleos participantes, bem como as regras de seleção para os momentos angulares, ou mesmo o tipo de reação em consideração (se espalhamento elástico, "knock-out", "pick-up", "stripping", etc.). Se ainda assumirmos que a reação é devido a uma interação central, o fator de forma $f_{l s j, m}(\vec{r}_\alpha, \vec{r}_\beta)$ tem uma forma comum para todos os processos.

Reescrevendo de uma forma mais explícita o fator de forma temos:

$$f_{l s j, m}(\vec{r}_\alpha, \vec{r}_\beta) = J \sum_{L_1 L_2} (\text{fatores cinemáticos}) f_{l, m}^{L_1 L_2}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \quad (5.41)$$

com,

$$f_{l, m}^{L_1 L_2}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \sum_{m_1 m_2} (L_1 L_2 m_1, -m_2 | l m) Y_{L_1}^{m_1*}(\hat{r}_1) Y_{L_2}^{m_2*}(\hat{r}_2) u_{L_1}(\vec{r}_1) W(\vec{r}_3) u_{L_2}(\vec{r}_2) \quad (5.42)$$

onde $u_{L_1}(\vec{r}_1)$ e $u_{L_2}(\vec{r}_2)$ são as funções de ondas dos estados ligados, nas quais o cluster x é ligado aos núcleos a e B com os momentos angulares orbitais L_1 e L_2 , respectivamente, e $W(\vec{r}_3)$ é a interação nuclear.

O sistema de coordenadas com a definição dos raios, para o caso específico das reações de pick-up, é mostrado na Fig. 5.1. Uma vez que as coordenadas "naturais" do Kernel de interação $I_{\beta\alpha}$ diferem dos raios \vec{r}_α e \vec{r}_β , temos duas opções : ou transformamos as coordenadas das funções de ondas distorcidas para essas coordenadas naturais, ou transformamos as coordenadas de $I_{\beta\alpha}$ para \vec{r}_α e \vec{r}_β . Aqui foi adotada a segunda opção, e os raios das coordenadas internas são dados por combinações lineares dos raios do movimento relativo:

$$\vec{r}_1 = s_1\vec{r}_\alpha + t_1\vec{r}_\beta \quad \vec{r}_2 = s_2\vec{r}_\alpha + t_2\vec{r}_\beta \quad \vec{r}_3 = s_3\vec{r}_\alpha + t_3\vec{r}_\beta \quad (5.43)$$

onde os fatores s_i e t_i são dados por:

$$s_1 = -\frac{m_a m_A}{m_x m_T} \quad t_1 = \frac{m_b m_A}{m_x m_T} \quad (5.44)$$

$$s_2 = -\frac{m_b m_A}{m_x m_T} \quad t_2 = \frac{m_b m_B}{m_x m_T} \quad (5.45)$$

onde $m_x m_T = (m_b - m_a)(m_a + m_A)$ e o jacobiano $J = \left[\frac{m_b m_A}{m_x m_T}\right]^3$.

O vetor interação \vec{r}_3 depende do tipo de representação que estamos usando para os elementos de matriz, ou seja:

$$\vec{r}_3 = \vec{r}_2 \quad (s_3 = s_2, t_3 = t_2) \quad \text{para a representação pós - interação} \quad (5.46)$$

$$\vec{r}_3 = \vec{r}_1 \quad (s_3 = s_1, t_3 = t_1) \quad \text{para a representação pré - interação} \quad (5.47)$$

Na representação pré-interação, o potencial de interação foi definido como sendo, $W = V_\alpha - U_\alpha$. Para uma reação de "pick-up", esse potencial pode ser reescrito como:

$$W = V_\alpha - U_\alpha = V_{ax} + V_{aB} - U_\alpha \quad (5.48)$$

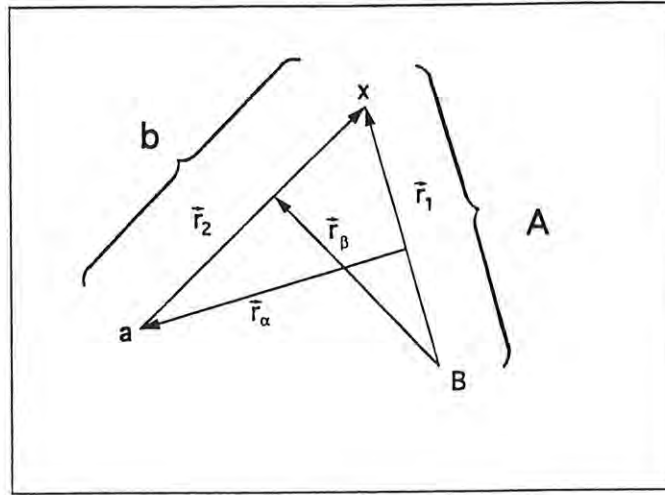


Figura 5.1: Definição das coordenadas para uma reação de "pick-up".

sendo que V_{ax} e V_{aB} são os potenciais que descrevem a interação entre o projétil e o cluster x e entre o projétil e o núcleo residual B , respectivamente. Podemos ainda assumir mais uma aproximação na qual o elemento de matriz de V_{aB} é cancelado pelo elemento de matriz de U_α , se as massas dos núcleos A e B não diferirem muito, ou seja:

$$\langle \varphi_\beta | V_{ax} + V_{aB} - U_\alpha | \varphi_\alpha \rangle \approx \langle \varphi_\beta | V_{ax} | \varphi_\alpha \rangle \quad (5.49)$$

Finalmente a expressão formal para a seção de choque diferencial em termos da amplitude de transição $T_{\beta\alpha}$, é dada por:

$$\frac{d\sigma_{\beta\alpha}}{d\Omega} = \frac{\mu_\alpha \mu_\beta}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_\beta}{k_\alpha} \frac{1}{(2l_A + 1)(2l_a + 1)} \sum_{M_a M_A M_b M_B} |T_{\beta\alpha}(\vec{k}_\beta, \vec{k}_\alpha)|^2 \quad (5.50)$$

onde foi tomada a média sobre a orientação dos spins iniciais, e a somatória é sobre todas as orientações dos spins finais. Foi assumido também que o sistema era inicialmente não polarizado e os produtos da reação continuaram não polarizados.

5.1.3 As regras de seleção para a reação de "pick-up"

Vamos considerar novamente a reação de transferência A(a,b)B, onde definiremos:

$$\text{o sistema 1} \quad A = B + x \quad (5.51)$$

$$\text{o sistema 2} \quad b = a + x \quad (5.52)$$

Vamos considerar agora que o processo de transferência se dê em uma única etapa, na qual os nucleons são transferidos em grupos. Esse cluster x deve ser então uma entidade bem definida e possuir um spin definido s_x .

Se o cluster-x dentro do núcleo A possuir momento angular orbital L_1 em relação ao caroço B, e um momento angular total J_1 , então temos a relação:

$$\vec{J}_1 = \vec{L}_1 + \vec{s}_x \quad e \quad \vec{I}_A = \vec{I}_B + \vec{J}_1 \quad (5.53)$$

De uma forma similar, se o cluster-x dentro do núcleo b tiver um momento angular orbital L_2 em relação ao caroço a, e um momento angular total J_2 , então:

$$\vec{J}_2 = \vec{L}_2 + \vec{s}_x \quad e \quad \vec{I}_b = \vec{I}_a + \vec{J}_2 \quad (5.54)$$

Dos coeficientes de Clebsch-Gordan imbutidos na eq. (5.36), podemos obter uma relação entre os momentos angulares transferidos nos sistemas 1 e 2, alvo e ejetil, respectivamente. e os momentos angulares transferidos na reação:

$$\vec{J}_{BA} = \vec{J}_1 \quad e \quad \vec{J}_{ba} = -\vec{J}_2 \quad (5.55)$$

onde \vec{J}_{BA} e \vec{J}_{ba} são os momentos angulares totais relativos dos sistemas alvo e ejetil, respectivamente, e ainda:

$$\vec{L} = \vec{J}_1 - \vec{J}_2 \quad \text{ou} \quad |J_1 - J_2| \leq L \leq |J_1 + J_2| \quad (5.56)$$

sendo que da própria natureza do momento angular orbital, temos:

$$\vec{L} = \vec{L}_1 - \vec{L}_2 \quad \text{ou} \quad |L_1 - L_2| \leq L \leq |L_1 + L_2| \quad (5.57)$$

Se a partícula x possuir paridade intrínseca "ímpar", que como veremos mais adiante é o nosso caso, a variação da paridade de cada sistema é governada por:

$$\pi_A \pi_B = (-)^{L_1+1} \quad e \quad \pi_a \pi_b = (-)^{L_2+1} \quad (5.58)$$

e para a variação da paridade total da reação, temos:

$$\Delta\pi = \pi_A \pi_a \pi_B \pi_b = (-)^{L_1+L_2} \quad (5.59)$$

Por outro lado, se a partícula x possuir paridade intrínseca "par", a variação da paridade em cada sistema seria governada por:

$$\pi_A \pi_B = (-)^{L_1} \quad e \quad \pi_a \pi_b = (-)^{L_2} \quad (5.60)$$

Podemos notar ainda, que se um dos momentos angulares, L_1 ou L_2 , for zero, $\Delta\pi = (-)^L$, onde L é o momento angular orbital transferido na reação.

Além das regras de seleção para os momentos angulares, as transições devem ainda satisfazer a lei de conservação de energia [Ar84],

$$\sum (2n_i + l_i) = 2N + L + 2\nu + \lambda \quad (5.61)$$

para cada um dos sistemas (alvo e ejetil), sendo que n_i e l_i são o número quântico principal e de momento angular orbital de cada um dos nucleons constituintes, de acordo com o modelo de camadas; N e L são aqueles do cluster- x relativo ao caroço, e ν e λ são aqueles do movimento interno dos nucleons no cluster.

5.2 Equação de massa para multipletos isobáricos, IMME, e o deslocamento coulombiano

A equação de massa para multipletos isobáricos,

$$M(A, T, T_z) = a(A, T) + b(A, T) \times T_z + c(A, T) \times T_z^2 \quad (5.62)$$

relaciona as massas dos $2T + 1$ membros de um multipletto isobárico [Ja69]. Sendo T o isospin e $T_z = \frac{1}{2}(N - Z)$ é a correspondente projeção no eixo z . O valor de T_z vai de $-T$ a $+T$.

Para uma interpretação dos coeficientes dessa equação seria interessante se pudéssemos relaciona-los com alguma quantidade física. Isso pode ser feito em termos de energia coulombiana.

Isospin pode ser considerado um bom número quântico se a hamiltoniana de interação dos nucleons no núcleo for não dependente da carga. Nesse caso todos os membros de um multipletto isobárico seriam degenerados, isto é, os níveis dos membros teriam a mesma energia, e as funções de onda seriam similares. Porém, a interação eletrostática entre os prótons provoca o desdobramento dos níveis entre os membros. Assim, a principal parte da hamiltoniana de interação H_{CV} , que viola a simetria-de-carga,

$$H_{CV} = [H, T] \quad (5.63)$$

é a força coulombiana entre dois prótons no núcleo.

O potencial coulombiano em termos do número quântico de isospin é dado por:

$$V_C = \frac{1}{2} \sum_{ij}^A \frac{e^2}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|} \left(\frac{1}{2} - t_z(i)\right) \left(\frac{1}{2} - t_z(j)\right) \quad (5.64)$$

onde, i e j conta os nucleons, t_z é o z -componente do operador de isospin, sendo $+\frac{1}{2}$ para nêutrons e $-\frac{1}{2}$ para prótons.

Podemos ainda reescrever essa expressão, separando explicitamente os termos de isoescalar, isovetor e isotensor da interação coulombiana:

$$V_C = V_C^{(0)} + V_C^{(1)} + V_C^{(2)} \quad (5.65)$$

$$V_C^{(0)} = \frac{e^2}{2} \sum_{ij}^A \left(\frac{1}{4} + \frac{\vec{t}(i) \cdot \vec{t}(j)}{3} \right) \frac{1}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|} \quad (5.66)$$

$$V_C^{(1)} = -\frac{e^2}{2} \sum_{ij}^A \left(\frac{t_z(i) + t_z(j)}{2} \right) \frac{1}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|} \quad (5.67)$$

$$V_C^{(2)} = \frac{e^2}{2} \sum_{ij}^A \left[t_z(i)t_z(j) - \frac{\vec{t}(i) \cdot \vec{t}(j)}{3} \right] \frac{1}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|} \quad (5.68)$$

A interação coulombiana entre os prótons é forte o bastante para que seus efeitos possam ser perceptíveis mas fraca o suficiente para não destruir ou alterar consideravelmente o que a força nuclear tem produzido. Assim, podemos tratar a interação coulombiana como um efeito perturbativo da hamiltoniana de interação. A energia coulombiana em primeira ordem é determinada como:

$$E_C(A, T, T_z) = \langle \alpha T T_z | V_C | \alpha T T_z \rangle \quad (5.69)$$

$$= \langle \alpha T T_z | \sum_{k=0,1,2} V_C^{(k)} | \alpha T T_z \rangle \quad (5.70)$$

$$= \sum_{k=0,1,2} (-1)^{T-T_z} \begin{pmatrix} T & k & T \\ -T_z & 0 & T_z \end{pmatrix} \langle \alpha T | V_C^{(k)} | \alpha T \rangle \quad (5.71)$$

onde usamos o teorema de Wigner-Eckart.

Podemos ainda reescrever essas expressões na forma:

$$E_C(A, T, T_z) = E_C^{(0)}(A, T) - T_z E_C^{(1)}(A, T) + [3T_z^2 - T(T+1)] E_C^{(2)}(A, T) \quad (5.72)$$

$$E_C^{(0)}(A, T) = \langle \alpha T || V_C^{(0)} || \alpha T \rangle \quad (5.73)$$

$$E_C^{(1)}(A, T) = -\frac{1}{\sqrt{T(T+1)}} \langle \alpha T \parallel V_C^{(1)} \parallel \alpha T \rangle \quad (5.74)$$

$$E_C^{(2)}(A, T) = \frac{1}{\sqrt{T(T+1)(2T-1)(2T+3)}} \langle \alpha T \parallel V_C^{(2)} \parallel \alpha T \rangle \quad (5.75)$$

As energias $E_C^{(0)}(A, T)$, $E_C^{(1)}$ e $E_C^{(2)}$ são as energias coulombianas escalares, vetoriais e tensoriais, respectivamente. Essas energias também dependem dos demais números quânticos α , não indicados explicitamente.

Por outro lado, o excesso de massa dos membros de um multiplete isobárico é dado por:

$$M(A, T, T_z) = \frac{1}{2}(m_n + m_H)A + (m_n - m_H)T_z + \langle TT_z | H_0 | TT_z \rangle + \langle TT_z | H_1 | TT_z \rangle + E_C(A, T, T_z) \quad (5.76)$$

A quantidade H_0 é a parte da hamiltoniana nuclear que é independente da carga, conseqüentemente $\langle TT_z | H_0 | TT_z \rangle$ é independente de T_z . Todos os efeitos dependentes da carga que não sejam devido aos efeitos eletrostáticos entre os prótons ou devido a auto-energia eletrostática dos prótons, estão contidos no termo $\langle TT_z | H_1 | TT_z \rangle$. Se o termo $\langle TT_z | H_1 | TT_z \rangle$ for desprezível, os coeficientes da equação de massa, eq. (5.62), podem ser relacionados com os correspondentes termos resultantes da substituição da eq. (5.72) na eq. (5.76), ou seja, podemos relacionar os coeficientes com as energias coulombianas escalar, vetorial e tensorial:

$$a(A, T) = \frac{1}{2}(m_n + m_H)A + \langle TT_z | H_0 | TT_z \rangle + E_C^{(0)}(A, T) - T(T+1)E_C^{(2)}(A, T) \quad (5.77)$$

$$b(A, T) = (m_n - m_H) - E_C^{(1)}(A, T) \quad (5.78)$$

$$c(A, T) = 3E_C^{(2)}(A, T) \quad (5.79)$$

Notar que uma vez sendo o coeficiente b sempre negativo, o sinal de menos na eq. (5.74) assegura ser a energia $E_C^{(1)}(A, T)$ positiva. Outro ponto é que apesar da maior contribuição

para o desdobramento em energia dos estados análogos ser devido à interação coulombiana, sabe-se que outras interações dependentes da carga, representada pela hamiltoniana H_1 , existem.

As energias coulombianas $E_C^{(0)}$, $E_C^{(1)}$ e $E_C^{(2)}$, apesar de seus significados, não são muito práticas do ponto de vista experimental, mesmo porque não é possível medi-las diretamente. Por outro lado o deslocamento da energia coulombiana ou o desvio da energia coulombiana ΔE_C , definido como a diferença de energia coulombiana entre os níveis de dois membros quaisquer de um multiplete isobárico, pode ser extraído diretamente de dados experimentais. Assim, seria conveniente do ponto de vista experimental, relacionar os coeficientes da IMME com os desvios da energia coulombiana. Formalmente o desvio em energia é dado por:

$$\Delta E_C(A, T, T_z - k | T_z) = E_C(A, T, T_z - k) - E_C(A, T, T_z) \quad (5.80)$$

Se a energia coulombiana for dada em termos das energias escalar, vetorial e tensorial, essa equação fica:

$$\Delta E_C(A, T, T_z - k | T_z) = k[E_C^{(1)}(A, T) - \Delta_{np}] - 3k(2T_z - k)E_C^{(2)}(A, T) \quad (5.81)$$

com k inteiro, $|T_z| \leq T$, $|T_z - T| \leq k$ e $\Delta_{np} = (m_n - m_H)$.

