

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

INSTITUTO DE FÍSICA

Rosa [illegible] Rao  
M. N. Rao  
Ganesh [illegible] Velho de Paiva

ESPALHAMENTO INELÁSTICO DE PARTÍCULAS  $\alpha$  E  ${}^3\text{He}$  POR  
 ${}^{124}\text{Sn}$  NA REGIÃO DA BARREIRA COULOMBIANA

SBI-IFUSP



305M810T0944

CARLOS ROBERTO APPOLONI



Dissertação de Mestrado  
Apresentada no  
Instituto de Física da  
Universidade de São Paulo

Orientador: M. NARAYANA RAO

SÃO PAULO  
1976

Meus agradecimentos,

ao professor M.Narayana Rao pela orientação e apoio constantes,

à professora Nobuko Ueta pela ajuda e incentivo em todas as fases deste trabalho, bem como pela leitura e crítica da tese,

ao professor Oscar Sala pelas facilidades oferecidas no Laboratório do Acelerador Pelletron,

ao professor Trentino Polga pela manutenção e funcionamento eficiente do acelerador.

à colega Suzana Salém pela participação interessada e constante em todas as etapas deste trabalho,

ao professor A.R. Barnett pelo programa PATIWEN,

aos colegas do grupo Alejandro S. de Toledo, Aracy T.M. Mendes, Maria Amélia G. Fernandes, Victor Rotberg e Hélio Dias pela ajuda nos períodos de máquina,

ao pessoal do SEMA pela assistência,

ao pessoal da Eletrônica,

ao pessoal da Oficina Mecânica do Van de Graaff e do Pelletron,

ao pessoal da seção de desenho

e à equipe da gráfica do Instituto.

Este trabalho foi realizado com o apoio financeiro da Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo.

*A meus pais*

"Procurar a verdade é muito mais fácil do que aprender a arte de viver integralmente (arte em que, está claro, a Procura da Verdade tomará seu lugar verdadeiro e proporcional entre os outros divertimentos, tais como o bolão e o alpinismo). Isto explica, sem o justificar, o fato de que eu continue a me entregar de maneira excessiva aos vícios da elite ratura de informação e da generalização abstrata. Terei algum dia força de espírito para me livrar desses hábitos indolentes de intelectualismo e consagrar minha energia à tarefa mais séria e mais difícil de viver integralmente?"

Aldous Huxley

## Resumo

Utilizando feixes de partículas  $\alpha$  e  ${}^3\text{He}$  do acelerador Pelletron da Universidade de São Paulo, de energia incidente em torno da barreira coulombiana, foram medidas as distribuições angulares do espalhamento elástico e inelástico no  ${}^{124}\text{Sn}$ .

Os resultados foram analisados por DWBA com fator de forma coletivo incluindo os efeitos de interferência entre as excitações nuclear e coulombiana com o programa PATIWEN (Ba75). Foram determinados os parâmetros de deformação nuclear para os níveis de um fonon,  $J^\pi=2^+$  e  $3^-$ , do núcleo em estudo.

### Abstract

Angular distributions for inelastic scattering of  $\alpha$  and  $^3\text{He}$  particles in  $^{124}\text{Sn}$  at the incident energies around Coulomb barrier were measured using the 8UD Pelletron Tandem Accelerator of The University of São Paulo.

The results were analysed by DWBA with a collective form factor including the effects due to the interference between coulomb and nuclear excitations with the code PATIWEN (Ba75). The nuclear deformation parameters for the one phonon levels ( $2^+$  and  $3^-$ ) have been obtained.

## I N D I C E

I - Introdução.....	1
II - Resumo Teórico	
II.1 Nucleos Vibracionais e Modelo Coletivo.....	3
II.2 Excitação Coulombiana.....	8
II.3 Teoria de Espalhamento elástico e inelástico.....	9
II.4 Interferência entre Excitação Coulombiana e Nuclear.....	16
III - Parte Experimental	
III.1 Fonte de Íons.....	19
III.2 Acelerador e equipamento periférico.....	19
III.3 Câmara de espalhamento e detetores.....	24
III.4 Alvo de $^{124}\text{Sn}$ .....	26
III.5 Eletrônica e Sistema de Aquisição de dados...	26
IV - Resultados experimentais e redução dos dados	
IV.1 Resultados experimentais.....	29
IV.2 Identificação dos espectros.....	29
IV.3 Calculo da seção de choque absoluta.....	36
V - Programas utilizados	
V.1 Modelo Óptico.....	38
V.2 DWBA.....	38
VI - Análise dos dados	
VI.1 $\alpha + ^{124}\text{Sn}$ ( $E_{\text{LAB}} = 19.5 \text{ MeV}$ ).....	41
VI.2 $^3\text{He} + ^{124}\text{Sn}$ ( $E_{\text{LAB}} = 14.35 \text{ MeV}$ ).....	63
VI.3 $^3\text{He} + ^{124}\text{Sn}$ ( $E_{\text{LAB}} = 22.35 \text{ MeV}$ , $\theta_{\text{LAB}} = 90^\circ$ )....	65
VII - Discussão e Comparação com outros trabalhos.....	72
VIII - Referências.....	75

## I - Introdução

No estudo dos nucleos vibracionais, isto é, nucleos que podem ser descritos por vibrações superficiais em torno de uma forma de equilíbrio esférica, cada estado excitado ou modo de vibração é caracterizado por um parâmetro ( $\beta_\ell$ ) de deformação.

A melhor maneira de determinar parâmetros de deformação é através do espalhamento inelástico, uma vez que dentro / do contexto do modelo coletivo (Bo52), a amplitude de transição do espalhamento inelástico é diretamente proporcional aos parâmetros de deformação dos vários estados excitados.

O objetivo deste trabalho é o estudo do espalhamento inelástico de partículas  $\alpha$  e  $^3\text{He}$  por  $^{124}\text{Sn}$ . Esse núcleo tem características coletivas bastante pronunciadas e as partículas  $\alpha$  devem excitar preferencialmente níveis coletivos no espalhamento inelástico. Existem estudos do  $^{124}\text{Sn}$  através de reações ( $p,p'$ ), nas energias de 16 MeV (Ma68) e 24.5 MeV (Be70) e da reação ( $\alpha,\alpha'$ ), na energia incidente de 44 MeV (Br70). Nestes trabalhos as energias incidentes estão bastante acima da barreira coulombiana e os parâmetros de deformação obtidos possuem desvio experimental grande. Por outro lado, não foi estudado o espalhamento inelástico de partículas  $^3\text{He}$  em nucleos na região  $Z=50$ .

No espalhamento inelástico de partículas carregadas, além da excitação nuclear, sempre ocorre paralelamente a excitação coulombiana. Para energias incidentes altas, os efeitos devido à excitação coulombiana não são sérios, uma vez que a excitação nuclear domina. Entretanto, em energias em torno da barreira coulombiana, os efeitos devido à interferência destrutiva entre as excitações nuclear e coulombiana se tornam importantes. Espera-se que medidas nessa região de energia, além de permitir a determinação do parâmetro de deformação nuclear / ( $\beta_\ell^N$ ), possam dar informações acerca de possíveis relações entre  $\beta_\ell^N$  e o parâmetro de deformação de carga  $\beta_\ell^C$ .

Foram feitas as reações  $^{124}\text{Sn}(\alpha, \alpha')^{124}\text{Sn}^*$ , na energia incidente  $E_\alpha = 19.50 \text{ MeV}$  e  $^{124}\text{Sn}(^3\text{He}, ^3\text{He}')^{124}\text{Sn}^*$ , na energia  $E_{^3\text{He}} = 14.35 \text{ MeV}$ . Obteve-se as distribuições angulares correspondentes aos estados de excitação de um fonon, com  $J^\pi = 2^+$  e  $3^-$ . Também foram observados outros estados excitados e mediu-se as distribuições angulares de alguns deles. A análise DWBA, incluindo os efeitos de excitação coulombiana corretamente, com fator de forma coletivo, reproduziu razoavelmente bem as distribuições angulares medidas. Os parâmetros de deformação obtidos foram comparados com os de outros trabalhos.

## II - Resumo Teórico

### II.1 Nucleos Vibracionais e Modelo Coletivo

#### II.1.1 Introdução

O fato da densidade da matéria nuclear ser constante e a existência de uma superfície nuclear relativamente bem definida, levou à comparação do nucleo a uma gôta líquida. De acordo com esse modelo, as excitações nucleares podem ser descritas como vibrações coletivas da "gôta nuclear" e a energia de ligação como soma das energias de volume, superficial e eletrostática da gôta. A fissão pode ser explicada tratando-se o nucleo como um corpo deformado e reproduziu-se o rápido aumento da densidade de níveis com o aumento da excitação nuclear.

Sendo um modelo em que os nucleons perdem sua individualidade, ele, evidentemente, não reproduz as várias propriedades nucleares, que apresentam um comportamento peculiar, / quando o número de protons ou neutrons do nucleo se aproxima dos números mágicos. No entanto, existe uma grande faixa de nucleos cujas propriedades fundamentais se enquadram dentro de uma descrição "coletiva". A esse grupo pertencem os nucleos esféricos (par-par) e, entre eles, o  $^{124}\text{Sn}$ , em estudo.

#### II.1.2 Modelo da gôta líquida

O problema hidrodinâmico clássico de vibrações de uma gôta líquida, foi resolvido por Lord Rayleigh (Ra77). A equação dinâmica da gôta é:

$$\rho \frac{\partial \theta}{\partial t} = p + V + K, \text{ onde } \rho \text{ é a densidade do fluido}$$

θ potencial das velocidades

p pressão

V potencial das forças externas por unidade de volume

K cte. de integração

Admitindo que a vibração envolva pequenas distorções da forma esférica, a superfície pode, em geral, ser descrita por:  $R(\theta, \phi) = R_0 [1 + \sum_{\ell, m} \alpha_{\ell m} Y^m(\theta, \phi)]$ . Por outro lado  $\theta$  satisfaz a equação de Laplace e deve ser regular na origem. Vêm da força eletrostática do conteúdo de carga do fluido (protons). Usando, além disso, a ortogonalidade dos  $Y^m_\ell$ , chegamos à seguinte relação:

$$\frac{\rho}{\ell} R_0^2 \dot{\alpha}_{\ell m} + \left[ \frac{\Gamma}{R_0} (\ell-1)(\ell+2) - \frac{2\mu Ze}{R_0} \frac{\ell-1}{2\ell+1} \right] \alpha_{\ell m} = 0$$

onde:  $\mu$  - densidade cte. de carga

$\Gamma$  - coeficiente de tensão superficial

$R(\theta, \phi)$  foi expandido até 1ª. ordem em  $\eta$  ( $\eta = \sum_{\ell, m} \alpha_{\ell m} Y^m(\theta, \phi)$ )

que representa uma série infinita de equações de osciladores harmônicos desacoplados para as deformações  $\alpha_{\ell m}$ .

Sendo a energia coulombiana  $E_c = \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{R_0}$ , a de superfície  $E_s = 4\pi R_0 \Gamma$  e a razão  $\gamma = E_c/E_s$ , podemos escrever a hamiltoniana clássica:

$$H_{\ell m} = \frac{1}{2} B_\ell |\dot{\alpha}_{\ell m}|^2 + \frac{1}{2} C_\ell |\alpha_{\ell m}|^2$$

onde:  $B_\ell = \frac{\rho R_0^5}{\ell}$  é o momento de inércia da gota com respeito a mudanças na deformação

$C_\ell = \Gamma R_0^2 (\ell-1)[(\ell+2) - \frac{10\gamma}{2\ell+1}]$  o coeficiente de deformação

e  $\omega_\ell = \sqrt{\frac{C_\ell}{B_\ell}}$  a frequência associada à deformação  $\alpha_{\ell m}$

### III.1.3 Vibrações superficiais e Modêlo Coletivo

No modelo coletivo um nucleo qualquer é descrito como um "core" esférico (par-par) e nucleons adicionais. A superfície do "core" é tratada como no modelo da gôta líquida. Os nucleons adicionais, que se movem no potencial médio produzido pelo "core", são acoplados às vibrações superficiais. Dentro desse modelo, os nucleos esféricos são descritos somente pela superfície oscilante do "core". A resolução do problema clássico é transformada para o presente caso quantizando-se a hamiltoniana obtida anteriormente (Bo52).

