Nº 17 34
AZUL CLARO

Universidade de São Paulo
Instituto de Física

SBI-IFUSP

305M810T0376

Um estudo das reações
 $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, p)^{23}\text{Na}$ e $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, \alpha)^{20}\text{Ne}$
na região subcoulombiana.

Dissertação de Mestrado

Kiyomi Koide

Alusão Lépine
Guarantia
gsk

São Paulo
1977

a meus pais

Meus Agradecimentos:

A Alinka Lépine pela orientação paciente e interesse constante;

ao Olácio Dietzsch pela orientação na fase inicial deste trabalho e pela leitura crítica do manuscrito;

ao Niels Marquardt e ao Olácio Dietzsch pela idéia inicial deste trabalho e aquisição dos dados experimentais em Montrêal;

ao Ernest Hamburger pela leitura crítica da parte do manuscrito;

ao Trentino Polga e aos colegas do grupo Thereza Borello-Lewin, Maria José Bechara, Lighia Horodinsky-Matsushigue, Luiz Carlos Gomes, José Hirata, Eduardo R. da Cruz, Fátima Sampaio, Emi Marcia Takagui e J. Luciano M. Duarte na ajuda na tomada de dados;

ao Alberto Ceballos pela ajuda na fase inicial de redução de dados ;

ao SEMA e CCE pelo processamento de dados e, em particular, ao Alonso pela adaptação do programa STATIS;

a Cidinha e Alice pelos desenhos;

a Ruth pelo trabalho de datilografia;

a FAPESP pela bolsa concedida na fase inicial;

a Mi pela compreensão;

a todos que de uma forma ou outra me ajudaram na elaboração deste trabalho;

RESUMO

Funções de excitação para a reação $^{10}\text{B}(^{14}\text{N},\text{p})^{23}\text{Na}$ a $\theta_{\text{Lab}} = 165^\circ$ e para a reação $^{10}\text{B}(^{14}\text{N},\alpha)^{20}\text{Ne}$ a $\theta_{\text{Lab}} = 4^\circ$ no intervalo de energia de bombardeio de 9,5 Mev a 13 Mev foram investigadas. Em ambas as reações não se encontrou evidência, para vários grupos de partículas observadas, da forte ressonância observada na interação $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ (correspondente à excitação do estado 12^+ a 33,2 Mev no ^{24}Mg).

A análise da interação $^{10}\text{B} + ^{14}\text{N}$ pelo modelo ótico mostrou que o momento angular disponível não é suficiente para popular o estado 12^+ do ^{24}Mg .

As duas reações foram estudadas com base na teoria estatística de reações nucleares. As ambiguidades nos parâmetros envolvidos foram discutidas. O bom acordo obtido entre a seção de choque experimental e a seção de choque calculada pelo modelo Hauser-Feshbach indica que o processo dominante é o de núcleo composto.

ABSTRACT

The excitation functions of reactions $^{10}\text{B}(^{14}\text{N},\text{p})^{23}\text{Na}$ and $^{10}\text{B}(^{14}\text{N},\alpha)^{20}\text{Ne}$ were measured at $\theta_{\text{Lab}} = 4^\circ$ and 165° respectively, varying the incident energy between 9,5 and 13 Mev. There is no evidence, in both reactions, of the resonance observed at $E_{\text{CM}} = 19,3$ Mev in the $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ interaction (corresponding to the excitation of the 12^+ state at 33,2 Mev in ^{24}Mg). Optical model analysis of $^{10}\text{B} + ^{14}\text{N}$ interaction shows that the angular momentum of the entrance channel is too low to populate this 12^+ state of ^{24}Mg .

Predictions of the statistical theory of nuclear reactions are compared with experimental reaction cross-sections. The ambiguities in optical model and level density parameters are discussed. Good agreement between experimental and calculated cross sections indicate that the dominant mechanism in these reactions is the compound-nucleus process.

INDICE

CAP. I	- Introdução	1
CAP. II	- Parte experimental	4
	A - Dados obtidos no acelerador Tandem da Univ. de Montréal.	4
II	1 - Condições experimentais	4
	1.1 - Feixe e a camara de espalhamento	5
	1.2 - Alvos	5
	1.3 - Conjunto de detecção e montagem experimental.	7
	1.4 - Sistema eletrônico de aquisição de dados.	11
II	2 - Espectros obtidos	11
	2.1 - Espectros do espalhamento elástico.	11
	2.2 - Espectros das reações $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ e $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, p)^{23}\text{Na}$	13
	B - Dados obtidos no acelerador Pelletron da Univ. de São Paulo.	16
	a - Feixe e câmara de espalhamento	16
	b - Alvos	16
	c - Conjunto de detecção e montagem experimental	19
	d - Espectros obtidos.	20

CAP.III	- Redução dos dados experimentais	24
III.1	- Calibração dos espectros e determinação de contagens nos picos.	24
1.1	- Espectros de espalhamento elástico.	24
a	- Resultados obtidos em Montrêal.	24
b	- Resultados obtidos em S.Paulo	27
1.2	- Espectros da reação $^{10}\text{B}(^{14}\text{N},\text{p})^{23}\text{Na}$	28
1.3	- Espectros da reação $^{10}\text{B}(^{14}\text{N},\alpha)^{20}\text{Ne}$	29
a	- Obtidos em Montrêal.	29
b	- Obtidos em S.Paulo.	31
III.2	- Seção de choque absoluta	31
2.1	- Resultados do espalhamento elástico	34
a	- Dados obtidos em Montrêal.	34
b	- Resultados obtidos em S.Paulo.	37
2.2	- Seções de choque absoluta das reações $^{10}\text{B}(^{14}\text{N},\text{p})^{23}\text{Na}$ e $^{10}\text{B}(^{14}\text{N},\alpha)^{20}\text{Ne}$ obtidas em Montrêal.	37
CAP.IV	- Teoria estatística de reações nucleares	43
IV.1	- Modelo estatístico	45
IV.2	- Restrições do modelo estatístico	52

CAP.V	- Comparação dos espalhamentos experimentais com o modelo estatístico de reações nucleares.	54
V - 1	- Formação do núcleo composto	56
1.1	- A interação $^{10}\text{B} + ^{14}\text{N}$	56
1.2	- Núcleo composto ^{24}Mg	69
V - 2	- Decaimento do núcleo composto	70
2.1	- Densidade de níveis nos núcleos residuais.	72
2.2	- Coeficientes de transmissão nuclear nos canais de saída.	79
V - 3	- Seção de choque Hauser-Feshbach comparação com os resultados experimentais.	85
3.1	- Incertezas no cálculo Hauser-Feshbach	90
a	- Coeficientes de transmissão no canal de entrada.	90
b	- Parâmetro no cálculo da densidade de níveis.	90
CAP.VI	- Conclusão	93
Apendice A	- O fator $S(E)$	94

Capítulo I- Introdução

O estudo das reações nucleares induzidas por íons pesados sobre os núcleos leves, levando à emissão de vários tipos de partículas e envolvendo a transferência de grande número de partículas, tem recebido considerável atenção nos últimos anos (Sto-74). Este tipo de reação abre a possibilidade de excitação de estados de muitos buracos e partículas ou das excitações coletivas com configurações particulares que podem ser causadas pela transferência de partículas em forma de "clusters" (Alm-60, Alm-63, V.M.-60, Voi-72, Cos-75). O momento angular elevado, disponível no canal de entrada, permite a excitação dos estados de alto spin nos núcleos residuais. A complexidade envolvida na transferência de um grande número de nucleons sugere que o processo dominante nestas reações seja via núcleo composto. O modelo estatístico de reações nucleares (H.F.-52) mostrou-se capaz de explicar o comportamento médio dos resultados experimentais (Sto-74). Este tipo de reação possibilita também a excitação de um mesmo núcleo composto através de diversos canais de entrada. Aspectos interessantes, como a dependência na população seletiva dos estados do núcleo residual com canais de entrada diferentes foram observados (Mid-70, Mid-71).

Tem-se verificado um interesse especial na espectroscopia dos estados com momentos angulares elevados (Gre-72, Mid-70, Mid-71, Kla-76). Este estudo é favorecido pelos seguintes fatos: momento angular elevado disponível no canal de entrada; seletividades diferentes através dos diferentes canais de entrada; e a dependência da seção de choque Hauser-Feschbach com o momento angular do estado final.

A investigação dos mecanismos da reação envolvendo a excitação dos estados de configurações particulares também tem atraído grandes interesses. Algumas anomalias que não podem ser interpretadas como flutuações estatísticas foram notadas nas funções de excitação envolvendo os pares de núcleos $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ e $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ no canal de entrada (Alm-60, Alm-63, Voi-73, For-76, Bro-60, Cos-75). Ressonâncias correlacionadas foram observadas, nas funções

de excitação, com larguras da ordem de 100 a 400 keV em vários canais de saída. O processo de excitação destes estados recebeu diversas interpretações:

i) Vogt e McManus (V.M.-60) interpretaram como sendo a formação de molécula nuclear devido a grande deformabilidade de ^{12}C . Este modelo explica também o não aparecimento destas estruturas para o sistema $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$, onde os núcleos em interação são rígidos.

ii) Imanishi (Ima-69) propôs o modelo onde há formação de estado quase ligado no potencial efetivo de dois núcleos em interação. A excitação do núcleo ^{12}C para seu primeiro estado excitado de 4,43 MeV seria responsável pela formação do estado quase ligado. No entanto, não existe nenhuma razão a priori para que este tipo de fenômeno não possa ocorrer para o sistema $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$.

iii) Michaud e Vogt (M.V.-70) explicaram o aparecimento das ressonâncias como sendo formação de um estado intermediário. Segundo este modelo, o estado intermediário que causa ressonância na reação $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ seria formado por $^{12}\text{C}+3(^4\text{He})$. Existem evidências experimentais a favor deste modelo como a emissão preferencial de partículas α e ^8Be e o decaimento seletivo da reação $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\alpha)^{20}\text{Ne}$ para estados de configuração de partícula no núcleo residual (Voi-74).

Entre as ressonâncias observadas na interação $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ acima da barreira coulombiana, aquela situada a $E_{\text{CM}}=19,3$ MeV recebeu atenção especial nos últimos anos. Esta ressonância foi detetada em vários estados nos canais p (V.B.-74), n (Spe-74) e d (Kek-74), populando preferencialmente os estados das bandas rotacionais dos núcleos residuais. E.R. Cosman sugere (Cos-75) que esta estrutura corresponde ao estado 12^+ da banda rotacional da molécula $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$. Com o intuito de observar esta estrutura (correspondente à energia de excitação de 33,2 MeV no núcleo composto, ^{24}Mg) através do canal $^{10}\text{B}+^{14}\text{N}$, foram medidas as funções de excitação das reações $^{10}\text{B}(^{14}\text{N},\text{p})^{23}\text{Na}$ e $^{10}\text{B}(^{14}\text{N},\alpha)^{20}\text{Ne}$ entre $E_{\text{CM}}=3,96$ a 5,42 MeV, faixa de energia que corresponde às energias de excitação de 32,8 a 34,3 MeV no ^{24}Mg .

As reações investigadas apresentam seções de choque bastante reduzidas e a obtenção dos resultados experimentais foi possível pelo uso de feixe de ^{14}N de alta

intensidade. O método experimental e os equipamentos utilizados para obtenção dos dados experimentais são descritos no capítulo II. No capítulo III descrevemos a redução das contagens experimentais para a seção de choque absoluta. As funções de excitação são analisadas e discutidas no capítulo V, utilizando a teoria apresentada no capítulo IV.

Capítulo II- Parte experimental

A maior parte dos dados experimentais foi obtida no laboratório de Física Nuclear da Universidade de Montréal, Canadá. Algumas medidas experimentais foram efetuadas no laboratório de Acelerador Pelletron da Universidade de São Paulo.

Em Montréal, foram medidas as funções de excitação das reações $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, \text{p})^{23}\text{Na}$ a $\theta_{\text{Lab}} = 165^\circ$ e $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ a $\theta_{\text{Lab}} = 4^\circ$ variando a energia do feixe incidente de 9,5 a 13,0 Mev em passos de 200 a 500 kev.

A seção de choque destas reações é bastante baixa nesta região de energia. Mesmo utilizando o feixe de ^{14}N de alta intensidade (800 - 900 nA) e ângulo sólido de detecção de algumas dezenas de msr, foram necessárias de 5 a 8 horas de integração para cada energia incidente, afim de obter uma estatística satisfatória.

Em São Paulo, obtivemos os resultados experimentais da reação $^{14}\text{B}(^{14}\text{N}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ a $E_{\text{Lab}} = 13,0$ Mev e $\theta_{\text{Lab}} = 2,5^\circ$, utilizando um detetor anular, para confirmar os dados obtidos anteriormente, e a distribuição angular para o espalhamento elástico $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, ^{14}\text{N})^{10}\text{B}$ para conhecermos melhor os valores dos coeficientes de transmissão da interação $^{10}\text{B} + ^{14}\text{N}$.

A - Dados obtidos no acelerador Tandem da Univ. de Montréal

1.1 Feixe e a câmara de espalhamento

O feixe de nitrogênio de alta intensidade foi produzido pelo acelerador Tandem E.N. da Universidade de Montréal.

A energia do feixe, definida pelo eletroimã de 90° , foi determinada pela medida de campo magnético de alta estabilidade pelo fluxômetro de ressonância magnética nuclear. A incerteza em energia do feixe de nitrogênio ($^{14}\text{N} (4^+)$) é da ordem de 10 kev. (Vol - 74). Um conjunto de lentes quadrupolares focaliza o feixe na câmara de espalhamento e sua direção é definida por dois pares de colimadores circulares localizados na canalização. O sistema que suporta o conjunto de colimadores e a câmara de espalhamento de 17 polegadas de diâmetro interno são produtos comerciais da ORTEC.

A Fig.II.1 mostra o esquema do conjunto acelerador câmara. (Vol-74).

1.2 Alvos

Na experiência realizada em Montréal utilizaram-se dois tipos de alvos de ^{10}B . Para energias incidentes de 10,5 Mev a 13,0 Mev, usou-se alvo com substrato de ^{12}C , onde $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de ^{10}B foi evaporado sobre uma folha suporte de ^{12}C de $15 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de espessura. Para energias incidentes de 9,5 Mev a 10,5 Mev, usou-se alvo sem substrato de ^{12}C (auto-suportado com $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de ^{10}B). Ambos foram produzidos com ^{10}B enriquecido (96,5%). Uma camada fina de Au foi evaporada sobre os alvos para efeito da monitoração de carga pela medida do espalhamento da Rutherford do ^{14}N em Au.

Fig.II - 1 - SISTEMA TANDEM - CAMARA
Da Univ.Montreal (Vol-74)

A perda de energia de ^{14}N nos alvos é da ordem de 250 kev. A não uniformidade dos alvos é um dos fatores que limitam a resolução em energia das partículas emergentes da reação.

1.3 Conjunto de detecção e a montagem experimental

Para se observar as partículas emergentes da interação alvo-projêtil, foram utilizados detetores de tipo barreira de superfície.

A escolha da espessura dos detetores foi um fator importante devido às diferentes energias e diferentes penetrabilidades das várias partículas emergentes. A montagem experimental utilizada está esquematizada na Fig.II-2.

O monitor para detetar ^{14}N espalhado elasticamente do alvo, foi posicionado a $\theta_{\text{Lab}} = 40^\circ$ para facilitar a separação entre os picos $^{10}\text{B} (^{14}\text{N}, ^{14}\text{N}) ^{10}\text{B}$ e $^{12}\text{C} (^{14}\text{N}, ^{14}\text{N}) ^{12}\text{C}$. Utilizou-se detetor de 100 μm de Si, cuja espessura é suficiente para deter os íons de ^{14}N .