Mais especificamente, o desvio da energia coulombiana de estados análogos em núcleos conjugados ($k = 2T_z$) é:

$$\Delta E_C(A, \frac{3}{2}, -\frac{3}{2} | +\frac{3}{2}) = 3[E_C^{(1)}(A, \frac{3}{2}) - \Delta_{np}] = -3b \quad (5.82)$$

e para núcleos isobáricos vizinhos, onde o membro mais rico em nêutrons tem $T_z = T$ e ($k = 1$ e $T_z = T$):

$$\Delta E_C(A, \frac{3}{2}, +\frac{1}{2} | +\frac{3}{2}) = [E_C^{(1)}(A, \frac{3}{2}) - \Delta_{np}] - 2 \times 3[E_C^{(2)}(A, \frac{3}{2})] = -b - 2c \quad (5.83)$$

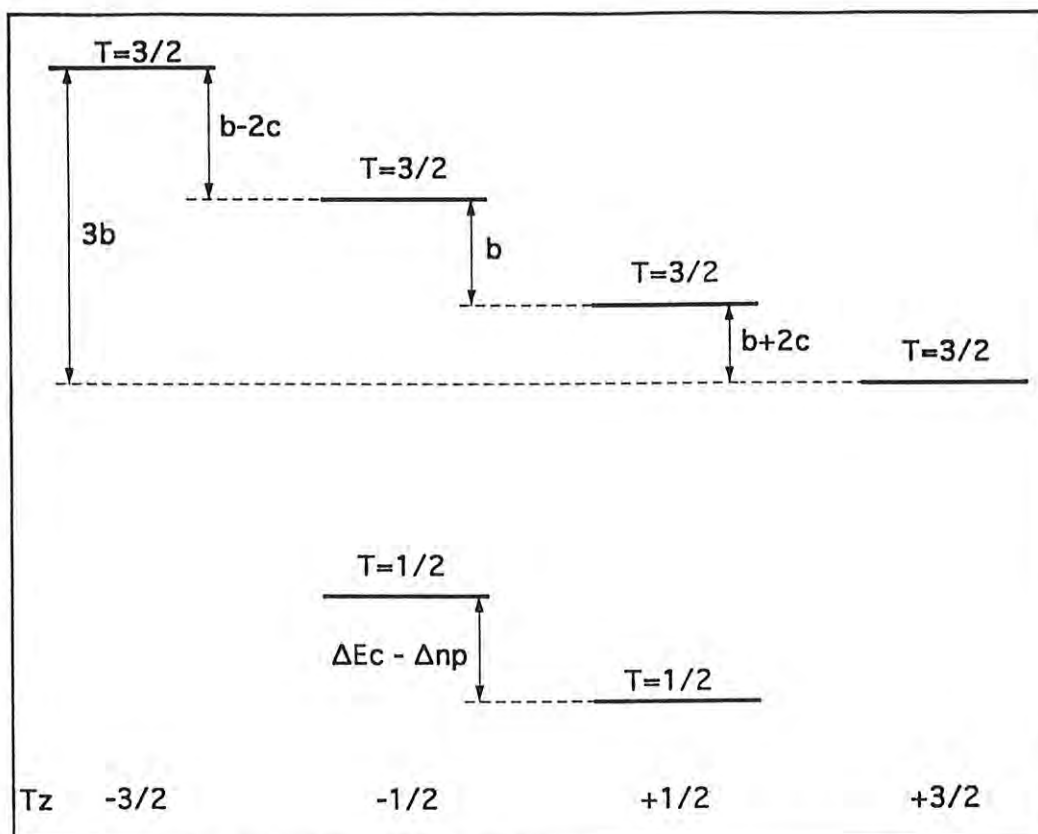


Figura 5.2: A relação entre os desdobramentos de energia e os coeficientes da IMME.

Das relações (5.77), (5.78) e (5.79), verificamos que as partes vetoriais e tensoriais da energia coulombiana podem ser experimentalmente determinadas a partir dos desvios da energia coulombiana entre membros do múltiplo isobárico, que por sua vez estão relacionados com os coeficientes da IMME, que também podem ser experimentalmente determinados. Na Fig. 5.2 está indicada graficamente a relação entre os desdobramentos de energia dos estados análogos e os coeficientes da IMME. Note, em particular, que se o coeficiente c fosse zero, o desvio em energia entre os níveis adjacentes seria igual. De fato o coeficiente c não aparece na expressão do desvio de energia entre os estados $T_z = \pm \frac{1}{2}$.

Capítulo 6

Comparação com a teoria

6.1 Os cálculos de DWBA

Os comportamentos característicos das distribuições angulares em ângulos dianteiros das reações $^{20}\text{Ne}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{17}\text{Ne}$ e $^{16}\text{O}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{13}\text{O}$ foram analisados em termos de cálculos de alcance-finito de DWBA (Aproximação de Born para ondas distorcidas), usando o código computacional TWOFR [Ig91]. Nesses cálculos, baseados na teoria de DWBA resumida na seção 5.1, assumimos que os três nêutrons são transferidos como cluster num processo direto de uma etapa. Assim, os itens mais relevantes para os cálculos eram relacionados basicamente aos:

- momentos angulares dos núcleos envolvidos;
- potenciais ópticos dos canais de entrada e saída;
- fatores de forma do cluster, quando ligado ao núcleo alvo e ao núcleo ejetil;
- parâmetros do potencial de interação;
- Q_s das reações e energias de ligação;

- limites inferior e superior do raio de interação nas integrais radiais;
- limites inferior e superior do número de ondas parciais;

6.1.1 As regras de seleção e os estados ligados

Os spins de todos os núcleos envolvidos foram devidamente especificados nos cálculos; para tanto levamos em consideração as regras de seleção apresentadas na seção 5.1.3.

Para ambas as reações, $^{20}\text{Ne}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{17}\text{Ne}$ e $^{16}\text{O}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{13}\text{O}$, nas quais tanto o alvo quanto o ejetil possuem spin 0^+ , as regras de seleção foram relativamente simplificadas, ou seja, para essas reações temos $I_B = J$, sendo J o momento angular total transferido na reação, e I_B o momento angular total do núcleo residual. Na Fig. 6.1 mostramos uma representação esquemática do acoplamento dos momentos angulares envolvidos nessas reações. Nesse exemplo o estado fundamental, $I_B = \frac{1}{2}^-$ é determinado pelo momento angular total transferido (J), de acordo com as regras de seleção. Os momentos angulares orbitais L_1 e L_2 , na figura, representam o momento angular orbital do 3n-cluster relativos ao caroço do núcleo do sistema 1 (^{17}Ne) e do sistema 2 (^3He), respectivamente. De acordo com a eq. (5.42) esses momentos angulares também definem o momento angular orbital transferido na reação, $|\vec{L}_1 - \vec{L}_2| \leq L \leq |\vec{L}_1 + \vec{L}_2|$.

Os momentos angulares orbitais transferidos (L) para cada transição foram determinados a partir da forma de cada distribuição angular, ou seja, as distribuições angulares de cada transição tiveram um único valor para o momento angular orbital transferido (L). Devido a conservação do momento angular total na reação e ao fato de que os spins dos núcleos alvo e ejetil são nulos, havia duas possibilidades para o momento angular total do núcleo residual, ou seja, $I_B = L \pm \frac{1}{2}$, onde $\frac{1}{2}$ é o spin do projétil ^3He . Portanto, devido as regras de seleção, havia duas possibilidades para os spins dos estados dos núcleos residuais ^{17}Ne e ^{13}O .

Além das regras de seleção para os momentos angulares, as transições devem ainda satisfazer a lei da conservação de energia [Ar84].

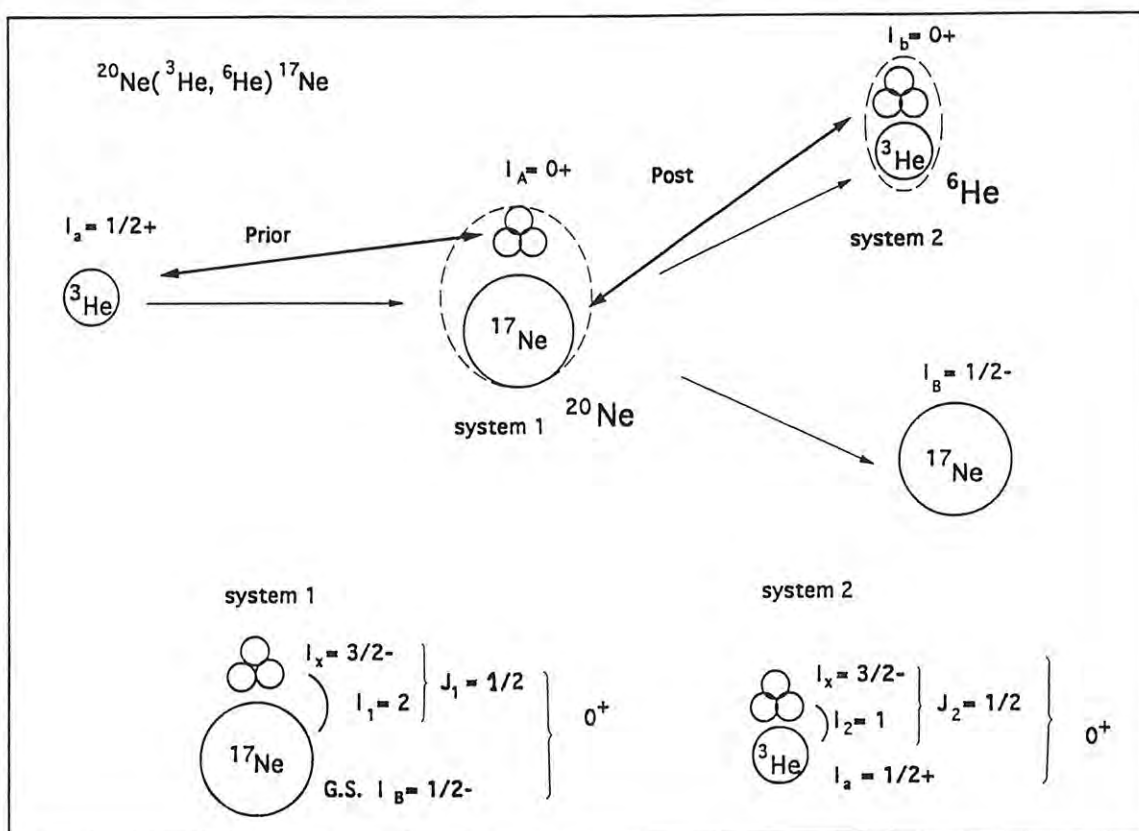


Figura 6.1: Ilustração esquemática do acoplamento dos momentos angulares para a reação $^{20}\text{Ne}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{17}\text{Ne}$.

$$\sum(2n_i + l_i) = 2N_1 + L_1 + 2\nu + \lambda \quad \text{relativo ao alvo} \quad (6.1)$$

$$\sum(2n_i + l_i) = 2N_2 + L_2 + 2\nu + \lambda \quad \text{relativo ao ejétíl} \quad (6.2)$$

De acordo com o modelo de camadas, n_i e l_i são os números quânticos principal e de momento angular de cada nucleon no 3n-cluster do núcleo alvo e do ejétíl; N_1 e L_1 são também os números quânticos principal e de momento angular do movimento relativo do 3n-cluster em relação ao caroço do sistema 1, enquanto que N_2 e L_2 são os números relativos ao caroço do sistema 2; e ν e λ são os números quânticos dos nucleons no 3n-cluster.

Se assumimos que os três nêutrons são transferidos como um cluster, os números quânticos do movimento interno dos três férmions no cluster são dados por $\nu = 0$ e $\lambda = 1$, e o spin e paridade do 3n-cluster são $J^\pi = \frac{3}{2}^-$, o que implica em $L_2 = 1$ e $N_2 = 0$ como números quânticos do movimento relativo do cluster em relação ao caroço de ${}^3\text{He}$. Os números quânticos do movimento relativo do 3n-cluster em relação ao caroço de ${}^{17}\text{Ne}$ e ${}^{13}\text{O}$ dependem do estado de excitação desses núcleos. No caso do 3n-cluster relativo ao ${}^{17}\text{Ne}$, os estados provenientes de transições com o momento angular transferido $L = 0$ fornecem $L_2 = 1$ e $N_2 = 0$, enquanto que para as transições com $L = 1$, temos que $2N_1 + L_1 = 4$, produzindo duas possibilidades: $L_1 = 2$ e $N_2 = 1$ ou $L_1 = 0$ e $N_2 = 2$. Usando uma ou outra combinação, a posição dos picos e vales das distribuições angulares calculadas não alteraram para essas transições. Entretanto, como houve uma pequena diferença nas intensidades relativas dos picos das distribuições angulares calculadas com um ou com o outro conjunto de números, escolhemos o conjunto que melhor ajustava às distribuições angulares experimentais. Os números quânticos utilizados nos cálculos de DWBA estão relacionados nas Tabelas 6.2 e 6.3 para o 3n-cluster relativo aos núcleos ${}^{17}\text{Ne}$ e ${}^{13}\text{O}$, respectivamente.

Esses números quânticos foram usados para definir as funções de onda do 3n-cluster ligado ao ejétíl e ao alvo. O potencial usado para gerar as funções de onda dos estados ligados foi um potencial de Woods-Saxon, cujos parâmetros são apresentados na Tabela

6.1. A profundidade do potencial foi determinada de forma a reproduzir a energia de ligação correspondente. A expressão para os raios utilizada nesses cálculos era do tipo $R = r_0 A^{\frac{1}{3}}$, onde A corresponde ao caroço, mas R é o raio do sistema cluster mais caroço. Assim, para que pudéssemos reproduzir os raios dos núcleos ^{20}Ne , ^{16}O e ^6He usamos os parâmetros de raio um pouco maiores do que o valor normalmente adotado, ($r_0 = 1,25 \text{ fm}$). A forma de Woods-Saxon também foi usada para o potencial de interação, V_{ax} , cujos parâmetros são os mesmos que os do potencial utilizado para gerar o estado ligado do cluster x no núcleo de ^6He .

6.1.2 Os potenciais ópticos

As ondas distorcidas são geradas a partir de potenciais ópticos, cujos parâmetros são normalmente obtidos a partir de reações de espalhamento elástico. O potencial óptico utilizado nos cálculos possui dependência radial da forma Woods-Saxon, ou seja:

$$U(r) = V_C - V_R f(x_R) - iW_V f(x_I) + i4W_D \frac{d}{dx} f(x_I)$$

onde, $f(x) = (e^x + 1)^{-1}$, e $x = (r - r_0 A^{\frac{1}{3}})/a$

O potencial coulombiano V_C é o de uma esfera uniformemente carregada, sendo o raio dado por $R_C = r_C A^{\frac{1}{3}}$.

Os parâmetros dos potenciais ópticos usados nos cálculos de DWBA para as reações $^{20}\text{Ne}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{17}\text{Ne}$ e $^{16}\text{O}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{13}\text{O}$ estão relacionados na Tabela 6.1.

Para a reação $^{20}\text{Ne}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{17}\text{Ne}$ obtivemos três conjuntos de parâmetros relativos ao canal de entrada e três ao canal de saída. Apenas o conjunto de número 2 é proveniente de medidas de espalhamento elástico do mesmo sistema indicado, e em energia de incidência próxima. Os três conjuntos do canal de entrada, (1), (2) e (3), podem ser classificados como "médio", "raso" e "fundo", respectivamente, tendo sido levado em consideração as profundidades do poço de potencial real e imaginário, e o tipo de potencial imaginário: se de volume, de superfície ou de volume mais superfície. Para o canal de saída, não havia na literatura parâmetros de potencial óptico para o sistema ^6He em núcleos da camada

p ou mesmo da camada s-d. Portanto, utilizamos parâmetros de sistemas próximos, um exemplo é o conjunto de parâmetros (5), o qual foi proveniente do ajuste do espalhamento elástico de ${}^6\text{Li}$ em ${}^{16}\text{O}$.

Na Fig. 6.2 temos o resultado das distribuições angulares calculadas com algumas das possíveis combinações desses potenciais, relativas ao estado fundamental do núcleo ${}^{17}\text{Ne}$, cujos spin e paridade eram conhecidos. Como pode ser observado, esses potenciais fornecem praticamente a mesma descrição do comportamento da distribuição angular experimental, e os picos e vales, principalmente os dos ângulos dianteiros, são relativamente bem reproduzidos. Contudo, os fatores de normalização são bem diferentes, dependendo da combinação de potenciais adotada. Apesar do melhor ajuste para a distribuição angular experimental do estado fundamental ter sido obtido com o conjunto de parâmetros (1-6) ou mesmo (3-4), obtivemos um melhor ajuste para as distribuições angulares relativas a outras transições com o conjunto (1-4).

Os parâmetros de potenciais ópticos disponíveis na literatura para os canais de entrada e saída da reação ${}^{16}\text{O}({}^3\text{He}, {}^6\text{He}){}^{13}\text{O}$, eram ainda mais escassos. Em geral, os parâmetros eram derivados de expressões empíricas ou de alguma forma de extrapolação a partir de sistemas próximos em massa e energia. Quando eram determinados a partir de espalhamento elástico com feixe de ${}^3\text{He}$, os potenciais imaginários eram, usualmente, derivativos (ou de superfície), que podem descrever bem a distribuição angular de espalhamento elástico, mas não necessariamente reações de transferência. Vários cálculos foram feitos com vários potenciais, mas sem bons resultados. Os potenciais que forneceram resultados razoáveis para essa reação estão relacionados na Tabela 6.1. Os conjuntos de parâmetros (1) e (4), para os canais de entrada e saída, respectivamente, são exatamente os mesmos que os usados nos cálculos de DWBA para a reação ${}^{20}\text{Ne}({}^3\text{He}, {}^6\text{He}){}^{17}\text{Ne}$ e ${}^{24}\text{Mg}({}^3\text{He}, {}^6\text{He}){}^{21}\text{Mg}$ [Ku91]. Podemos então dizer que esses parâmetros são parâmetros gerais para se determinar as funções de ondas distorcidas dos sistemas ${}^3\text{He}$ e ${}^6\text{He}$ em ${}^{24}\text{Mg}$, ${}^{20}\text{Ne}$ e ${}^{16}\text{O}$.