As energias cinética e potencial são escritas como:

$$T = \frac{1}{2} \sum_{\lambda\mu} B_\lambda |\dot{\alpha}_{\lambda\mu}|^2 \quad V = \frac{1}{2} \sum_{\lambda\mu} C_\lambda |\alpha_{\lambda\mu}|^2$$

Definimos o momento conjugado a  $\alpha_{\lambda\mu}$  da maneira clásica,  $\pi_{\lambda\mu} = \frac{\partial T}{\partial \dot{\alpha}_{\lambda\mu}} = B_\lambda \dot{\alpha}_{\lambda\mu}^*$  e a hamiltoniana da superfície nuclear fica:

$$H = T + V = \sum_{\lambda\mu} \left\{ \frac{1}{2B_\lambda} |\pi_{\lambda\mu}|^2 + \frac{C_\lambda}{2} |\alpha_{\lambda\mu}|^2 \right\}$$

Interpretando as variáveis dinâmicas  $\alpha_{\ell m}$  e  $\pi_{\ell m}$  como operadores que satisfazem a regra de comutação  $[\pi_{\ell m}, \alpha_{\ell' m'}] = \delta_{\ell\ell'} \delta_{mm'} \frac{i}{\hbar}$  e introduzindo operadores de criação e aniquilação dos quanta dos osciladores ( $b_{\lambda\mu}^*$  e  $b_{\mu\lambda}$ ), chegamos a :

$$b_{\lambda\mu}^* = \left[ \frac{\omega_\lambda B_\lambda}{2\hbar} \right]^{1/2} \left[ \alpha_{\lambda\mu} - \frac{i}{\omega_\lambda B_\lambda} (-1)^\mu \pi_{\lambda-\mu} \right]$$

$$b_{\lambda\mu} = \left[ \frac{\omega_\lambda B_\lambda}{2\hbar} \right]^{1/2} \left[ (-1)^\mu \alpha_{\lambda-\mu} + \frac{i}{\omega_\lambda B_\lambda} \pi_{\lambda\mu} \right]$$

$$H_{\lambda\mu} = \frac{1}{2} \sum_{\lambda\mu} \hbar \omega_\lambda [b_{\lambda\mu} b_{\lambda\mu}^* + b_{\lambda\mu}^* b_{\lambda\mu}]$$

cuja solução é:  $E = \sum_{\lambda\mu} \omega_{\lambda}(n_{\lambda\mu} + \frac{1}{2})$ ,  $n_{\lambda\mu} = 0, 1, 2, \dots$

$n_{\lambda\mu}$  é o número de osciladores ou fonons no modo de oscilação  $\lambda\mu$

$\omega_{\lambda} \approx 13\lambda^{3/2} A^{-1/2}$  MeV, segundo o modelo hidrodinâmico do ítem anterior

As vibrações são quantizadas em fonons e para cada  $\lambda$  o fonon terá energia  $\hbar\omega_{\lambda}$ . O momento angular de um fonon no estado  $\lambda\mu$  é  $\lambda$ , sua componente z é  $\mu$ , a paridade é  $(-1)^{\lambda}$  e o estado é  $(2\lambda+1)$  degenerado.

A função de onda para o estado fundamental (Ro67), de zero fonons, é:

$$\Psi_0 = N_0 \exp \left[ - \sum_{\lambda\mu} \frac{B_{\lambda}\omega_{\lambda}}{2\hbar} (\alpha_{\lambda\mu})^2 \right]$$

e a dos outros estados é construída a partir dela. Por exemplo, a função de onda para o estado de um fonon  $\lambda\mu$  será:

$$\Psi_1 = N_1 \alpha_{\lambda\mu}^* \Psi_0.$$

A deformação média de um nucleo no estado  $\lambda\mu$  é  $\beta_{\lambda}^2 = \langle \sum_{\mu} |\alpha_{\lambda\mu}|^2 \rangle = (2\lambda+1) \frac{\hbar\omega_{\lambda}}{2C_{\lambda}}$  e a probabilidade de transição elétrica (E&58) é:

$$B(E\lambda) = \left( \frac{3Ze R_0}{4\pi} \right)^2 \frac{(2\lambda+1)\hbar\omega_{\lambda}}{2C_{\lambda}} = \beta_{\lambda}^2 \left( \frac{3Ze R_0}{4\pi} \right)^2.$$

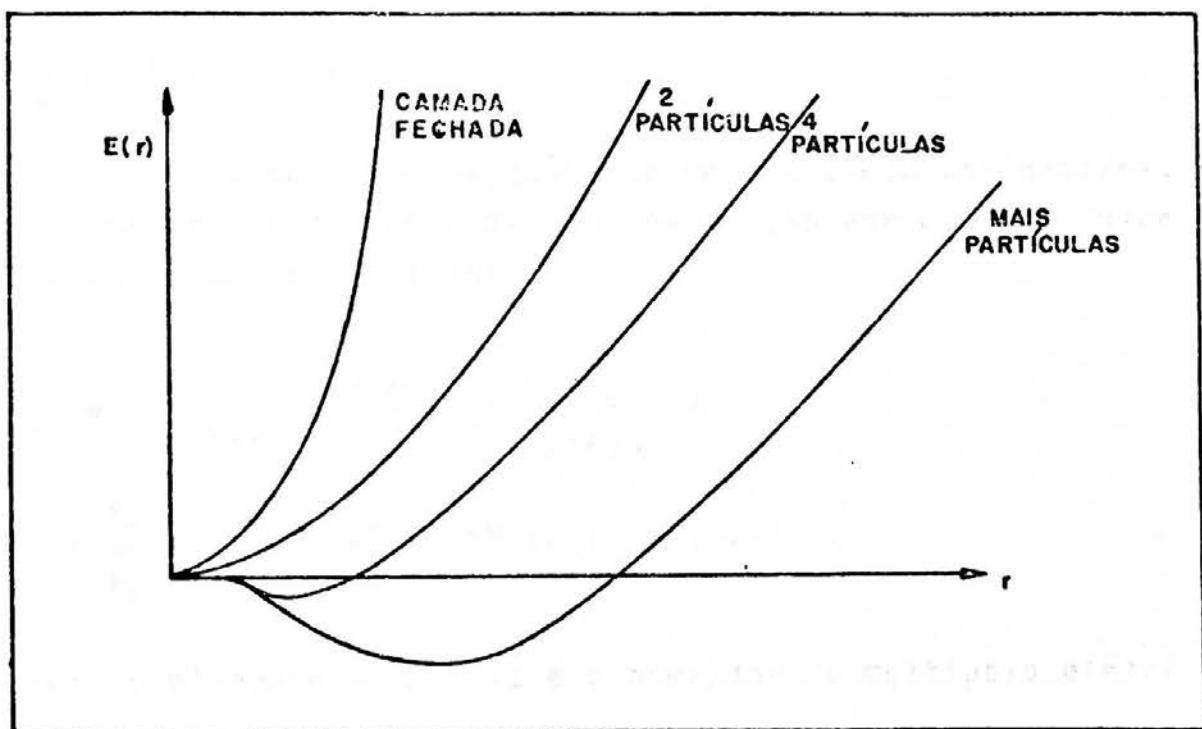
Os primeiros níveis de energia, de um nucleo par-par, devem corresponder a fonons de quadrupolo ( $\lambda=2$ ), segundo o esquema abaixo. A degenerescência é devida à aproximação de oscilador-harmônico do modelo.

E	$J^{\pi}$
$3\hbar\omega_2$	$0^+, 2^+, 3^+, 4^+, 6^+$
$2\hbar\omega_2$	$0^+, 2^+, 4^+$
$\hbar\omega_2$	$2^+$
0	$0^+$

Em trabalhos mais recentes (Ke62, Br65),  $R(\theta, \phi)$  foi expandido em ordens mais altas de  $n$ , dando origem a termos análogos na hamiltoniana, que eliminam a degenerescência dos níveis de energia do modelo harmônico.

#### II.1.4 Núcleos Vibracionais

Quando não há muitas partículas fora das camadas fechadas, devemos esperar que os núcleos sejam vibracionais com as características mencionadas no item anterior. A passagem gradual da forma de equilíbrio esférica (estrutura vibracional) para a esferoidal (estrutura rotacional) com o preenchimento de uma camada é mostrada na figura abaixo.



De acordo com dados experimentais (El58, Co71, Rw70) do diagrama de níveis de energia, da razão entre as energias do 2º e 1º níveis excitados (que deve ser igual a 2.0 nos núcleos vibracionais) e valores de  $B(E2)$ , verificou-se que nas

regiões de  $60 < A < 150$  e  $190 < A < 220$ , os nucleos podem ser razoavelmente descritos dentro do modelo coletivo vibracional.

## II.2 Excitação Coulombiana

O potencial que descreve a interação coulombiana entre o projétil (índice 1) e o alvo (índice 2), pode ser descrito como:

$$\begin{aligned} V^C(r) &= Z_1 Z_2 e^2 \int \frac{\rho(r') dr'}{|r - r'|} = \sum_{\ell m} V^C(r) Y_{\ell m}^m(\theta, \phi) = \\ &= \sum_{\ell m} \frac{4\pi Z_1 Z_2 e^2}{2\ell + 1} Y_{\ell m}^m(\theta, \phi) \int \frac{r'_<^\ell}{r'_>^{\ell+1}} Y_{\ell m}^m(\theta', \phi') \rho(r') dr' \end{aligned}$$

onde  $r_>$  e  $r_<$  é o maior e o menor entre  $r$  e  $r'$ , respectivamente, e  $\rho(r)$  é a densidade de carga do alvo normalizada a  $\int \rho(r') dr' = 1$

Segundo a teoria quântica de excitação coulombiana, a seção de choque diferencial para excitação por um particular / multipolo elétrico é (Bi65):

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{E\ell}}{d\Omega} &= \frac{4}{(2\ell + 1)^3} \left( \frac{Z_1 Z_2 e^2 M}{\hbar^2} \right)^2 \frac{B(E\ell)}{(Z_2 e)^2} \times \\ &\times \frac{K_f}{K_i} \sum_m | \langle K_f | r^{-\ell-1} Y_{\ell m}^m(\theta, \phi) | K_i \rangle |^2 \end{aligned}$$

onde: o elemento de matriz é o operador de multipolo elétrico tomado entre as funções de onda plana de Coulomb apropriadas, com vetores de onda assintóticos  $|K_i\rangle$  e  $|K_f\rangle$   
 $B(E\ell)$  é a probabilidade reduzida de transição  
e  $M$  é a massa reduzida

Essa relação pode ser escrita como:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} E_\ell = \sigma_{E_\ell} \sum_m |A_\ell^m(\theta, \phi)|^2$$

onde:  $\sigma_{E_\ell}$  é a seção de choque total para excitação coulombiana e  $A_\ell^m(\theta, \phi)$  é a amplitude de espalhamento coulombiano.

No espalhamento inelástico de partículas carregadas, além da excitação nuclear, sempre ocorre paralelamente a excitação coulombiana. Esta contribui para as transições correspondentes aos níveis de um fonon ( $2^+$  e  $3^-$ ), através das multipolaridades E2 e E3, respectivamente.

### II.3 Teoria de espalhamento elástico e inelástico (Ho71)

#### II.3.1 Espalhamento elástico

##### a - Formalismo

A equação de Schrödinger para o espalhamento elástico de uma partícula de energia E (neutra e sem spin) por um potencial real  $V(r)$  é:

$\nabla^2 \psi + \frac{2m}{\hbar^2} \{E - V(r)\} \psi = 0$ , cuja solução pode ser escrita como  $\psi = \sum_L \frac{u_L(r)}{r} P_L(\cos\theta)$ , sendo que para cada L a equação para

a função radial  $u_L(r)$  é:

$$\frac{d^2 u_L(r)}{dr^2} = \left[ \frac{2m}{\hbar^2} \{E - V(r)\} - \frac{L(L+1)}{r^2} \right] u_L(r) = 0$$

a componente L da onda "outgoing" é :

$$\frac{(2L+1)i}{2ikr} P_L(\cos\theta) (e^{2i\delta_L} - 1) e^{i(kr - \frac{1}{2} L\pi)}$$

como a solução assintótica é  $\psi \approx e^{ikz} + f(\theta) \frac{e^{ikr}}{r}$

$f(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{L=0}^{\infty} (2L+1)(S_L - 1)P_L(\cos\theta)$  é a amplitude de espalhamento, onde  $S_L = e^{2i\delta_L}$  é o elemento da matriz de espalhamento. A seção de choque diferencial é  $\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2$  e a seção de choque total:

$$\sigma_{el} = \frac{\pi}{K^2} \sum_L (2L+1) |1-S_L|^2$$

### b - Modelo Óptico

O cálculo da seção de choque do espalhamento elástico segue o formalismo do ítem anterior (extendedo para o caso de partículas carregadas e com spin, vide ref. Ho63) utilizando o modelo óptico para descrever o potencial  $V(r)$ .

Nesse modelo admite-se uma forma complexa para o potencial nuclear, a fim de levar em conta a absorção de partículas incidentes pelos canais de reação.