As partículas α foram detetadas a $\theta_{\text{Lab}} = 4^\circ$. Foi necessário proteger o detetor do feixe direto e eliminar as partículas mais pesadas produzidas na reação. Para isso, uma folha de Ni de $7,6 \cdot 10^{-3}$ mm de espessura, junto com uma folha de Al de $8 \cdot 10^{-3}$ mm foram colocadas em frente do detetor. Essa proteção foi suficiente para deter o feixe de ^{14}N de 13 Mev de energia, mas por outro lado, a perda de energia das partículas α nas folhas, foi um dos fatores que limitou a resolução do espectro.

FIG.II - 2 - ESQUEMA DA MONTAGEM DE DETEÇÃO :

(1) Detetor de partículas α	(2) Colimador
(3) Folhas de Ni e Al	(4) Detetor de protons (3000 μ Si)
(5) Folha de Ta	(6) Detetor de protons (2000 μ Si)
(7) Monitor	

9.

A profundidade sensível do detetor foi de 1000 μm de Si, evitando assim a contaminação do espectro pelas partículas mais leves que atravessavam o detetor sem serem paradas.

A perda de energia das partículas α nas folhas de proteção empregadas em função da energia das partículas α é mostrada na Fig.II-3.

A utilização do detetor a $\theta_{\text{Lab}} = 4^\circ$ oferece a vantagem do alargamento cinemático ser pequeno nesta região, o que permite o uso de ângulo sólido de detecção maior. Esta vantagem é importante para o nosso caso onde a seção de choque é baixa, pois permite reduzir consideravelmente o tempo de integração.

Para a detecção dos prótons a $\theta_{\text{Lab}} = 165^\circ$, utilizou-se um detetor de barreira de superfície com espessura de 2000 μm . Na frente do detetor colocou-se uma folha de Ta de $12,7 \cdot 10^{-3}$ de espessura, a fim de parar as partículas mais pesadas emergentes da reação. A presença da folha é um dos fatores que limitam a resolução de energia no espectro de prótons. O posicionamento do detetor a $\theta_{\text{Lab}} = 165^\circ$ também minimiza os efeitos do alargamento cinemático.

A perda de energia dos prótons na folha de Ta é mostrada na Fig.II-4.

A tabela abaixo (TAB II-1) mostra os parâmetros geométricos utilizados na experiência.

TABELA II-1

Geometria da Experiência

DETETOR	$\theta_{\text{Lab}} (^\circ)$	$\Delta A (\text{mm}^2)$	$d (\text{mm})$	$\Delta R (\text{ms/r})$	$\Delta \theta (^\circ)$
MONITOR	40	$7,07 \pm 11$	$200,0 \pm 0,5$	$0,0124 \pm 0,0002$	$\pm 0,11$

FIG. II - 3

1.4 Sistema eletrônico de aquisição de dados

A montagem eletrônica é do tipo convencional. O pulso proveniente do detetor passa por um pré-amplificador e por um amplificador, sendo tratado em um conversor analógico digital (ADC). Os eventos ficam registrados em forma de espectro em um computador.

II-2 Espectros obtidos

2.1 Espectros do espalhamento elástico

Espectros típicos do espalhamento elástico ^{14}N a $\theta_{\text{Lab}} = 40^\circ$ sobre o alvo autosuportado e sobre o alvo com suporte de C são mostrados na Fig.II-5 e Fig.II-6, respectivamente.

A resolução típica dos espectros para o pico $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, ^{14}\text{N})^{10}\text{B}$ é da ordem de 300 - 350 kev. A perda de energia no alvo é grande (300-400 kev) devido à baixa energia do ^{14}N espalhado pelo ^{10}B a $\theta_{\text{Lab}} = 40^\circ$ ($9\text{cm} = 104^\circ$).

A não uniformidade do alvo (~30%) e o alargamento cinemático ($\Delta E / \Delta \theta \approx 400 \text{ kev/grau}$) são fatores que mais contribuem para a resolução do sistema. Os efeitos provenientes do sistema eletrônico e a dispersão na energia do feixe (da ordem de 10 kev) são desprezíveis em face dos outros fatores.

A tabela II-2 mostra a contribuição dos fatores mencionados na resolução do sistema.

FIG.II - 5

Espectro do monitor a $\theta = 40^\circ$ de ^{14}N sobre o alvo autosuportado.

FIG.II - 6

Espectro do monitor a $\theta_{Lab} = 40^\circ$ de ^{14}N sobre o alvo com suporte de ^{12}C . A contribuição do espalhamento inelástico $^{12}\text{C}(^{14}\text{N}, ^{14}\text{N})^{12}\text{C}^*$ é mostrado na fig.III-1.

2.2 Espectros das reações $^{10}\text{B}(^{14}\text{N},\alpha)^{20}\text{Ne}$ e $^{10}\text{B}($

$^{14}\text{N},\text{p})^{23}\text{Na}$

Espectros típicos das partículas α e dos prótons obtidos com alvo sobre suporte de C, são mostrados nas Fig.II-7 e Fig.II-8, respectivamente.

Devido à resolução pobre (200 kev para os primeiros estados do núcleo residual causado principalmente pelo alargamento cinemático e a perda de energia no alvo e nas folhas de proteção, o número de picos isolados é apenas 4 para o espectro de α 's e 3 para o espectro de prótons.

As regiões dos espectros correspondentes aos estados de excitação mais alta nos núcleos residuais, tornam-se contínuos devido à maior densidade de níveis nos núcleos residuais. A contribuição da perda de energia das partículas no alvo e na folha à resolução do espectro nessa região também aumenta, pois as partículas possuem menor energia. (ver Fig.II-3 e II-4).

Impurezas de ^{12}C e ^{16}O presentes no alvo, dão origem a reações contaminantes ($^{14}\text{N},\text{p}$) e ($^{14}\text{N},\alpha$) que causam contagens de fundo nos espectros, principalmente na região correspondente às altas energias de excitação dos núcleos residuais.

A tabela abaixo mostra a influência de cada um dos fatores mencionados na resolução do sistema.

TAB.II-2

$E_{\text{Lab}}(^{14}\text{N})$	Reação	ΔE alvo (kev)	ΔE folha (kev)	$\frac{dE}{d\theta} \cdot \Delta\theta$ (kev)	Eletrônica (kev)	$\Delta E(\text{kev})$ exp.
11.0	$^{10}\text{B}(^{14}\text{N},\text{p})^{23}\text{Na}$ Gs	120	50	180	10	200
11.0	$^{10}\text{B}(^{14}\text{N},\alpha)^{20}\text{Ne}$ Gs	120	120	105	10	200

Fig.II-7

ESPECTROS TÍPICO DAS PARTÍCULAS α DA REAÇÃO $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, \alpha)^{20}\text{Ne}$

FIG. PI-8

ESPECTRO TÍPICO DOS PROTONS DA REAÇÃO $^{10}\text{B}(^{14}\text{N},\text{p})^{23}\text{Na}$

B - Dados obtidos no Acelerador Pelletron da Univ. de São Paulo.

a) Feixe e câmara de espalhamento

O feixe de nitrogênio foi produzido pelo acelerador Tandem Pelletron da Universidade de São Paulo. A energia do feixe definida pelo eletroímã analisador de 90° , determinada pela medida de frequência do NRM. O feixe analisador e desviado para uma das canalizações e focalizado na câmara de espalhamento pelo conjunto de lentes quadrupolares e desviadores magnéticos.

Na câmara de espalhamento de 24" de diâmetro construída em São Paulo (Hi-75), o feixe é colimado na entrada por duas fendas circulares com 3 mm e 2 mm de diâmetro distanciadas de 35 cm.

O sistema do acelerador Tandem é mostrado na Fig. II-9 e a câmara de espalhamento na Fig. II-10.

b) Alvos

Os alvos utilizados nas experiências eram de ^{10}B enriquecido depositado sobre substrato de carbono.

i) Para reação $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, \alpha)^{20}\text{Ne}$, foi utilizado alvo com:

$^{10}\text{B} (\sim 50 \text{ } \mu\text{g}/\text{cm}^2)$

$^{12}\text{C} (\sim 10 \text{ } \mu\text{g}/\text{cm}^2)$

FIG.II - 10 - SISTEMA DA CAMARA DE ESPALHAMENTO

: A) Unidades de detecção; B) Mesa girante; C) Torre de alvos; D) Câmara de expansão; E) Tubo flexível; F) Visor; G) Nônio; H) Conector tipo B.N.C.; I) Sistema colimador de feixe; J) Sistema de monitoração do feixe; K) Bomba turbo-molecular; L) Polia de contacto para movimentação da mesa girante.

ii) Para a distribuição do espalhamento elástico

^{10}B (^{14}N , ^{14}N) ^{10}B foi utilizado alvo com:

$$^{10}\text{B} (\sim 5 \mu\text{g}/\text{cm}^2)$$

$$^{12}\text{C} (\sim 10 \mu\text{g}/\text{cm}^2)$$

$$\text{Au} (\sim 10 \mu\text{g}/\text{cm}^2)$$

c) Conjunto de detecção e a montagem experimental

$$i) \ ^{10}\text{B} \ (^{14}\text{N}, \alpha) \ ^{20}\text{Ne}$$

Para a detecção das partículas α , foi utilizado um detector anular de Si de 1000 μm de espessura a $\theta_{\text{Lab}} = 2,5^\circ$ protegido por uma folha de Ta de 0,5 mils para deter os íons de ^{14}N espalhados elasticamente. Um detector de Si, do tipo barreira de superfície, com espessura de 1000 μm foi utilizado como monitor a $\theta_{\text{Lab}} = 20^\circ$ para detetar os íons de ^{14}N espalhados elasticamente. A figura II-11 mostra o esquema da montagem experimental.

As características geométricas foram as seguintes:

Detector anular : área ($234,8 \pm 7,7 \text{ mm}^2$)

distância ($76,5 \pm 0,3 \text{ mm}$)

$\Delta\Omega$ ($40,1 \pm 1,7 \text{ msr}$)

Monitor : área ($10,5 \pm 0,5 \text{ mm}^2$)

distância ($152,4 \pm 0,3 \text{ mm}$)

$\Delta\Omega$ ($0,451 \pm 0,019 \text{ sr}$)

Dois detetores tipo barreira de superfície de $100\mu\text{m}$ foram montados no prato girante da câmara de espalhamento e dois monitores fixos montados simetricamente a $\theta_{\text{Lab}} = \pm 15^\circ$ foram utilizados. A figura II-12 mostra o esquema da montagem experimental.

A distribuição angular foi medida de $\theta_{\text{CM}} = 30^\circ$ até $\theta_{\text{CM}} = 120^\circ$.

As características geométricas da montagem são mostradas na tabela II-3.

TAB .III - 3

	d (mm)	Area (mm ²)	$\Delta\Omega$ (sr)	$\theta_{\text{Lab}} (^\circ)$
D1	177,8	10,47	$3.31.10^{-4}$	-
D2	177,8	10,56	$3.34.10^{-4}$	-
MD	265	7,07	$1.01.10^{-4}$	15°
ME	265	7,07	$1.01.10^{-4}$	-15°

d) Os espectros obtidos

O espectro da reação apresenta estatística baixa devido a baixa intensidade do feixe de ^{14}N (~10 nA) e sua resolução é da ordem de 300 kev a 400 kev. Os seguintes fatores contribuíram para a resolução do espectro α :

- Perda de energia no alvo : $\Delta E \sim 500$ kev e
- Alargamento cinemático : $\Delta E \sim 80$ kev
- Perda de energia na folha de proteção: 900 kev.

FIG.II - MONTAGEM DO SISTEMA DE DETEÇÃO PARA PARTÍCULAS ALFAS:

(1) Alvo	(2) Monitor
(3) Folha de Ta	(4) Colimador do detetor
(5) Detetor anular	

FIG.II-12 - MONTAGEM DE DETEÇÃO PARA A DISTRIBUIÇÃO ANGULAR DE ^{14}N :

(1) Alvo	(2) Monitor
(3) Monitor	(4) Detetor 1
(5) Detetor 2	

Os espectros da distribuição angular do espalhamento elástico apresentam resoluções que variam de 250 Kev a 500 kev, dependendo do ângulo de detecção. O alargamento cinemático e a perda de energia no alvo são respectivamente 207 kev/grau e 260 kev para $\theta_{\text{Lab}} = 20^\circ$ e 660 kev/grau e 570 kev/ para $\theta_{\text{Lab}} = 45^\circ$.

A Fig.II-13 mostra o espectro da partícula α .

FIG.II - 13

ESPECTRO DE PARTÍCULAS α OBTIDO EM S.PAULO

Capítulo III - Redução dos dados experimentais

Dos resultados experimentais obtidos em forma de espectro, as contagens correspondentes aos picos de interesse foram obtidos após a calibração dos espectros.

As seções de choque absolutas foram calculadas a partir destas contagens. As incertezas provenientes de vários fatores na seção de choque serão discutidas.

III - 1 Calibração dos espectros e determinação de contagens nos picos.

Os picos dos espectros foram identificados com grupos de partículas emergentes com diferentes energias após a interação alvo projétil, usando a cinemática das reações calculada com o programa Hee-Wee (Di-70). A perda de energia das partículas nas folhas de proteção em frente dos detetores foram levados em conta.

Os erros da calibração e o comportamento do fundo foram tratados de maneira sistemática na determinação das áreas dos picos.

1.1 - Os espectros do espalhamento elástico

a) Os resultados obtidos em Montréal (monitor a 40°)

Os picos correspondentes ao ^{14}N espalhado elásticamente a $\theta_{\text{Lab}} = 40^\circ$ sobre ^{10}B , ^{12}C , ^{14}N e ^{197}Au foram identificados (Fig.II-6 e II-7) para energias de bombardeiro de 9,5 a 13 Mev.

Nos espectros obtidos com o alvo sobre suporte de C, a contribuição de contagens de fundo é considerável para o pico correspondente a $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, ^{14}\text{N})^{10}\text{B}$, enquanto o pico correspondente ao espalhamento de ^{14}N sobre Au tem fundo desprezível.

Os espectros foram graficamente em escala logarítmica (Fig.III-1) para determinar melhor a contribuição do fundo. A contagem de fundo é praticamente constante para energias menores que as do pico de ^{10}B e este fundo constante foi subtraído das contagens do pico. Foi também levada em conta a contribuição do espalhamento inelástico $^{12}\text{C}(^{14}\text{N}, ^{14}\text{N})^{12}\text{C}^*$ 4,43 Mev que para algumas energias de bombardeio de ^{14}N se sobrepõe ao pico de ^{10}B , nos espectros obtidos com alvo sobre suporte de ^{12}C . A incerteza introduzida pelo espalhamento inelástico é da ordem da incerteza estatística na área do pico de ^{10}B .

Os espectros obtidos com o alvo autosuportado apresentam fundo menor e ausência do pico inelástico.

A área do pico ^{10}B foi obtida somando as contagens numa extensão de 3Γ (Γ largura a meia altura). O erro na determinação do início e do fim do pico é estimado como sendo ± 2 canais.

A incerteza total na área do pico de ^{10}B devido a esses fatores mencionados e a contribuição dos diversos fatores está apresentada na Tabela III-1.