Calculamos a distribuição angular para o estado fundamental do ${}^{13}\text{O}$, cujos momento angular total e paridade eram conhecidos previamente, e depois comparamos com a distribuição angular experimental. Essa comparação é mostrada na Fig. 6.3. Nessa figura

Tabela 6.1: Parâmetros de potenciais ópticos

conjunto	V (MeV)	r_R (fm)	a_R (fm)	W_D (MeV)	W_V (MeV)	r_I (fm)	a_I (fm)	r_C (fm)	ref.
$^3\text{He} + ^{20}\text{Ne}$									
1	160.00	1.633	0.375		35.00	1.015	1.767	1.3	a)
2	105.58	1.150	0.850	16.47		1.240	0.875	1.4	b)
3	259.00	1.130	0.567	3.80	36.80	1.090	1.010	1.4	c)
$^6\text{He} + ^{17}\text{Ne}$									
4	64.70	1.250	0.717		13.00	1.250	0.800	1.3	d)
5	164.30	1.210	0.826		10.60	2.017	1.064	1.3	e)
6	120.00	1.150	0.500		30.20	1.365	1.365	1.4	f)
$^3\text{He} + ^{16}\text{O}$									
1	160.00	1.633	0.375		35.00	1.015	1.767	1.3	a)
7	180.00	1.060	0.623		25.00	1.620	0.463	1.3	g)
$^6\text{He} + ^{13}\text{O}$									
4	64.70	1.250	0.717		13.00	1.250	0.800	1.3	d)
estados ligados									
$3n + ^{17}\text{Ne}$	h)	1.32	0.65						
$3n + ^{13}\text{O}$	h)	1.34	0.65						
$3n + ^3\text{He}$	h)	1.58	0.65						

a) Os parâmetros foram modificados da ref. [Pe72].

b) ref. [Sw74].

c) Extrapolação para 70 MeV dos parâmetros da ref. [Na91].

d) ref. [Ko83].

e) ref. [Sc73].

f) ref. [Ad92].

g) Extrapolação para 80 MeV dos parâmetros da ref. [Na91].

h) A profundidade foi ajustada de forma a reproduzir a energia de ligação.

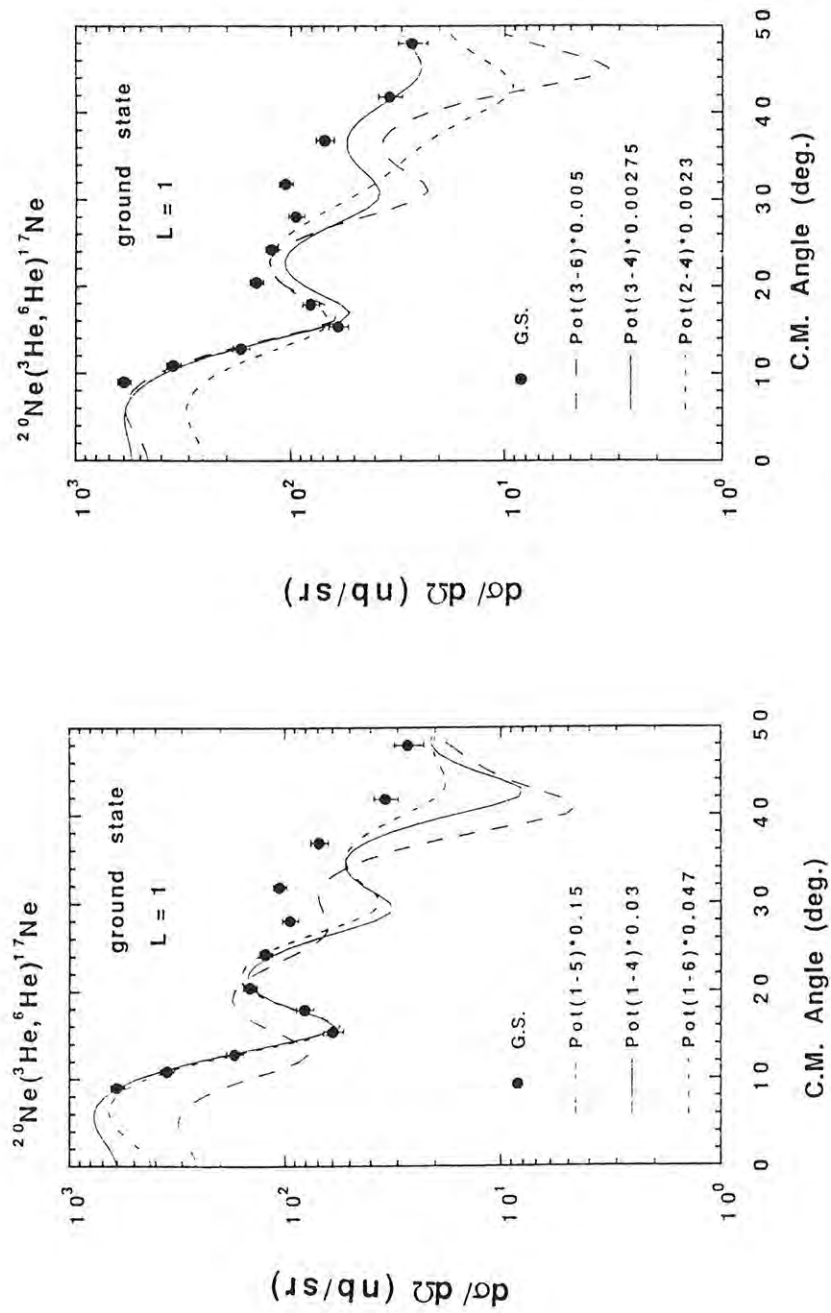


Figura 6.2: Distribuições angulares da reação $^{20}\text{Ne}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{17}\text{Ne}$ relativas ao estado fundamental. As curvas são resultados de DWBA com as combinações de potenciais ópticos indicados.

mostramos três possíveis combinações para potenciais de entrada e saída, sendo que para o conjunto (1-4) mostramos as duas distribuições angulares calculadas com os dois possíveis conjuntos de números quânticos adotados para o estado ligado do 3n-cluster em relação ao caroço de ^{13}O . Como podemos observar a qualidade do ajuste não é muito boa. As distribuições angulares calculadas fornecem o primeiro mínimo a 18° , enquanto que experimentalmente esse mínimo é a 25° . Além disso, as distribuições calculadas fornecem um pico entre 18° e 20° , o qual não aparece na distribuição angular experimental. Um efeito similar foi observado na distribuição angular relativa ao estado fundamental do núcleo ^{10}C da reação $^{13}\text{C}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{10}\text{C}$ [De76],[Ka73], e mais recentemente na distribuição angular relativa ao estado fundamental do núcleo ^9C da reação $^{12}\text{C}(^3\text{He}, ^6\text{He})^9\text{C}$ [Ku93], indicando que esse é algum efeito sistemático. Para facilitar a comparação e ter uma compreensão melhor desse efeito, colocamos no mesmo gráfico as distribuições angulares da reação $(^3\text{He}, ^6\text{He})$ para as transições $L = 1$ mais intensas dos núcleos indicados (vide Fig. 6.4). Podemos notar que as distribuições angulares relativas aos estados indicados dos núcleos ^{21}Mg e ^{17}Ne são diferentes das relativas aos núcleos ^{13}O e ^9C , e que houve um sensível deslocamento do primeiro mínimo das primeiras distribuições angulares em relação às últimas. Esse primeiro mínimo está se deslocando para ângulos mais traseiros para as distribuições angulares relativas a núcleos mais leves. Além disso, os cálculos de DWBA descrevem bem as distribuições angulares para os núcleos ^{21}Mg e ^{17}Ne , mas falham para as distribuições angulares correspondentes aos estados fundamentais dos núcleos ^{13}O e ^9C . Para as distribuições angulares relativas a outras transições do núcleo ^{13}O obtivemos melhores ajustes, como será mostrado adiante, possibilitando que se identificasse o momento angular orbital transferido.

Apesar de termos alcançado boa reprodutibilidade das distribuições angulares experimentais com os cálculos de DWBA, principalmente para as distribuições angulares relativas às transições do núcleo ^{17}Ne , o que possibilitou a atribuição dos momentos angulares totais para vários estados, ainda não temos o conhecimento completo dos detalhes envolvidos nessa reação. A razão principal é que nesses cálculos tivemos de fazer muitas aproximações como por exemplo: os parâmetros dos potenciais ópticos não foram obtidos a partir de

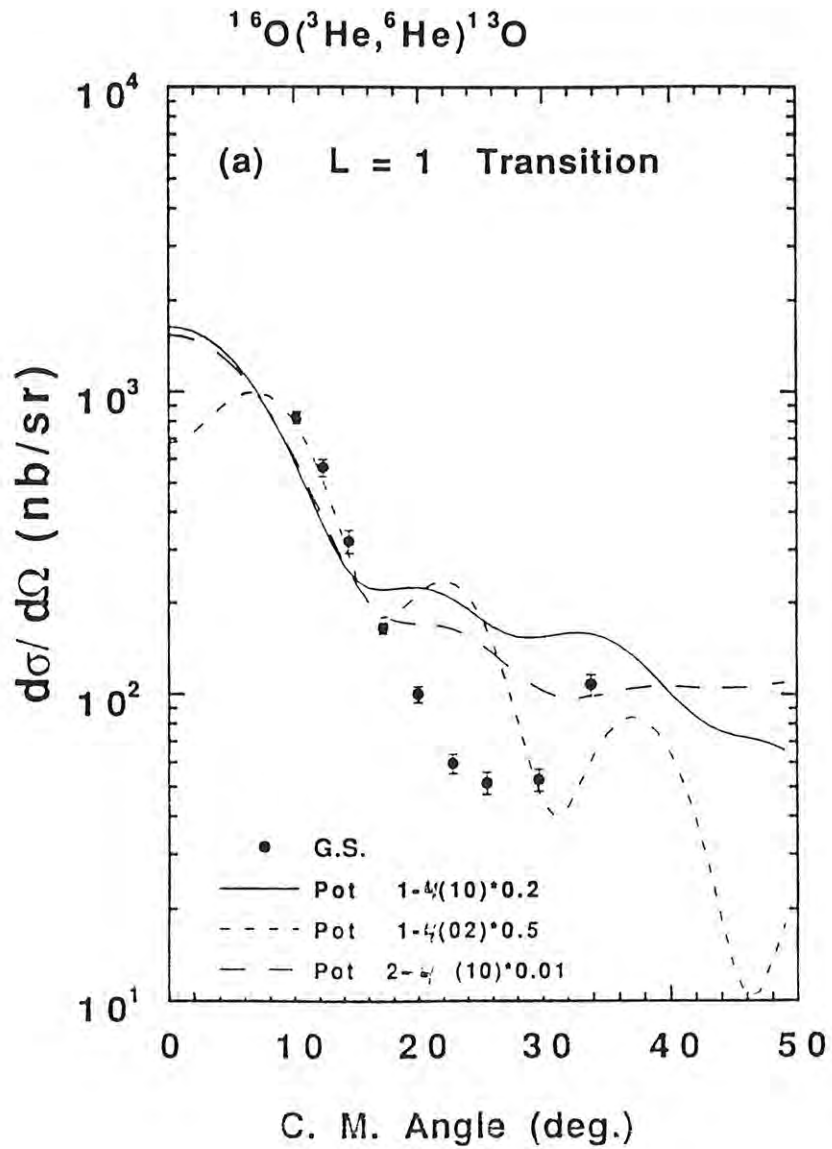


Figura 6.3: Distribuições angulares da reação $^{16}\text{O}(^3\text{He},^6\text{He})^{13}\text{O}$ relativas ao estado fundamental. As curvas são resultados de DWBA com as combinações de potenciais ópticos indicados.

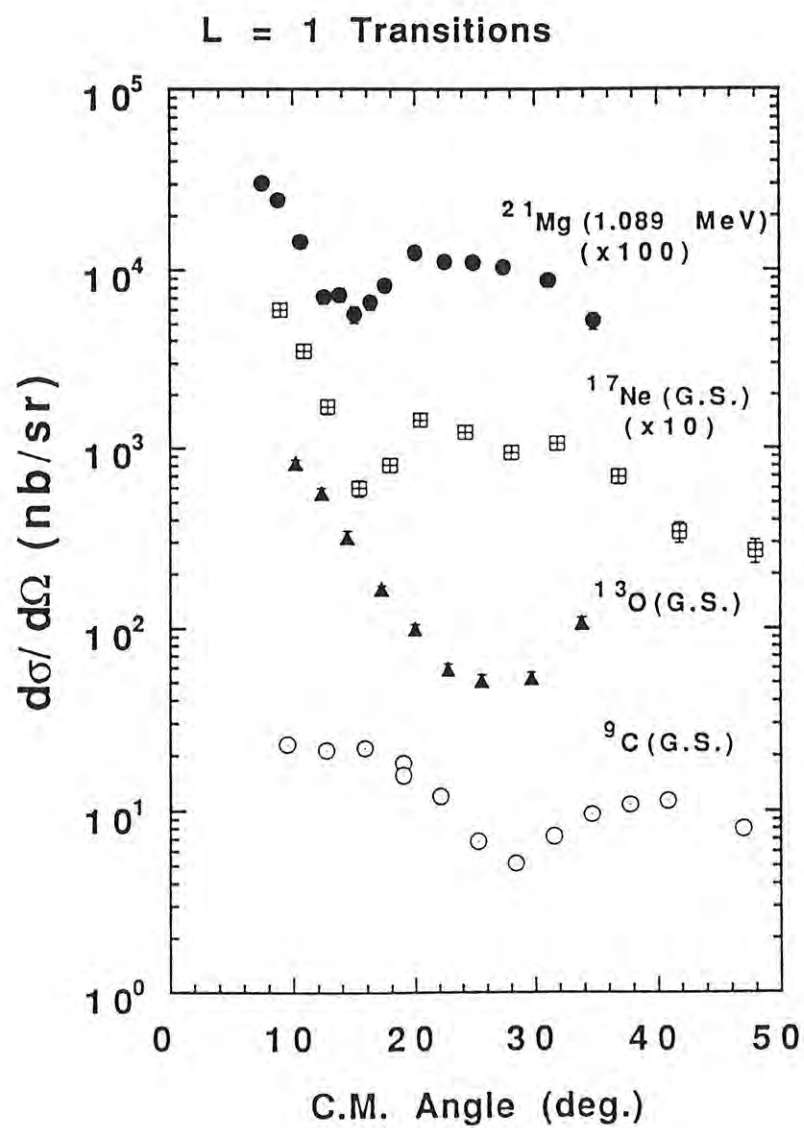


Figura 6.4: Distribuições angulares da reação (${}^3\text{He}, {}^6\text{He}$) relativas aos estados dos núcleos indicados. Os dados de ${}^{21}\text{Mg}$ são da ref. [Ku92]. Os dados de ${}^9\text{C}$ [Ku93] foram gentilmente cedidos antes de serem publicados.

espalhamento elástico, o potencial de interação e os potenciais para gerar as funções de onda dos estados ligados são completamente desconhecidos, e várias outras. Assim, a extração dos fatores espectroscópicos para esses estados é completamente irrelevante e sem significado antes de termos um conhecimento mais amplo dos parâmetros envolvidos nos cálculos de DWBA.

6.1.3 Atribuição spin e paridade aos estados do núcleo ^{17}Ne

As comparações das distribuições angulares calculadas com as experimentais, relativas às várias transições da reação $^{20}\text{Ne}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{17}\text{Ne}$ são mostradas nas Figs. 6.5 (a) - (e). As formas das distribuições angulares a ângulos dianteiros e as oscilações (ângulos dos picos e vales) são bem reproduzidas pelas distribuições angulares calculadas com os valores do momento angular orbital transferido (L) indicado em cada figura. Esses ajustes foram obtidos sem a modificação dos parâmetros de potencial óptico ou do potencial dos estados ligados, isto é, não houve a tentativa de ajuste dos valores absolutos da seção de choque nas distribuições angulares, e a normalização foi visual. As distribuições angulares mostram a nítida dependência com o momento angular orbital transferido, ou seja, para cada transição o momento angular orbital transferido (L) é único. Porém, como $J_B = J = L \pm \frac{1}{2}$, onde J_B é o momento angular total do núcleo residual, e J é o momento angular total transferido de acordo com a seção 5.1.3, temos duas possibilidades de J para cada L . A paridade é dada por $(-1)^L$.