A forma do potencial óptico usado é:

$$V(r) = V_N(r) + V_S(r) \cdot (IL.S) + V_C(r)$$

$V_N$  é o potencial de interação nuclear:

$$V_N(r) = -V_0 f(r, r_0, a_0) - i[W_V f(r, r_V, a_V) + W_S g(r, r_S, a_S)]$$

$V_S$  é a interação spin-órbita:

$$V_S(r) = V_{SO} \left( \frac{\hbar^2}{m_\pi c} \right) \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r, r_{SO}^R, a_{SO}^R) + iW_{SO} \left( \frac{\hbar^2}{m_\pi c} \right) \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r, r_{SO}^I, a_{SO}^I)$$

sendo  $f$  e  $g$  fatores de forma de volume e superfície, respectivamente.

$V_C(r)$  é o potencial de interação coulombiana, produzido por uma esfera uniformemente carregada:

$$V_C(r) = \begin{cases} \frac{Z_I Z_T}{r} e^2 \text{ para } r \geq R_C \\ \frac{Z_I Z_T}{2R_C} e^2 \left( 3 - \frac{r^2}{R_C^2} \right) \text{ para } r < R_C \end{cases}$$

onde  $R_c = r_c A^{1/3}$ ,  $R_c$  é o raio coulombiano

### III.3.2 Espalhamento inelástico

a - Teoria de Canais Acoplados

$$\text{Círculo com seta} \rightarrow^T V(r, \xi) \quad \text{Círculo hachurado} H(\xi)$$

$T = \left(-\frac{\hbar^2}{2m}\right) \nabla^2_r$  é operador de energia cinética da partícula incidente

$H(\xi)$  é a hamiltoniana nuclear

$V(r, \xi)$  o potencial de interação entre a partícula incidente e o nucleo alvo

A equação de Schrödinger para o sistema é:

$$\{T - V(r, \xi) + H(\xi)\} \psi(r, \xi) = E \psi(r, \xi)$$

definindo os estados nucleares  $x_\alpha(\xi)$  por:

$H(\xi)x_\alpha(\xi) = \epsilon_\alpha x_\alpha(\xi)$ , onde  $x_\alpha(\xi)$  formam um conjunto completo ortonormal e, portanto, podemos escrever  $\psi(r, \xi) = \sum_\alpha \psi_\alpha(r) x_\alpha(\xi)$ , cuja solução pode ser posta na forma  $\psi_\alpha(r) =$

$$\sum_{LM} \frac{U_\alpha(r)}{r} Y_L^M(\theta, \phi) \quad \text{com: } \left\{ \frac{d^2}{dr^2} - \frac{L(L+1)}{r^2} + K_\alpha^2 - W_{\alpha\alpha}(r) \right\} U_\alpha(r) =$$

$$= \sum_{\alpha' \neq \alpha} W_{\alpha\alpha'}(r) U_{\alpha'}(r)$$

$$\text{sendo } E - \epsilon_\alpha = \frac{\hbar K_\alpha^2}{2m}$$

$$\text{onde: } W_{\alpha\alpha'}(r) = \frac{2m}{\hbar^2} \sum_{LM} \int Y_{L'}^{M'*}(\theta, \phi) V_{\alpha\alpha'} Y_L^M(\theta, \phi) d\Omega$$

$$V_{\alpha\alpha'}(r) = \int_{\alpha} x^*(\xi) V(r, \xi) x_{\alpha'}(\xi) d\xi$$

As relações para  $U_\alpha$  constituem um sistema de equações acopladas para as funções de onda nos canais elástico e todos os inelásticos da reação considerada.

### b - Desacoplamento entre os canais elástico e inelástico

Vamos considerar a reação na qual partículas incidem no canal  $\alpha$  e saem tanto nos canais  $\alpha'$  como no  $\alpha$ . Os elementos da matriz de espalhamento  $S_{\alpha\alpha}$ , são definidos como a amplitude da onda que sai no canal  $\alpha'$  quando uma onda de amplitude unitária incide no canal  $\alpha$ . As formas assintóticas das funções de onda são:

$$U_\alpha^\alpha(r) \approx e^{-i(Kr - \frac{1}{2}L\pi)} - S_{\alpha\alpha} e^{i(Kr - \frac{1}{2}L\pi)}$$

$$U_{\alpha'}^\alpha(r) \approx -S_{\alpha\alpha'} e^{i(Kr - \frac{1}{2}L\pi)}$$

A função radial  $U_{\alpha'}^\alpha(r)$  satisfaz a equação:

$$\left\{ \frac{d^2}{dr^2} - \frac{L(L+1)}{r^2} + K_\alpha^2 - W_{\alpha\alpha}^\alpha(r) \right\} U_\alpha^\alpha(r) = \sum_{\alpha' \neq \alpha} W_{\alpha'\alpha}^\alpha(r) U_{\alpha'}^\alpha(r)$$

Consideremos agora a reação que ocorre quando partículas incidentem em um dos canais  $\alpha'$ , distinguido pelo índice  $\beta$ . A função de onda correspondente  $U_\alpha^\beta(r)$  satisfaz a equação:

$$\left\{ \frac{d^2}{dr^2} - \frac{L(L+1)}{r^2} + K_\alpha^2 - W_{\alpha\alpha}^\beta(r) \right\} U_\alpha^\beta(r) = \sum_{\alpha' \neq \alpha} W_{\alpha'\alpha}^\beta(r) U_{\alpha'}^\beta(r)$$

Essas equações podem ser reescritas como:

$$\begin{aligned} \left\{ \frac{d^2}{dr^2} - \frac{L(L+1)}{r^2} + K_\alpha^2 - W_{\alpha\alpha}^\alpha(r) \right\} U_\alpha^\alpha(r) - \sum_{\alpha' \neq \alpha, \beta} W_{\alpha'\alpha}^{\alpha'}(r) U_{\alpha'}^{\alpha'}(r) &= \\ &= W_{\alpha\beta}^\alpha(r) U_\alpha^\beta(r) \end{aligned}$$

$$\left\{ \frac{d^2}{dr^2} - \frac{L(L+1)}{r^2} + K^2 - W_{\alpha\alpha}^\beta(r) \right\} U_\alpha^\beta(r) - \sum_{\alpha' \neq \alpha, \beta} W_{\alpha\alpha'}^\beta(r) U_{\alpha'}^\beta(r) = \\ = W_{\alpha\beta}^\beta(r) U_\beta^\beta(r)$$

Multiplicando a primeira por  $U_\alpha^\beta(r)$ , a segunda por  $U_\alpha^\alpha(r)$  e subtraindo uma da outra temos:

$$U_\alpha^\beta(r) \frac{d^2}{dr^2} U_\alpha^\alpha(r) - U_\alpha^\alpha(r) \frac{d^2}{dr^2} U_\alpha^\beta(r) = \\ = U_\alpha^\beta(r) W_{\alpha\beta}^\alpha(r) U_\beta^\alpha(r) - U_\alpha^\alpha(r) W_{\alpha\beta}^\beta(r) U_\beta^\beta(r)$$

Integrando de 0 a  $\infty$  e usando as formas assintóticas citadas para  $U_\alpha^\alpha(r)$  e  $U_{\alpha'}^\alpha(r)$ , o membro esquerdo da equação fica igual a  $2iKS_{\beta\alpha}$ .

Fazendo a aproximação de que os canais inelásticos são fracamente acoplados ao canal elástico, isto é  $U_\alpha^\beta(r) \ll U_\alpha^\alpha(r)$ , o primeiro termo do lado direito da equação é desprezível comparado com o segundo. Assim, podemos escrever:

$$S_{\beta\alpha} = - \frac{1}{2iK} \int_0^\infty U_\alpha^\alpha(r) W_{\alpha\beta}^\alpha(r) U_\beta^\beta(r) dr$$

Como essa relação é válida qualquer que seja  $\beta$  e esse resultado se refere a uma particular onda parcial:

$$S_{\alpha\alpha'}^{LM} = - \frac{1}{2iK} \int_0^\infty U_{\alpha'}^\alpha(r) W_{\alpha\alpha'}^\alpha(r) U_\alpha^\alpha(r) dr$$

Os elementos da matriz de espalhamento  $S_{\alpha\alpha'}$ , são:

$$S_{\alpha\alpha'} = \sum_{LM} S_{\alpha\alpha'}^{LM} = \frac{-2m}{\hbar^2} \frac{1}{2iK} \int \psi_{\alpha'}^\alpha(\text{ir}) V_{\alpha\alpha'}^\alpha \psi_\alpha^\alpha(\text{ir}) d\text{ir}$$

e a seção de choque total vale:

$$\sigma_{\alpha\alpha'} = \frac{4\pi}{K^2} |S_{\alpha\alpha'}|^2$$

## c - DWBA

Para utilizarmos os resultados do ítem anterior é necessário calcular os elementos de matriz  $V_{\alpha\alpha'}^\alpha(r)$ , o que requer modelos para as funções de onda nucleares  $x_\alpha(\xi)$  e para o potencial de interação  $V(r, \xi)$ . Os modelos usados são o modelo coletivo para as funções de onda nucleares (ítem II.1.3) e o potencial óptico deformado para  $V(r, \xi)$ .

A amplitude de transição é:

$$\begin{aligned} T_{\alpha\alpha'} &= \int U_{out}^*(K_{out}, r) V_{\alpha\alpha'}^\alpha(r) U_{in}(K_{in}, r) dr = \\ &= \sum_{LM} (J_M LM | J_{\alpha'} M_{\alpha'} ) T_{LM} \end{aligned}$$

onde:  $U(K, r)$  são as funções de onda dos canais de entrada e saída da reação.

$K_{in}$  e  $K_{out}$  são os números de onda da partícula incidente e espalhada, respectivamente

A seção de choque diferencial é expressa por:

$$\frac{d\sigma_{\alpha\alpha'}}{d\Omega} = \left( \frac{m}{2\pi\hbar^2} \right)^2 \frac{K_{\alpha'}}{K_\alpha} \sum_{LM} \frac{2J_{\alpha'} + 1}{(2J_\alpha + 1)(2L + 1)} |T_{LM}|^2$$

onde  $m$  é a massa reduzida

Sem resolver o sistema de equações acopladas, não podemos saber exatamente as funções  $U(K, r)$ . Assim, para o cálculo de  $T_{LM}$ , precisamos admitir uma forma para essas funções de onda.

Uma primeira aproximação seria considerá-las como ondas planas (PWBA, "plane wave Born approximation"), com a desvantagem de ser ignorada a deformação causada nessas funções de onda pela presença do potencial nuclear.

Tal efeito é levado em conta se usamos como  $U(K, r)$  as soluções da equação de Schrödinger para o espalhamento elás-

tico. Essa é a maneira mais utilizada e equivale a calcular as funções de onda dos canais de entrada e saída da reação desprezando todos os canais inelásticos na equação de canais acoplados.

O uso de funções de onda distorcidas pelo potencial óptico que descreve o espalhamento elástico no cálculo da amplitude de transição previamente deduzida, constitue o método conhecido por DWBA ("distorted wave Born approximation").

O potencial de interação  $V(r, \xi)$  é a soma do potencial do modelo coletivo com o potencial de interação coulombiana (ítem II.2).

Admitindo que o potencial de interação segue a deformação superficial do nucleo (ítem II.1), expandimos  $V(r-R)$  em torno de  $R_0$ :

$$V(r-R) = V(r-R_0) - \delta R \frac{d}{dr} V(r-R_0) + \dots$$

como:  $R(\theta, \phi) = R_0 [1 + \sum_{\lambda \mu} \alpha^* \gamma^{\mu*}(\theta, \phi)]$

então:  $V(r-R) = V(r-R_0) +$

$$- \sum_{\lambda \mu} \alpha^* \gamma^{\mu*}(\theta, \phi) R_0 \frac{d}{dr} V(r-R_0)$$

$V(r-R_0)$  é o potencial esférico (óptico) que produz o espalhamento elástico e o segundo termo da expansão acima é o potencial nuclear coletivo para o espalhamento inelástico.

Da mesma forma é feita a expansão do potencial coulombiano, resultando em:

$$V_{LM}^C(r) = \frac{3Z_1 Z_2 e^2 i^L}{2L+1} \alpha^* \times \begin{cases} R_c^L / r^{L+1} ; & r > R_c \\ r^L / R_c^{L+1} , & r < R_c \end{cases}$$

O elemento de matriz do potencial de interação (fator de forma) fica:

$$V_{\alpha \alpha'}(r) = \langle \chi_{\alpha'} | V(r, \xi) | \chi_{\alpha} \rangle = F_L(r)$$

$$F_L(r) = F_L^N(r) + F_L^C(r), \text{ sendo}$$

$F_L^N(r)$  o fator de forma nuclear e

$F_L^C(r)$  o fator de forma coulombiano

$$F_L^N(r) = \beta_L^N R_0 \frac{d}{dr} V(r-R_0)$$

$$F_L^C(r) = \beta_L^C \frac{3Z_1 Z_2 e^2}{2L+1} \times \begin{cases} \frac{R^L}{r^{L+1}} & , r > R_c \\ \frac{r^L}{R^{L+1}} & , r < R_c \end{cases}$$

onde  $\beta_L$  é o parametro de deformação.