FIG.III-1

Espectro do Monitor $\theta_{\text{Lab}} = 40^\circ$

PARA DETERMINAÇÃO DO FUNDO

A área do pico de Au contada a partir do primeiro mínimo anterior a este pico (Fig.II-6). A incerteza na área do pico provem praticamente só da incerteza estatística ($< 2\%$).

b) Os resultados obtidos em São Paulo

Na longa medida destinada a obter a seção de choque da reação $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ a $E_{\text{Lab}} = 13\text{Mev}$ obtivemos um espectro de monitor ($\theta_{\text{Lab}} = 20^\circ$) com boa estatística. A maior contribuição na incerteza da determinação da área do pico provem do fundo de baixa energia do espalhamento $^{12}\text{C}(^{14}\text{N}, ^{14}\text{N})^{12}\text{C}$ como mostra a Tab.III-1.

Nos espectros da distribuição angular ($\theta_{\text{Lab}} = 23^\circ$ a 45°), os picos correspondentes ao espalhamento elástico de ^{14}N de 13 Mev sobre os elementos do alvo foram identificados. Devido ao uso de alvo fino e feixe pouco intenso, as contagens não são altas nos picos correspondentes ao espalhamento $^{10}\text{B} + ^{14}\text{N}$. A influência do fundo de baixa energia é bastante grande para os espectros obtidos em ângulo traseiro introduzindo incertezas adicionais (Tab.III-1).

TAB.III-1

A contribuição das incertezas na determinação de área.

	(a)	(b)	(c)	(d)	(e)
Alvo autosuportado Montréal	<,13%	<,12%	-	< 0,08%	<,17%
Alvo com ^{12}C Montréal	<,20%	<,40%	<,20%	<,3%	<,9%
Distrib.Ang. S.Paulo	< 2,8%	1 ~8%	<2%	-4%	2 ~10%
Monitor da Reação $^{10}\text{B}(^{14}\text{N},\alpha)^{20}\text{Ne}$ em S.Paulo	,1%	-1%	<,1%	,5%	-1,5%

(a) incerteza estatística

(d) incerteza na calibração

(b) incerteza proveniente do fundo

(e) incerteza total

(c) contribuição do esp. inelástico

1.2 - Os espectros da reação $^{10}\text{B}(^{14}\text{N},\text{p})^{23}\text{Na}$

O espectro foi calibrado pelos cálculos da cinemática, levando em conta a perda de energia de prótons na folha de Ta (12.25μ) (Fig.II-4). Devido à resolução de energia de $\sim 200 \text{ Kev}$, só foi possível a separação dos prótons correspondentes a 6 estados do ^{23}Na .

A parte do espectro correspondente às energias de excitação superiores a $\sim 5,3 \text{ Mev}$ foi subdividida em regiões que incluem vários estados excitados como mostra a Tabela III-2.

TAB. III-2

DIVISÃO DO ESPECTRO $^{10}\text{B}(^{14}\text{N},\text{p})^{23}\text{Na}$ e EM REGIÕES

Nº	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
J^π	$\frac{3}{2}^+$	$\frac{5}{2}^-$	$\frac{7}{2}^+$	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{9}{2}^+, \frac{1}{2}^+$	$\frac{3}{2}^-, \frac{5}{2}^-, \frac{5}{2}^+$	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}^+$	-	-	-	-
$E_x(\text{Mev})$	0,00	0,44	2,08	2,39	2,64, 2,70	3,4-4,2	4,43	4,77	5,3-6,5	6,5-7,8	7,8-8,4	8,4-10,4
nº de níveis	1	1	1	1	2	3	1	1	14	21	17	~ 30

Há contaminação do espectro pelas reações $^{16}\text{O}(^{14}\text{N},\text{p})^{29}\text{Si}$ e $^{12}\text{C}(^{14}\text{N},\text{p})^{25}\text{Mg}$. (Fig. II-9). Os prótons correspondentes ao estado fundamental do ^{29}Si , começam a contaminar o espectro na região de baixa excitação do ^{23}Na . No entanto, levando em conta a diferença de barreira Coulombiana ($E_{\text{CM}} = 7,88 \text{ Mev}$ para $^{10}\text{B} + ^{14}\text{N}$ e $E_{\text{CM}} = 12,30 \text{ Mev}$ para $^{16}\text{O} + ^{14}\text{N}$) e o fato da energia incidente estar abaixo da barreira (Boro + nitrogênio), a seção de choque para a reação $^{16}\text{O}(^{14}\text{N},\text{p})^{29}\text{Si}$, é muito menor do que para $^{10}\text{B}(^{14}\text{N},\text{p})^{23}\text{Na}$. Portanto a contribuição desta reação contaminante foi desprezada.

Os prótons provenientes da reação contaminante $^{12}\text{C}(^{14}\text{N},\text{p})^{25}\text{Mg}$ começam a contribuir na região de 7,5 Mev de energia de excitação no ^{23}Na e afetam a determinação das contagens da área 10, 11 e 12 da tabela III-1. No entanto, a comparação de dois espectros obtidos a $E_{\text{Lab}} = 10,5 \text{ Mev}$ com alvo autosuportado e com alvo sobre ^{12}C mostra que a contribuição da reação $^{12}\text{C}(^{14}\text{N},\text{p})^{25}\text{Mg}$ é desprezível nesta região de energia.

1.3 - Os espectros da reação $^{10}\text{B}(^{14}\text{N},\alpha)^{20}\text{Ne}$

a - Obtidos em Montréal.

Os picos do espectro foram identificados pela cinemática, levando em conta a perda de energia das partículas α nas folhas protetoras ($7,6 \mu \text{ Ni} + 80 \mu \text{ Al}$) (Fig.II-3). A resolução em energia é de 200 Kev também, e isto permitiu separar os picos correspondentes aos 4 primeiros estados isolados do núcleo residual, ^{20}Ne . O espectro de excitação mais alta do ^{20}Ne foi dividido em regiões como mostra a Tab.III-3.

TAB.III-3

DIVISÃO DO ESPECTRO $^{10}\text{B}(^{14}\text{N},\alpha)^{20}\text{Ne}$ EM REGIÕES

N	1	2	3	4	5	6	7
J^π	0^+	2^+	4^+	2^-	3^- e 1^-	-	-
$E_x(^{20}\text{Ne})$ (Mev)	0,00	1.63	4.25	4.97	5,5 a 6.1	6.5 a 8.3	8.3 a 9.5
nº de níveis	1	1	1	1	2	6	8

Não houve contribuição de contaminantes na determinação das áreas de picos ou regiões. As partículas α provenientes das reações $^{12}\text{C}(^{14}\text{N},\alpha)^{22}\text{Na}$ e $^{16}\text{O}(^{14}\text{N},\alpha)^{26}\text{Al}$ aparecem de 10 Mev e 11 Mev de excitação do ^{20}Ne respectivamente. A incerteza na calibração do espectro, ou seja na definição dos limites das regiões do espectro é estimada como sendo da ordem de ± 2 canais.

b) Obtidos em São Paulo

Os picos do espectro foram identificados e apresentam resolução da ordem de 300 Kev.

A seção de choque absoluta foi calculada para os picos isolados a comparação com os resultados obtidos em Montreal mostra um bom acordo entre os dois conjuntos independentes de dados. (Dentro de 20%).

III - 2 Seção de choque absoluta

Neste item, utilizaremos vários símbolos com os seguintes significados:

Z_x : Nº Atômico do elemento x.

A_x ou M_x : número de massa do elemento x.

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_x$: seção de choque diferencial do espalhamento elástico de ^{14}N sobre o elemento x no sistema C.M.

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_p$ e $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\alpha$: seção de choque diferencial das reações $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, p)^{23}\text{Na}$ e $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ no sistema C.M., respectivamente.

Σ_x : o número total de contagens nos picos elásticos de ^{14}N sobre o elemento x.

Σ_p ; Σ_α : número de contagens nos picos de p ou α correspondentes a uma certa energia de excitação (ou região) no núcleo residual respectivamente.

T_x : espessura do elemento x ao alvo (em $\mu\text{g}/\text{cm}^2$).

N_x : número de átomos por cm^2 de um elemento x no alvo.

G_x : fator de conversão cinemática de sistema Lab para o sistema CM para ^{14}N espalhado elasticamente pelo elemento x.

G_p , G_α : idem para reação com emissão de p ou α respectivamente.

x : elementos considerados (são ^{10}B , Au, ^{14}N , ^{12}C e ^{16}O).

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_x^R$: seção de choque de espalhamento Rutherford de ^{14}N sobre o elemento x no sistema CM.

$\Delta\Omega_{\text{MON}}$: ângulo sólido do monitor.

$\Delta\Omega_{\text{DET}}$: ângulo sólido do detetor (p ou α).

Podemos relacionar as seções de choque de espalhamento elástico de ^{14}N em ^{10}B e Au num mesmo detetor da seguinte maneira.

$$\frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_B}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Au}}} = \frac{\Sigma_B G_B N_{\text{Au}}}{\Sigma_{\text{Au}} G_{\text{Au}} N_B}$$

Como a relação $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Au} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Au}^R$ é sempre válida no nosso caso, podemos obter as expressões para o espalhamento elástico de ^{14}N em ^{10}B .

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_B = \frac{\sum_B N_{Au} G_B}{\sum_{Au} N_B G_{Au}} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Au}^R \quad \text{III-2}$$

$$\frac{\sigma}{\sigma_R} = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_B}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_B^R} = \frac{\sum_B G_B N_{Au} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Au}^R}{\sum_{Au} G_{Au} N_B \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_B^R} \quad \text{III-3}$$

As seções de choque das reações podem ser obtidas pela relação III-4 no caso de ter ouro no alvo e pela relação III-5 no caso contrário:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{P_{\text{cnd}}} = \frac{\sum_{P_{\text{cnd}}} G_{P_{\text{cnd}}} N_{Au} \Delta\Omega_{\text{MCN}}}{\sum_{Au} G_{Au} N_B \Delta\Omega_{\text{DET}}} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Au}^R \quad \text{III-4}$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{P_{\text{cnd}}} = \frac{\sum_{P_{\text{cnd}}} G_{P_{\text{cnd}}} \Delta\Omega_{\text{MCN}}}{\sum_B G_B \Delta\Omega_{\text{DET}}} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_B \quad \text{III-5}$$

Para utilizar a relação III-5 é necessário conhecer $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_B$.

Para alguns ângulos de espalhamento ou energias incidentes suficientemente baixos, podemos considerar $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_B = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_B^R$ e utilizando a relação II-2 podemos determinar a razão $\frac{N_B}{N_{Au}}$:

$$\frac{N_B}{N_{Au}} = \frac{\sum_B G_B}{\sum_{Au} G_{Au}} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Au}^R / \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_B^R \quad \text{III-6}$$

onde

$$\frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Au}^R}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_B^R} = \left\{ \frac{Z_B}{Z_{Au}} \left(\frac{M_N + M_B}{M_B} \right) \left(\frac{M_{Au}}{M_N + M_{Au}} \right) \frac{\cos^4 \frac{\theta_B}{2}}{\cos^4 \frac{\theta_{Au}}{2}} \right\}^2 \quad \text{III-7}$$

Utilizando a relação III-2 com a razão $\frac{N_B}{N_{Au}}$ acima obtida, pode-se obter $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_B^R$ para todas as energias.

2.1 - Resultados do espalhamento elástico

a) Dados obtidos em Montréal (monitor a 40°).

Os dados experimentais obtidos nesta experiência e por N. Marquardt (Mar-75) a energias superiores, indicam que a seção de choque do espalhamento elástico $^{10}\text{B} + ^{14}\text{N}$ a $\theta_{\text{Lab}} = 40^\circ$ pode ser considerada como sendo a de Rutherford pelo menos até 11,5 Mev de energia de bombardeio. Este fato permite determinar $\frac{N_B}{N_{Au}}$ a partir das contagens Σ_B e Σ_{Au} dos espectros de 9,5 a 11,5 Mev na equação III-6. As médias destas razões para os dois alvos utilizados na experiência são:

$$\left\langle \frac{N_B}{N_{Au}} \right\rangle = 2,26 \pm 0,06 \text{ para o alvo auto suportado.}$$

$$\left\langle \frac{N_B}{N_{Au}} \right\rangle = 2,5 \pm 0,1 \text{ para o alvo sobre suporte de C.}$$

A função de excitação da seção de choque do espalhamento elástico ($\theta_{Lab} = 40^\circ$) dividida pela de Rutherford foi obtida usando estas razões medidas e a equação III-3 e III-1.

O resultado é apresentado na Fig.III-2.

A incerteza nas determinações da seção de choque absoluta é da ordem de 3% a 5%, causada pelos seguintes fatores:

- i) Incerteza na determinação de Σ_B : $< 0.9\%$
- ii) Incerteza na determinação de Σ_{Au} : $< 0.2\%$
- iii) Incerteza na determinação de $\frac{N_B}{N_{Au}}$: $\begin{matrix} 2.6\% \text{ para o alvo} \\ \text{auto suportado.} \\ 3.7\% \text{ para o alvo} \\ \text{com suporte de C} \end{matrix}$

Incerteza na determinação de θ_{Lab} ($\pm 1^\circ$) : $\sim 1\%$

obs : Os itens i) e ii) incluem a incerteza estatística e a contribuição do fundo.

FIG.II-2

Funções de excitação do espalhamento elástico

$^{10}\text{B} + ^{14}\text{N}$ a $\theta_{\text{Lab}} = 40^\circ$ (Mar-75)

As curvas são os resultados do cálculo pelo modelo ótico.

b) Resultados obtidos em São Paulo (distribuição angular a $E_{\text{Lab}} = 13_{\text{Mev}}$)

O valor N_B/N_{Au} calculado pela relação III-6 começa a desviar de constante a partir de 92° no sistema Cm. como mostra a Fig.(III-3). Fazendo a média do $\frac{N_B}{N_{\text{Au}}}$ para 6 pontos experimentais de $\theta_{\text{CM}} \leq 92^\circ$ obtivemos:

$$\frac{N_B}{N_{\text{Au}}} = 0.83 \pm 0.03$$

Utilizando o valor de $\frac{N_B}{N_{\text{Au}}}$ mencionado acima a relação IV-3 as seções de choque divididas pelo de Rutherford (σ / σ_R) foram calculados como mostra a Fig. (III-4).

A incerteza na determinação da seção de choque absoluta neste caso, varia com o ângulo de espalhamento devido principalmente a variação do fundo. A incerteza total típica é da ordem de 4%, mas para $\theta_{\text{CM}} = 120.28^\circ$ chega a ser 11%.

Tanto a função de excitação (Fig.III-2) quanto a distribuição angular (Fig.III-4) são curvas lisas sem estruturas. As seções de choque desviam-se muito pouco do valor da seção de choque de Rutherford o que era esperado, pois a barreira Coulombiana é maior do que as energias incidentes utilizadas.

2.2 - Seção de choque absoluta das reações

$^{10}_{\text{B}}$ ($^{14}_{\text{N}}, p$) $^{23}_{\text{Na}}$ e $^{10}_{\text{B}}$ ($^{14}_{\text{N}}, \alpha$) $^{20}_{\text{Ne}}$ obtidos em Montréal.

As seções de choque absolutas das reações foram calculadas utilizando a relação III-4 e $\langle \frac{N_B}{N_{Au}} \rangle$ obtidas anteriormente.

Devido à forte variação da seção de choque com a energia, os espectros obtidos apresentam estatísticas diferentes, o que causa variação nas incertezas estatísticas com a energia incidente. Por outro lado, num mesmo espectro, as estatísticas dos picos são diferentes.