Os momentos angulares orbitais transferidos, momentos angulares total e paridades, atribuídos a cada estado do núcleo ^{17}Ne estão sumarizados na Tabela 6.2. A distribuição angular relativa ao estado fundamental tem a forma correspondente a $L = 1$, como era esperado já que o momento angular total $J^\pi = \frac{1}{2}^-$ era conhecido [Ha71]. A distribuição angular relativa ao estado com 1,908 MeV tem a clara forma de $L = 0$, e assim, atribuímos $J^\pi = \frac{1}{2}^+$ para esse estado, sem ambigüidades. Os demais estados terão os momentos angulares totais sempre com os dois valores, que foram removidos quando a conexão com um estado, de momento angular total e paridade conhecidos do núcleo espelho ^{17}N

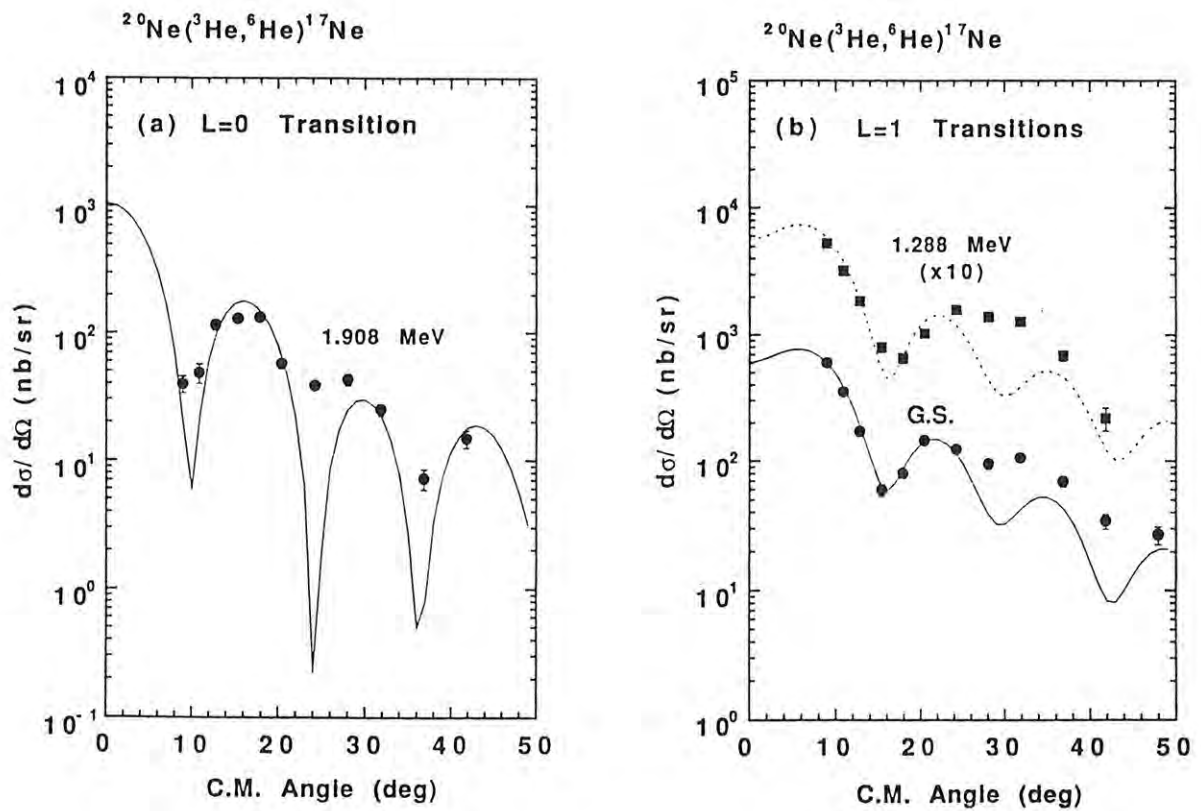


Figura 6.5: Distribuições angulares da reação $^{20}\text{Ne}(^3\text{He},^6\text{He})^{17}\text{Ne}$ relativas às transições indicadas, cujos momentos angulares transferidos atribuído foram: (a) $L = 0$; (b) $L = 1$. As linhas sólidas são cálculos de DWBA discutidos no texto.

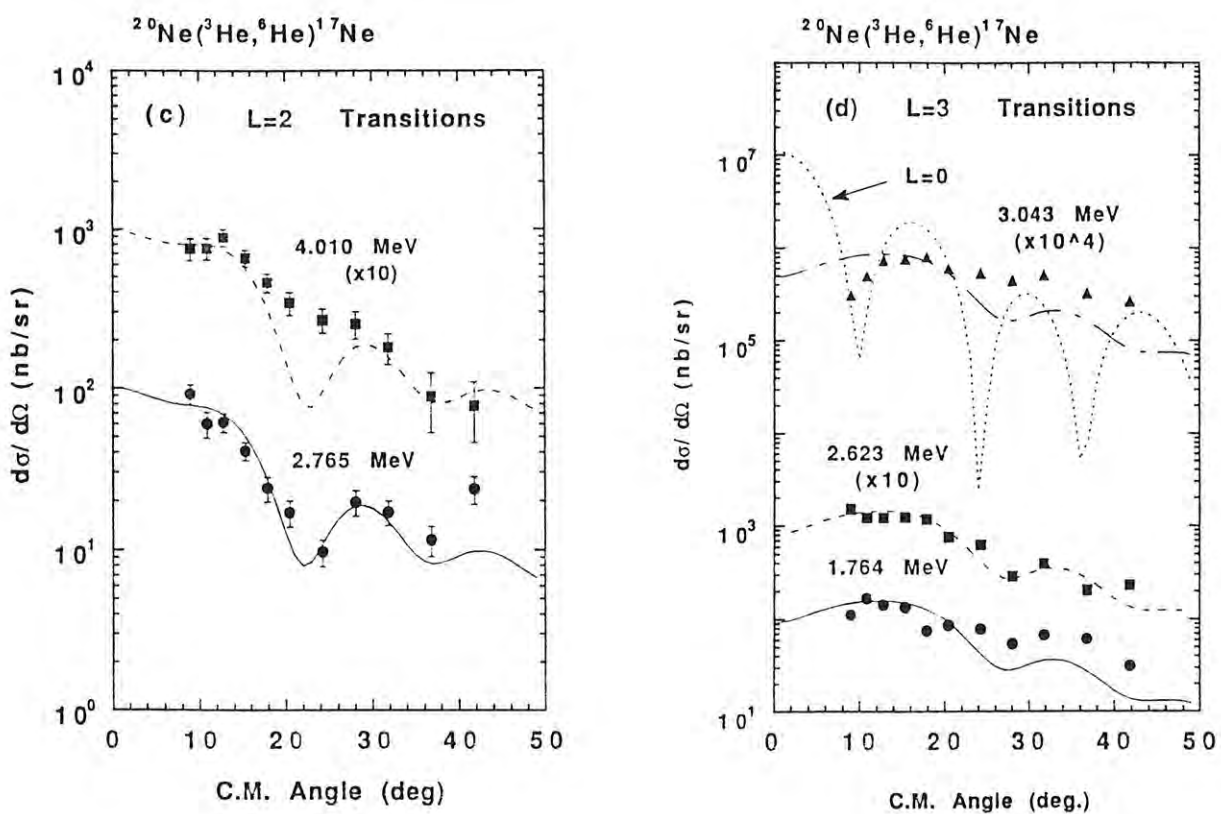


Figura 6.5: idem para as transições indicadas, cujos momentos angulares transferidos atribuído foram: (a) $L = 2$; (b) $L = 3$. As linhas sólidas são cálculos de DWBA discutidos no texto.

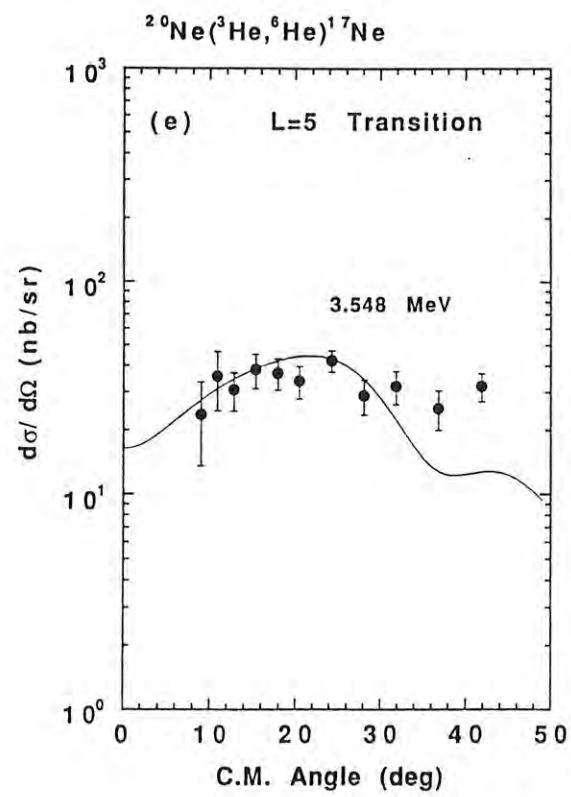


Figura 6.5: (e) Distribuição angular da reação $^{20}\text{Ne}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{17}\text{Ne}$ relativas às transições indicadas, cujo momento angular transferido atribuído foi $L = 5$

[Aj86],[Ja78],[Mo78] era possível. Para uma melhor comparação colocamos os esquemas de níveis dos dois núcleos num mesmo gráfico, (vide Fig. 4.8). As linhas pontilhadas nesse gráfico são as possíveis conexões entre os estados análogos. Assim, para as transições com as distribuições angulares correspondendo a $L = 2$, ou seja, os estados a 2,765 MeV e 4,010 MeV foram atribuídos $J^\pi = \frac{5}{2}^+$ e $J^\pi = \frac{3}{2}^+$, respectivamente. As distribuições angulares dos estados a 1,764, 2,623 e 3,043 MeV tem uma dependência com o momento angular orbital transferido $L = 3$. Além disso, a seção de choque da distribuição angular do estado a 3,043 MeV diminui a ângulos dianteiros indicando também a possibilidade de $L = 0$ transferido para esse estado. Da comparação com os esquemas de níveis do núcleo espelho ^{17}N atribuímos $J^\pi = \frac{5}{2}^-$ para o estado a 1,764 MeV. O estado a 3,043 MeV parece ser o análogo do estado a 3,129 MeV no ^{17}N , e portanto, assinalamos $J^\pi = \frac{7}{2}^-$. Esse estado também tem uma suave dependência com a energia ao longo dos núcleos do quarteto com $T = \frac{3}{2}$, conforme veremos na próxima seção, reforçando essa atribuição. Infelizmente a ambigüidade $J^\pi = \frac{5}{2}^-$ ou $J^\pi = \frac{7}{2}^-$ teve de ser mantida para o estado a 2,623 MeV, uma vez que não foi possível indicar o estado análogo no núcleo espelho. Finalmente, a distribuição angular da transição a 3,548 MeV é a que tem o momento angular transferido mais alto, $L = 5$, e parece que este estado é o análogo do estado a 3,629 MeV no ^{17}N , portanto $J^\pi = \frac{9}{2}^-$ foi assinalado.

6.1.4 Atribuição do spin e paridade dos estados do núcleo ^{13}O

Os cálculos de DWBA para as distribuições angulares relativas a alguns estados do núcleo ^{13}O da reação $^{16}\text{O}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{13}\text{O}$ são mostrados nas Fig. 6.6(a)-(b). A forma geral das distribuições angulares em ângulos dianteiros, ou seja, as fases das oscilações (ângulos dos picos e vales) são razoavelmente descritos pelos cálculos com os valores dos momentos angulares orbitais transferidos indicados em cada figura. Novamente, ressaltamos que os ajustes foram obtidos sem a modificação dos parâmetros de potencial óptico ou do potencial dos estados ligados. O momento angular orbital transferido nessa reação também foi único para cada transição, sendo que aqui também há duas possibilidades para o

Tabela 6.2: Níveis nucleares identificados do ^{17}Ne .

energia excitação	$\pm\Delta E_x$ (keV)	N_1, L_1	L transf.	J^π adotado	$E_x(\text{MeV})^{b),c)}$
0.0		1,2	1	$\frac{1}{2}^-$ a)	
1.288	8	1,2	1	$\frac{3}{2}^-$	1.284(26)
1.764	8	0,4	3	$\frac{5}{2}^-$	1.754(27)
1.908	8	1,1	0	$\frac{1}{2}^+$	1.916(28)
2.623	9	0,4	3	$\frac{5}{2}^-, \frac{7}{2}^-$	
2.765	12	0,3	2	$\frac{5}{2}^+$	2.619(28)
3.043	11	0,4 (1,1)	3,(0)	$\frac{7}{2}^-, (\frac{1}{2}^+)$	3.006(28)
3.548	20	0,6	5	$\frac{9}{2}^-$	
3.713	30				
4.010	10	0,3	2	$\frac{3}{2}^+$	
4.487	22				
5.141	62				
5.722	23				
6.132	35				
6.366	22				

a) [Ha71].

b) energias previstas pela IMME usando os coeficientes da Tabela 6.4.

c) os erros em parênteses estão em keV.

momento angular total transferido para cada transição uma vez que as regras de seleção são semelhantes às da reação da seção anterior. Infelizmente o núcleo espelho ^{13}B , não foi muito útil para remover as ambigüidades, pois os spins e paridades de seus estados também não são exatamente definidos, como pode ser visto na Fig. 4.15.

Os momentos angulares orbitais transferidos (L) assinalados, e os momentos angulares totais e paridade atribuídos a alguns estados do núcleo ^{13}O são sumarizados na Tabela 6.3. Apesar do ajuste da distribuição angular relativa ao estado fundamental com cálculos de DWBA não ter sido muito bom, não há dúvida de que esta deveria ter uma dependência com $L = 1$, uma vez que o spin $J^\pi = \frac{3}{2}^-$ era conhecido. As outras transições com $L = 1$ são os estados 4,295, 5,036 e 5,574 MeV. A seção de choque dos ângulos traseiros da distribuição angular do estado a 4,295 MeV é estranhamente elevada, e como não compreendemos exatamente o porquê, preferimos apenas sugerir a dependência da distribuição angular com $L = 1$ para esse estado com base no ajuste dos ângulos dianteiros. Assim, para as transições 5,036 e 5,574 MeV temos atribuídos os spins $J^\pi = \frac{1}{2}^-$ e $J^\pi = \frac{3}{2}^-$, enquanto que para o estado 4,295 MeV, essa mesma atribuição é apenas sugerida. Temos também três transições cujas distribuições angulares correspondem ao momento angular transferido $L = 2$, os estados a 2,673 MeV, 3,303 MeV e 4,459 MeV, conforme Fig. 6.6 (c). Os momentos angulares totais atribuídos a estes estados são, $J^\pi = \frac{3}{2}^+$ ou $J^\pi = \frac{5}{2}^+$. Finalmente, a distribuição angular da transição a 3,983 MeV, apesar dos pequenos valores da seção de choque diferencial, é descrita pelos cálculos de DWBA, com $L = 3$, como podemos observar na Fig. 6.6 (d), e assim, atribuímos $J^\pi = \frac{5}{2}^-$ ou $J^\pi = \frac{7}{2}^-$ para esse estado. As distribuições angulares relativas aos dois estados restantes, 3,087 MeV e 3,790 MeV, não tinham oscilações nítidas, e nem uma forte dependência com o momento angular transferido, o que impossibilitou a determinação do momento angular transferido, e por conseguinte, a atribuição do momento angular total para esses estados.

6.2 Comparação com cálculos de modelo de camadas

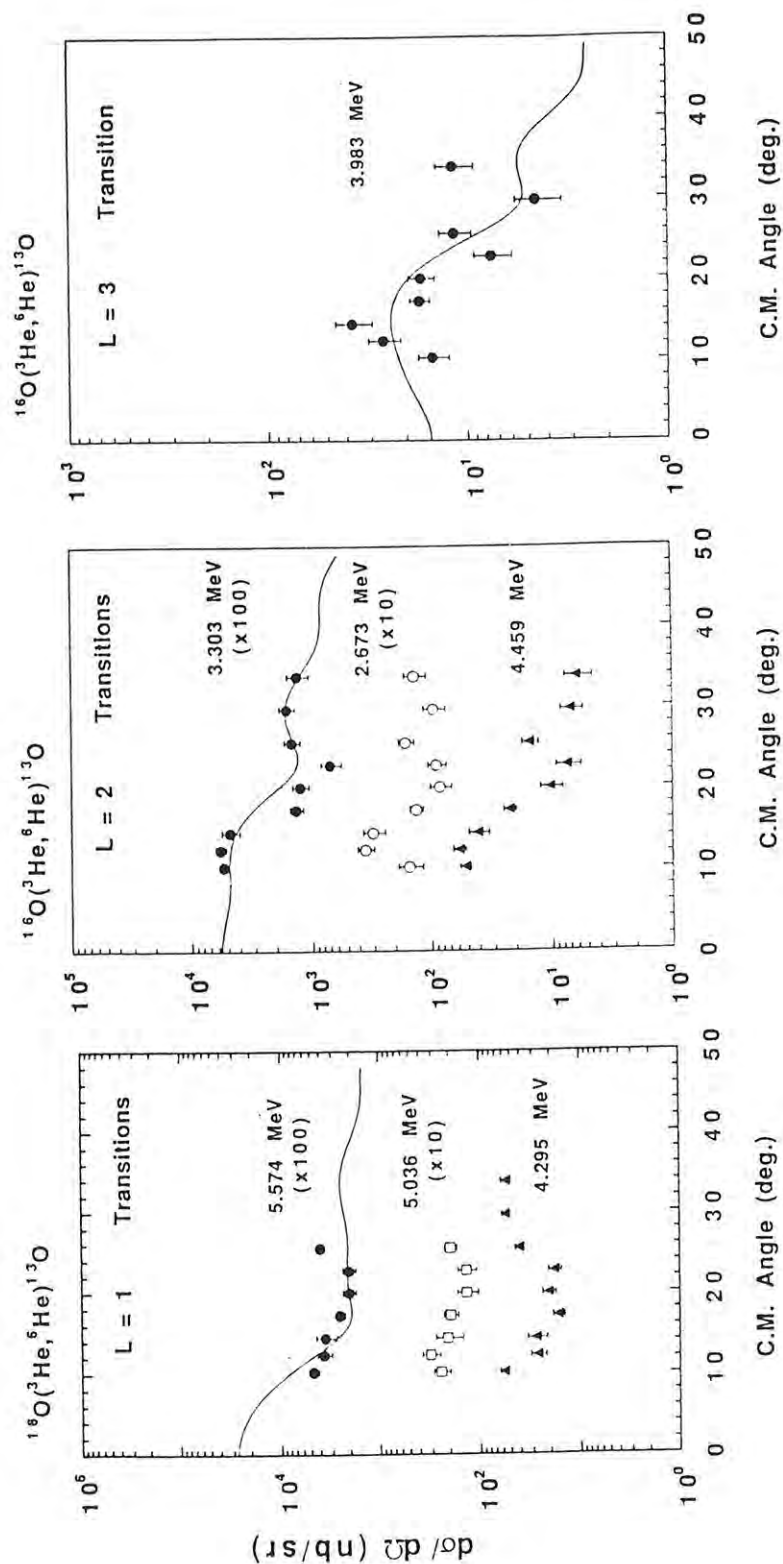


Figura 6.6: Distribuições angulares da reação $^{16}\text{O}(^3\text{He},^6\text{He})^{13}\text{O}$ relativos às transições indicadas, cujos momentos angulares transferidos atribuídos foram: (a) $L = 1$; (b) $L = 2$; (b) $L = 3$. As linhas sólidas são cálculos de DWBA discutidos no texto.