Esses resultados só são aplicáveis para o estudo de espalhamento inelástico onde são excitados níveis de um fônon (porque  $V(r-R)$  foi expandido até 1º ordem em  $\alpha_{\lambda\mu}$ ) e para nucleos em que o parametro de deformação é pequeno (hipótese do desacoplamento DWBA entre o canal elástico e os de reação).

#### II.4 Interferencia entre Excitação Coulombiana e Nuclear

Um nucleo, ao interagir com uma partícula carregada, pode ser excitado tanto através das forças nucleares como pelas eletromagnéticas. O potencial total que descreve a competição entre esses dois processos é a soma do potencial nuclear  $V(r, \xi)$  com o potencial coulombiano  $V^C(r)$ .

Essa competição se torna maior à medida que a energia da partícula incidente se aproxima do valor da barreira coulombiana, refletindo o fato das magnitudes das duas forças serem praticamente iguais.

Quando forças nucleares e coulombiana contribuem, suas amplitudes se somam coerentemente. A seção de choque di-

ferencial para o espalhamento inelástico é escrita como:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^2 \frac{K'}{K} \frac{2J'+1}{(2J+1)(2\lambda+1)} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} |T_{\lambda\mu}(\theta)|^2$$

e a amplitude total de transição é definida como:

$$T_{\lambda\mu}(\theta) = \sum_{\ell\ell'} i^{\ell-\ell'} \exp[i(\sigma_{\ell} + \sigma_{\ell'})] (\ell' \lambda 00 | \ell 0) (\ell' \lambda -\mu | \ell 0) \times \\ \times [(\ell' - \mu)! / (\ell' + \mu)!]^{1/2} P_{\mu}^{\ell'}(\cos\theta) [C_{\ell\ell'}^{\lambda} + N_{\ell\ell'}^{\lambda}]$$

onde:  $\ell$  e  $\ell'$  se referem, respectivamente, aos momentos angulares orbitais dos canais de entrada e saída, com convenção similar para o numero de onda do movimento relativo  $K$ , spin nuclear  $J$  e o desvio de fase de Coulomb  $\sigma_{\ell}$ .  $C_{\ell\ell'}^{\lambda}$  e  $N_{\ell\ell'}^{\lambda}$  são os elementos de matriz coulombiana e nuclear, que são integrais radiais:

$$C_{\ell\ell'}^{\lambda} = (KK')^{-1} \int_0^{\infty} f_{\ell}(Kr) F_C^{\lambda}(r) f_{\ell'}(K'r) dr$$

$$N_{\ell\ell'}^{\lambda} = (KK')^{-1} \int_0^{\infty} f_{\ell}(Kr) F_N^{\lambda}(r) f_{\ell'}(K'r) dr$$

sendo:  $f_{\ell}(Kr)$  e  $f_{\ell'}(Kr)$  as soluções radiais da equação de Schrödinger

$F_C^{\lambda}(r)$  o fator de forma coulombiano

$F_N^{\lambda}(r)$  o fator de forma nuclear

A interferência é destrutiva (Vi72), uma vez que  $F_C^{\lambda}(r)$  e  $F_N^{\lambda}(r)$  tem sinais opostos, por se originarem de poten-

ciais repulsivo e atrativo respectivamente. A forma dessa interferencia depende da fase relativa entre as amplitudes.

O fator de forma nuclear  $F^\lambda(r)$  é complexo e pode ser escrito como  $e^{i\alpha} G_N^\lambda(r)$ , sendo  $G_N^\lambda(r)$  uma função real. A fase  $\alpha$  é determinada pelo potencial nuclear (Sa70).

Como o fator de forma coulombiano é real, a amplitude total de transição pode ser escrita como:

$$T_{\lambda\mu}(\theta) = \sum_{\lambda\lambda'} i^{\lambda-\lambda'} (\lambda'\lambda 00|\lambda 0)(\lambda'\lambda-\mu\mu|\lambda 0) \times \\ \times [(\lambda'-\mu)! / (\lambda'+\mu)!]^{1/2} p_\mu^{\lambda'} (\cos\theta) e^{i(\sigma_\lambda + \sigma_{\lambda'})} [c_{\lambda\lambda'}^\lambda + e^{i\alpha} M_{\lambda\lambda'}^\lambda]$$

onde aparecem agora explicitamente todas as fases que determinam o padrão de interferencia:  $\sigma_\lambda$ ,  $\sigma_{\lambda'}$  e  $\alpha$ , sendo o elemento de matriz nuclear definido por:

$$M_{\lambda\lambda'}^\lambda = (KK')^{-1} \int_0^\infty f_\lambda(Kr) G_N^\lambda(r) f_{\lambda'}(K'r) dr$$

### III - Parte Experimental

#### III.1 Fonte de Íons

A fonte de Íons utilizada para a obtenção dos feixes de  $\alpha$  e  ${}^3\text{He}$  é do tipo de troca de carga, (Sz70) cujo esquema geral pode ser visto na figura III.1.1.

O princípio de produção dos Íons negativos é o de captação de elétrons por colisão. O gás utilizado nessa fonte de Íons para a troca de carga é o vapor de potássio. A formação / do íon negativo se dá em duas etapas:  $\text{He}^+ \rightarrow \text{He}^0 \rightarrow \text{He}^-$ , sendo necessário escolher a energia do íon positivo tal que seja máxima a probabilidade das duas capturas.

O  $\text{He}^+$  é produzido numa fonte RF convencional <sup>(3)</sup> e extraído por uma lente gap <sup>(6)</sup>. A seguir o feixe, com a energia conveniente para a dupla captura, é focalizado por uma lente Einzel <sup>(8)</sup> na câmara de vapor de potássio <sup>(10)</sup>. A eficiência do processo de troca de carga é da ordem de 5%. A seguir o feixe/extraído é novamente focalizado, passando por um analizador / magnético, onde o feixe negativo é separado dos de outros íons.

Para injetar esse feixe no acelerador ainda é necessário aumentar sua energia, pois a grande focalização provocada/ pelo ganho de energia nos primeiros eletrodos do tubo acelerador resultaria na dispersão de quase todo feixe. Assim, é preciso que a energia de entrada seja da ordem desse incremento ( $\approx 70\text{KeV}$ ). Para isso, o feixe negativo emergente é pré-acelerado polarizando a fonte de íons com um potencial negativo  $V_{bias}$ , de forma que a energia de entrada ( $E_e$ ) do feixe no acelerador é:  $E_e = e(V_{probe} + 2V_{extrator} + V_{bias})$ , sendo  $e$  a carga do elétron.

#### III.2 Acelerador e equipamento periférico

A representação esquemática da trajetória do feixe da fonte de íons até a câmara de espalhamento está na figura III.2.1.

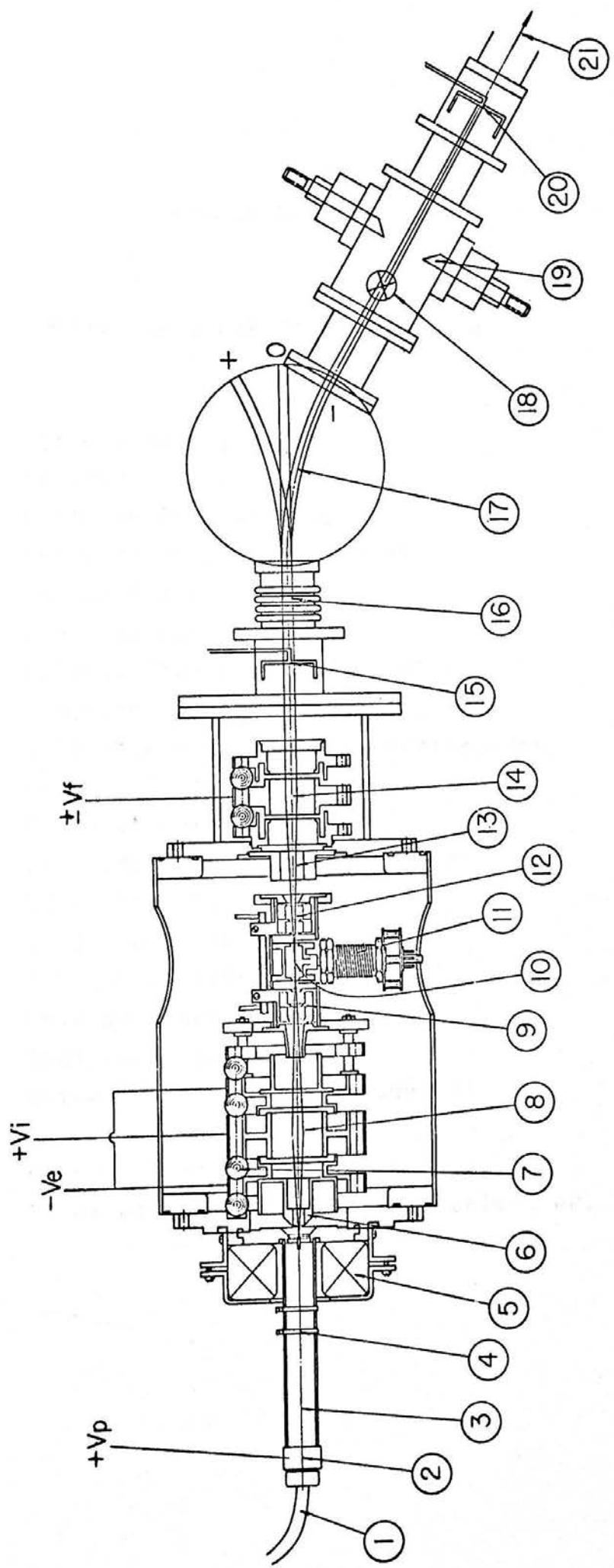


Figura III.1.1 - Diagrama geral da fonte de íons negativos de Hélio  
A identificação de suas componentes é dada na Tabela III.1.1.

TABELA III.1.1

Diagrama geral da fonte de He<sup>+</sup>

1. Entrada de gás Helio
2. Eletrodo probe
3. Fonte de Íons do tipo RF
4. Anéis de acoplamento da RF
5. Ímã da fonte de Íons
6. Eletrodo extrator
7. Esferas isolantes de porcelana
8. Conjunto de lentes Einzel I
9. Colimadores de entrada refrigerados
10. Câmara de transferência de carga
11. Forno de potássio
12. Colimadores de saída refrigerados
13. Lente tipo "gap"
14. Conjunto de lentes Einzel II
15. Coletor removível I (bandeira)
16. Fole de extensão
17. Analizador magnético
18. Entrada de ar (ou Nitrogênio)
19. Fendas de saída
20. Coletor removível II (bandeira)
21. Saída do feixe para o tubo acelerador.

Ao sair da fonte de íons, o feixe é defletido de 90° por um imã de focalização simples (ME20) e injetado verticalmente no acelerador Pelletron, tipo Tandem. O potencial do terminal ( $V_{Tandem}$ ) é no máximo de 8MV.

Quando atravessa o terminal, o feixe é interceptado / por uma folha de carbono de  $\approx 10 \mu\text{g/cm}^2$  de espessura ("stripper foil"), perde um ou mais elétrons, se torna positivo e é novamente acelerado. A eficiência desse processo depende da espessura da folha, tipo e energia do íon que a atravessa.

Para feixes de  ${}^3\text{He}$  e  ${}^4\text{He}$  o estado de carga mais provável na região de energia de interesse é 2 (Mr68).

Assim, a energia de saída do feixe é:

$E_s = E_e + e(Z+1)V_{tandem}$ , onde  $Z=2$  é o estado de carga do íon emergente.

A seguir, o feixe passa por um imã analisador de dupla focalização (ME-200), onde é novamente defletido de 90°, feito o controle do potencial do tandem e medida a energia.

O controle de energia se processa através do sistema de fendas de saída desse analisador e uma ponta de corona colocada na altura do terminal do acelerador.

O fluxômetro de ressonância paramagnética, que está colocado no entreferro do ME200, fornece a frequência de ressonância que se relaciona com a energia do feixe (Ro75) por:

$$E = M.u \left[ \sqrt{1 + \frac{2Z^2 f^2 K}{M^2 u}} - 1 \right] \text{ MeV} \quad \text{onde,}$$

$Z$  e  $M$  são, respectivamente, estado de carga e massa do íon do feixe

$f$  é a frequência de ressonância (MHz)

$u = 931.504 \text{ MeV}$ , é o equivalente energético de uma unidade atômica de massa

$K$  é a constante que relaciona a frequência de ressonância  $f$  com o campo magnético no analisador

A constante  $K$  foi medida estudando tempos conhecidos

Ao sair da fonte de íons, o feixe é defletido de 90° por um imã de focalização simples (ME20) e injetado verticalmente no acelerador Pelletron, tipo Tandem. O potencial do terminal ( $V_{Tandem}$ ) é no máximo de 8MV.