Podemos citar os fatores que influenciaram na incerteza da determinação de seção de choque:

- i) erro estatístico em Σ_{Au} ou Σ_{α}
- ii) incerteza na calibração do espectro (± 2 canais)
- iii) incerteza na determinação do Σ_{Au} ($< 2\%$)
- iv) incerteza na determinação de $\frac{N_B}{N_{Au}}$ ($2,6\%$ ou $3,7\%$)
- v) incerteza na determinação de θ_{MON} ($\pm 1^\circ \rightarrow \sim 1\%$)
- vi) incerteza na determinação de θ_{DET} ($\pm 1^\circ \rightarrow < 1\%$)
- vii) incerteza na determinação de $\Delta\Omega_{DET}$ ($\sim 8\%$)
- viii) incerteza na determinação de $\Delta\Omega_{MON}$ ($\sim 1,8\%$)

O item i) é responsável pela maior parte das incertezas, principalmente nos estados isolados onde apresentam baixa estatística. O item ii) causa maior erro para as regiões que incluem vários estados de alta excitação do núcleo residual. O item iii) desprezível em face dos outros. Os itens (iv) até (viii) causam erros sistemáticos. A incerteza total na determinação da seção de choque absoluta depende essencialmente dos itens i) ii) e iv).

As funções de excitação da seção de choque absoluto das reações $^{10}\text{B}(^{14}\text{N},\text{p})^{23}\text{Na}$ e $^{10}\text{B}(^{14}\text{N},\alpha)^{20}\text{Ne}$ são mostrados nas Fig.III-5 e Fig.III-6, respectivamente.

Como se pode ver, as seções de choque das reações apresentam comportamento semelhantes entre si, aumentando rapidamente com a energia. A única função de excitação que apresenta uma inclinação diferente dos demais é aquela que corresponde ao estado 4^+ ($E_x = 4.25 \text{ Mev}$) no ^{20}Ne .

As funções de excitação não mostram nenhuma evidência de ressonância correspondentes às aquelas observadas por Van Bibber et al (VB-74), Sperr et al (Spe-74) e Kekelis e Fox (Kek-74) nas reações $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\text{p})^{23}\text{Na}$, $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\text{n})^{23}\text{Mg}$ e $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\text{d})^{22}\text{Ne}$ respectivamente.

Este fato sugere que o aparecimento das estruturas depende essencialmente do canal de entrada.

$$\theta_{\text{Lab}} = 165^\circ$$

FIG. III-6

Funções de excitação de reação $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, \alpha)^{20}\text{Ne}$

Capítulo IV - Teoria estatística das reações nucleares

As reações nucleares envolvem os estados contínuos de um sistema de muitos corpos. Quando esses estados tendem a envolver as excitações complicadas de muitos graus de liberdade podemos dizer que a reação se processa via núcleo composto. Quando somente poucos graus de liberdade são excitados, enquanto os outros graus de liberdade do sistema permanecem efetivamente passivos, denominamos o processo de mecanismo da reação direta. Os dois mecanismos possuem características diferentes quanto ao intervalo de tempo envolvido, quanto à variação da seção de choque com energia e distribuição angular, entre outras. Normalmente os dois mecanismos estão presentes nas interações núcleo incidente - núcleo alvo, mas um dos mecanismos pode ser o processo predominante. Neste trabalho vamos encontrar a discussão no processo via núcleo composto.

O mecanismo de núcleo composto pode ser considerado como um processo de dois estágios. No primeiro estágio o núcleo composto é formado pela colisão do projétil e o núcleo alvo. A energia disponível é distribuída entre os núcleons do núcleo composto e, após um certo período de tempo, esses núcleons atingem o estado de equilíbrio estatístico que envolve muitas configurações diferentes. Em outras palavras, os estados do núcleo composto são misturas complicadas de estados de muitas partículas e buracos. No segundo estágio, a energia distribuída é concentrada em um nucleon ou em um grupo de nucleons que adquire uma energia suficiente para escapar do núcleo composto, provocando o seu decaimento. Uma vez que o equilíbrio estatístico foi atingido, as probabilidades para vários

configurações nucleares tornam-se estatísticas e os estados nucleares não possuem a "memória" da sua formação. Devido a esta "perda de memória" o decaimento do núcleo composto deve ser independente da sua formação.

A idéia acima sobre o mecanismo do núcleo composto foi introduzida por N.Bohr (Boh-36) para explicar as ressonâncias estreitas e espaçadas observadas nas reações nucleares. A hipótese da independência entre a formação e o decaimento baseia-se na longa vida ou largura estreita dos estados compostos. O espaçamento entre as ressonâncias é explicado em termos de um grande número de configurações possíveis do núcleo composto. Baseando-se nestas idéias, o modelo de evaporação simples foi desenvolvido por Bethe (Bet-37), Weisskopf (Wei-40) e outros, fazendo a analogia do mecanismo núcleo composto à evaporação de uma gota líquida clássica. Com o aumento da energia, as ressonâncias tornam-se cada vez mais numerosas e ao mesmo tempo aumentam de largura. À energias de excitação elevadas no núcleo composto, o espaçamento entre os estados é muito menor que a resolução experimental e por isso, um grande número de estados é populado simultaneamente. As seções de choque observadas são médias sobre várias ressonâncias.

A teoria moderna de evaporação (Fes-60) acrescenta ao modelo de evaporação simples as leis de conservação do momento angular e da paridade. Nesta teoria, as larguras das ressonâncias são relacionadas com os elementos de matriz de espalhamento e os níveis que se sobrepõem obedecem à distribuição estatística. Este modelo permite determinar o valor absoluto da seção de choque média sobre as ressonâncias (H.F-52).

Na formação mais usada desta teoria, comumente chamado de modelo Hauser-Feshbach (H.F-52, Vog-68, Vog-62, Fesh-60) os elementos de matriz de espalhamento são calculados a partir do modelo ótico.

1-1 O modelo estatístico Hauser-Feshbach

Para introduzir as leis de conservação, do movimento angular e paridade, utilizamos a letra c para designar o seguinte conjunto de números quânticos:

$$C = (\alpha, I, i, s, l, J, \pi)$$

α (descreve o par de partículas e seu estado de excitação).

I e i (spins intrínsecos das partículas envolvidas)

s (spin do canal ; $\vec{S} = \vec{I} + \vec{i}$)

l (momento angular orbital do par).

J (momento angular total do sistema ou momento angular do núcleo composto).

π (paridade total do sistema ou paridade do núcleo composto).

Nas relações a seguir, denotaremos sem apóstrofe as características do canal de entrada, com um apóstrofe as de canal de saída e com dois apóstrofes as de todos os canais envolvidos no processo.

A conservação do momento angular e paridade é re

lacionada abaixo:

$$\vec{J} = \vec{I} + \vec{S} = \vec{I} + \vec{S}' = \vec{I}'' + \vec{S}''$$

IV-2

$$\Pi = \Pi_S (-)^L = \Pi_{S'} (-)^{L'} = \Pi_{S''} (-)^{L''}$$

Podemos escrever o teorema da reciprocidade para o processo (α, α') , introduzindo as relações IV-1.

$$\bar{\sigma}_{\alpha\alpha'} = \frac{k_{\alpha'}^2 (2I'+1)(2I'+1)}{k_{\alpha}^2 (2I+1)(2I+1)} \bar{\sigma}_{\alpha'\alpha}$$

IV-2

onde $\bar{\sigma}_{\alpha\alpha'}$ é a seção de choque total média para o processo (α, α') .

Desde que haja a conservação do momento angular total J e da paridade Π , podemos considerar a decomposição de $\bar{\sigma}_{\alpha\alpha'}$ em termos com números quânticos (J, Π) .

$$\bar{\sigma}_{\alpha\alpha'} = \sum_{J\Pi} \bar{\sigma}_{\alpha\alpha'}^{J\Pi} = \sum_{J\Pi} \bar{\sigma}_{\text{comp}}^{J\Pi(\alpha)} \left(\frac{G_{J\Pi}^{J\Pi(\alpha')}}{G_{J\Pi}} \right)$$

IV-3

Na relação IV-3 foi utilizada a hipótese de independência entre a formação e o decaimento do núcleo composto para separar a seção de choque do processo $\alpha \alpha'$ em termos de formação $\bar{\sigma}_{\text{comp}}^{J\Pi}$ e o decaimento do núcleo composto $\frac{G_{J\Pi}^{J\Pi(\alpha')}}{G_{J\Pi}}$.

O formalismo da matriz de espalhamento é utilizado para calcular a seção de choque do processo $\alpha \alpha'$ (Fes-60).

$$\sigma_{\alpha\alpha'} = \frac{\pi}{k_{\alpha}^2} \sum_{J\Pi} \frac{(2J+1)}{(2I+1)(2I'+1)} |S(\alpha, l, s; \alpha', l', s'; J\Pi)|^2$$

IV-4

onde $S(\alpha, l, S; \alpha', l', S'; J\Pi)$ é a amplitude de transição do estado (α, l, S) para o estado (α', l', S') , quando o sistema possui momento angular J e paridade Π .

Com a unitariedade da matriz de espalhamento S (Lan-58) e sua simetria, podemos escrever a seção de choque de reação $\sigma_{\text{reac}}(\alpha)$ e a seção de choque elástico $\sigma_{\alpha\alpha}$ como:

$$\sigma_{\text{reac}}(\alpha) = \sum_{\alpha' \neq \alpha} \sigma_{\alpha\alpha'} = \frac{\pi}{k_\alpha^2} \sum_{J\Pi} \frac{(2J+1)}{(2I+1)(2i+1)} \left\{ 1 - |S(\alpha, l, S; \alpha, l, S; J\Pi)|^2 \right\} \quad \text{IV-5}$$

$$\sigma_{\alpha\alpha} = \frac{\pi}{k_\alpha^2} \sum_{J\Pi} \frac{(2J+1)}{(2I+1)(2i+1)} \left| 1 - S(\alpha, l, S; \alpha, l, S; J\Pi) \right|^2 \quad \text{IV-6}$$

A cada energia, um número complexo (a componente diagonal da matriz de espalhamento) fornece a seção de choque da reação e de espalhamento de cada onda parcial.

Efetuada uma média em energia sobre as ressonâncias, utilizando a hipótese da distribuição de fase aleatória das amplitudes de espalhamento, podemos obter:

$$\bar{\sigma}_{\text{reac}}(\alpha) = \frac{\pi}{k_\alpha^2} \sum_{J\Pi} \frac{(2J+1)}{(2I+1)(2i+1)} \left\{ 1 - \overline{|S(\alpha, l, S; \alpha, l, S; J\Pi)|^2} \right\} \quad \text{IV-7}$$

$$\bar{\sigma}_{\alpha\alpha} = \frac{\pi}{k_\alpha^2} \sum_{J\Pi} \frac{(2J+1)}{(2I+1)(2i+1)} \left\{ \overline{|1 - S(\alpha, l, S; \alpha, l, S; J\Pi)|^2} + \overline{|S(\alpha, l, S; \alpha, l, S; J\Pi)|^2} - \overline{|S(\alpha, l, S; \alpha, l, S; J\Pi)|^2} \right\} \quad \text{IV-8}$$

Os dois últimos termos da equação IV-8 podem ser identificados (B.W-52) como a parte do espalhamento elástico via núcleo composto. Somando estes termos com IV-7, podemos obter a seção de choque de absorção:

$$\overline{\sigma}_{abs}(\alpha) = \frac{\pi}{k_\alpha^2} \sum_{J\pi} \frac{(2J+1)}{(2I+1)(2i+1)} \left\{ 1 - \left| \overline{S}(\alpha, l, s; \alpha, l, s; J\pi) \right|^2 \right\} \quad \text{IV-9}$$

e usando a descrição da seção de choque de absorção em termos dos coeficientes de transmissão T_1

$$\overline{\sigma}_{abs}(\alpha) = \frac{\pi}{k_\alpha^2} \sum_{J\pi} \frac{(2J+1)}{(2I+1)(2i+1)} T_{ls}^{J\pi}(\alpha) \quad \text{IV-10}$$

os coeficientes de transmissão para o canal α são identificados:

$$T_{ls}^{J\pi}(\alpha) = 1 - \left| \overline{S}(\alpha, l, s; \alpha, l, s; J\pi) \right|^2 \quad \text{IV-11}$$

Na região onde o processo direto tem contribuição desprezível temos

$$\overline{\sigma}_{abs}(\alpha) \approx \overline{\sigma}_{comp}(\alpha) = \sum_{J\pi} \overline{\sigma}_{comp}^{J\pi}(\alpha) \quad \text{IV-12}$$

sendo que

$$\overline{\sigma}_{comp}^{J\pi}(\alpha) = \frac{(2J+1)}{(2I+1)(2i+1)} T_{ls}^{J\pi}(\alpha) \quad \text{IV-13}$$

descreve a formação do núcleo composto com momento angular J e paridade Π através do canal α . Utilizando a relação IV-13 com IV-2 e IV-3 pôde-se mostrar que:

$$G^{J\Pi}(\alpha') = \sum_{\ell's'} T_{\ell's'}^{J\Pi}(\alpha') \quad \text{IV-14}$$

onde $G^{J\Pi}(\alpha')$ representa a desintegração do núcleo composto em estado $J\Pi$ para um canal particular α' e

$$G^{J\Pi} = \sum_{\substack{\alpha'' \\ \ell''s''}} T_{\ell''s''}^{J\Pi}(\alpha'') \quad \text{IV-15}$$

designa a soma sobre todos os canais possíveis que o núcleo composto (J, Π) pode decair. Podemos obter a seção de choque total média para o processo $\alpha\alpha'$

$$\overline{\sigma}_{\alpha\alpha'} = \frac{\pi}{k_{\alpha}^2} \sum_{J\Pi} \frac{(2J+1)}{(2I+1)(2i+1)} \left\{ \sum_{\ell s} T_{\ell s}^{J\Pi}(\alpha) \right\} \sum_{s'\ell'} \left\{ \frac{T_{\ell's'}^{J\Pi}(\alpha')}{\sum_{\substack{\alpha'' \\ \ell''s''}} T_{\ell''s''}^{J\Pi}(\alpha'')} \right\} \quad \text{IV-16}$$

Para o cálculo de seção de choque diferencial, devemos adicionar às condições que levaram a expressão IV-16, a de não interferência entre ondas parciais incidentes (e emergentes) diferentes

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{\alpha\alpha'} = \sum_L \frac{1}{4k_{\alpha}^2} \sum_{J\Pi} \frac{1}{(2I+1)(2i+1)} \left\{ \sum_{\ell s} T_{\ell s}^{J\Pi}(\alpha) \right\} \times$$

$$\sum_{\ell's'} \left\{ \frac{T_{\ell's'}^{J\Pi}(\alpha')}{\sum_{\substack{\alpha'' \\ \ell''s''}} T_{\ell''s''}^{J\Pi}(\alpha'')} \right\} Z(\ell_J \ell_{J's} L) \bar{Z}(\ell'_J \ell'_{J's'} L) (-)^{S-S'} P_L(\cos \theta) \quad \text{IV-17}$$

com $0 \leq L \leq 21$; $0 \leq L \leq 21$ e θ é o ângulo no sistema C.M. da partícula emergente na reação. Propriedades do coeficiente Z (Bla-52) asseguram a simetria na distribuição angular em torno de $\theta_{CM} = 90^\circ$:

Os coeficientes de transmissão nuclear exibem comportamentos semelhantes às de uma onda clássica incidindo sobre uma "bola de cristal esfumada". Podemos descrever a interação média entre os dois núcleos por uma onda incidente sobre um potencial médio que reproduz os fenômenos de difração, reflexão e absorção desta onda incidente. O potencial complexo do tipo $V + iW$ conhecido como potencial ótico (Hod-71). (Fes-60) é capaz de reproduzir os comportamentos médios do espalhamento nuclear.