Tabela 6.3: Níveis nucleares identificados do ^{13}O .

energia excitação	$\pm\Delta E_x$ (keV)	N_1, L_1	L transferido	J^π adotado
0.0		0,2 ou 1,0	1	$\frac{3}{2}^-$ a)
2.673 (2.846) ^{b)}	8 (22)	0,3	2	$\frac{3}{2}^+, \frac{5}{2}^+$
3.087	14			
3.303	39	0,3	2	$\frac{3}{2}^+, \frac{5}{2}^+$
3.790	9			
3.983	12	0,4	3	$\frac{5}{2}^-, \frac{7}{2}^-$
4.295	20	(1,0)	(1)	$(\frac{1}{2}^-, \frac{3}{2}^-)$
4.459 (4.750) ^{b)}	14 (18)	0,3	2	$\frac{3}{2}^+, \frac{5}{2}^+$
5.036 (5.301) ^{b)}	13 (13)	1,0	1	$\frac{1}{2}^-, \frac{3}{2}^-$
5.574	22	1,0	1	$\frac{1}{2}^-, \frac{3}{2}^-$
5.824	20			
6.043	20			
6.284	17			
6.521	18			
6.938	16			
7.175	32			

e esse sistema era um dos mais próximos do sistema ^6He em ^{17}Ne . a) [Aj86].

b) Esses estados são apenas sugestões, conforme discutido no texto.

No modelo de camadas, as funções de onda de partícula-única são auto-estados da hamiltoniana de um corpo. Essa hamiltoniana inclui a energia cinética e o campo de potencial médio, sendo que esse último simula o efeito da interação média dos nucleons no núcleo. Em geral, usando as funções de onda de partícula-única determinadas dessa maneira, outros efeitos, usualmente chamados de interação residual, podem ser estimados. A dimensão da matriz de interação é, a princípio, infinita. A aproximação básica consiste em restringir o número de vetores de base, isto é, escolher um subespaço para as configurações no modelo de camada, denominado "espaço do modelo", que possui uma dimensão menor e que represente os principais graus de liberdade do sistema. Possíveis efeitos dos vetores desprezados, no espaço do modelo, podem ser incluídos na interação residual. O objetivo é, naturalmente, prever o maior número possível de propriedades nucleares, sendo que a configuração adotada ou do truncamento considerado só podem ser confirmados pela comparação com os dados experimentais.

Cálculos de modelos de camadas para a região de massa $A = 16$ normalmente assumem que o núcleo ^{16}O é um caroço fechado e esférico. Os graus de liberdade responsáveis pelas propriedades nucleares são atribuídos às partículas e buracos relativos ao caroço. Entretanto, alguns estados de núcleos dessa região só podem ser compreendidos em termos de excitação do caroço, que podem ser algumas vezes excitações coletivas. Para núcleos na região de massa $A = 12$ a descrição adotada é mais simples. Usualmente para os núcleos nessa região de massa não é necessário assumir nenhum caroço, pois o número de nucleons e os valores dos momentos angulares envolvidos são pequenos. Isso faz com que a expansão do espaço do modelo para camadas vizinhas seja relativamente fácil.

Especificamente para núcleos com massa $A = 17$ há, na literatura, vários cálculos de modelo de camadas [Ma66],[Re73],[Ro74], [Ma81],[Wa89]. Esses cálculos mostram a importância das excitações de partículas-buracos para a compreensão da estrutura desses núcleos. A maioria desses cálculos foram baseados no modelo de "acoplamento fraco" [El70], no qual as correlações das partículas numa mesma camada são predominantes, e a interação partícula-buraco é tratada como perturbação. Os estados de paridade negativa desses núcleos, ou seja, os estados com paridade natural (mesma que a do estado

fundamental) são formados pelo acoplamento do buraco no orbital $1p_{\frac{1}{2}}$ com os estados de paridade positiva do núcleo com $A = 18$. Estes estados têm então o que chamamos de configuração de 2 partículas-1 buraco, $2p - 1b$, sendo que existe a possibilidade de componentes com excitações de $4p - 3b$. Já os estados com paridade positiva devem ter configurações do tipo $3p - 2b$ e/ou $5p - 4b$. Esses cálculos, entretanto, diferem no tamanho do espaço do modelo, no número de configurações levadas em consideração, ou mesmo na escolha da interação residual, que como foi ressaltado por Margolis e Takacsy [Ma66], é extremamente sensível para a determinação do espectro de energia.

Para comparar com o esquema de níveis experimental do núcleo ^{17}Ne , adotamos o resultado do cálculo do modelo de camada de Warbuton e Millener [Wa89]. Esse cálculo foi originalmente realizado com a intenção de ser comparado com os resultados experimentais do núcleo ^{17}N . Porém, como não foi levado em consideração nenhum efeito coulombiano nesses cálculos podemos estender a comparação também para o esquema de níveis do ^{17}Ne . Para descrever a interação intracamadas, na qual os nucleons de valência são ativos em várias camadas simultaneamente, eles modificaram o potencial de interação de Millener-Kurath, denominado MK3, baseando-se na parametrização de multialcance obtido por Hosaka et.al [Ho85]. Eles definiram a configuração $(0s)^4(0p)^{12}(1s0d)$ como sendo a configuração de $0\hbar\omega$ da hamiltoniana de oscilador harmônico. Assim os estados excitados de paridades negativas têm $1\hbar\omega$ e a configuração $(0s)^4(0p)^{11}(1s0d)^2$, enquanto que a configuração dos estados excitados de paridade positiva, é $(0s)^4(0p)^{10}(1s0d)^3$. As configurações $(0s)^4(0p)^{11}(1s0d)^1(0f1p)^1$ e $(0s)^3(0p)^{12}(1s0d)^2$ têm menor probabilidade mas também são consideradas.

Na Fig. 6.7 mostramos o esquema de níveis do núcleo ^{17}Ne junto com os espectros calculados para as configurações $2p - 1b$ e $3p - 2b$. No espectro calculado, os estados de paridade negativa são determinados principalmente pela configuração:

$$\pi p_{\frac{1}{2}}^{-1} \otimes [^{18}\text{O}(0_1^+, 2_1^+, 4_1^+, 2_2^+, 0_3^+, 3_1^+)] \quad (6.3)$$

enquanto que os de paridade negativa calculados para $4p-3b$, são dados pela seguinte configuração:

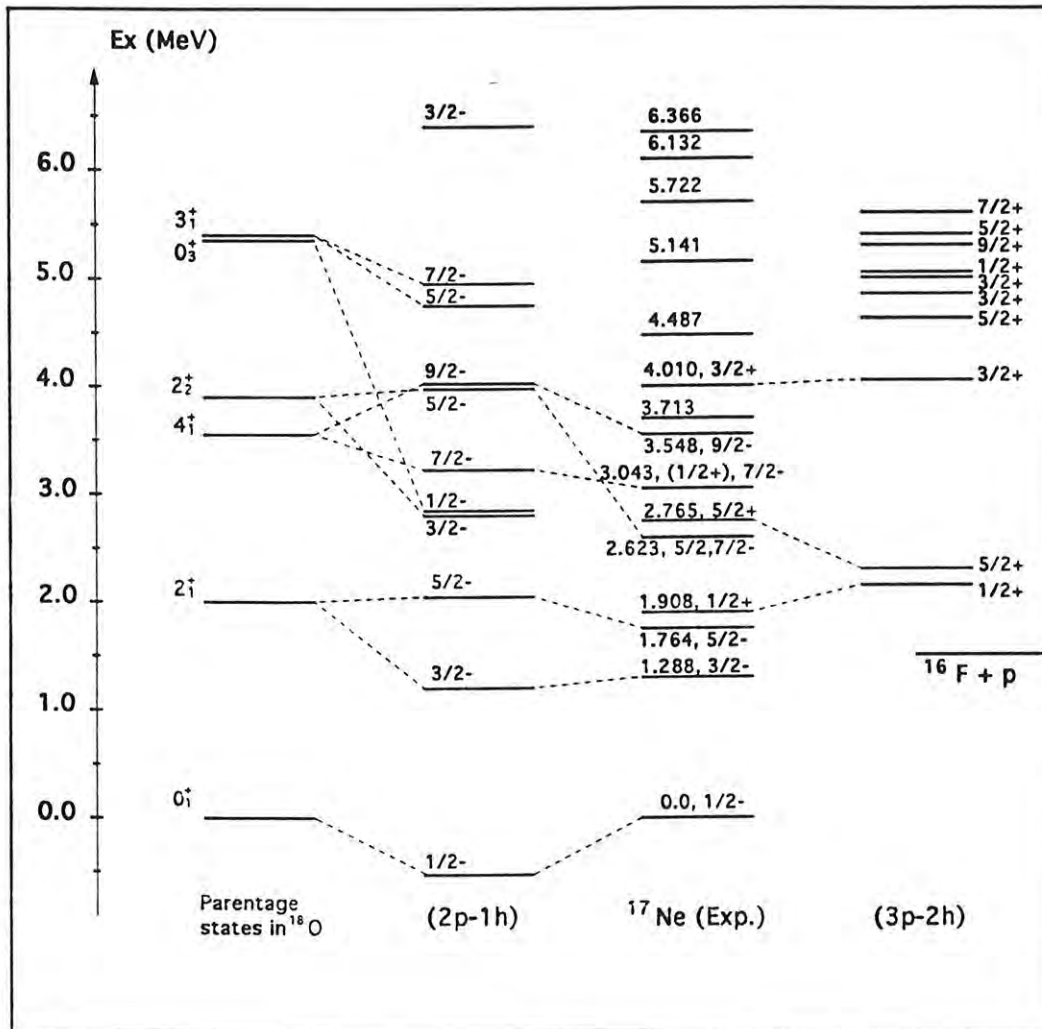


Figura 6.7: Níveis de energia do ^{17}Ne . Os espectros $2p - 1b$ e $3p - 2b$ são cálculos de modelo de camada de Warbuton [Wa89]. As linhas pontilhadas são as prováveis conexões.

$$[{}^{13}\text{C}(\frac{1}{2}^-) \otimes F(2^+)]_{J\pi=\frac{3}{2}^-, \frac{5}{2}^-} \quad (6.4)$$

Pudemos observar que há uma boa correspondência entre os espectros calculados e o experimental. Dos primeiros 10 níveis, apenas o estado a 3,713 MeV não tem a contraparte nos espectros calculados, mas isso se deve principalmente por não conhecermos seu spin, e o estado correspondente ao estado 2,623 MeV no ${}^{17}\text{Ne}$ está em energia muito alta no espectro calculado. Entretanto, se tivessem sido usado nos cálculos os estados do núcleo ${}^{18}\text{Ne}$, ao invés dos do ${}^{18}\text{O}$, o espectro calculado seria deslocado para energias um pouco mais baixa e a concordância poderia ser melhor. Um outro problema é a ausência dos correspondentes estados no espectro do ${}^{17}\text{Ne}$, dos segundos $\frac{1}{2}^-$ e $\frac{3}{2}^-$ estados calculados. Esses estados têm correspondência com os estados a 3,663 MeV e 3,204 MeV do ${}^{17}\text{N}$, respectivamente. Contudo, o estado 3,204 MeV tem um fator espectroscópico muito pequeno para a reação ${}^{18}\text{O}(d, {}^3\text{He}){}^{17}\text{N}$ [Ma81], e parece que a configuração associada é mais complicada que excitação $2p - 1b$. Aliás, a natureza ou a configuração dos dois primeiros $\frac{1}{2}^-$ e $\frac{3}{2}^-$ estados dos núcleos com massa $A = 17$ não está completamente determinada ou mesmo compreendida.

As energias calculadas dos estados de paridade negativa parecem ser bem descritas pela configuração de um buraco no orbital $p_{\frac{1}{2}}$ acoplado aos estados 0_1^+ , 2_1^+ , 4_1^+ , 2_2^+ e 3_1^+ do ${}^{18}\text{O}$, já que há uma boa correspondência dos estados calculados com os estados "pais" no núcleo ${}^{18}\text{O}$, conforme mostrado na Fig. 6.7. Isso indica que a configuração principal destes estados é bem caracterizada pelo modelo de acoplamento fraco. O segundo $\frac{1}{2}^-$ estado no espectro calculado está bem afastado em energia do estado parente 0_3^+ , indicando que esse estado, por sua vez, não é bem descrito pelo modelo de acoplamento fraco. Do ponto de vista experimental, Mairle et. al [Ma81] fizeram um estudo sistemático dos fatores espectroscópicos dos estados de spins e paridade $\frac{1}{2}^-$ e $\frac{3}{2}^-$ dos núcleos ${}^{17}\text{N}$ e ${}^{17}\text{O}$. Eles obtiveram que os primeiros estados $\frac{1}{2}^-$ exaurem quase que completamente o strength do orbital $1p_{\frac{1}{2}}$, enquanto que o "strength" do orbital $1p_{\frac{3}{2}}$ é diluído no espectro. Como não foi possível determinar a energia média do orbital $1p_{\frac{3}{2}}$ eles não conseguiram obter a intensidade do termo de interação spin-órbita. Eles ainda obtiveram de um estudo sistemático da reação

(d,³He) nos alvos ¹²C, ¹⁴N, ¹⁶O, ¹⁸O, ²²Ne e ²⁸Si, que o modelo de acoplamento fraco é inadequado para descrever a distribuição do "strength" do orbital $1p_{3/2}$. Para interpretar a razão $S(\frac{3}{2}^-)/S(\frac{1}{2}^-)$ em função da massa desses núcleos, eles invocaram o modelo de acoplamento forte, no qual os primeiros estados $\frac{1}{2}^-$ e $\frac{3}{2}^-$ são considerados membros da banda rotacional $K = \frac{1}{2}^-$ construída sobre um estado de buraco no orbital de Nilsson. Ajustando a deformação β_2 do potencial de Nilsson nesse modelo, eles conseguiram reproduzir a razão $S(\frac{3}{2}^-)/S(\frac{1}{2}^-)$ experimental para todos os núcleos estudados. O modelo de acoplamento forte foi capaz ainda de prever corretamente o aumento da razão com o aumento da massa, o que o modelo de acoplamento fraco não conseguiu. Assim, apesar do esquema de níveis calculado com base no modelo de acoplamento fraco estar em razoável acordo com o experimental do ¹⁷Ne, a estrutura nuclear, ou seja, o tipo de configuração desses estados ainda não é completamente claro.

Para núcleos na região de massa $A = 13$, alguns cálculos de modelos de camadas foram realizados [Co65], [Sa73]. Nesses cálculos para a região de massa $10 \leq A \leq 14$ é assumido um caroço de ⁴He inerte mais (A-4) nucleons extra-caroço movendo-se no orbital 1p. Essa configuração $(1s)^4(1p)^{A-4}$ produz apenas estados com paridade natural, ou seja, paridade normal dada por $\pi = (-1)^A$. Entretanto, para uma descrição mais completa dos núcleos da camada 1s-1p o modelo deve ser capaz de prever também as paridades não normais. Inclusive, se olharmos os esquemas de níveis dos núcleos ¹³B e ¹³O, podemos ver a presença de vários estados com paridade positiva, que para esses núcleos são paridade não normais. Esses estados de paridade positiva são construídos com base na excitação de nucleons da camada 1p para a camada 2s-1d.