Quando atravessa o terminal, o feixe é interceptado / por uma folha de carbono de  $\approx 10 \mu\text{g/cm}^2$  de espessura ("stripper foil"), perde um ou mais elétrons, se torna positivo e é novamente acelerado. A eficiência desse processo depende da espessura da folha, tipo e energia do íon que a atravessa.

Para feixes de  ${}^3\text{He}$  e  ${}^4\text{He}$  o estado de carga mais provável na região de energia de interesse é 2 (Mr68).

Assim, a energia de saída do feixe é:

$E_s = E_e + e(Z+1)V_{tandem}$ , onde  $Z=2$  é o estado de carga do íon emergente.

A seguir, o feixe passa por um imã analisador de dupla focalização (ME-200), onde é novamente defletido de 90° , feito o controle do potencial do tandem e medida a energia.

O controle de energia se processa através do sistema de fendas de saída desse analisador e uma ponta de corona colocada na altura do terminal do acelerador.

O fluxômetro de ressonância paramagnética, que está / colocado no entreferro do ME200, fornece a frequência de ressonância que se relaciona com a energia do feixe (Ro75) por:

$$E = M.u \left[ \sqrt{1 + \frac{2Z^2 f^2 K}{M^2 u}} - 1 \right] \text{ MeV} \quad \text{onde,}$$

$Z$  e  $M$  são, respectivamente, estado de carga e massa do íon do feixe

$f$  é a frequência de ressonância (MHz)

$u = 931.504 \text{ MeV}$ , é o equivalente energético de uma unidade atômica de massa

$K$  é a constante que relaciona a frequência de ressonância  $f$  com o campo magnético no analisador

A constante  $K$  foi medida estudando limiares conhecidos

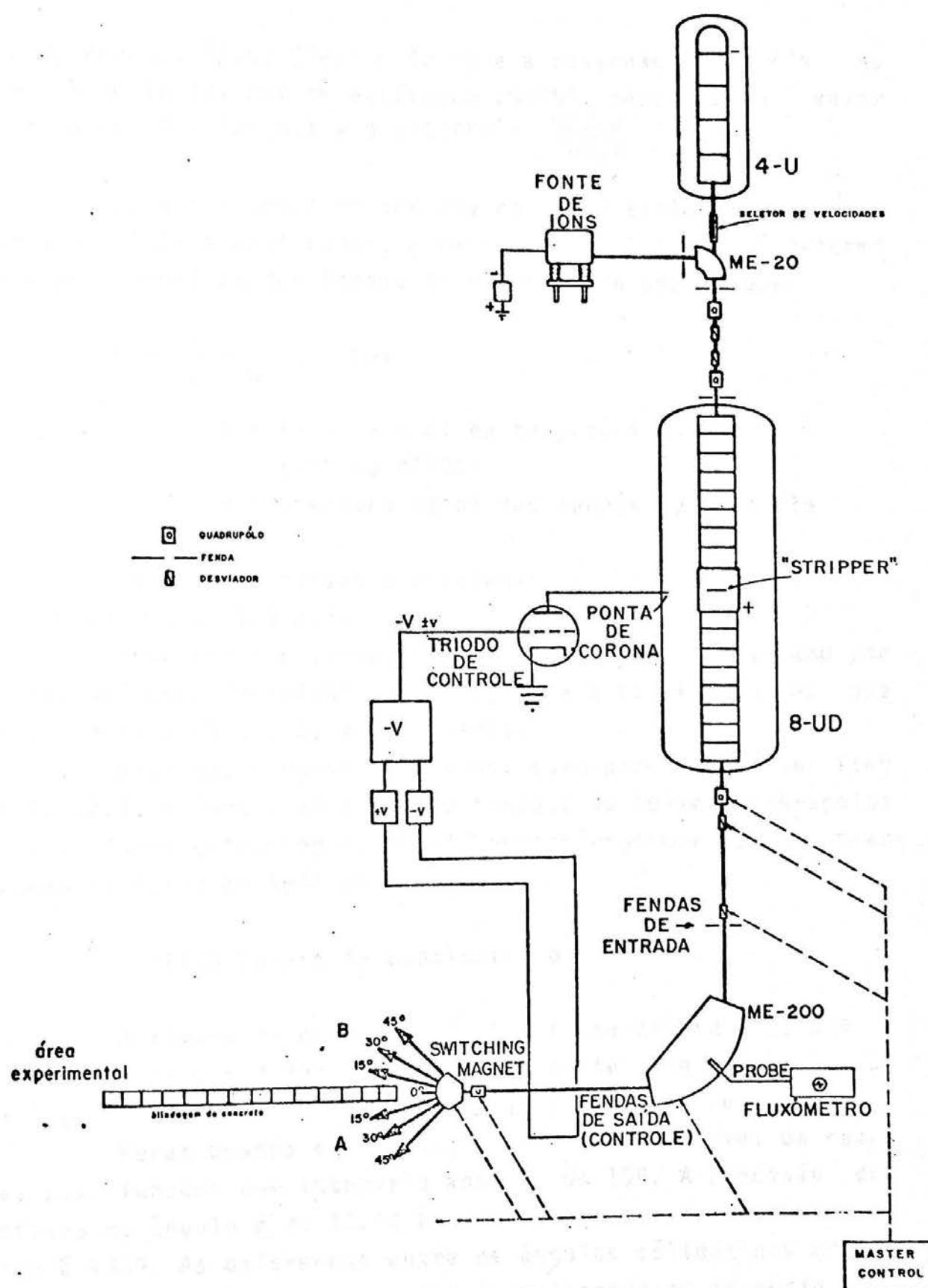


Figura III.2.1

Diagrama esquemático da trajetória do feixe

dos de reações ( $p,n$ ) (Pe75 e Ro75) e a ressonância em  $^{13}N$  na energia de 14.231 MeV de excitação (Hi75), sendo que o valor adotado é:  $K = (42.871 \pm 0.023) \times 10^{-3} \frac{\text{MeV.u}}{\text{MHz}^2}$

Se a dispersão em energia do feixe acelerado for maior que a do sistema analisador, a resolução do feixe será determinada pela abertura das fendas de controle do analisador:

$$R = \frac{E}{\Delta E} = \frac{\rho}{b}, \text{ onde:}$$

$\rho$  = raio central da trajetória do feixe  
(50" no ME200)

$b$  = abertura total das fendas de controle

Durante as nossas experiências a abertura das fendas foi no máximo de 150 mils.

Deixando o sistema analisador, o feixe é desviado por um imã defletor (switching magnet) para a canalização em que se encontra a câmara de espalhamento.

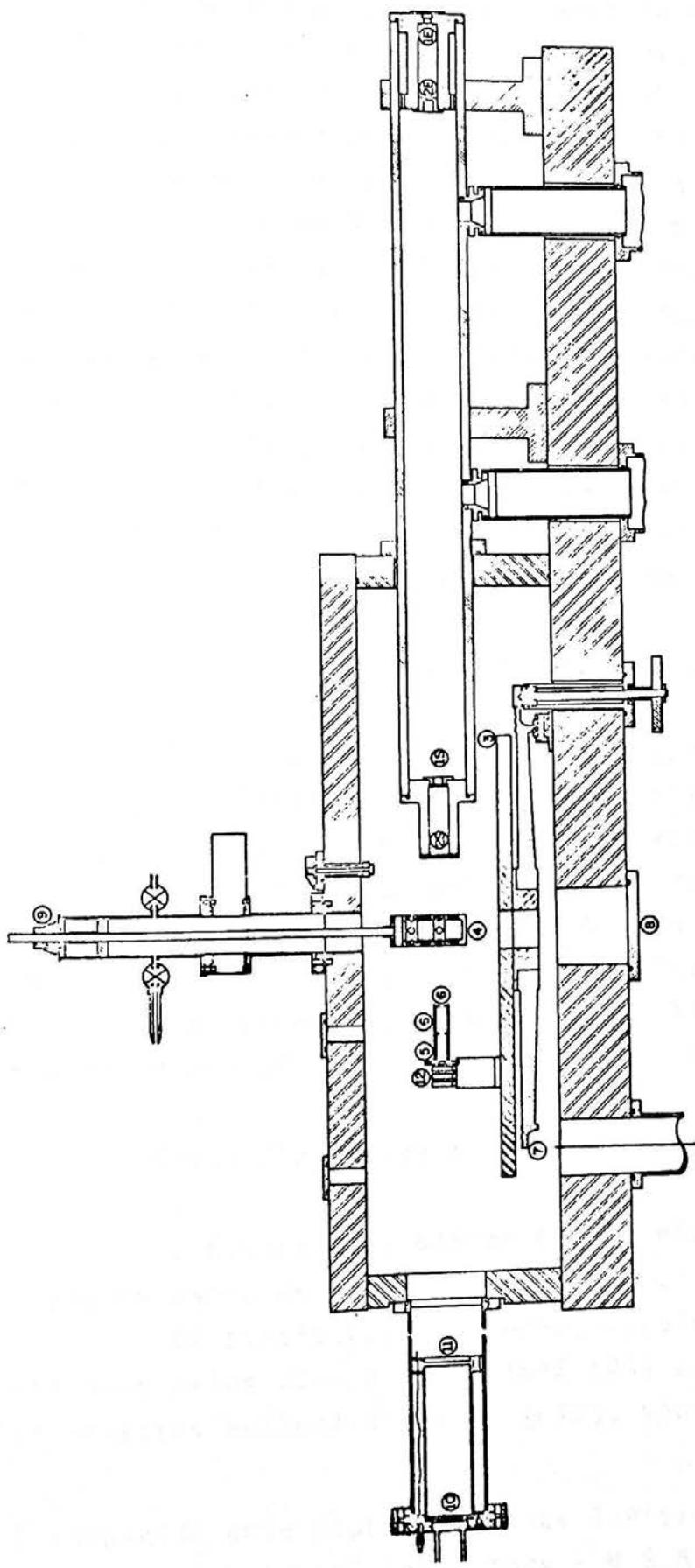
Além dos elementos citados, como pode-se ver na figura III.2.1, existem, ao longo do trajeto do feixe, quadrupolos e desviadores (steering magnets), necessários para a boa transmissão do feixe através do sistema.

### III.3 Câmara de espalhamento e detetores

A câmara de espalhamento tem forma cilíndrica, com 1m. de diâmetro e 0.29m. de altura. O corte longitudinal está na figura III.3.1. A centragem desta câmara é melhor que 1%.

Foram usados quatro detetores no prato móvel da câmara, posicionados com intervalo angular de 100°. A precisão da leitura do ângulo é de 1'. O ângulo máximo possível de ser medido é 1450°. As diferenças entre os ângulos sólidos dos quatro detetores foram levadas em conta normalizando-se as medidas para um dos detetores.

A monitoração da experiência foi feita com um detector fixo na tampa da câmara. O monitor pode ser colocado de 45° a



②E e ②S fendas de "anti-scattering" do colimador de entrada do feixe. ①S e ①E fendas de definição de entrada do feixe. ③ suporte dos detectores. ④ porta alvos de 4 posições. ⑤ fendas de definição do colimador do detector ⑥ fenda de "anti-scattering" do colimador do detector. ⑦ prato graduado. ⑧ saída dos cabos coaxiais provenientes dos detectores. ⑨ sistema de posicionamento do alvo. ⑩ coletor do feixe. ⑪ supressor elétrico do copo de Faraday. ⑫ detectores.

Figura III.3.1 - Corte longitudinal da câmara de espalhamento

1350.

Foram utilizados detetores de silício de barreira de superfície de 300 a 500  $\mu\text{m}$  de espessura e 25 KeV de resolução (FWHM), para partículas alfa de 5.5 MeV.

Os colimadores de tântalo, colocados na frente de cada detetor, determinaram um ângulo sólido de aproximadamente  $4.2 \times 10^{-4}$  sr e uma resolução angular de  $\pm 1.40^\circ$ .

A torre de suporte de alvos tem capacidade para quatro alvos, sendo possível medir o ângulo do feixe em relação / ao alvo. É isolada eletricamente da câmara, podendo ser polarizada para evitar que os elétrons secundários provenientes do bombardeamento do alvo pelo feixe, atinjam os detetores.

O sistema coletor do feixe consiste de um copo de Faraday, colocado a 2m. do alvo, com supressão elétrica e geométrica. Um integrador BIC 1000, com precisão melhor que 2%, foi usado para integração da carga coletada.

#### III.4 Alvo de $^{124}\text{Sn}$

Os alvos foram fabricados evaporando isótopos enriquecidos, pelo método do bombardeamento eletrônico (Ap74), sobre fôlhas de carbono de  $\approx 20 \mu\text{g/cm}^2$  de espessura.

O  $^{124}\text{Sn}$  empregado<sup>s</sup> estava na forma de óxido ( $\text{SnO}_2$ ) e isotópicamente enriquecido de 94.74%. A contribuição de cada um dos outros isótopos de Sn foi no máximo de 1.75%.