O potencial ótico pode ser escrito como

$$U(r) = V_N(r) + V_C(r) + V_{SL} \quad \text{IV-18}$$

onde $V_N(r)$ é o potencial da interação nuclear, $V_C(r)$ da interação Coulombiana e V_{SL} de spin órbita.

Usualmente $V_N(r)$ é escrito como:

$$V_N(r) = - \left[V_0 f(r, r_0, a) + i (W_V f(r, r_0, a_V) + W_S g(r, r_S, a_S)) \right] \quad \text{IV-19}$$

V_0 é a profundidade da parte real do potencial nuclear.

W_V e W_S são as profundidades da parte imaginária de volume e superfície, respectivamente, e f e g são os fatores de forma do potencial. Costuma-se utilizar a forma de

Woods-Saxon para f e a sua derivado para g .

$$f(r, r_x, a_x) = \left\{ 1 + \exp\left(\frac{r - r_x}{a_x}\right) \right\}^{-1}$$

IV-19a

$$g(r, r_y, a_y) = 4a_y \frac{\partial f(r, r_y, a_y)}{\partial r}$$

IV-19b

Para descrever a interação entre duas partículas de massa A_I e A_A com a energia relativa E , podemos escrever a equação de Schrödinger

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 \psi - [E - U(r)] \psi = 0$$

IV-20

onde μ é a massa reduzida do sistema.

A solução desta equação pela expansão em ondas parciais da função ψ , fornece o deslocamento de fase do potencial ótico para cada onda parcial. A função

$\eta_l = e^{2i\delta_l}$ é o elemento de matriz de espalhamento médio dado pelo potencial ótico. Portanto temos:

$$\eta_l = \overline{S(\alpha, l, s; \alpha, l, s; \pi)}$$

IV-21

e a relação

$$T_l(\alpha) = 1 - |e^{2i\delta_l}|^2$$

IV-22

A utilização dos coeficientes de transmissão ótico na relação IV-16 e IV-17 permite-nos a efetuar os cálculos Hauser-Feshbach para o processo $\alpha\alpha'$,

IV - 2 Restrições do modelo estatístico.

Para chegar à expressão Hauser-Feshbach a média sobre várias ressonâncias foi efetuada com as restrições de que a razão entre todas as larguras parciais e o espaçamento médio entre níveis seja pequena $\langle \frac{\Gamma}{D} \rangle \ll 1$, e que não haja correlação entre as larguras parciais dos canais diferentes (Bet-37). Nas reações estudadas neste trabalho, onde o núcleo composto está a energias de excitação elevadas, a condição $\langle \frac{\Gamma}{D} \rangle \ll 1$ não é satisfeita, pois há forte superposição dos níveis e a largura dos níveis é muito maior do que o espaçamento entre eles. A ausência de correlação entre os níveis implica em coeficientes de transmissão $T_l \ll 1$ (Mol-74) que também não é satisfeita nestas reações estudadas. No entanto, o cálculo Hauser-Feshbach para as reações via núcleo composto envolvendo íons pesados tem-se mostrado consistente com os resultados experimentais (Sto-74), apesar de não satisfazer as condições requeridas (Bet-37). A generalização da fórmula Hauser-Feshbach para as condições $\langle \frac{\Gamma}{D} \rangle \gg 1$ e $T_l \approx 1$ ainda não foi justificado completamente. P.A. Moldauer (Mol-75) mostrou que os efeitos de correlação entre níveis se torna desprezível para as seções de choque não-elásticas quando muitos canais de decaimento estão abertos e a fórmula da seção de choque via núcleo composto se reduz geralmente à expres

são Hauser-Feshbach (IV-16), justificando assim o acôrdo entre o modelo e dados experimentais no caso de reações com íons pesados.

Capítulo V - Comparação dos resultados experimentais com o modelo estatístico de reações nucleares.

As funções de excitação experimentais das reações $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, p)^{23}\text{Na}$ e $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ são comparadas com cálculos baseados no modelo estatístico de reações nucleares utilizando o programa STATIS (Sto-72).

Para se efetuar os cálculos Hauser-Feshbach, necessitamos de informações sobre os coeficientes de transmissão nuclear entre todos os pares de núcleos envolvidos na reação (Fig.V-1).

Os coeficientes entre cada par são obtidos a partir do modelo ótico, representado a interação em cada canal por um potencial apropriado. O programa MODOPT (Coh-68) foi utilizado para efetuar estes cálculos de modelo ótico.

Inicialmente será discutida a probabilidade de formação do núcleo composto em termos dos coeficientes de transmissão do canal de entrada e das propriedades do núcleo composto.

A probabilidade de decaimento é discutida, estudando sua dependência com os coeficientes de transmissão nos canais de saída e com a densidade de níveis dos núcleos residuais.

No final do capítulo os resultados experimentais são comparados com a seção de choque Hauser-Feshbach e a dependência da seção de choque calculado com os parâmetros utilizados é discutida.

FIG.V-1

ESQUEMA DOS PRINCIPAIS CANAIS ENVOLVIDOS
 NAS REAÇÕES $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, p)^{23}\text{Na}$ e $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, \alpha)^{20}\text{Ne}$.

1. Formação do núcleo composto.

1.2. A interação $^{10}\text{B} + ^{14}\text{N}$

A probabilidade de formação do núcleo composto depende essencialmente dos coeficientes de transmissão entre o par de núcleos no canal de entrada.

As seguintes informações são disponíveis sobre a interação $^{10}\text{B} + ^{14}\text{N}$ na região de energia que estamos interessados:

i) Funções de excitação de 3.96 Mev a 10.4 Mev (no sistema C.M) do espalhamento elástico de ^{14}N sobre ^{10}B a $\theta_{\text{Lab}} = (20^\circ, 30^\circ \text{ e } 40^\circ)$ obtidas por N. Marquardt e (Mar-75) e R. Volders (Vol-75). (Fig.III-2).

ii) Funções de excitação de 5,0 Mev a 10.0 Mev (no sistema C.M.) do espalhamento elástico de ^{14}N sobre ^{10}B a $\theta_{\text{Lab}} = (37.7^\circ, 41.3^\circ \text{ e } 45.3^\circ)$ obtidos por G. Ischenko e colaboradores (Isc-69).

iii) Uma distribuição angular do espalhamento elástico de feixe ^{14}N de 5.42 Mev (sistema C.M.) sobre o alvo de ^{10}B (Fig.V-2) obtida no presente trabalho que teve seu melhor ajuste obtido com potencial ótico A da tabela V-1.

Na Fig.V-2 apresentamos, além da distribuição angular obtida a 5.42 Mev, as distribuições angulares a $E_{\text{CM}} = 5.25 \text{ Mev}$ e 7.08 Mev (Mar-75, Vol-75, Isc-69).

iv) Função de excitação da seção de choque

de fusão para $^{10}\text{B} + ^{14}\text{N}$ de $E_{\text{CM}} = 2,64 \text{ Mev}$ a $5,97 \text{ Mev}$ obtida pela medida de raios γ por M.D.High e B.Cujec (HC-77). Seu ajuste fornece o potencial ótico B da tabela V-1.

Existem na literatura outros potenciais óticos de terminados para pares de núcleos de massas vizinhas na região de energia do nosso interesse:

i) Potencial ótico C da tabela V-1 obtido por E.Almqvist e J.Kuehner (Kue-64) para a interação $^9\text{Be} + ^{14}\text{N}$ a $E_{\text{CM}} = (3,00 \text{ Mev a } 12,0 \text{ Mev})$.

ii) Potencial ótico D (TAB V-1) obtido por U.Voos et al (Voo-69) para a interação $^{10}\text{B} + ^{12}\text{C}$ a $E_{\text{CM}} = 9,82 \text{ Mev}$.

iv) Potencial ótico E (TAB V-1), dependente de energia utilizado por R.E.Malmin (Mal-72) para vários pares de íons pesados em interação.

Todos os potenciais óticos utilizados tem o fator de forma de Woods-Saxon com absorção de volume:

$$V_N(r) = V_0 f(r) + i W_I g(r) \quad \text{V-1a}$$

com

$$f(r) = \left(1 + \exp\left(\frac{R-R_0}{a_0}\right) \right)^{-1}$$

$$g(r) = \left(1 + \exp\left(\frac{R-R_I}{a_I}\right) \right)^{-1} \quad \text{V-1b}$$

sendo

$$R_0 = r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \quad \text{V-1c}$$

$$R_I = r_I (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$$

FIG.V-2

DISTRIBUIÇÃO ANGULARES DO ESPALHAMENTO ELÁSTICO
A VÁRIAS ENERGIAS. AS CURVAS SÃO OBTIDAS PELOS

TAB.V-1
PARÂMETROS ÓTICOS NO CANAL $^{10}\text{B} + ^{14}\text{N}$

POTENCIAL	V_0 (Mev)	r_0 (fm)	a_0 (fm)	W_I (Mev)	r_I (fm)	a_I (fm)
A	50,0	1,104	0,70	6,5	1,104	0,70
A'	50,0	1,040	0,70	6,5	1,04	0,70
A''	50,0	0,990	0,70	6,5	0,99	0,40
B	50,0	1,26	0,40	10,0	1,26	0,40
C	50,0	1,31	0,45	10,0	1,31	0,45
D	100,0	1,15	0,50	10,0	1,30	0,22
E	$7,5 \pm 0,5 E_{CM}$	1,35	0,45	$0,45 \pm 0,125 E_{CM}$	1,35	0,45

O conjunto de 5 potenciais óticos estudados apresentam geometrias bastantes diferentes entre si como po-
de-se verificar nas Fig.V-3a, b e Tabela V-1. O potencial
A apresenta uma difusibilidade grande em comparação com os
outros, tanto na parte real quanto na parte imaginária. (Pa-
ra reproduzir as distribuições angulares a 6.25 e 7.08 Mev,
o raio do potencial ótico A foi reduzido resultando nos poten-
ciais A' e A'' respectivamente (TAB.V-1). Os potenciais B e
C tem profundidades e difusibilidades semelhantes entre si,
mas mostram divergências na superfície devido a diferença no
valor do raio potencial. Este fato pode ser uma decorrência
da diferença do raio nuclear entre ^9Be (3.21 fm) e ^{10}B (3.0 fm)
pois o conjunto C foi obtido através do ajuste do espalhamento
 $^9\text{Be} + ^{14}\text{N}$. A utilização deste conjunto C para a interação
 $^{10}\text{B} + ^{14}\text{N}$ aumenta excessivamente o raio potencial da interação.

A parte real do potencial D apresenta semelhança
na região superficial ($R = 8.5 \sim 9.0$ fm) com C, mas a parte

Fig.
V-3a Fig.
V-3b

FIG.V-3

OS POTENCIAIS ÓTICOS DA INTERAÇÃO $^{10}\text{B} + ^{14}\text{N}$

abrupta com difusibilidade extremamente pequena.

O potencial E possui as profundidades real e imaginária bastante reduzidas, com raios muito menores do que os outros.

Devido à pobreza das distribuições angulares experimentais disponíveis (de $E_{CM} = 5.42$ a 7.08 Mev), permanece uma ambiguidade na escolha do melhor potencial, ao comparar os cálculos com os dados experimentais acima citados. Esta pobreza é causada pelas limitações cinemáticas:

i) O maior ângulo do espalhamento ao qual o íon ^{14}N pode ser defletido é de $\theta_{Lab} = 45.65^\circ$ ($\theta_{CM} = 135,65^\circ$)

ii) O alargamento cinemático aumenta muito na região de ângulos traseiros ($\theta_{CM} \geq 104^\circ$).

iii) A baixa energia de ^{14}N espalhado nos ângulos traseiros ($\theta_{CM} \geq 104^\circ$) aumenta a energia perdida no alvo piorando a resolução, além de superpor o pico com o fundo de baixa energia.

O item i) não permite a obtenção de uma distribuição angular completa até $\theta_{CM} = 180^\circ$. Os itens ii) e iii) dificultam a avaliação correta da área dos picos, devido à dificuldade de distinguir o pico de fundo de baixa energia.

Os resultados experimentais da seção de choque de fusão de M.D.High e B.Cujec (H.C-77) cobrem a região de energia de 2.64 a 5.97 Mev com passos de 0.10 Mev no sistema C.M. (Fig.V-4). A comparação entre estes resultados experimentais e as seções de choque de absorção calculadas pelos potenciais A,B,C,D e E permite uma melhor escolha do potencial

FIG.V-4

COMPARAÇÃO DA SEÇÃO DE CHOQUE DE FUSÃO OBTIDA POR HIGH E CUJEC COM AS SEÇÕES DE CHOQUE DE ABSORÇÃO ÓTICA CALCULADAS PELOS POTENCIAIS A,B,C,D e E.

Há no entanto uma incerteza adicional no valor absoluto desta seção de choque experimental devido ao método de detecção de todos os raios γ . Por exemplo, a maneira de descontar a contribuição de contaminação e de levar em conta os de baixa energia, absorvidas pela câmara e pelo detetor, pode introduzir incertezas maiores do que as estimadas pelos autores.

Como pode-se notar na Fig.V-4, os potenciais B e D reproduzem bem estes dados experimentais de fusão na região de energia do nosso interesse. Os potenciais A e C superestimam a seção de choque de absorção de 80% ~ 100% e o potencial E subestima a seção de choque de fusão às energias inferiores a 5.42 Mev (E_{CM}), mostrando bom acordo somente na faixa de energias superiores ao intervalo de energia a que estamos interessados.

A fim de verificar o comportamento da curva de absorção nuclear em função de energia, calculou-se o fator $S(E)$ (Apêndice-A) para os resultados experimentais de fusão e para os cálculos de absorção obtidos com potenciais B e D.

O fator $S(E)$ representa a absorção sem os efeitos provenientes da penetração na barreira Coulombiana. Excluindo a contribuição Coulombiana, obtem-se um andamento mais lento com a energia e possíveis anomalias na função de excitação tornam-se mais visíveis.

Os dados experimentais de $S(E)$ em função de energia (H.C-77) (Fig.V-5) não mostram estruturas. Os resultados calculados com os parâmetros de potencial ótico B e D reproduzem os valores experimentais dentro das incertezas na região de energia do nosso interesse ($E_{CM} = 3.96 \sim 5.42$ Mev). Esta curva é uma das evidências de que não existe nenhuma estrutura no canal $^{10}\text{B} + ^{14}\text{N}$ entre $E_{CM} = 3.96$ Mev a $E_{CM} = 5.42$ Mev, isto

FIG.V-5

$S(E)$ da $^{10}\text{B} + ^{14}\text{N}$ em função de energia

Os resultados experimentais são de High e Cujec

— Potencial ótico B

----- Potencial ótico D

é, as anomalias observadas no canal $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ a $E_{\text{CM}} = 19,3$ Mev não são observadas no canal de entrada $^{10}\text{B} + ^{14}\text{N}$.

Um fato interessante que podemos notar com os potenciais óticos B e D é o seguinte: os dois potenciais reproduzem a seção de choque de absorção dentro de 15%, mas mostram divergências nos resultados do espalhamento elástico a $E_{\text{Lab}} = 13.0$ Mev nos ângulos traseiros. A ambiguidade entre os potenciais B e D não pode ser reduzida com os resultados experimentais disponíveis, como foi discutido anteriormente. Futuramente pretendemos esclarecer melhor as ambiguidades ainda existentes neste trabalho. Pretendendo obter as distribuições angulares do espalhamento elástico $^{14}\text{N}(^{10}\text{B}, ^{10}\text{B})^{14}\text{N}$ a várias energias, eliminando os problemas cinemáticos existentes nos resultados $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, ^{14}\text{N})^{10}\text{B}$. A análise destes resultados com modelo ótico, obtenção da seção de choque de absorção pela medida de seção elástico até $\theta_{\text{CM}} = 180^\circ$, método este sugerido por Wojciechowski (Woj-76), e sua comparação com os resultados de M.D.High e B.Cujec poderão esclarecer as ambiguidades aqui existentes.