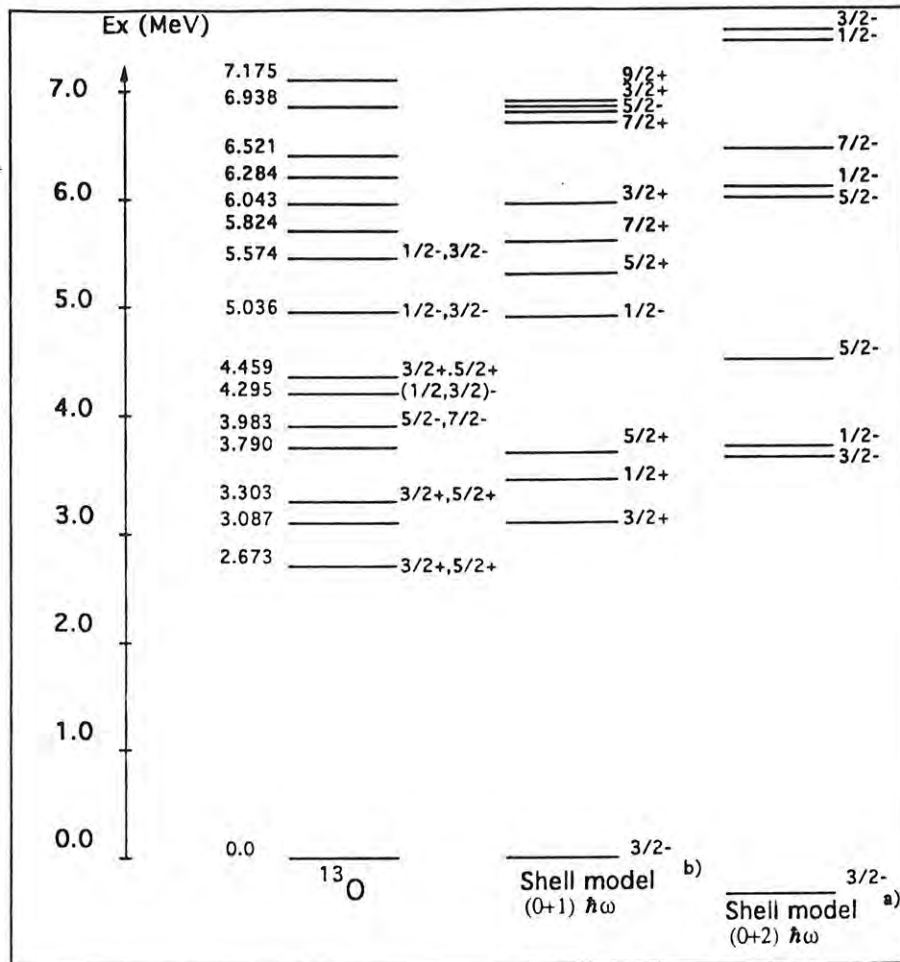
O cálculo de modelo de camada para a região de massa $A = 13$ que incluía também os estados de paridade positiva foi feito por Hees e Glaudemans [He83]. Em seus cálculos foi considerado um tratamento do modelo de camadas com invariância translacional. Para produzir esses estados de paridade positiva é necessário ampliar o espaço de modelo de forma a incluir toda a camada $1\hbar\omega$ do oscilador harmônico. Nesse caso, para realizar certas aproximações empíricas inerentes desses tipos de cálculos é necessário uma redução do número de parâmetros. Para tanto, nesses cálculos os autores impuseram a condição de

que a interação residual de dois corpos fosse invariante translacional. O resultado desses cálculos é comparado com o esquema de níveis do núcleo ^{13}O na Fig. 6.8. Nessa figura temos ainda os cálculos de Wolters e Hees [Wo90], em que o espaço do modelo foi ampliado ainda mais para $2\hbar\omega$; com isso mais estados com paridade negativa foram produzidos. Infelizmente os momentos angulares totais dos estados do núcleo ^{13}O ou mesmo do núcleo ^{13}B não são bem determinados, mas podemos dizer que os cálculos, principalmente os de Hees e Glaudemans, prevêm corretamente o grande número de estados com paridade positiva, indicando a importância das excitações ultracamadas (excitações para a camada 2s-1d) já para esses núcleos leves.

6.3 A equação de massa para os multipletos isobáricos, IMME

6.3.1 A IMME e o desvio coulombiano dos isótopos de massa $A = 17$

Na Fig. 6.9 mostramos o gráfico com todos os níveis de energia bem estabelecidos para o $T = \frac{3}{2}$ multiplete da massa $A = 17$. Para os núcleos ^{17}O e ^{17}F consideramos a diferença de energia dos estados em relação aos estados de $T = \frac{3}{2}$ de mais baixa energia nos núcleos ^{17}O e ^{17}F ($E - E_0$), onde $E_0 = 11,079$ MeV e $11,193$ MeV, respectivamente. Desse gráfico podemos verificar que seis quartetos: os estados $\frac{1}{2}^-$, $\frac{3}{2}^-$, $\frac{5}{2}^-$, $\frac{1}{2}^+$, e $\frac{7}{2}^-$, aparecem completos. Fizemos uma análise em termos da equação de massa IMME, $M(A, T_z) = a + b \times T_z + c \times T_z^2$, para esses quartetos isobáricos. Inicialmente os parâmetros a , b e c para cada estado foram fixados a partir dos valores do excesso de massa, relacionados na Tabela 6.4, ou seja, utilizamos os valores do excesso de massa dos três membros do multiplete (^{17}N , ^{17}O e ^{17}F) para cada estado e obtivemos os coeficientes da equação. Os valores das energias de excitação previstos pela IMME para os estados do ^{17}Ne estão relacionados na última coluna da Tabela 6.2. Como podemos observar, o acordo com os



a) ref. [Wo90]

b) ref. [He83]

Figura 6.8: Níveis de energia do ^{13}O . Os cálculos do modelo de camadas de $(0+1)\hbar\omega$ e $(0+2)\hbar\omega$ são das refs. [He83] e [Wo90], respectivamente.

valores experimentais é muito bom. Isso indica que as energias de excitação experimentais obtidas para os estados do ^{17}Ne são consistentes com os valores das energias dos outros estados dos núcleos isobáricos. Assim, a correspondência nos quatro núcleos do multiplete foi definida para esses estados. Devemos ressaltar porém, que o segundo estado $\frac{3}{2}^-$, discutido na seção anterior, aparece nos três membros do quarteto mas não foi populado no presente espectro do núcleo ^{17}Ne . A provável razão para isso é que esse estado deve ter uma configuração predominante mais complicada do que a excitação $2p-1b$, e portanto não é fortemente populado pela nossa reação de "pick-up". A escolha entre os dois candidatos ao quarto membro do estado $\frac{7}{2}^-$, os estados de 2,623 e 3,043 MeV, baseou-se no valor da energia prevista pela IMME; assim concluímos que o estado a 3,043 MeV era o mais provável.

Uma vez definidos os membros do multiplete podemos fazer uma análise mais ampla da equação de massa. A validade dessa equação é normalmente testada analisando-se o termo cúbico extra $d \times T_z^3$. Esse termo deveria, em princípio, ser nulo se o isospin for um bom número quântico. Os coeficientes da equação de massa para cada estado foram obtidos através do ajuste aos valores do excesso de massa correspondentes; os valores do excesso de massa, bem como os coeficientes obtidos são apresentados na Tabela 6.4. Nessa tabela temos para cada estado dois conjuntos de coeficientes; os coeficientes do primeiro conjunto foram obtidos a partir dos excessos de massa de somente três membros do quarteto (os dados de ^{17}Ne não foram incluídos); e no segundo conjunto temos os coeficientes obtidos por um ajuste para os valores do excesso de massa dos quatro membros, no qual o coeficiente d é incluído. Note que a inclusão dos dados de ^{17}Ne e a expansão da equação até o termo cúbico não alterou significativamente os valores dos coeficientes a , b e c obtidos previamente. As exceções contudo são os estados de paridade positiva $\frac{1}{2}^+$ e $\frac{5}{2}^+$. Os coeficientes b , c , e d em função da energia de excitação do ^{17}Ne são mostrados nas Figs. 6.10. Podemos notar claramente que os valores dos coeficientes dos estados de paridade positiva não seguem a mesma sistemática dos estados de paridade negativa. Os coeficientes b e c mostram uma dependência com a energia de excitação dada por:

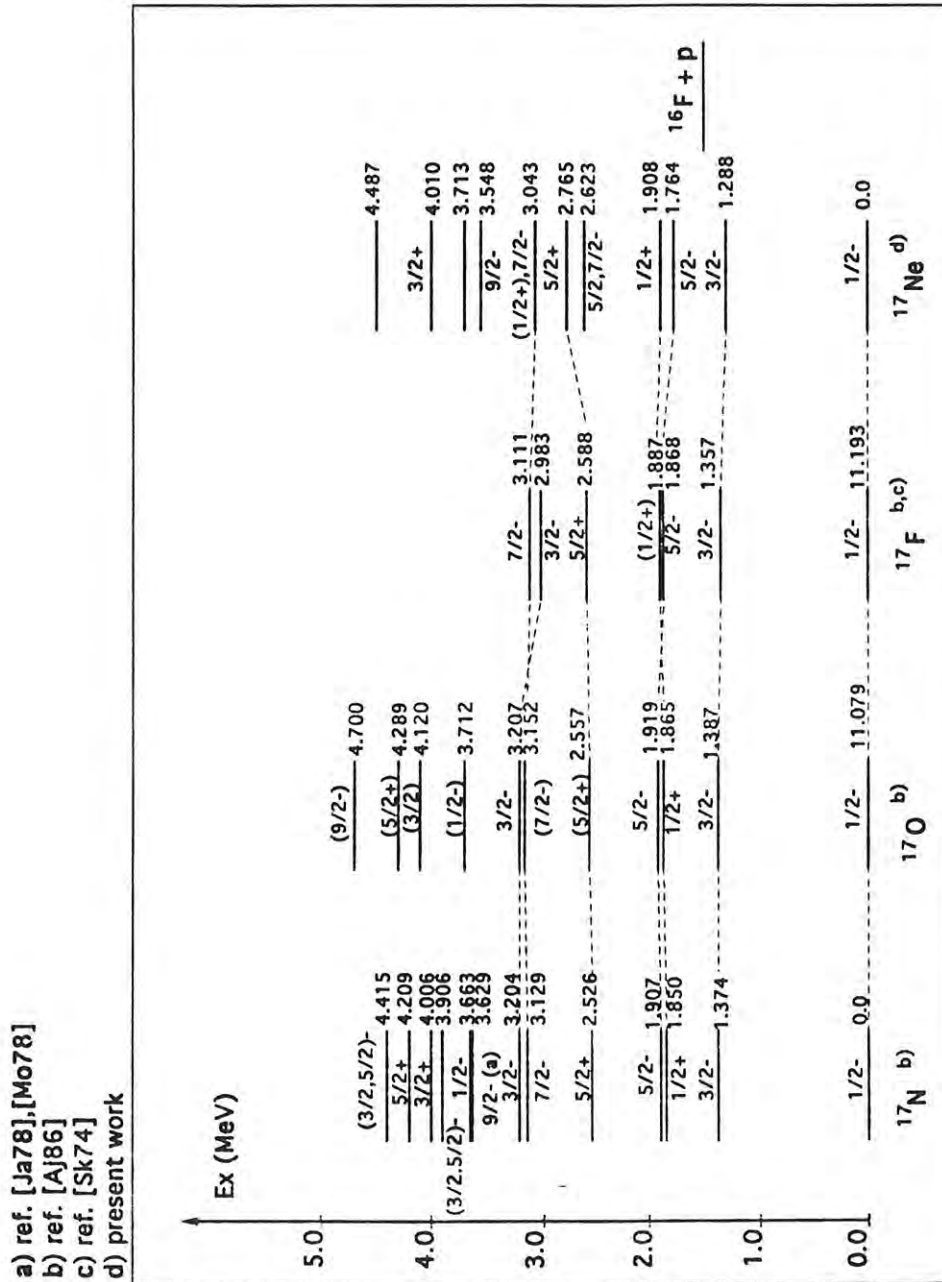


Figura 6.9: Níveis de energia do quarteto $A = 17$. As energias de excitação e os spins J^π atribuídos para o ^{17}O e ^{17}F são da compilação da ref. [Aj86]; para o núcleo ^{17}N são das refs. [Aj86],[Ja78] e [Mo78]. Os dados do ^{17}Ne são do presente trabalho. Os estados $T = \frac{3}{2}$ de mais baixas energias dos núcleos ^{17}N , ^{17}O e ^{17}F foram nivelados com o estado fundamental do ^{17}Ne .

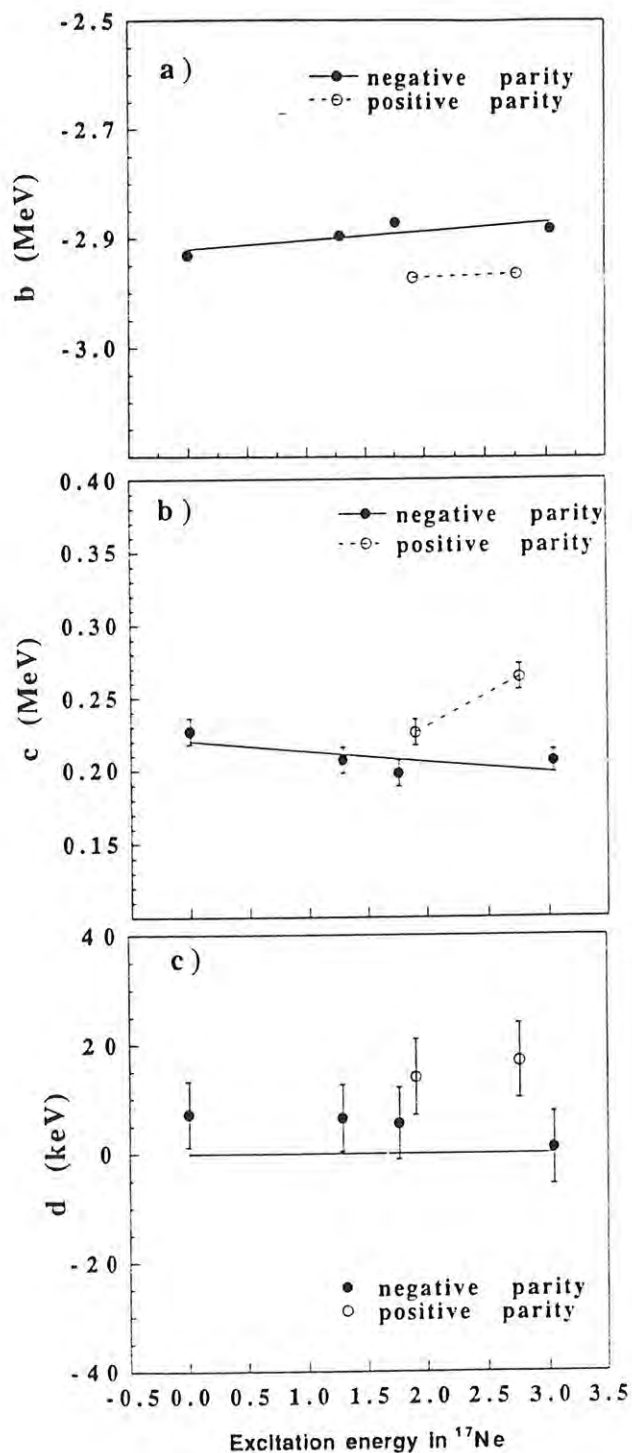


Figura 6.10: Os coeficientes da equação de massa em função da energia de excitação do ^{17}Ne . (a) coeficiente b, (b) coeficiente c e (c) coeficiente d. Quando não vistas, as barras de erros são menores do que o tamanho das marcas.

Tabela 6.4: Excesso de massa e coeficientes da IMME dos núcleos do quarteto de $A = 17$.

J^π	^{17}N ($T_z = \frac{3}{2}$)	^{17}O ($T_z = \frac{1}{2}$)	^{17}F ($T_z = -\frac{1}{2}$)	^{17}Ne ($T_z = -\frac{3}{2}$)	a (MeV)	b (MeV)	c (MeV)	d (keV)
$\frac{1}{2}^-$	7.871 (15)	10.270 (1)	13.145 (2)	16.453 (32)	11.648(2)	-2.875(2)	0.238(8)	
					11.651(3)	-2.877(3)	0.227(9)	7.2(6.0)
$\frac{3}{2}^-$	9.245 (15)	11.657 (1)	14.502 (2)	17.741 (33)	13.025(2)	-2.845(2)	0.217(8)	
					13.028(3)	-2.847(3)	0.207(9)	6.5(6.1)
$\frac{1}{2}^+$	9.721 (15)	11.135 (5)	15.043 (5)	18.361 (33)	13.523(5)	-2.897(6)	0.241(9)	
					13.523(5)	-2.912(8)	0.226(9)	14.0(7.0)
$\frac{5}{2}^-$	9.778 (15)	12.189 (1)	15.013 (5)	18.217 (33)	13.549(3)	-2.824(4)	0.207(8)	
					13.551(3)	-2.825(6)	0.198(9)	5.5(6.6)
$\frac{5}{2}^+$	10.397 (15)	12.827 (3)	15.733 (5)	19.218 (34)	14.220(3)	-2.906(5)	0.238(8)	
					14.214(4)	-2.902(7)	0.264(9)	17.0(6.9)
$\frac{7}{2}^-$	11.000 (15)	13.422 (2)	16.256 (4)	19.496 (34)	14.788(3)	-2.834(4)	0.206(8)	
					14.788(3)	-2.834(4)	0.205(9)	1.0(6.6)
$\frac{3}{2}^-$	11.075 (15)	13.477 (8)	14.502 (2)	17.741 (33)	14.771(6)	-2.651(10)	0.125(11)	-

$$\frac{\Delta b}{\Delta E_x} = +15 \frac{\text{keV}}{\text{MeV}} \quad e \quad \frac{\Delta c}{\Delta E_x} = -8 \frac{\text{keV}}{\text{MeV}}$$

as quais são muito menores do que a previsão para $A = 17$ feita por Skwiersky et. al [Sk74]. Na análise desses autores os valores obtidos foram $+42 \text{ keV/MeV}$ e -18 keV/MeV para os coeficientes b e c em função da energia de excitação do núcleo ^{17}N respectivamente. Porém, apenas o estado fundamental e o primeiro estado excitado do ^{17}Ne foram usados, e a ordem da atribuição dos spins para os estados $\frac{7}{2}^-$ e $\frac{3}{2}^-$ no núcleo ^{17}O foi invertida.