Utilizamos dois alvos: um de  $190 \mu\text{g/cm}^2$  ( $\pm 10\%$ ) e outro de  $70 \mu\text{g/cm}^2$  ( $\pm 10\%$ ).

#### III.5 Eletrônica e sistema de aquisição de dados

O diagrama de blocos da eletrônica e sistema de aquisição de dados está na figura III.5.1.

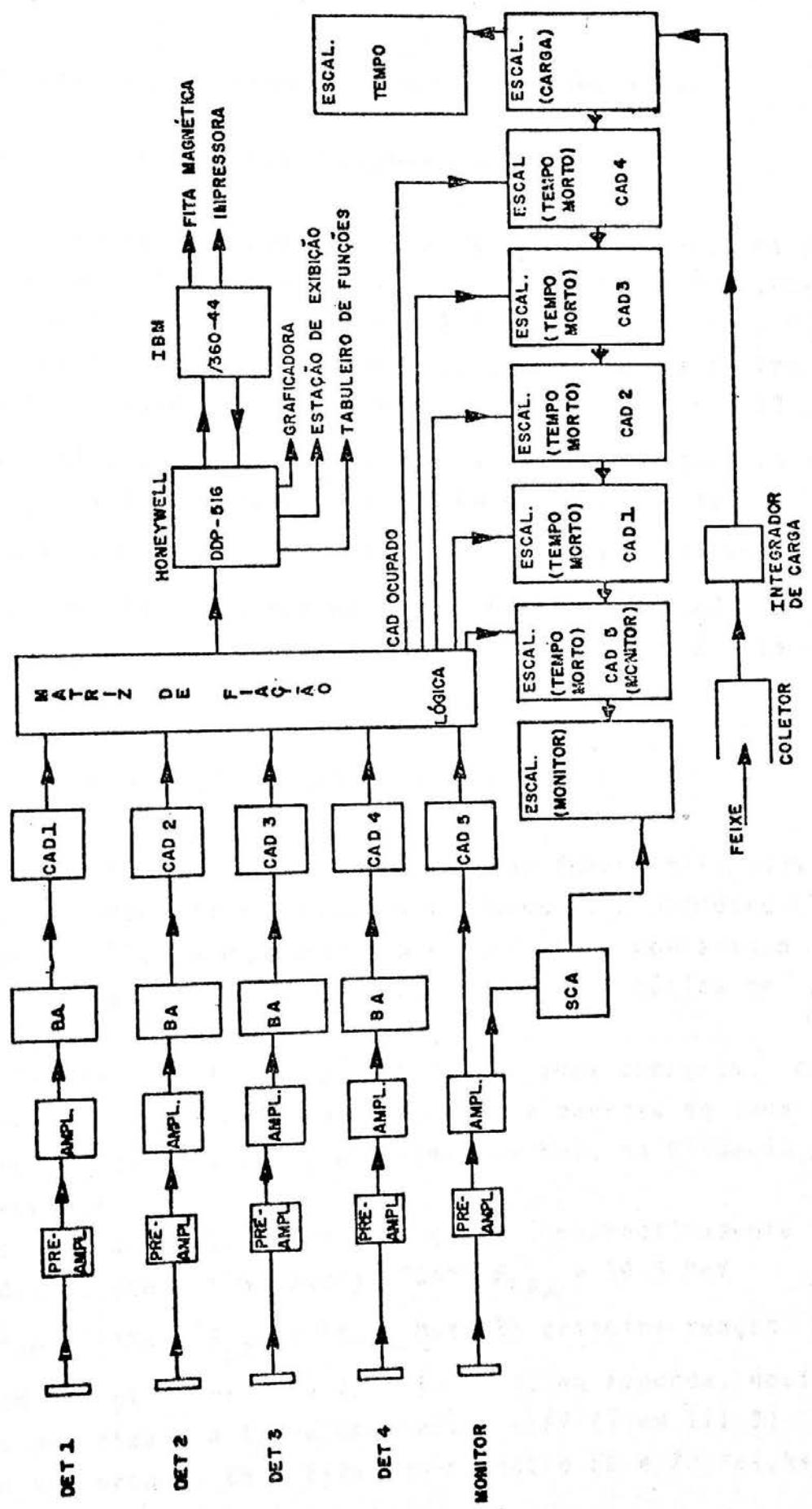
Os sinais dos detetores, depois de amplificados, selecionados pelos BIASED AMPLIFIERS (BA) e digitalizados pelos / conversores análogo-digitais (CAD), são armazenados no computador.

<sup>s</sup> fornecido pelo Stable Isotopes Division  
Oak Ridge National Laboratory - U.S.A.

dor DDP-516, utilizado no modo multicanal. A seguir os espec-tros obtidos são transferidos ao IBM/360 para impressão e gravação em fita magnética.

Cada CAD fornece um sinal enquanto está analizando um pulso (CAD OCUPADO). Este sinal foi utilizado para fazer a correção de tempo morto na carga total armazenada.

Figura III.5.1  
DIAGRAMA DE BLOCOS DO SISTEMA DE AQUISIÇÃO DE DADOS



## IV. Resultados experimentais e redução dos dados

### IV.1 Resultados experimentais

Foram medidas as distribuições angulares do espalhamento elástico e inelástico de partículas  $\alpha$  e  ${}^3\text{He}$  em  ${}^{124}\text{Sn}$ , respectivamente na energia incidente de 19.50 MeV e 14.35 MeV. Vários estados excitados foram observados. Extraiu-se as distribuições angulares correspondentes aos estados de  $E_{\text{EXC}} = 1.13$ , 2.10, 2.21, 2.31, 2.43 e 2.61 MeV, para a reação com partículas alfa e  $E_{\text{EXC}} = 1.13$  MeV, para a reação com partículas  ${}^3\text{He}$ .

Foi medido, em  $\theta_{\text{LAB}} = 90^\circ$ , o espalhamento inelástico de partículas  ${}^3\text{He}$  de 22.35 MeV em  ${}^{124}\text{Sn}$ . Dentre os estados excitados observados, determinou-se a seção de choque dos estados com  $E_{\text{EXC}} = 1.13$  e 2.61 MeV.

### IV.2 Identificação dos espectros

Na construção da reta de calibração foram utilizados os picos correspondentes aos estados fundamental e primeiro nível excitado do  ${}^{124}\text{Sn}$  e espalhamento elástico nos contaminantes mais abundantes,  ${}^{12}\text{C}$  e  ${}^{16}\text{O}$ . O programa de cinemática de / reações utilizado foi o Hee Wee (HE66).

A tabela IV.1.1 mostra os feixes e suas energias, os alvos, o alargamento cinemático e a perda de energia de cada / feixe no alvo calculados com o programa Hee Wee, na situação / mais desfavorável.

As figuras IV.1.1 e IV.1.2 mostram, respectivamente, os espectros das reações  ${}^{124}\text{Sn}(\alpha, \alpha') {}^{124}\text{Sn}^*$ ,  $E_{\text{LAB}} = 19.5$  MeV e  ${}^{124}\text{Sn}({}^3\text{He}, {}^3\text{He}') {}^{124}\text{Sn}^*$ ,  $E_{\text{LAB}} = 14.35$  MeV. Na primeira reação a resolução em energia variou de 70 a 100 KeV. Na segunda, devido a termos polarizado a torre de alvos a +5KV (ítem III.3), a resolução melhorou de 25%, situando-se entre 50 e 70 KeV. Nes-

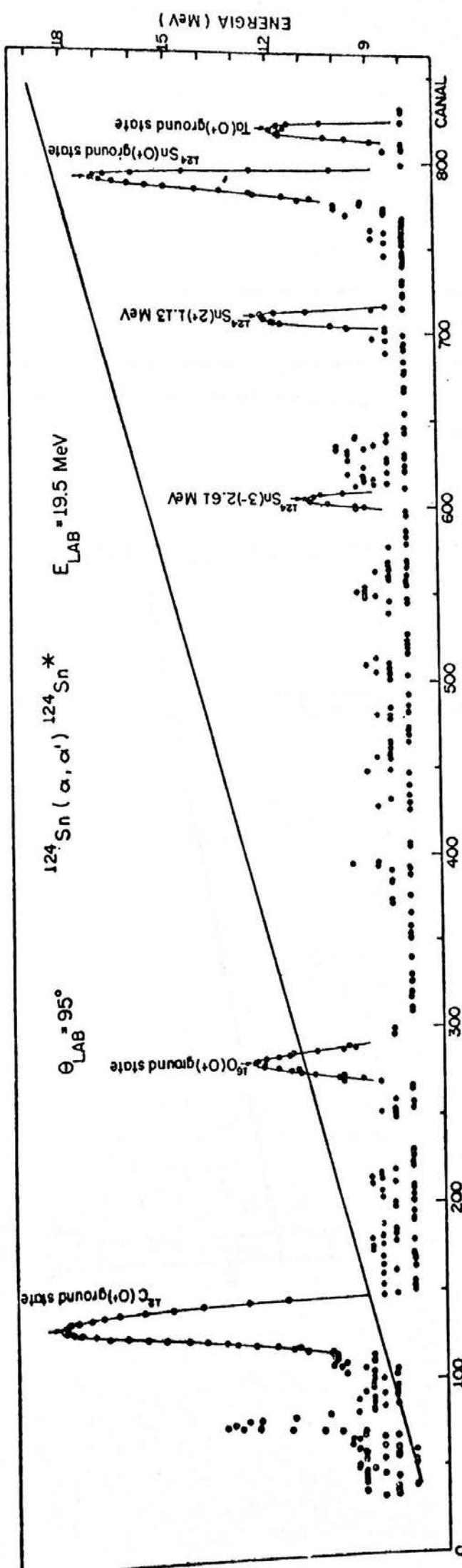


Figura IV.1.1 - Espectro de energia de  $^{124}\text{Sn}(\alpha, \alpha')^{124}\text{Sn}^*$ .

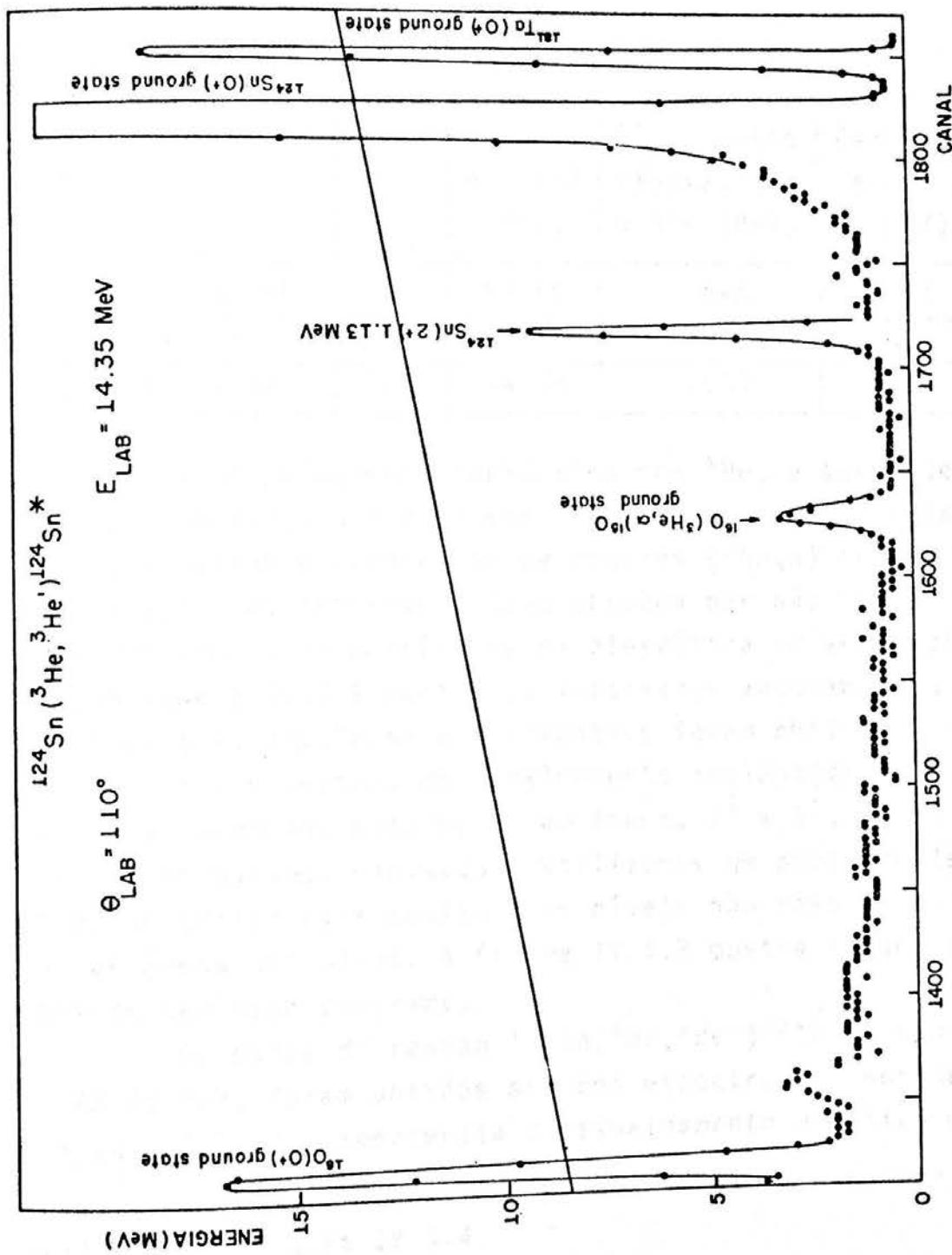


Figura IV.1.2 - Espectro de energia de  $^{124}\text{Sn}(\text{He}^3, \text{He}')^{124}\text{Sn}^*$ .

se caso o alargamento cinemático contribuiu com 20 a 30 KeV, o "straggling" no alvo com  $\approx$  10 KeV e a resolução intrínseca do detector com  $\approx$  25 KeV, dando uma resolução esperada de 55 a 65 KeV, praticamente a medida.