Os coeficientes de transmissão nuclear calculados, utilizando todos os potenciais óticos, são mostrados na Fig.V-6. O comportamento em função da energia dos T_1 correspondentes aos parâmetros óticos B, e D é bastante semelhante, mas mostram diferenças em valor absoluto. Os coeficientes calculados com potencial E são os únicos que apresentam um efeito par-ímpar: os de l ímpar aumentam mais rapidamente do que os de l par em função de energia. Este efeito pode ter sua origem na dependência com energia das profundidades reais e imaginárias e na pequena profundidade da parte imaginária. Os coeficientes de transmissão calculados pelos

FIG.V-6

Os coeficientes de transmissão do sistema $^{10}\text{B} + ^{14}\text{N}$ em função de energia calculados por diversos potenciais óticos.

FIG.

V.7a

FIG.

V.7b

FIG.

V.7c

FIG.V-7

Coeficiente de transmissão $^{10}\text{B} + ^{14}\text{N}$ em função do momento angular orbital.

parâmetros óticos B e D, que reproduzem os resultados experimentais da fusão, foram utilizados para os cálculos Hause Feshbach.

Os gráficos da Fig.V-7a, b e c apresentam os coeficientes de transmissão do sistema $^{10}\text{B} + ^{14}\text{N}$ calculados com os potenciais óticos B e D em função do momento angular orbital l para as energias de bombardeio de $E_{\text{CM}} = 3.96, 4.37$ e 5.42 Mev. Podemos notar que os coeficientes de transmissão para $l = 5$ são muito pequenos (menor do que 3% do T_0) para todas as energias de bombardeio. Levando em conta o momento angular intrínseco máximo no canal de entrada ($S_{\text{max}} = 4$), podemos dizer que a probabilidade de formação dos estados com $J = 9$ no sistema composto é bastante reduzida na região de energia onde nossa experiência foi realizada.

Um estudo recente (Cos-75) indica que a ressonância observadas por P.Sperr (Spe-74), K.Van Bibber (V.B-74) e G.Kekelis (Kek-74) a $E_{\text{CM}}(^{12}\text{C}) = 19.3$ Mev na interação $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ tem $\text{spin}_J = 12^+$.

A nossa análise indica que a probabilidade de excitar este estado 12^+ através do canal $^{10}\text{B} + ^{14}\text{N}$ é mínima. Esta ressonância não pode ser observada na nossa experiência por causa da insuficiência do momento angular disponível no canal de entrada. Portanto, não podemos testar a validade da hipótese sugerida por E.R.Cosman et al (Cos-75) de que este estado 12^+ seja um estado da banda rotacional $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ no ^{24}Mg .

1.2. Núcleo Composto ^{24}Mg .

Na seção anterior, a formação do núcleo composto foi discutida apenas em termos da interação no canal de entrada, sem levar em conta as características do núcleo composto. Pelo modelo estatístico Hauser-Feshbach, a formação do núcleo composto só depende dos coeficientes de transmissão no canal de entrada e independente das características do núcleo composto.

A limitação na formação no núcleo composto devido à existência de um momento angular crítico J_{cr} foi notada em várias experiências (Vol-75), (Kla-76) (Sto-74).

Isto significa que o núcleo composto não pode ser formado com momentos angulares superiores a J_{cr} para uma dada energia de bombardeio no canal de entrada. Este pode ser levado em conta na fórmula Hauser-Feshbach, introduzindo um corte somatória em momento angular:

$$\overline{\sigma}_{comp} = \sum_{J=0}^{J_{cr}} \overline{\sigma}_{comp}^J$$

V-2

J_{cr} pode corresponder ao "Spin de Yrast" que é definido como o maior momento angular permitido ao núcleo a uma dada energia de excitação. Estimamos o "Spin de Yrast" pelo modelo de rotor rígido, usando a fórmula abaixo e os parâmetros da tabela V-2.

$$J_{Yrast} = \sqrt{\frac{2 J E_x}{\pi^2}}$$

V-3

para ^{24}Mg , temos: $E_x = 33 \text{ Mev}$

$$J_{Yrast} = 17$$

$$E_x = 34 \text{ Mev}$$

$$J_{Yrast} = 18$$

Comparando este valor com os valores de momento angular máximo disponível no canal de entrada ($J_{\text{max}} \approx 9$) e "Spin de Yrast" do núcleo composto ($17 \leq J \leq 18$), verifica-se que a "limitação" na somatória é devido ao momento angular disponível no canal de entrada e não ao "Spin Yrast".

TABELA.V-2

OS PARÂMETROS UTILIZADOS PARA O CÁLCULO DA DENSIDADE DE NÍVEIS.

NÚCLEO	^{14}N	^{20}Ne	^{23}Na	^{23}Mg	^{22}Na	^{21}Ne	^{16}O	^{12}C	^{24}Mg
$a \text{ (Mev}^{-1}\text{)}$	(b) 2,13	(b) 3,04	(a) 3,84	(a) 3,84	(c) 3,43	3,40	(b) 2,43	(b) 1,82	(a) 3,58
$\Delta \text{ (Mev)}$	0,00	(c) 5,13	(a) 2,67	(c) 2,46	0,00	(c) 2,25	(d) 6,00	(d) 6,93	(a) 5,13
$\beta \text{ (e)}$	0,20	0,87	0,70	0,65	0,70	0,87	0,08	0,60	0,65
$r_0 \text{ (fm)}$	1,40	1,40	1,40	1,40	1,40	1,40	1,40	1,40	1,40

(a) (Fac-68)

(d) O valor $\Delta = 12 A^{1/2} \text{ Mev}$ foi adotado (Boh-69)(b) O valor $a/A = 0,152 \text{ Mev}^{-1}$ foi adotado (Fac-68)

(e) (Ste-65)

(c) (Gil-65)

2. Decaimento do núcleo composto.

A probabilidade de decaimento do núcleo composto com momento angular J para um canal particular, no modelo Hauser-Feshbach é dada pela razão:

$$\frac{G^{J\pi}(\alpha')}{G^{J\pi}}$$

V-4

onde α' se refere ao par de partículas e seu estado de excitação e

$$G^{J\pi} = \sum_{\alpha''} G^{J\pi}(\alpha'') = \sum_{\ell'' s''} T_{\ell'' s''}^{J\pi}(\alpha'')$$

V-5

é a soma dos coeficientes de transmissão sobre todos os modos possíveis de decaimento.

Para calcular esta probabilidade de decaimento, necessitamos, em princípio, de todos os coeficientes de transmissão de todos os pares de núcleos nos canais de saída, do spin, paridade e energias de excitação de todos os estados finais, e da densidade de níveis de todos os núcleos residuais. O número total de estados finais neste caso é enorme e quase impossível levar em conta todos os modos de decaimento. Na prática, reduzimos o número total de canais envolvidos para que possamos efetuar o cálculo, excluindo os canais com menor contribuição para o denominador. Podemos estabelecer a importância relativa de cada um dos canais envolvidos comparando os valores do parâmetro ϵ para os respectivos núcleos residuais, onde

$$\mathcal{E} = E_{\max} - C.B. \quad \text{V-6}$$

sendo $E_{\max}$ a energia de excitação máxima permitida cinemática no núcleo residual e C.B. a barreira Coulombiana entre o par de núcleos no canal, dado pela relação:

$$C.B. = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})} \quad \text{V-7}$$

esta subtração da barreira Coulombiana é justificada pois os coeficientes de transmissão nuclear são bastante reduzidos na região subcoulombiana. Portanto os canais que apresentam o valor do parâmetro ϵ baixo, têm pequena contribuição no valor de $\sum_{\alpha''} G^{J\pi}(\alpha'')$.

Os canais mais importantes segundo este critério são apresentados a seguir com o valor de ϵ entre parêntesis: $\alpha + {}^{20}\text{Ne}(20,17 \text{ Mev})$; $p + {}^{23}\text{Na}(19,63 \text{ Mev})$; $n + {}^{23}\text{Mg}(17,73 \text{ Mev})$; ${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C}(12,24 \text{ Mev})$; ${}^{16}\text{O} + {}^8\text{Be}(12,07 \text{ Mev})$; $d + {}^{22}\text{Na}(9,60 \text{ Mev})$; e ${}^3\text{He} + {}^{21}\text{Ne}(6,35 \text{ Mev})$. O restante dos canais apresentam ϵ menor do que 5 Mev e o número total de níveis até esta energia de excitação é bastante pequena em comparação aos canais citados acima e serão excluídos das discussões a seguir.

2.1 As densidades de níveis dos núcleos residuais.

Introduzimos a densidade de níveis no cláculo do denominador (Form-V-3) quando o núcleo residual apresenta energia de excitação elevada. O número de estados excitados aumenta rapidamente com a energia de excitação e não havendo o conhecimento detalhado dos níveis individuais, torna-se necessário utilizar a descrição dada pela densidade de níveis a partir de uma certa energia E_c :

$$G_{J\pi}(\alpha'') = \sum_{J\pi} \left[\sum_{E=0}^{E_c} T_{\ell}(\alpha'') + \int_{E_c}^{E_{\max}} T_{\ell}(\alpha') \rho(E, J) dE \right]^{J\pi} \quad \text{V-8}$$

Os níveis discretos dos núcleos residuais foram investigados para estabelecer o valor de E_c (Form V-8). O número de níveis discretos e o valor de E_c utilizados para cada sistema do canal de saída estão apresentados na tabela (Tab.V-3)

TABELA.V-3

Número de níveis discretos (n) e a energia (E_c) para cada canal ^(a).

SISTEMA	${}^{10}\text{B} + {}^{14}\text{N}^{(b)}$	${}^{20}\text{Ne} + \alpha^{(c)}$	${}^{23}\text{Na} + p^{(c)}$	${}^{23}\text{Mg} + n^{(c)}$	${}^{22}\text{Na} + d^{(c)}$	${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C}^{(b)}$	${}^{16}\text{O} + {}^8\text{Be}$	${}^{21}\text{Ne} + {}^3\text{He}^{(c)}$
n	4	40	77	36	20	16	14	13
E_c (Mev)	-	16,10	5,30	7,30	4,50	18,10	11,70	4,80
ϵ (Mev)	-	20,17	19,63	17,73	9,60	12,24	12,07	6,53

(a) Os níveis considerados aqui são do núcleo mais pesado do sistema.

(b) Os níveis foram obtidos da tabela de Ajsenberg-Selove (Ajz-70)

(c) Os níveis foram obtidos da tabela de Endt e Van der Laue (End - 73)

Pela comparação dos valores ϵ e E_c para cada sistema final, observa-se que os canais $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, $^{16}\text{O} + ^8\text{Be}$ e $^{21}\text{Ne} + ^3\text{He}$ são os que contribuem menos para o denominador e portanto o valor da densidade de níveis não são tão críticos para o cálculo. Portanto a densidade de níveis dos núcleos residuais citados não necessitam de um estudo detalhado.

A densidade dos níveis é calculada baseando-se no modelo de gás de Fermi (Lan-63), com os níveis dos fermions igualmente espaçados com uma densidade g . A aplicabilidade deste modelo é dada pela condição $E_x \ll \epsilon_F A^{1/3}$ (Boh-69). Tomando o núcleo residual que apresenta maior energia de excitação (^{20}Ne), temos $E_{x \text{ max}} = 25 \text{ Mev}$, verificamos que a condição é satisfeita pois $\epsilon_F A^{1/3} \approx 100 \text{ Mev}$. A densidade de níveis com momento angular J e energia de excitação E_x é dado, dentro deste modelo, por:

$$P(U, J) = \frac{(2J+1)}{12 g^{1/4} (U+t)^{5/4} (2\sigma^2)^{3/2}} e^{z\sqrt{au}} e^{-\frac{(J+\frac{1}{2})^2}{2\sigma^2}} \quad \text{v-9}$$

com

$$U = \frac{\pi}{6} g t^2 = a t^2 - t = E_x - \Delta \quad \text{v-10}$$

e

$$\sigma^2 = \frac{J_{\text{ng}} \cdot t}{\hbar^2} \quad \text{v-11}$$

Onde U é a energia de excitação corrigida com a energia de emparelhamento Δ . U pode ser escrita em função do parâmetro a de densidade de níveis e da temperatura nuclear T como mostra a relação V-10. σ^2 é o parâmetro de "Spin cut off", onde J_{rig} é o momento de inércia de um corpo rígido dado pela expressão

$$J_{rig} = \frac{2}{5} r_0^2 A^{5/3} (1 + 0,31\beta + 0,44\beta^2) \quad V-12$$

sendo β o parâmetro de deformação do núcleo residual em questão.

Supos-se que a densidade de níveis é independente da paridade :

$$P(U, J, \pi) = \frac{1}{2} P(U, J) \quad V-13$$

A expressão V-10 foi utilizada para a obtenção da densidade de níveis nos cálculos subsequentes. Os parâmetros utilizados são:

- i) Os parâmetros obtidos das references (Gil-65), (Fac-68) e (Boh-69).
- ii) Os parâmetros a obtidos empiricamente a partir dos estudos sistemáticos de Gilbert e Cameron (Gil-65) e Facchini (Fac-68).
- iii) Os parâmetros de deformação β obtidos da referência (Ste-65).

FIG.V-8

Densidade de níveis do ^{23}Na a 25.0 Mev de energia de excitação para diferentes valores de raio nuclear.

Podemos verificar a dependência da densidade de níveis com os parâmetros utilizados. Notamos que:

i) A dependência da densidade de níveis com os parâmetros utilizados é mais crítica quanto maior for a energia de excitação do núcleo.

ii) Os parâmetros de raio nuclear r_0 e de deformação nuclear β determinam o momento de inércia do núcleo, calculado pelo modelo de rotor rígido. Sua influência na densidade de níveis é determinado pelo parâmetro de "Spin cut-off". Relativamente pouca coisa é conhecida sobre o momento de inércia destes núcleos a energias elevadas de excitação. O cálculo de densidade de níveis baseado no modelo de camadas indica o valor de $r_0 = 1,4$ fm. O parâmetro de deformação β é mais desconhecido ainda do que r_0 . No entanto, sua influência no valor de momento de inércia é reduzida em comparação a r_0 . O gráfico V-8 mostra a densidade de níveis do ^{23}Na a $E_x = 25$ Mev para vários valores de r_0 . O aumento de r_0 aumenta a densidade de níveis para os estados de momento angular $J \geq \frac{11}{2}$, mas sera variação com para esta energia de excitação é relativamente pequena (10% em ρ para variação de 7% em r_0)

iii) Os parâmetros de emparelhamento Δ tem influência muito pequena no valor da densidade de níveis. Por exemplo, uma variação de 10% em Δ afeta a densidade do ^{23}Na a $E_x = 25$ Mev de $\sim 3\%$. O seu efeito sobre a densidade de níveis é mínima em comparação com o parâmetro a da densidade de níveis.

iv) A densidade de níveis depende criticamente com $\underline{a}$. Podemos notar o seu efeito na Fig.V-9 que mostra a densidade de níveis para os estados com $J = 5/2$ no ^{23}Na a 25 Mev de excitação.

Uma variação de 10% neste parâmetro de 100% o valor da densidade de níveis. Portanto a influência proveniente da incerteza na determinação dos parâmetros r_0 , β , e Δ são desprezíveis em comparação com a do parâmetro $\underline{a}$.