Para entendermos melhor esses efeitos relacionamos os coeficientes com as componentes escalares, vetoriais e tensoriais da energia coulombiana. Assim, de acordo com as eqs. (5.77), (5.78) e (5.79) temos:

$$a(A, T) = \frac{1}{2}(m_n + m_H)A + \langle TT_z | H_0 | TT_z \rangle + E_C^{(0)}(A, T) - T(T+1)E_C^{(2)}(A, T) \quad (6.5)$$

$$b(A, T) = (m_n - m_H) - E_C^{(1)}(A, T) \quad (6.6)$$

$$c(A, T) = 3E_C^{(2)}(A, T) \quad (6.7)$$

Ou melhor ainda, podemos relacionar esses coeficientes e as energias coulombianas $E_C^{(0)}$, $E_C^{(1)}$ e $E_C^{(2)}$, com o deslocamento da energia coulombiana ΔE_C , definido como a diferença de energia coulombiana entre os níveis de dois membros quaisquer de um multipletto isobárico, e que pode ser extraído diretamente de dados experimentais. Assim, de acordo com a eq. (5.81)

$$\Delta E_C(A, T, T_z - k | T_z) = k[E_C^{(1)}(A, T) - \Delta_{np}] - 3k(2T_z - k)E_C^{(2)}(A, T) \quad (6.8)$$

com k inteiro, $|T_z| \leq T$, $|T_z - T| \leq k$ e $\Delta_{np} = (m_n - m_H)$.

Mais especificamente, o desvio da energia coulombiana de estados análogos em núcleos conjugados ($k = 2T_z$) é:

$$\Delta E_C(A, \frac{3}{2}, -\frac{3}{2} | +\frac{3}{2}) = 3[E_C^{(1)}(A, \frac{3}{2}) - \Delta_{np}] = -3b \quad (6.9)$$

Dessas relações podemos obter os valores das energias coulombianas vetoriais e tensoriais a partir dos desvios da energia coulombiana entre dois membros do multiplete isobárico, que por sua vez estão relacionados com os coeficientes da IMME, que são experimentalmente determinados a partir de pelo menos três membros do multiplete. Se compararmos os estados análogos dos dois núcleos espelhos ^{17}Ne e ^{17}N verificamos que o deslocamento de níveis têm sinais diferentes para os estados de paridade positiva e negativa, ou seja, os estados com paridade negativa estão em energias mais baixas no ^{17}Ne comparadas com os estados análogos no núcleo ^{17}N , enquanto que os de paridade positiva têm energia mais altas no ^{17}Ne . Em termos de energia coulombiana, isso significa que os estados de paridade positiva têm uma componente vetorial da energia coulombiana maior do que os de paridade negativa. Do ponto de vista teórico a determinação da energia coulombiana para estados excitados têm recebido menos atenção do que para os estados fundamentais. Entretanto, alguns cálculos para os primeiros estados excitados da diferença de energia coulombiana de certos pares com $T_z = \pm \frac{1}{2}$, $^{17}\text{O}-^{17}\text{F}$, $^{15}\text{N}-^{15}\text{O}$ e $^{13}\text{C}-^{13}\text{N}$, foram realizados [No68],[Me71], [Sa73], [Sa76]. Em particular, Nolen e Schiffer [No68] reproduziram razoavelmente as diferenças de energia de níveis considerando que essas eram devido a dois fatores: à diferença da energia coulombiana dos orbitais envolvidos; e devido a perturbação coulombiana, que foi definida como sendo o efeito de se resolver a equação de Schroedinger para os núcleons de valência considerando explicitamente se esses são prótons ou nêutrons.

A situação para os deslocamentos de níveis entre estados excitados com $T = \frac{3}{2}$ de núcleos leves é mais adversa, uma vez que há poucos dados experimentais disponíveis e poucos tratamentos teóricos. Porém, um cálculo extensivo de deslocamento coulombiano para um grande número de estados de vários núcleos foi feito por de Meijer [Me71]. Esse autor considerou que o deslocamento de níveis era devido á: (i) pequena diferença em massa do próton e nêutron; (ii) interação eletrostática entre os últimos prótons adicionados (prótons que foram transformados dos nêutrons do núcleo rico em neutrons no núcleo rico em prótons), e todos os outros prótons do núcleo; (iii) diferença da energia de acoplamento

de spin-órbita. Além disso, os cálculos foram feitos utilizando-se diferentes funções de onda para prótons e para nêutrons a partir de um modelo de camada com larga base, e cujo potencial utilizado era do tipo de Woods-Saxon. Esse é um dos mais completos e ambiciosos cálculos para tal problema disponível na literatura, uma vez que todos os possíveis efeitos e contribuições para o deslocamento de níveis aparentemente foram levados em consideração.

Os resultados desse cálculo para os dois primeiros estados de paridade negativa e dois estados de paridade positiva do ^{17}Ne são apresentados na Tabela 6.5. Como podemos observar os resultados são bons para o deslocamento de energia coulombiana dentre uma incerteza de 150 keV, enquanto que apenas o estado fundamental e o primeiro estado excitado são previstos corretamente. Uma vez que os efeitos que estamos tentando interpretar são da ordem da incerteza dos cálculos, podemos dizer que os cálculos não são precisos o suficiente. A razão pode ser atribuída ao fato de que de Meijer usou um conjunto fixo de parâmetros para o potencial de Woods-Saxon para toda a região de massa de $A = 13$ a 28. O deslocamento de energia coulombiana é muito sensível a uma pequena mudança no parâmetro de raio r_0 ; por exemplo, para uma variação do raio de $\Delta r_0 = 0,01$ fm temos uma variação do deslocamento da energia de $\Delta E_C \approx 30$ keV. Outra possível razão é o tipo de configuração adotada no cálculo. Para os estados de paridade positiva o autor considerou que o estado $\frac{1}{2}^+$ era produzido pela excitação de um nêutron do orbital $1p_{\frac{1}{2}}$ para o orbital $1s_{\frac{1}{2}}$, enquanto que o estado $\frac{5}{2}^+$ era dado pela excitação de um nêutron do orbital $1p_{\frac{1}{2}}$ para o orbital $1d_{\frac{5}{2}}$. Porém conforme foi visto na seção 6.2 as configurações são um pouco mais complexas. Além disso, Bertsch [Be68] mostrou que uma correlação extra de mistura de configuração na função de onda é essencial para descrever corretamente os estados excitados do ^{18}Ne , e Barroso [Ba77] determinou que a contribuição devido à polarização do caroço ^{16}O , no cálculo do deslocamento de energia coulombiana do par ^{17}O - ^{17}F , era de 68 keV, correspondendo a 5% da energia coulombiana total desses núcleos. Agora, uma vez que, as configurações do ^{17}Ne são formadas por excitações de $2p - 1b$, isto é, um buraco no orbital $1p_{\frac{1}{2}}$ acoplado aos estados excitados do ^{18}Ne , então, essas contribuições da mistura de configuração do ^{18}Ne e polarização do caroço de ^{16}O , são detalhes que

Tabela 6.5: Comparação do deslocamento de energia coulombiana entre os estados análogos de ^{17}F e ^{17}Ne e as previsões das energias de excitação do ^{17}Ne com os cálculos de de Meijer [Me71].

Estado	$\Delta E_C(\text{exp})$ (MeV)	$\Delta E_C(\text{calc})$ (MeV)	$\Delta E_C(\text{exp} - \text{calc})$ (keV)	Ex(exp) (MeV)	Ex(calc) (MeV)	Ex(exp-calc) (keV)
$\frac{1}{2}^-$	4.090 (32)	4.245	-155	0	0	0
$\frac{3}{2}^-$	4.021 (33)	4.182	-161	1.288(8)	1.289	1
$\frac{1}{2}^+$	4.100 (33)	4.053	+ 47	1.908(8)	1.667	+241
$\frac{5}{2}^+$	4.266 (34)	4.154	+112	2.765(8)	2.486	+279

também podem ser importantes para descrever corretamente as energias de excitação do ^{17}Ne , e por conseguinte as energias coulombianas dessa região de massa. Para confirmar tais hipóteses precisamos realizar um cálculo semelhante ao de de Meijer, mas incluindo o que consideramos ser a correta configuração para os estados e parâmetros de potencial mais adequados para a região de massa $A = 17$.

Dos parâmetros da fórmula de massa, o coeficiente d também apresentou um significativo desvio do valor zero apenas para os estados de paridade positiva. Vide a Fig. 6.9 (c). Esse coeficiente é dado por:

$$d = \frac{1}{6} \times \left\{ M\left(\frac{3}{2}\right) - M\left(-\frac{3}{2}\right) - 3 \times \left[M\left(\frac{1}{2}\right) - M\left(-\frac{1}{2}\right) \right] \right\}$$

ou seja, esse termo é três vezes mais sensível para a diferença de massa dos membros de $T_z = \pm\frac{1}{2}$ do que os membros de $T_z = \pm\frac{3}{2}$.

Um valor de d não zero significa que a fórmula IMME, que a princípio deveria possuir apenas três termos, não é adequada, ou seja, termos de ordem mais altos do que o de isotensor na energia coulombiana devem ser incluídos, e isso só pode ocorrer na fórmula IMME se levarmos em consideração correções da perturbação de segunda ordem ou invocando interações de quebra da simetria de carga. Os coeficientes d de vinte e dois

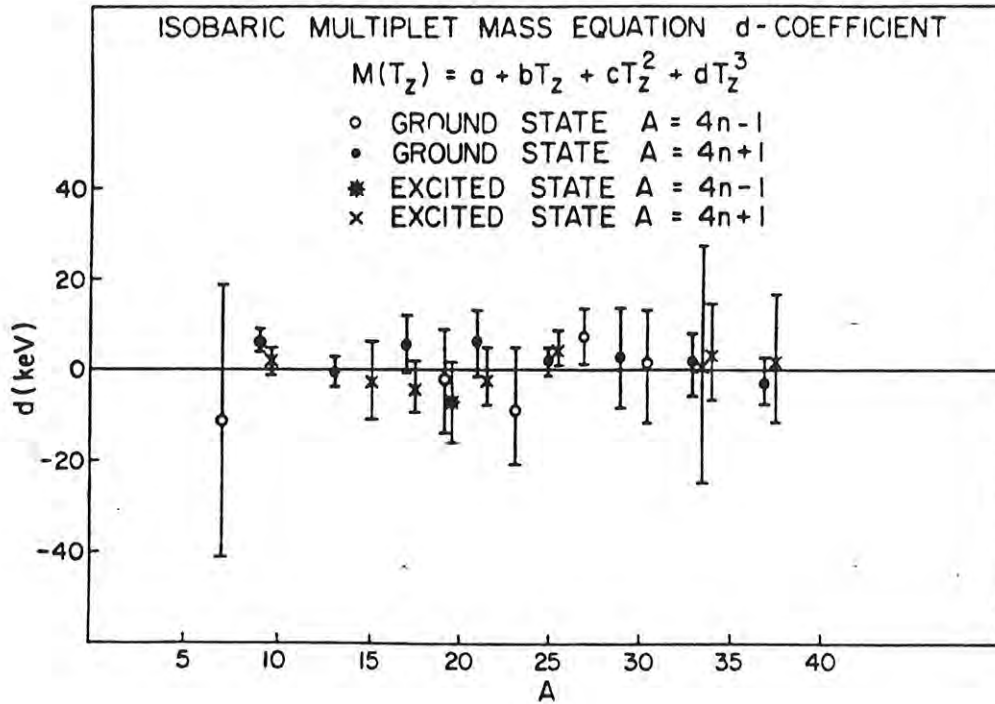


Figura 6.11: Os coeficientes d da IMME versus o número de massa A . Os valores correspondentes aos estados excitados são deslocados do valor inteiro de A .

quartetos [Be79], apresentados na Fig. 6.11, possuem valores consistentes com zero sendo um limite superior para os valores absolutos da ordem de 5 a 10 keV. A exceção é apenas para o quarteto de $A = 9$, cujo valor de $d = 5,2 \pm 1,7$ keV, e foi um dos mais bem determinados. Os valores para os estados de paridade positiva do presente trabalho são $d = 14,0 \pm 7,0$ keV e $d = 17,0 \pm 6,9$ keV, indicando haver um desvio real da parametrização da IMME para esses estados.

Numa tentativa de explicar o desvio de d para a massa $A = 9$, Auerbach e Lev [Au72] consideraram a possibilidade de haver uma "mistura de isospin", ou seja, estados de isospin $T = \frac{1}{2}$ se misturam com os estados de $T = \frac{3}{2}$. Uma vez que esses estados podem estar muito perto uns dos outros, ou mesmo sobrepostos, em núcleos com $T_z = \pm \frac{1}{2}$, esse efeito pode produzir um valor de d afetando o valor da energia do correspondente estado. Contudo, segundo cálculos de Auerbach e Lev, essa contribuição é de apenas $d \approx 1$ keV para núcleos

muito leves e $d \approx 3 \text{ keV}$ para $A = 40$. Se considerarmos a relativa alta densidade de níveis, na região dos mais baixos estados de $T = \frac{3}{2}$ nos núcleos ^{17}O e ^{17}F , em torno de 7 a 10 níveis/MeV, então poderíamos esperar uma contribuição de mistura de isospin para o quarteto de massa $A = 17$.

Uma segunda possibilidade que poderia produzir um valor significativo de d são as contribuições de segunda ordem da interação coulombiana. De acordo com Bertsch e Kahana [Be70] esse efeito de segunda ordem pode ser expresso em termos de uma força de três corpos agindo sobre uma partícula ocupando um orbital J . Uma estimativa foi feita e o resultado foi que para $A = 9$ essa contribuição é de apenas 1 keV, e menor que isso para núcleos mais pesados.

A terceira possibilidade é o efeito da expansão radial da função de onda devido a efeitos coulombianos. Ao compararmos os núcleos ricos em nêutrons com os núcleos rico em prótons, os nêutrons são convertidos em prótons, e com isso, a repulsão coulombiana aumenta no membro rico em prótons, de forma que o núcleo pode expandir de certa forma. Se o nucleon for fracamente ligado ou mesmo não ligado, ou seja, se estiver próximo ou no topo da barreira de potencial, a expansão poderá ser ainda mais acentuada, especialmente se o próton estiver na órbita $s_{\frac{1}{2}}$, onde não há barreira centrífuga. Um cálculo desse efeito foi feito para o núcleo $A = 27$ [Be77], em particular para o núcleo ^{27}P , cujo nucleon de valência é um próton no orbital $s_{\frac{1}{2}}$. O resultado do cálculo mostrou que esse núcleo teve uma razoável expansão, o que provocou um aumento da sua energia coulombiana em 110 keV. Mas houve também um aumento da energia coulombiana para os outros membros do quarteto, de forma que o efeito de expansão parece ter sido absorvido também pelos outros coeficientes não produzindo nenhum valor de d significativo. Essa análise foi feita para núcleos em seus estados fundamentais, e nenhum cálculo desse tipo foi reportado para estados excitados. Devido à menor energia de ligação o efeito de expansão pode vir a ser significativo para os estados excitados. Assim, seria interessante se pudéssemos extrair os raios de carga e matéria das energias coulombianas experimentais dos correspondentes estados dos núcleos da massa $A = 17$. Isso pode ser feito através de cálculos de modelo de camadas onde os parâmetros de raio seriam ajustados para reproduzir as energias

coulombianas experimentais. Além da verificação da expansão radial da função de onda para os estados de paridade positiva do ^{17}Ne , tais cálculos poderiam ser úteis também para verificar a possível presença de efeitos de quebra da simetria de isospin.

6.3.2 A IMME e o desvio coulombiano dos isótopos de massa $A = 13$

Os estados conhecidos de $T = \frac{3}{2}$ para os núcleos de massa $A = 13$ são mostrados no gráfico da Fig. 6.12. Os estados de 15,108 e 15,065 MeV dos núcleos ^{13}C e ^{13}N , respectivamente, foram graficados na mesma linha do estado fundamental do ^{13}O , bem como o estado fundamental do ^{13}B . Ao analisar tal gráfico, a primeira dificuldade que encontramos foi a de assinalar os estados análogos para esse quarteto, uma vez que os spins e paridade não são bem especificados. A determinação dos coeficientes da IMME foi possível apenas para o estado fundamental, e estes estão relacionados na Tabela 6.6. Como podemos observar dessa Tabela o coeficiente d é consistente com o valor zero, indicando que a IMME é válida para esse estado desses núcleos, significando não termos nenhum efeito de segunda ordem na interação coulombiana ou nenhuma interação extra que quebre a simetria de carga da hamiltoniana nuclear (pelo menos para esse estado). Os estados excitados de $T = \frac{3}{2}$ do núcleo ^{13}C são apenas sugeridos nas respectivas referências, e por isso foram colocados entre parênteses. Porém, se levarmos esses estados em consideração teremos uma diferença de energia entre os primeiros estados excitados dos núcleos ^{13}C e ^{13}O de valor positivo. Isso de certa forma é possível, uma vez que um efeito similar ocorre para os estados de paridade positiva do ^{17}Ne ; entretanto, nesse caso deveríamos observar um estado de energia mais baixa que o atual conhecido para o núcleo ^{13}B . Por outro lado, se considerarmos que o primeiro estado excitado do núcleo ^{13}B de 3,483 MeV, cujo spin atribuído é $(\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2})^+$, é o estado análogo do primeiro estado do ^{13}O , cujo spin é $\frac{3}{2}^+$ ou $\frac{5}{2}^+$, então teremos um dos maiores desvios de energia entre dois níveis da literatura, $\Delta E = 810$ keV. Porém, devemos ressaltar que esse desvio de energia é entre dois estados com $T = \frac{3}{2}$, o qual se atribuído ao desvio de energia coulombiana é três vezes o valor de um desvio de energia entre estados com $T = \frac{1}{2}$.

Tabela 6.6: Excesso de massa e coeficientes da IMME dos estados fundamentais dos núcleos do quarteto de $A = 13$.