TABELA IV.1.1

alvo de $^{124}\text{Sn}$	feixe	energia no LAB (MeV)	Alargamento cinemático a 90° (MeV)	Perda de energia (MeV)
190 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$	$\alpha$	19.50	.060	.025
70 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$	$^3\text{He}$	22.35	.090	.007
190 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$	$^3\text{He}$	14.35	.030	.026

No espalhamento inelástico com  $^3\text{He}$ , a seção de choque em alguns ângulos não pode ser medida devido à sobreposição de grupos de alfas provenientes de reações  $(^3\text{He}, \alpha)$  em  $^{12}\text{C}$  e  $^{16}\text{O}$  / com os picos de interesse. Isso ocorreu por não termos usado / identificadores de partículas na eletrônica de aquisição de dados. A tabela IV.1.2 mostra os intervalos angulares em que as distribuições angulares experimentais foram obtidas.

Nos espectros do espalhamento inelástico de partículas alfa, além dos estados de um fonon,  $2^+$  e  $3^-$ , foram observados outros estados excitados. Utilizamos um programa de ajuste de picos (Mi75) para analisar os níveis não resolvidos e calcular as áreas dos picos. A figura IV.1.3 mostra um dos ajustes obtidos com esse programa.

Os dados da reação  $^{124}\text{Sn}(^3\text{He}, ^3\text{He}')^{124}\text{Sn}^*$ , com feixe de 22.35 MeV, foram obtidos somando espectros do monitor, fixo a  $\theta_{\text{LAB}} = 90^\circ$ , da experiência de espalhamento elástico de outro trabalho (Me75). A resolução foi de 75 KeV. O espectro de energias está na figura IV.1.4.

TABELA IV.1.2

$\alpha + ^{124}\text{Sn}$ $E_{\text{LAB}} = 19.5 \text{ MeV}$	
$J^\pi$	intervalo angular (LAB)
$0^+$ (G.S.)	150° a 1450°
$2^+$	350° a 1450°
$3^-$	600° a 1450°
outros estados	700° a 1450°

$^3\text{He} + ^{124}\text{Sn}$ $E_{\text{LAB}} = 14.35 \text{ MeV}$	
$J^\pi$	intervalo angular
$0^+$ (G.S.)	400° a 1450°
$2^+$	47.50° a 1450°

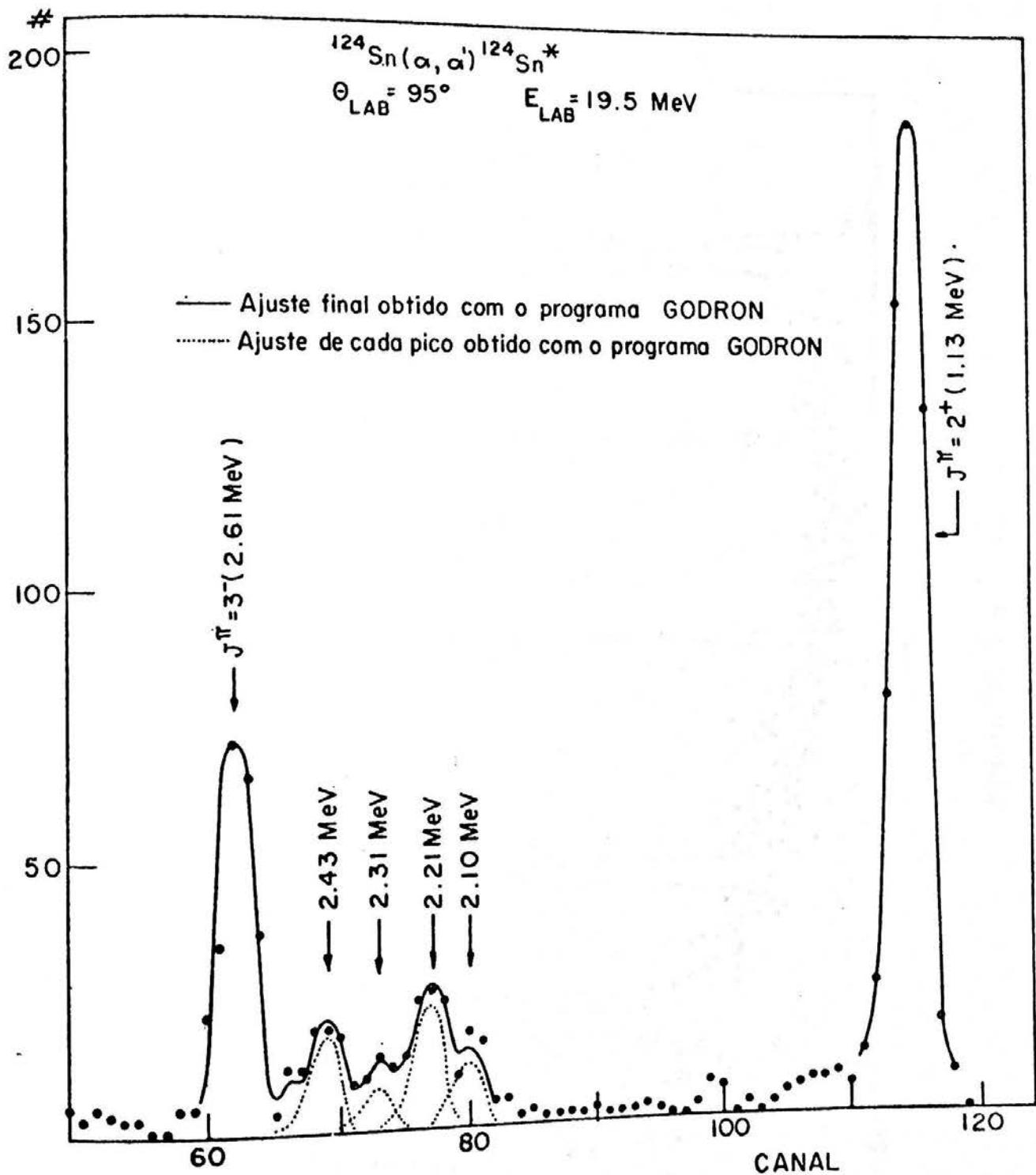


Figura IV.1.3  
 Resultado do programa de ajuste de picos

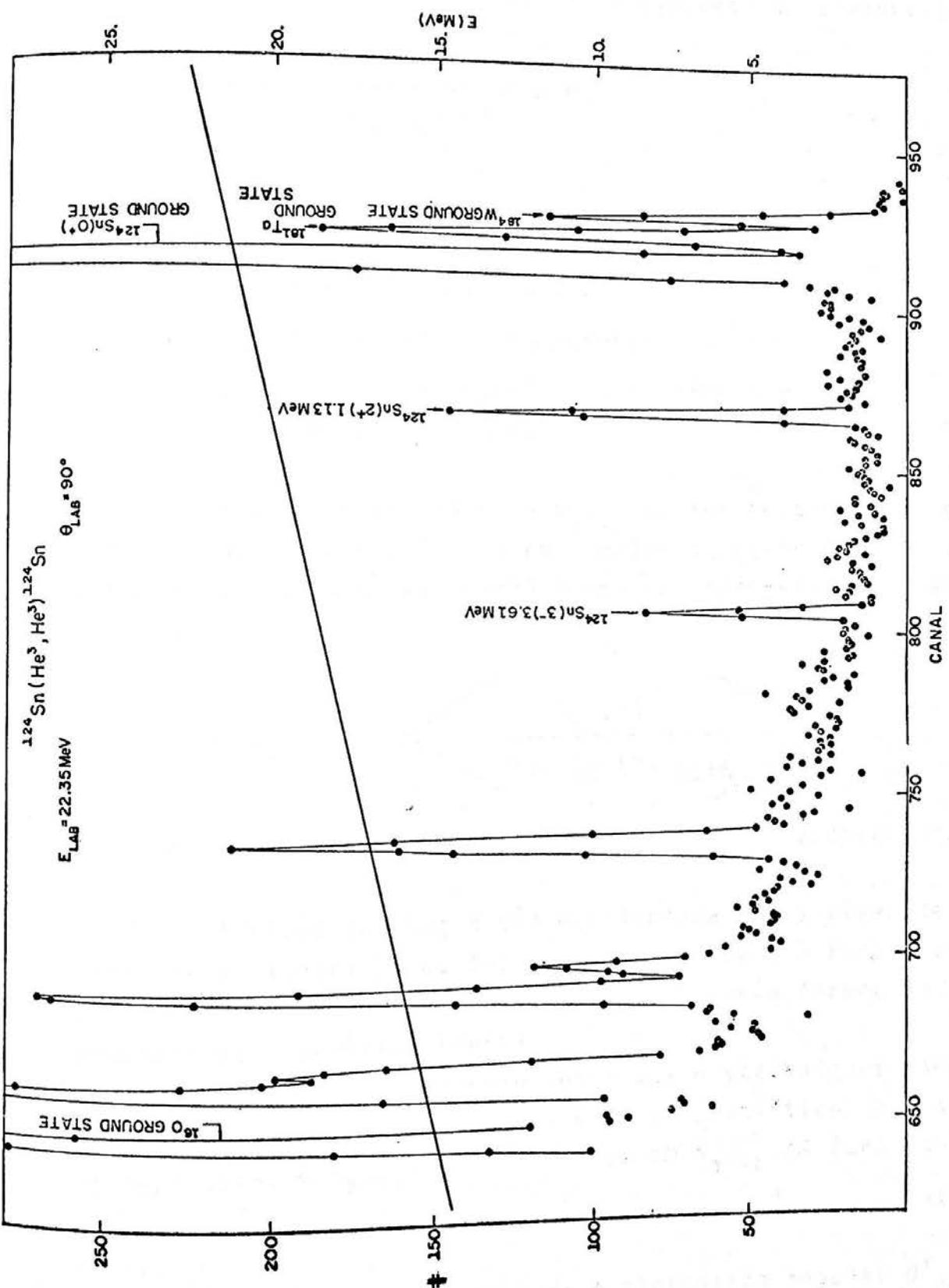


Figura IV.1.4  
Espectro de energia de  $^{124}\text{Sn}$  ( $^3\text{He}, ^3\text{He}'$ )  $^{124}\text{Sn}^*$ ;  $E_{^3\text{He}} = 22.35 \text{ MeV}$

### IV.3 Cálculo da seção de choque absoluta

A seção de choque foi calculada segundo a expressão:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N_{sc}}{N_f \cdot N_{alvo} \cdot \Delta\Omega} \text{ mb/sr}$$

onde:

$N_{sc}$  número de partículas espalhadas

$N_f$  número de partículas incidentes

$\Delta\Omega$  ângulo sólido do detector

$N_{alvo}$  número de partículas no alvo por unidade de área

O cálculo do valor de  $N_{alvo} \cdot \Delta\Omega$  foi feito usando os dados do espalhamento elástico em ângulos dianteiros, nos quais a seção de choque experimental é reproduzida pelo espalhamento Rutherford.

$$N_{alvo} \cdot \Delta\Omega = \frac{N_{EL}(\theta)}{N_f \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) |_{Ruth}}$$

onde:  $N_{EL}(\theta)$  é o nº de partículas espalhadas elásticamente

A seção de choque assim calculada, no sistema de referência do laboratório, foi transformada para o referencial / do centro de massa usando o fator de conversão fornecido pelo programa de cinemática (He66).

No cálculo do desvio total das distribuições angulares foram considerados, além do desvio estatístico, os desvios em  $N_{feixe}(2\%)$  e  $N_{alvo} \cdot \Delta\Omega$ . Os desvios em  $N_{alvo} \cdot \Delta\Omega$  foram de 5.5% e 2.5% para as reações com partículas alfa e  ${}^3\text{He}$ , respectivamente.