Os parâmetros utilizados para a determinação de densidade são apresentados na tabela V-2. Estes valores dos parâmetros foram obtidos por Facchini e Saetta-Manichella (Fac-68) e Gilbert e Cameron (Gil-65), comparando a densidade de níveis obtidos pela reação (p,γ) com a fórmula na região de excitação inferior a ~ 12 Mev nos núcleos.

O núcleo ^{22}Na apresenta a energia de excitação comparável aos resultados da reação (p,γ) e portanto, podemos utilizar os parâmetros encontrados por Facchini. Mas a validade da utilização destes parâmetros para a região de excitação elevada da ordem de 20 Mev (^{20}Ne , ^{23}Na e ^{23}Mg) é questionável. A comparação dos níveis conhecidos do ^{23}Na (End-73) com a densidade de níveis calculados com os parâmetros apresentados na tabela V-2 mostra bom acordo somente na região de 5 a 7 Mev de excitação. Para energia de excitação superior, o número de níveis calculados é maior do que os conhecidos - esta discrepância pode ser causada pelo conhecimento ainda incompleto dos níveis nesta região de excitação. A ambiguidade aqui mencionada nos parâmetros $\underline{a}$ de densidade de níveis pode-se estender também para os núcleos ^{20}Ne e ^{23}Mg .

FIG.V-9

Variação da densidade de níveis do ^{23}Na em função do parâmetro a .

Esta ambiguidade na densidade de níveis dos núcleos ^{23}Na , ^{20}Ne e ^{23}Mg é parcialmente esclarecida na comparação dos resultados experimentais das reações $^{10}\text{B}(^{14}\text{N},\text{p})^{23}\text{Na}$ e $^{10}\text{B}(^{14}\text{N},\alpha)^{20}\text{Ne}$ com a seção de choque Hauser-Feshbach, estudando a variação da seção de choque com o parâmetro a utilizado na fórmula de densidade de níveis.

2.2 Os coeficientes de transmissão nuclear nos canais de saída.

Para descrever o decaimento em termos dos coeficientes de transmissão precisaríamos, a rigor, conhecer a interação entre os núcleos em estados excitados. Devido a impossibilidade de obter informação sobre esta interação experimentalmente, costuma-se utilizar o potencial ótico obtido pelo ajuste de espalhamento elástico como sendo o potencial que representa a interação. Esta aproximação é razoável, pois o potencial ótico não deve mudar muito com a energia de excitação.

Três conjuntos de potenciais óticos I, II, e III correspondentes a todos os canais de saída importantes foram utilizados (TAB.V-4) : O conjunto I de potenciais óticos foi escolhido de tal maneira a corresponder à energia de excitação da ordem de 30 Mev no ^{24}Mg satisfazendo nossas condições experimentais ; o conjunto II foi utilizado por E.Vogt (Vog-64) para o cálculo Hauser-Feshbach da reação $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\alpha)^{20}\text{Ne}$ correspondente a 25 Mev de excitação no núcleo composto ^{24}Mg ; O conjunto III foi utilizado por E.F da Silveira (Sil-75) no

TABELA.V-4a

Conjunto I de potenciais óticos para os canais de saída.

SISTEMA	$p+^{23}\text{Na}$ (a)	$n+^{23}\text{Mg}$ (b)	$\alpha+^{20}\text{Ne}$ (c)	$d+^{23}\text{Na}$ (d)	$^3\text{He}+^{21}\text{Ne}$ (e)	$^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ (f)	$^{16}\text{O}+^8\text{Be}$ (g)
V_0 (Mev)	50,58 - 0,55 E_{CM}	48,88 - 0,55 E_{CM}	82,63	61,20	165,0	50,0	50,0
P_{λ_0} (fm)	3,55	3,55	3,34	3,92	3,20	5,77	5,95
a_0	0,65	0,65	0,565	0,57	0,72	0,40	0,45
W_I (Mev)	11,93 *	11,93 *	6,43 **	17,4 **	13,2 **	4,00 **	10,0 **
R_I (fm)	3,55	3,55	3,34	3,05	4,21	5,77	5,95
a_I (fm)	0,47	0,47	0,52	0,85	0,71	0,40	0,45
R_{Cou} (fm)	3,55	-	4,07	3,92	3,92	6,41	6,33

* $W_I = W_S$

(a) (Per-63)

(c) (Fri-71)

(e) (Mic-72)

** $W_I = W_V$

(b) (Per-61)

(d) (c.P-63)

(g) (Vog-64)

TABELA.V-4-b

Conjunto - II de parâmetros óticos
Para os canais de saída (Vog-64)

	$^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$	$^{20}\text{Ne}+\alpha$	$^{23}\text{Na}+p$	$^{23}\text{Mg}+n$	$^{16}\text{O}+^8\text{Be}$
V_0 (Mev)	50,0	45,0	5,50-0,5 E_{CM}	51,10-0,5 E_{CM}	50
R_0 (fm)	5,77	5,0	3,56	3,56	5,77
a (fm)	0,4	0,5	0,5	0,5	0,4
W_0 (Mev)	4,0 *	10,0 *	4,0+0,5 E_{CM} **	4,0+0,5 E_{CM} **	4,0 *
R_I (fm)	5,77	5,0	0,98	0,98	0,4
b (fm)	0,4	0,5	0,98	0,98	0,4

TABELA.V-4c

Conjunto III de parâmetros óticos para os canais de saída (Sil-76)

	$^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$	$^{16}\text{O}+^8\text{Be}$	$^{22}\text{Na}+d$	$^{23}\text{Mg}+n$	$^{23}\text{Na}+p$	$^{20}\text{Ne}+\alpha$
V (Mev)	14	50	88,5 - 0,22 E_{CM}	46,4 - 0,27 E_{CM}	52,8 - - 0,55 E_{CM}	202
R (fm)	6,14	5,77	3,22	3,78	3,55	3,99
a (fm)	0,49	0,4	0,81	0,66	0,65	0,55
W_I (Mev)	0,4 + 0,14 E_{CM}	4,0	14,4 - 0,24 E_{CM}	9,52+0,053 E_{CM}	13,5	32,0
R_I (fm)	6,14	5,77	3,75	3,58	3,55	3,75
a_I (fm)	0,41	0,55	0,68	0,48	0,47	0,55
R_{Cou} (fm)	6,14	5,77	3,22	3,73	3,55	3,8

FIG.V-10 COEFICIENTES DE TRANSMISSÃO NUCLEAR DOS CANAIS DE SAÍDA (CONJUNTO I)

FIG.V-11 COEFICIENTES DE TRANSMISSÃO NUCLEAR DOS CANAIS DE SAÍDA (CONJUNTO II)

FIG.V-12 COEFICIENTES DE TRANSMISSÃO NUCLEAR DOS CANAIS DE SAÍDA (CONJUNTO III)

estudo de momento angular crítico da mesma reação

$^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ à energia de excitação de 26 Mev no ^{24}Mg .

Os potenciais utilizados têm forma de Woods-Saxon

$$V_N(r) = V_0 f(r) + i(W_v f(r) + W_s g(r))$$

com $f(r) = \left(1 + \exp \frac{R-R_0}{a_0}\right)^{-1}$

$$g(r) = 4a \frac{\partial f(r)}{\partial r}$$

W_v potencial de absorção de volume.

W_s potencial de absorção de superfície.

Os coeficientes de transmissão foram calculados com estes potenciais óticos. As figs. V-10, V-11 e V-12 mostram os coeficientes calculados utilizando os conjuntos I, II e III, respectivamente. Podemos notar que as diferenças entre os conjuntos são mínimas, resultando coeficientes de transmissão quase idênticos. Portanto, a utilização de um ou outro conjunto não afeta a seção de choque Hauser-Feshbach.

2.3 Contribuição de cada canal no denominador

Para avaliar a importância relativa dos canais que apresentam maiores valores de ϵ , os termos $q^J(\alpha'')$ são calculados para cada canal.

Para este cálculo, utilizamos os coeficientes de transmissão do conjunto de potenciais óticos e as densidades de níveis obtidas anteriormente. Os valores de $q^J(\alpha'')$

FIG.V-13

Comparação de contribuição de cada canal no denominador.

são apresentados na fig.V-13 e os canais que não aparecem na figura são aqueles que tem valores de $G^J(\alpha'')$ inferiores ao valor permitido pela escala.

Esta comparação tem por finalidade a redução do número total de canais envolvidos na reação. O programa STATIS restringe o número total de canais para 6, incluindo o canal de entrada. Isto permite incluir além dos canais predominantes $p + {}^{23}\text{Na}$, $n + {}^{23}\text{Mg}$, $\alpha + {}^{20}\text{Ne}$ e $d + {}^{22}\text{Na}$, mais um canal que poderia ser ${}^3\text{He} + {}^{21}\text{Ne}$ ou ${}^8\text{Be} + {}^{16}\text{O}$.

A escolha pode ser arbitrária uma vez que a contribuição de cada um no denominador é da ordem de 1%. No nosso cálculo o canal ${}^{21}\text{Ne} + {}^3\text{He}$ foi escolhido. O erro proveniente da não inclusão de todos os outros canais pode ser estimado como sendo no máximo 2% no valor da seção de choque Hauser-Fahbach.

A fig.V-13 mostra uma nítida diferença na forma da curva $G^J(\alpha'') \times J$ entre os canais que envolvem a emissão de partículas leves e partículas pesadas ($A \geq 4$). Os canais que envolvem partículas mais pesadas tem sua importância acrescida com o aumento J , spin do núcleo composto.

Isto ocorre porque as partículas mais pesadas, ao decair do núcleo composto, podem carregar maior momento angular do que as leves. Devido a este fato a probabilidade de popular a estados spin elevado na núcleo residual é menor nos canais que envolvem emissão partículas mais pesadas.

Podemos notar também que o canal que tem maior contribuição no valor do denominador é o canal $p + {}^{23}\text{Na}$. (~ 60% do total).

Portanto, a seção de choque Hauser-Feshbach é particularmente sensível à variação dos parâmetros correspondentes a este canal. Os canais $^{20}\text{Ne} + \alpha$, $n + ^{23}\text{Mg}$ e $d + ^{22}\text{Na}$ tem respectivamente 15, 20 e 2.5% de contribuição do denominador, $G^J(\alpha'')$ apresentados na fig.V-13, foram calculados utilizando o conjunto I de potenciais óticos dos canais de saída. A diferença no valor de $G^J = \sum_{\alpha''} G^J(\alpha'')$ quando se utiliza os outros conjuntos II ou III é menor do que 5%. Como ilustração mostra-mos abaixo os valores de G^J para $E_{\text{CM}} = 3.96$ Mev.

Conjunto I : $G^J = 3.59 \times 10^4$

Conjunto II : $G^J = 3.72 \times 10^4$

Conjunto III: $G^J = 3.64 \times 10^4$

3. Seção de choque Hauser-Feshbach .

Comparação com os resultados experimentais.

As seções de choque para as reações $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, p)^{23}\text{Na}$ e $^{10}\text{B}(^{14}\text{N},)^{20}\text{Ne}$ foram calculadas, utilizando os parâmetros discutidos anteriormente.

As figs.V-14 e V-15 apresentam respectivamente as funções de excitação experimentais dos prótons e partículas correspondentes aos primeiros estados dos núcleos residuais, e as seções de choque resultantes do cálculo Hauser-Feshbach. As curvas cheias são obtidas utilizando os coeficientes da transmissão do canal de entrada com parâmetros óticos B e as curvas tracejadas são obtidas com o potencial ótico D. A divergência entre os dois cálculos mostra o mes-

mo comportamento da seção de choque de absorção apresentada e discutida na seção V-1.1 (Fig.V-4 e V-5) : a seção de choque calculada usando o potencial D é maior de ~ 10% para baixas energias de bombardeio e de 30% para energias mais altas.

O acordo entre a seção de choque absoluta experimental entre a seção de choque absoluta experimental e calculada é muito bom para os estados excitados entre 2 e 5 Mev no ^{23}Na e 5 e 8 Mev no ^{20}Ne .

Para os estados de energias de excitação mais baixas no núcleo residual, o cálculo Hauser-Feshbach superestima a seção de choque. Podemos reproduzir o valor absoluto da seção de choque para os estados de baixa energia de excitação das duas reações pela modificação no valor dos parâmetros utilizados. No entanto, esta modificação implica em desacordo entre seção de choque Hauser-Feshbach e experimental às energias superiores.

O modelo não é capaz de reproduzir totalmente o valor absoluto da seção de choque experimental, mas o comportamento em função de energia é muito bem reproduzido para todos os estados finais a menos do estado 4^+ ($E_x = 4.25$ Mev) no ^{20}Ne . A função de excitação experimental correspondente a este estado tem um comportamento bastante diferente dos outros. Podemos notar na fig.V-17 uma variação brusca na inclinação da função de excitação na região de $E_{cm} = 4.5$ Mev de energia de bombardeio.

Associando alguns fatos envolvidos neste processo, que seguem abaixo podemos sugerir uma explicação possível deste comportamento.

FIG.V-14

Funções de excitação da reação $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, p)^{23}\text{Na}$ corresponden-
tes aos estados do núcleo residual.

As curvas são os resultados do cálculo Hauser-Feshbach.

FIG.V-15

Funções de excitação da reação $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ correspondentes aos estados do ^{20}Ne . As curvas são os resultados do cálculo Hauser-Feshbach.

i) As partículas α , ao decair do núcleo composto, podem carregar momento angular elevado (Fig.V-15)

ii) O estado 4^+ ($E_x = 4.25$ Mev) do ^{20}Ne é o estado de maior momento angular que conseguimos isolar.

iii) O momento angular total disponível no canal de entrada é relativamente baixo $J_{\text{max}} \approx 9$, e os coeficientes de transmissão decrescem rapidamente em função de momento angular orbital l (Fig.V-7).

A associação destes fatos indica que os coeficientes de transmissão com momentos angulares elevados são responsáveis pela população preferencial dos estados de momento angular elevado no núcleo residual.

Para haver melhor acordo em energias inferiores a $E_{\text{CM}} = 4.5$ Mev é necessário reduzir a seção de choque calculada. Isto é possível se os valores de T_1 correspondentes a $l > 3$ fossem menores do que aqueles obtidos pelos potenciais óticos B e D. Como às energias superiores a 4,5 Mev, o comportamento da seção de choque experimental é reproduzido pelo cálculo, os coeficientes nesta região são satisfatórios. Isto implicaria que para reproduzir o andamento do estado 4^+ com a energia, haveria necessidade de modificar o comportamento dos coeficientes de transmissão com $l > 3$ com a energia. Esta explicação poderia ser confirmada se pudéssemos analisar a função de excitação das partículas α correspondentes aos outros estados com $J \geq 4$ no ^{20}Ne . Segundo esta hipótese, a não reprodutividade da função de excitação correspondente ao estado 4^+ (4.25 Mev) no ^{20}Ne é causada pela incerteza nos coeficientes de transmissão de l mais alto no canal

O emprego de níveis discretos no cálculo do denominador tem pequena importância para a seção de choque Hauser-Feshbach no nosso caso, uma vez que o maior número de canais abertos são os estados que correspondem às energias elevadas nos núcleos residuais. O cálculo Hauser-Feshbach com a descrição contínua de níveis forneceu o mesmo valor de seção de choque da a descrição incluindo os níveis discretos.

3.1 - Incertezas no cálculo Hauser-Feshbach.

a - Coeficientes de transmissão no canal de entrada.

Como foi discutido anteriormente na seção V-1.1 a seção de choque calculada depende diretamente dos coeficientes de transmissão no canal de entrada.