J^π	^{13}B $(T_z = \frac{3}{2})$	^{13}C $(T_z = \frac{1}{2})$	^{13}N $(T_z = -\frac{1}{2})$	^{13}O $(T_z = -\frac{3}{2})$	a (MeV)	b (MeV)	c (MeV)	d (keV)
$\frac{3}{2}^-$	16.563 (0)	18.234 (1)	20.410 (4)	23.100 (43)	19.258(4)	-2.176(5)	0.255(11)	1.3(7.5)

Infelizmente os dados dessa região de massa ainda não são suficientes para se obter informações mais conclusivas a respeito da estrutura desses estados, uma vez que a investigação, tanto dos núcleos ricos em prótons, como dos estados de altos isospins, estão ainda no início.

- a) ref. [A]78],[Mi64]
 b) ref. [Hi87]
 c) ref. [He65]
 d) ref. [A]91]
 e) ref. [A]91],[Le69]

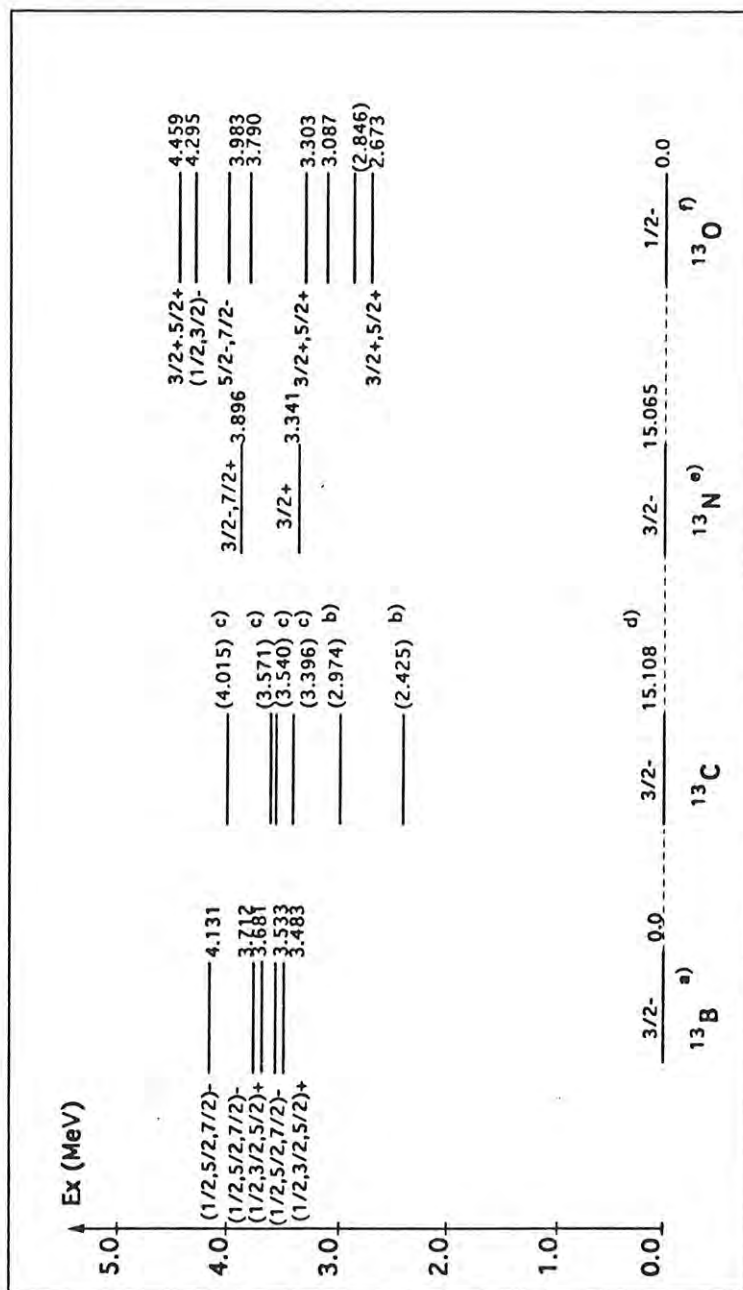


Figura 6.12: Níveis de energia do quarteto $A = 13$. Os estados $T = \frac{3}{2}$ de mais baixas energias dos núcleos ^{13}B , ^{13}C e ^{13}N foram nivelados com o estado fundamental do ^{17}Ne .

Capítulo 7

Comentários finais

Estudamos a estrutura dos núcleos ^{17}Ne e ^{13}O através das reações $^{20}\text{Ne}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{17}\text{Ne}$ e $^{16}\text{O}(^3\text{He}, ^6\text{He})^{13}\text{O}$ a 70 e 80 MeV, respectivamente. O processo de transferência observado para essas reações foi predominantemente direto de uma etapa, onde os três nêutrons foram transferidos como cluster. A nítida dependência das distribuições angulares com o momento angular orbital transferido possibilitou as atribuições dos momentos angulares totais e paridade para nove estados do ^{17}Ne e sete do ^{13}O .

Foi feita uma análise em termos da equação de massa para multipletos isobáricos para seis estados do quarteto de massa $A = 17$, uma vez que com os dados do ^{17}Ne esses foram completados. Tal análise, considerada até o termo cúbico dT_z^3 , mostrou que os coeficientes b e c possuem uma suave dependência com a energia de excitação do ^{17}Ne , sendo que os estados de paridade positiva seguem uma sistemática diferente, sugerindo uma possível mistura de configurações ou polarização do caroço. Por outro lado, os coeficientes d desviaram significativamente apenas para o quarteto de estados de paridade positiva, indicando uma possível expansão da componente radial da função de onda desses estados ou então algum efeito de quebra da simetria de isospin está atuando na interação nuclear.

Os espectro de energia do núcleo ^{13}O foi medido com uma boa resolução e boa estatística, possibilitando identificarmos vários estados, muitos dos quais não foram observados nas experiências anteriores. Em particular, o primeiro estado excitado foi observado

sem ambigüidade.

Uma análise em termos da IMME para os núcleos da massa $A = 13$ foi possível somente para o estado fundamental desses núcleos. O coeficiente d obtido foi consistente com o valor zero, indicando não termos para esse estado nenhum efeito anômalo de quebra da simetria de isospin. Devido à falta de informações experimentais, em particular, de atribuições do momento angular total e paridade mais precisos, não foi possível determinarmos os estados análogos dos estados do ^{13}O . Entretanto, se os primeiros estados excitados dos núcleos ^{13}B e ^{13}O forem análogos, então teremos um dos maiores desvios de energia coulombiana conhecido na literatura.

Do ponto de vista teórico, a extração dos raios de massa e carga dos estados do ^{17}Ne através de cálculos de modelo de camada seria interessante no sentido de que poderíamos entender o desvio coulombiano diferente para os estados de paridade positiva e negativa, bem como poderemos verificar se houve alguma expansão significativa da função de onda para os estados de paridade positiva.

O acréscimo de informações experimentais na região de massa $A = 13$ com a inclusão dos dados de ^{13}O , justifica também um cálculo de modelo de camadas mais adequado para esses núcleos, o qual também poderia trazer informações importantes para uma discussão mais conclusiva a respeito dos dados.

Referências

- [Ad92] V. V. Adodin, N. T. Burtebaev e A. D. Duisebaev,
Yad. Fiz. **55** (1992) 577 - *Sov. J. Nucl. Phys.* **55** (1992) 319.
- [Aj78] F. Ajzenberg-Selove, E. R. Flynn e O. Hansen,
Phys. Rev. **C17** (1978) 1283.
- [Aj80] F. Ajzenberg-Selove e C. Langell Busch e suas referências,
Nucl. Phys. **A336** (1980) 1.
- [Aj86] F. Ajzenberg-Selove e suas referências,
Nucl. Phys. **A460** (1986) 1.
- [Aj91] F. Ajzenberg-Selove e suas referências,
Nucl. Phys. **A523** (1991) 1.
- [Ar84] A. Arima e S. Kubono, *Treatise on Heavy-ion science*,
ed. D. A. Bromley, **Vol. 1**, capítulo 6, Plenum, 1984.
- [Au70] N. Austern, *Direct nuclear reaction theories*,
John Wiley & Sons, New York, 1970.
- [Au72] N. Auerbach e A. Lev., *Nucl. Phys.* **A180** (1972) 651.
- [Ay85] J. Äystö, D. M. Moltz, X. J. Xu, J. E. Reiff e J. Cerny,
Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 1384.
- [Ba77] A. Barroso, *Nucl. Phys.* **A281** (1977) 267.

- [Be68] G. F. Bertsch, *Phys. Rev.* **174** (1968) 1313.
- [Be70] G. F. Bertsch e S. Kahana, *Phys. Lett.* **33B** (1970)193.
- [Be77] W. Benenson, D. Mueller, E. Kashy, H. Nann e L. W. Robinson,
Phys. Rev. **C15** (1977) 1187.
- [Be79] W. Benenson e E. Kashy - *Rev. Mod. Phys.* **51** (1979) 527.
- [Ca83] M. D. Cable, J. Honkanen, R. F. Parry, S. H. Zhou, Z. Y. Zhou e J. Cerny,
Phys. Rev. Lett. **50** (1983) 404.
- [Co65] S. Cohen e D. Kurath, *Nucl. Phys.* **73** (1965) 1.
- [Co67] S. Cohen e D. Kurath, *Nucl. Phys.* **A101** (1967) 1.
- [De76] G. Delic e D. Kurath, *Phys. Rev.* **C14** (1976) 619.
- [Dr64] R. M. Drisko, E. C. Halbert e G. R. Satchler, *Phys. Rev.* **133** (1964) B3.
- [El70] P. S. Ellis e T. Engeland, *Nucl. Phys.* **A144** (1970) 161.
- [Go91] M. S. Golovkov, V. Z. Goldberg, L. S. Danelyan, V. I. Dukhanov, I. L. Kuleshov,
A. E. Pakhomov, I. N. Serikov, V. N. Unezhev,
Sov. J. Nucl. Phys. **53** (1991) 550.
- [Gu78] K. Gul, *J. Phys. Soc. Japan* **44** (1978) 353.
- [Ha71] J. C. Hardy, J. E. Esterl, R. G. Sextro e J. Cerny, *Phys. Rev.* **C3** (1971) 700.
- [He65] D. C. Hensley e C. A. Barnes. *Bull. Am. Phys. Soc.* **11** (1965) 629.
- [He83] A. G. M. van Hees e P. W. M. Glaudemans,
Z. Phys. A - Atoms and Nuclei **314** (1983) 323.
- [Hi75] Y. Hirao, T. Tanabe, M. Sekiguchi, K. Sato, M. Fujita, T. Yamazakim, Y. Sakurada,
T. Honma, N. Yamazaki, M. Furuya, T. Yamada e H. Ogawa,
Proc. 7th. Int. Conf. on Cyclotrons and their aplic., Birkhauser, Basel (1975) 103.

- [Hi87] F. Hinterberg, P. von Rossen, S. Cierjacks e G. Schmalz,
Z. Phys. A - Atomic and Nuclei **326** (1987) 326.
- [Ho78] P. E. Hodgson, *Nuclear Heavy-ion Reactions* - Clarendon Press, Oxford (1978).
- [Ho85] A. Hosakam K. I. Kubo e H. Toki, *Nucl. Phys.* **A444** (1985) 76.
- [Hs75] S. T. Hsieh, K. T. Knopfle, G. Mairle e G. J. Wagner,
Nucl. Phys. **A243** (1975) 380.
- [Ig91] M. Igarashi, Um manual do código computacional de cálculo de DWBA. Ed. por Y. Aoki, M. Yabe e membros do "Managing Ag. Soc. Comp. Codes", Theory Division, Institute for Nuclear Study, 1991.
- [Ja69] J. Jänecke, *Isospin in Nuclear Physics* - ed. por D. H. Wilkinson (North-Holland, Amsterdam, 1969) chap. 8.
- [Ja78] R. Jahn, D. P. Stahel, G. J. Wozniak, R. J. de Meijer e J. Cerny,
Phys. Rev. **C18** (1978) 9.
- [Ka73] E. Kashy, W. Benenson, I. D. Proctor, P. Hauge e G. Bertsch,
Phys. Rev. **C7** (1973) 2251, e referências internas.
- [Ka78] S. Kato, T. Hasegawa e M. Tanaka, *Nucl. Inst. and Meth.* **154** (1978) 19.
- [Ko83] R. L. Kozub, et. al., *Phys. Rev.* **C27** (1983) 158.
- [Ku91] S. Kubono, N. Ikeda, T. Nomura, Y. Fuchi, H. Kawashima, S. Kato, H. Miyatake, H. Orihara, *Phys. Rev.* **C43** (1991) 1821.
- [Ku91] S. Kubono, Y. Funatsu, N. Ikeda, T. Nomura, Y. Fuchi, H. Kawashima, S. Kato, H. Miyatake, H. Orihara e T. Kajino, *Nucl. Phys.* **A537** (1992) 153.
- [Ku93] S. Kubono, comunicação particular.
- [Le69] M. J. LeVine e P. D. Parker, *Phys. Rev.* **186** (1969) 1021.

- [Ma66] B. Margolis e N. de Takacsy, *Can. Jour. Phys.* **44** (1966) 1431.
- [Ma74] G. Mairle e G. J. Wagner, *Phys. Lett.* **50B** (1974) 252.
- [Ma81] G. Mairle, G. J. Wagner, K. T. Knofle, Liu Ken Pao, H. Riedesel, V. Bechtold e L. Friedrich, *Nucl. Phys.* **A363** (1981) 413.
- [Me70] R. A. Mendelson, G. J. Wozniak, A. D. Bacher, J. M. Loiseaux e J. Cerny, *Phys. Rev. Lett.* **25** (1970) 533.
- [Me71] R. J. de Meijer, H. F. J. van Royen e Brussaard, *Nucl. Phys.* **A164** (1971)11.
- [Mi64] R. Middleton e D. J. Pullen, *Nucl. Phys.* **51** (1964) 50.
- [Mo78] G. E. Moore, M. E. Cobern, H. T. Fortune, S. Mordechai, R. V. Kollarits, R. Middleton, *Phys. Lett.* **76B** (1978)192.
- [Na91] T. Nakagawa, T. Tohei, J. Takamatsu, A. Terakawa, A. Narita, K. Hosomi e T. Suehiro, *INS - Annual Report* (1991) 17.
- [No68] J. A. Nolen e J. P. Schiffer, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **19** (1968) 471.
- [Oh91] M. Ohura, M. Hosaka, H. Orihara, K. Ishii e S. Kubono, *Publicação interna - INS-T-501* (1991).
- [Pe72] C. M. Perey e F. G. Perey, *Nuclear Data Table* **10** (1972) 539.
- [Ra79] W. D. M. Rae, N. S. Goodwin, D. Sinclair, H. S. Bradlow, P. S. Fisher, J. D. King, A. A. Pilt e G. Proudfoot, *Nucl. Phys.* **A319** (1979) 239.
- [Re73] B. S. Reehal e B. Wildenthal, *Part. Nucl.* **5** (1973) 137.
- [Ri65] J. R. Richardson, *Sector Focusing Cyclotron in Prog. in Nucl. Tech. Inst.* - Ed. F. J. M. Farley (North-Holland, Amesterdan, 1965) **Chap. I.**
- [Ro74] D. W. Rogers, J. A. Becker, T. K. Alexander, N. Anyas-Weiss, T. A. Belote, S. P. Dolan, N. A. Jelley e W. L. Randolph, *Nucl. Phys.* **A226** (1974) 424.

- [Sa73] R. Saayman, P. R. de Kock e J. van der Merwe, *Z. Physik* **265** (1973) 69.
- [Sat73] H. Sato e S. Yoshida. *Nucl. Phys.* **A211** (1973) 509.
- [Sa76] H. Sato, *Nucl. Phys.* **A269** (1976) 378.
- [Sa83] G. R. Satchler, *Direct Nuclear Reaction* - Oxford University press, 1983.
- [Se84] P. A. Seidl, M. D. Brown, R. R. Kiziah, F. Moore, H. Baer, C. L. Morris, G. R. Burleson, W. B. Cottigame, S. J. Greene, L. C. Bland, R. Gilman e H. T. Fortune, *Phys. Rev.* **C30** (1984) 1076.
- [Sc73] P. Schumacher, N. Ueta, H. H. Duhn e K. I. Kubo, *Nucl. Phys.* **A212** (1973) 573.
- [Si59] E. Silvestein, *Nucl. Inst. and Meth.* **4** (1959) 53.
- [Sk74] B. M. Skwiersky, C. M. Baglin e P. D. Parker, *Phys. Rev.* **C3** (1974) 910.
- [St91] W. A. Sterrenburg, S. Brandenburg, J. H. Van Dijk, A. G. Drentje, M. B. Greemfield, M. H. Harakeh, H. Riezeros, H. Sakai, W. Segeth, S. Y. Van der Werf e A. Van der Woule, *Nucl. Phys.* **A420** (1984) 257.
- [Sw74] R. Swiniarski, G. Bagien, J. Cole e Grailland,
Le Journ. de Phys. **Tome 35** (1974) L-25.
- [Ta82] M. H. Tanaka, S. Kubono e S. Kato, *Nucl. Inst. and Meth.* **195** (1982) 509.
- [Tr70] G. F. Trentelman, B. M. Preedom e E. Kashy, *Phys. Rev. Lett.* **25** (1970) 530.
- [Tr87] H. J. Trost, P. Lezoch e U. Strohbuch, *Nucl. Phys.* **A462** (1987) 333.
- [Wa88] A. H. Wapstra, J. Britz e Pape,
Atomic Data e Nuclear Data Table **39** (1988) 281.
- [Wa89] E. K. Warburton e D. J. Millener, *Phys. Rev.* **C39** (1989) 1120.
- [Wa93] H. Ward, J. Johnson, S. Greene, Y. Grof, C. F. Moore, S. Mordechai, C. L. Morris, J. M. O'Donnel e C. Whitley, *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993) 3209.