Os parâmetros óticos B e D foram adotados como sendo aqueles que melhor representam a interação $^{10}\text{B} + ^{14}\text{N}$ nessa região de energia. No entanto uma ambiguidade ainda permanece quanto a estes potenciais devido em parte ao seu desacordo com a distribuição angular elástica a 5.42 Mev.

b - Os parâmetros no cálculo da densidade de níveis.

Pela comparação de $G^J(\alpha)$ da figura V-15, o canal $p + ^{23}\text{Na}$ contribui com ~ 60% do total de canais de saída. Portanto qualquer variação dos parâmetros que correspondem a este canal pode afetar bastante a seção de choque Hauser-Feshbach.

A seção de choque Hauser-Feshbach é pouco afetada pela variação dos parâmetros Δ , r_0 , β no nosso caso.

Para o valor de $r_0 = 2.8$ fm, dobro do valor utilizado nos cálculos, a influência na seção de choque calculada foi menos do que 2%. O parâmetro que mostra uma influência bastante crítica na seção de choque é o parâmetro a da densidade de níveis. As tabelas V.5-a e V.5-b apresentam a dependência da seção de choque calculada com este parâmetro. A variação de 10% provoca a variação de 40% a 70% no valor da seção de choque Hauser-Feshbach.

Para ajustar a seção de choque absoluta para baixas energias de excitação no núcleo residual, podemos fazer um pequeno aumento no valor de a . Mas isso acarreta uma divergência ainda maior entre as densidades de níveis calculadas e experimental para a região de energias superiores e não há informação suficientes para os níveis mais excitados que justifique este aumento de a . O fato das seções de choque experimentais terem sido relativamente bem reproduzidas pela utilização dos parâmetros encontrados por Facchini et al é uma indicação de que a extrapolação de $(a = 3,84 \text{ Mev}^{-1})$ de $E = 8-10$ Mev para 20 Mev é aceitável.

TABELA.V-5a

VARIAÇÃO DA SEÇÃO DE CHOQUE HAUSER-FESHBACH PARA A REAÇÃO
 $^{10}\text{B}(^{14}\text{N},\text{p})^{23}\text{Na}$ com o parâmetro a de ^{23}Na .

		$^{23}\text{Na } 3/2^-(0,00)$	$5/2^-(0,44)$	$7/2^-(2,080)$	$1/2^-(2,390)$	$1/2^-(2,64)$	$9/2^-(2,704)$
$E_{\text{Lab}}(\text{Mev})$	$a(\text{Mev}^{-1})$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{\text{HF}}(15^\circ)$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{\text{HF}}(15^\circ)(\text{nb})$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{\text{HF}}(15^\circ)(\text{nb})$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{\text{HF}}(15^\circ)(\text{nb})$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{\text{HF}}(15^\circ)(\text{nb})$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{\text{HF}}(15^\circ)(\text{nb})$
9,5	3,84*	12,8	17,6	24,1	6,31	5,9	19,0
	4,23	7,9	11,2	15,1	3,90	3,64	11,9
	4,60	4,74	6,72	9,15	2,32	2,17	7,27
13,0	3,84*	583	832	941	259	267	940
	4,23	347	498	567	154	159	562
	4,60	200	288	330	87,7	91,0	336

TABELA.V-5b

VARIAÇÃO DA SEÇÃO DE CHOQUE HAUSER-FESHBACH PARA A REAÇÃO
 $^{10}\text{B}(^{14}\text{N},\alpha)^{20}\text{Ne}$ com o parâmetro a de ^{23}Na .

		$^{20}\text{Ne } 0^+(0,00)$	$2^+(1,63)$	$4^+(4,25)$	$2^-(4,97)$	$3^-(5,623)$	$1^-(5,785)$
$E_{\text{Lab}}(\text{Mev})$	$a(\text{Mev}^{-1})$ p	$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{\text{HF}}(0^\circ)(\text{nb})$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{\text{HF}}(0^\circ)(\text{nb})$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{\text{HF}}(0^\circ)(\text{nb})$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{\text{HF}}(0^\circ)(\text{nb})$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{\text{HF}}(0^\circ)(\text{nb})$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{\text{HF}}(0^\circ)(\text{nb})$
9,5	3,84	6,14	22,92	30,14	19,53	27,49	14,44
	4,23	3,97	14,70	19,20	12,35	17,53	9,26
	4,60	2,49	9,13	11,80	7,62	10,80	5,75
13	3,84	321,5	1188,0	1543,0	994,7	1406,0	745,5
	4,23	203,3	743,3	957,6	618,3	873,1	465,7
	4,60	124,0	451,0	575,6	372,3	525,2	281,9

VI - Conclusões

As funções de excitação experimentais obtidas não mostraram as evidências da ressonância correspondente a excitação do estado 12^+ (33.2 Mev) no ^{24}Mg observado pelo canal de entrada $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. Entretanto, esta reação não é apropriada para provar a existência de banda rotacional $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ no núcleo composto ^{24}Mg proposto por Cosman et al (Cos-75), pois verificamos pela análise do canal de entrada $^{10}\text{B} + ^{14}\text{N}$ que não há momento angular suficiente para popular o estado 12^+ no ^{24}Mg . O momento angular máximo disponível pela análise do modelo ótico é de 9.

Verificamos que o modelo Hauser-Feshbach reproduz relativamente bem tanto o valor absoluto quanto o comportamento em energia das seções de choque experimentais. Este fato é uma boa indicação de que o processo dominante nestas reações estudadas é o de núcleo composto. Existem várias ambiguidades nos parâmetros utilizados como nos coeficientes de transmissão obtidos pelo modelo ótico, nos parâmetros de densidade de níveis e no valor de momento de inércia do núcleo para os estados de excitação elevada. O bom acordo do cálculo com os resultados experimentais sugerem que os parâmetros utilizados estão coerentes com as condições experimentais.

Apêndice A - O fator $S(E)$

A seção de choque de formação do núcleo composto é escrito em termos de coeficientes de transmissão como:

$$\sigma_{\text{comp}}(E) = \pi \lambda^2 \sum_l (2l+1) T_l(E) \quad (\text{Ap-1})$$

e os coeficientes de transmissão podem ser separados em duas partes: $P_l(E)$, a probabilidade de penetração coulombiana; e $S(E)$, a probabilidade de ser absorvido formando o núcleo composto.

$$T_l(E) = P_l(E) S_l(E) \quad (\text{Ap-2})$$

Seja penetração coulombiana em primeira aproximação

$$P_l(E) \simeq e^{-2\pi\eta} \quad (\text{Ap-3})$$

onde

$$\eta = \frac{z_1 z_2 e^2}{\hbar v}$$

relacionando 1, 2, e 3 temos

$$\sigma_{\text{comp}}(E) = \pi \lambda^2 \sum_l (2l+1) T_l(E) = \frac{S(E)}{E} \sum_l (2l+1) e^{-2\pi\eta} \quad (\text{Ap-4})$$

e a função $S(E)$ é definida como:

$$S(E) = \sigma_{\text{comp}}(E) E e^{2\pi\eta} \quad (\text{Ap-5})$$

- REFERÊNCIAS -

- Ajz-70 F.Ajsenberg - Selove.
- Nucl.Phys. 152 (1970) 1
- Nucl.Phys. 190 (1972) 127
- Alm-60 E.Almqvist, D.A.Bromley e J.A.Kuehner
- Phys.Rev Letters 4 (1960) 515
- Alm-63 E.Almqvist, D.A.Bromley, J.A.Kuehner e B.Whalen
- Phys. Rev. 130 (1963) 1140
- Bet-37 H.A.Bethe
- Rev.Mod. Phys 9 (1937) 69
- Bla-52 J.M.Blatt e L.C.Biedenharn
- Rev. Mod Phys. 24 (1952) 528
- Boh-36 N.Bohr
- Nature 137 (1936) 344
- Boh-69 A.Bohr e B.Mottelson
- "Nuclear Structure", vol 1, Benjamin,N.Y.(1969)
- Bro-60 D.A.Bromley, J.A.Kuehner e E.Almqvist
- Phys.Rev.Lett 4 (1960) 365
- B.W. J.M.Blatt e V.F.Weisskopf
- "Theoretical Nuclear Physics" - John Wiley & Sons, Inc.N.Y. (1952).

- Coh-68 M.Cohenca
- "Computer program for optical model analysis of nuclear scattering", Univ.Oxford, Nuclear Physics Group Report n° 41 (1968).
- Cos-75 E.R.Cosman, T.M. Cormier, K.Van Bibber, A.Sperduto
G.Young, J.Erskine, L.R.Greenwood e O.Hansen
- Phys. Rev.Lett. 35 (1975) 265
- C.P-63 C.M.Perey e F.G.Perey
- Phys.Rev. 132 (1963) 755
- Di-70 O.Dietzsch e L.C.Gomes
- Comunicação interna - IFUSP (1970)
- End-73 P.M.Endt e C.Van der Leun
- Nucl.Phys. A214 (1973) 1
- Fac-68 U.Facchini e E.Saetta-Manicella
- Energia Nucleare 15 (1968) 54
- Fesh-60 H.Feshbach
- Nuclear Spectroscopy Part B, Academic Press (1960)
- For-76 H.T.Fortune, T.H.Braid, R.E.Segel e K. Raghunathan.
- Phys. Lett. 6B (1976) 403
- Fri-71 J.Frickey, K.A. Eberhard e R.H.Davis
- Phys. Rev. C4 (1971) 434

- Gil-65   A.Gilbert, A.G.W. Cameron e F.S.Chen
- Can. J. of Phys, 43 (1965) 1248
- Gre-72   L.R. Greenwood, K.Katori, R.E.Malmin, T.H.
Braid, J.C.Stoltzfus e R.H.Siemssen
- Phys. Rev. C6 (1972) 2112
- H.C-77   M.D.High e B.Cujec
- Nucl. Phys. A278(1977) 149
- H.F-52   W.Hauser e H.Feshbach
- Phys. Rev.87 (1952) 366
- Hi-75   J.Hirata
- Tese de mestrado Univ.São Paulo (1975)
- Hod-71   P.E.Hodgson
- "Nuclear Reactions and nuclear Structure",
Clarendon Press (1971)
- Ima-69   B.Imanishi
- Nucl.Phys. A125 (1969) 33
- Isc-69   G.Ischenko, W.Reichardt, H.Voit e H.D.Helb
- Proc.Int. Conf., Heidelberg, North-Holland
Publishing Co, (1969) 105
- Kek-74   G.Kekelis e J.D.Fox
- Phys. Rev. C10 (1974) 2613
- Kla-76   H.V.Klapdor, H.Reiss e G.Rosner
- Nucl.Phys. A262 (1976) 157

- Kue-64 J.Kuehner e E.Almqvist
- Phys. Rev. 134 B (1964) 1229
- Lan-58 A.M.Lane e R.G.Thomas
- Rev. Mod. Phys 30 (1958) 257
- Mal-72 L.R.Greenwood; R.E.Malmin, K.Katori, T.H.Braid
J.C. Stolfzfus e R.H.Siemssen
- Phys. Rev. C6 (1972) 2112
- Mar-75 N.Marquardt
- Comunicação particular (1975)
- Mic-72 G.Michaud e E.W.Vogt
- Phys. Rev. C5 (1972) 350
- Mid-70 R.Middleton, J.D.Garret, H.T.Fortune e R.R.Betts
- Phys. Rev.Lett 24 (1970) 1436 e s/ref
- Mid-71 R.Middleton, J.D.Garret, H.T.Fortune e R.R.Betts
- Phys. Rev. C4 (1971) 1987
- Mol-75 P.A. Moldauer
- Phys.Rev. C11 (1975) 426
- M.V-70 G.J.Michaud e E.W.Vogt
- Phys. Rev. C5 (1970) 350
- Per-61 F.G.Perey e B.Buck
- Nucl.Phys 32 (1961) 355
- Per-63 F.G.Perey e P.M.Perey
- Phys. Rev. 131 (1963) 745

- Sil-75 E.F. da Silveira
- Comunicação particular (1975)
- Spe-74 P.Sperr, D.Everr, D.Evers, K.Rudolph, W.Assmann,
E.Spindler, P.Konrad e G.Denhöfer
- Phys. Lett. 49B (1974) 345
- Ste-65 P.M.Stelson e L.Grodzins
- Nucl. Data Table 1 (1965) 29
- Sto-72 R.Stokstad
- "STATIS" - A Hauser Feshbach Computer Code"
Univ.Yale, Wrigt Nuclear Structure Lab.internal
report nº 52 (1972)
- Sto-74 R.Stokstad - Proceeding of Conference ou
- Proc. -
Reaction Between Complex Nuclei, Nashville,
(1974) 327 e referencias contidas neste tra
balho.

- Vol-75 C.Volant
- Tese de Doutorado, UNIV.SUD, CENTRE
ORSAY (1975)
- V.M-60 E.W.Vogt e McManus
- Phys. Rev. Lett 4(1960) 518
- Vog-62 E.W.Vogt
- Rev. Mod. Phys 34 (1962) 723
- Vog-64 E.W.Vogt, D.Mc Pherson, J.Kuehner e E.Almqvist
- Phys. Rev. 136 (1974) 99
- Vog-68 E.W.Vogt
- "Advances in Nuclear Physics Vol II",
Plenum Press (1968)
- Wei-40 V.F.Weisskopf e D.H.Ewing
- Phys Rev. 57 (1940) 472
- Woj-76 H.Wojciechowski, D.E.Gustafson, L.R.Medsker
e R.H.Davis

- Sil-75 E.F. da Silveira
- Comunicação particular (1975)
- Spe-74 P.Sperr, D.Everr, D.Evers, K.Rudolph, W.Assmann,
E.Spindler, P.Konrad e G.Denhöfer
- Phys. Lett. 49B (1974) 345
- Ste-65 P.M.Stelson e L.Grodzins
- Nucl. Data Table 1 (1965) 29
- Sto-72 R.Stokstad
- "STATIS" - A Hauser Feshbach Computer Code"
Univ.Yale, Wrigt Nuclear Structure Lab.internal
report nº 52 (1972)
- Sto-74 R.Stokstad - Proceeding of Conference ou
- Proc. -
Reaction Between Complex Nuclei, Nashville,
(1974) 327 e referencias contidas neste tra
balho.
- V.B-74 K.Van Bibber, E.R.Cosman, A.Sperduto, T.M.Cormier
e T.N.Chin
- Phys Rev. Lett 32 (1974) 345
- Voi-72 H.Voit, G.Ischenko, F.Siller e H.D.Helb
- Nucl. Phys. A179 (1972) 23
- voi-73 H.Voit, G.Ischenko e F.Siller
- Phys. Rev. Lett (1973) 564
- Vol-74 R.Volders
- Tese de doutoramento, Univ.Montréal (1974)

- Vol-75 C.Volant
- Tese de Doutoramento, UNIV.SUD, CENTRE
ORSAY (1975)
- V.M-60 E.W.Vogt e McManus
- Phys. Rev. Lett 4(1960) 518
- Vog-62 E.W.Vogt
- Rev. Mod. Phys 34 (1962) 723
- Vog-64 E.W.Vogt, D.Mc Pherson, J.Kuehner e E.Almqvist
- Phys. Rev. 136 (1974) 99
- Vog-68 E.W.Vogt
- "Advances in Nuclear Physics Vol II",
Plenum Press (1968)
- Wei-40 V.F.Weisskopf e D.H.Ewing
- Phys Rev. 57 (1940) 472
- Woj-76 H.Wojciechowski, D.E.Gustafson, L.R.Medsker
e R.H.Davis
- Phys.Lett. 63 B (1976) 413