O desvio estatístico da distribuição angular  $0^+$ , na

maioria dos pontos experimentais, foi de  $\approx 1\%$  para a reação com partículas alfa e  $<1\%$  para a reação com  ${}^3\text{He}$ . Os desvios totais foram respectivamente  $\approx 5\%$  e  $\approx 3\%$ .

A distribuição angular  $2^+$  de partículas alfa tem, em quase todos os pontos experimentais, desvio estatístico de ...  $\approx 10\%$  e total  $\approx 12\%$ . Na distribuição angular  $3^-$  a maioria dos pontos experimentais possue desvio estatístico de  $\approx 14\%$  e desvio total de  $\approx 16\%$ .

As distribuições angulares dos outros estados observados na reação com partículas alfa tem desvio estatístico entre 15% e 45% e total entre 16% e 46%.

Na distribuição angular  $2^+$  de partículas  ${}^3\text{He}$  (14.35 MeV) o desvio estatístico da maioria dos pontos experimentais foi de  $\approx 7\%$  e o total  $\approx 8\%$ .

Na reação com partículas  ${}^3\text{He}$  (22.35 MeV) o ponto experimental medido ( $\theta_{\text{LAB}} = 90^\circ$ ) apresentou desvios estatísticos de 8% e 11% para a seção de choque de excitação dos estados  $2^+$  e  $3^-$ , respectivamente.

## V - Programas Utilizados

### V.1 Modelo Óptico

Os cálculos teóricos da seção de choque de espalhamento elástico foram feitos com o programa MODOPT(Co68), que usa o potencial óptico descrito no ítem II.3.1-b e determina qual o conjunto de parâmetros do potencial óptico que melhor reproduz a distribuição angular experimental do espalhamento elástico.

Nesse programa, as funções f e g utilizadas foram do tipo Wood-Saxon:

$$f(r, r_x, a_x) = [1 + \text{Exp}(\frac{r-r_x A^{1/3}}{a_x})]^{-1}$$

$$g(r, r_y, a_y) = -4a_y \frac{d}{dr} f(r, r_y, a_y)$$

Começando com um conjunto escolhido de parâmetros iniciais, esses são variados (pesquisa automática do programa) , até se obter o mínimo  $\chi^2$  entre os valores experimentais e as previsões teóricas.

### V.2 DWBA

Utilizamos dois programas no cálculo da seção de choque via DWBA.

O início da análise de dados foi feita com o programa DWUCK(Ku67), que possui o fator de forma previamente discutido (ítem II.3.2-c). A excitação coulombiana, calculada como uma correção à excitação nuclear, só é levada em conta corretamente para ângulos de espalhamento maiores que o ângulo clássico de deflexão ( $\theta_c$ ). Este ângulo se relaciona com o máximo momento angular orbital usado ( $L_{\max}$ ), segundo a relação  $\theta_c = \frac{2n}{L_{\max}}$ , onde  $n = \frac{Z Z' e^2}{h v}$  é o parâmetro de Sommerfeld. Este programa apresenta as seguintes desvantagens:

- suposição de que a deformação de carga é igual à de formação nuclear ( $\beta_L^N = \beta_L^C$ ), pois com o fator de forma do programa:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} |_{\text{Exp}} = \beta_L^2 \frac{d\sigma}{d\Omega} |_{\text{DWUCK}}$$

- o máximo número de ondas parciais (50) e raio de integração (70 fm) são insuficientes para calcular corretamente a excitação coulombiana para ângulos  $\leq \theta_c$ .

- no fator de forma coulombiano admite-se que  $F_L^C(r) = 0$  para  $r < R_c$ .

Devido a isso, passamos a fazer cálculos teóricos com o programa PATIWEN (Ba75).

Esse programa constitue-se de duas partes distintas. Na primeira parte os elementos de matriz nuclear são calculados por DWBA, como foi discutido no item II.3.2-c, e os elementos de matriz coulombiana são calculados até o número de ondas parciais e raio de integração em que os efeitos nucleares foram incluídos. Admite-se que as partes nuclear e coulombiana / do potencial de interação possam se deformar diferentemente. O parâmetro de deformação da carga se relaciona com a probabilidade reduzida de transição elétrica  $B(\text{EL})^\dagger$  segundo:

$$\beta_L^C = \frac{4\pi [B(\text{EL})^\dagger]^{1/2}}{3Z_2 \text{ e } R_c^L}, \quad R_c = r_c A^{1/3}$$

Na segunda parte é completada a integração dos elementos de matriz coulombiana calculados na primeira parte, até o raio em que se considera importante a interação eletromagnética. São calculados os elementos de matriz coulombiana a partir do máximo número de ondas parciais usado na primeira parte do programa até o número de ondas parciais em que se deseja incluir a excitação coulombiana. A seguir os elementos de matriz nuclear e coulombiana são combinados, de acordo com as relações da seção II.4, obtendo-se a seção de choque da interferência / entre os processos de excitação nuclear e coulombiana. O objetivo do programa é tratar a excitação coulombia

na como um processo tão importante quanto o de excitação nuclear, sendo possível, inclusive, tratar dos casos em que só há excitação coulombiana. Não há limite para o raio de integração das funções coulombianas, o número máximo de ondas parciais é 600 e não se faz a aproximação  $F_L^C(r)=0$  para  $r < R_C$ .

Este programa não permite a utilização do potencial / de acoplamento spin-órbita ( $V_{SO}$  e  $W_{SO}$ ) no cálculo da seção de choque do espalhamento inelástico. Como no espalhamento elástico de partículas  ${}^3\text{He}$  não foi necessário usar  $V_{SO}$ (ou  $W_{SO}$ ) para ajustar os dados experimentais, tal efeito não deve ser importante no espalhamento inelástico.



## VI - Análise dos dados

VI.1  $\alpha + {}^{124}\text{Sn}$  ( $E_{\text{LAB}} = 19.5 \text{ MeV}$ )

### VI.1.1 Espalhamento elástico

Foi utilizado o conjunto de parâmetros ópticos (SET 1) encontrados por Satchler e Lynne (Sa66) na descrição do espalhamento elástico de partículas  $\alpha$  de 24.7 MeV por Sn.

Os parâmetros e o  $\chi^2$  por ponto estão na tabela VI.1.1.1. A figura VI.1.1.1 mostra a distribuição angular experimental e a previsão teórica do modelo óptico.

### VI.1.2 Estados de um fonon

Os estados de um fonon,  $2^+$  ( $E_{\text{EXC}} = 1.131 \text{ MeV}$ ) e .....  $3^-$  ( $E_{\text{EXC}} = 2.61 \text{ MeV}$ ), foram analisados por DWBA, de acordo com o Ítem II.3.2-c, usando os parâmetros do SET 1 para o fator de forma.

Inicialmente foi utilizado o programa DWUCK. Como o número máximo de ondas parciais desse programa é 50, era esperado (de acordo com o Ítem V.2) que a partir de  $\theta_0 = 160^\circ$  a / CM contribuição da excitação coulombiana estivesse calculada corretamente. No entanto isso não se verificou.

Devido às razões já mencionadas no Ítem V.2, a análise final foi efetuada com o programa PATIWEN.

Fazendo o cálculo da seção de choque com mais de 50 ondas parciais, a previsão teórica ainda se modifica à medida que se aumenta o número de ondas parciais e o raio de integração. A alteração no resultado não é considerável para  $\ell > 100$ . As maiores diferenças aparecem em ângulos dianteiros, onde o primeiro pico das duas distribuições angulares fica mais evidente.

TABELA VI.1.1.1  
Parametros do potencial óptico

<b>feixe</b>	<b>E<sub>inc.</sub></b> (Mev)	<b>v<sub>0</sub></b> (Mev)	<b>r<sub>0</sub></b> (fm)	<b>a<sub>0</sub></b> (fm)	<b>w<sub>v</sub></b> (MeV)	<b>r<sub>v</sub></b> (fm)	<b>a<sub>v</sub></b> (fm)	<b>r<sub>c</sub></b> (fm)	<b>χ<sup>2</sup>/N</b>	<b>SET</b>
$\alpha$	19.50	219.30	1.395	.549	31.80	1.395	.549	1.25	.7	1
$^3\text{He}$	14.35	158.20	1.240	.626	23.80	1.460	.776	1.25	.7	2
$^3\text{He}$	22.35	184.12	1.200	.673	21.64	1.476	.706	1.25	.8	3

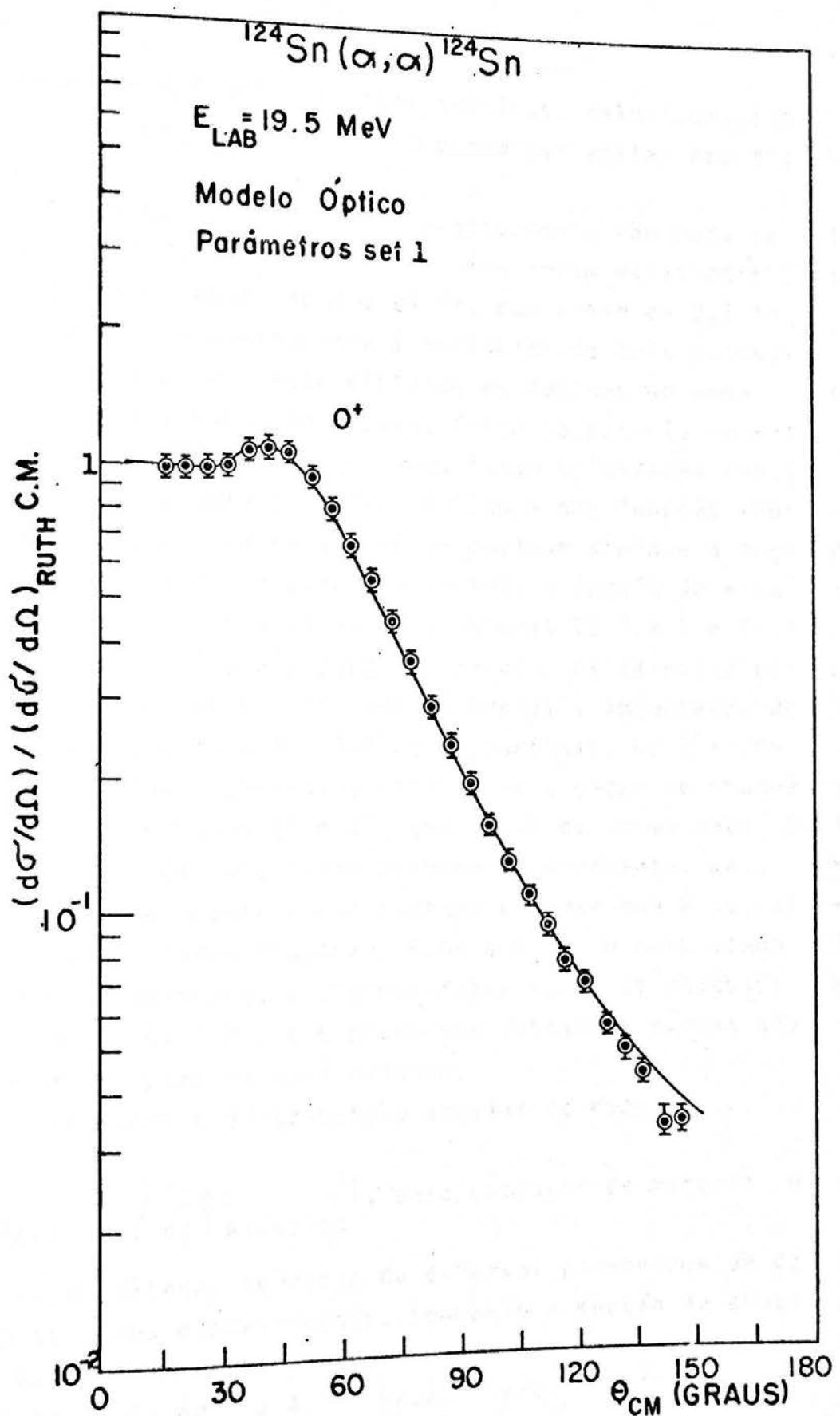


Figura IV.1.1.1 - Distribuição angular do espalhamento elástico de partículas  $\alpha$  e o ajuste teórico obtido com o Modelo Óptico.

As distribuições angulares teóricas, calculadas com diferentes números de ondas parciais, podem ser vistas nas figuras VI.1.2.1 e 2.

A seção de choque nuclear praticamente não muda se calculada com mais de 20 ondas parciais, mas foram utilizadas 35; a integração foi efetuada de 0 a 20 fm, com passo de 0,1 fm.

A excitação coulombiana é influenciada pelo potencial nuclear na medida em que este distorce as funções de onda dos canais de entrada e saída da reação. Assim no cálculo da seção de choque para excitação coulombiana, foram utilizadas funções de onda distorcidas pelo potencial óptico e não funções coulombianas puras. A presença do potencial nuclear diminui a seção / de choque coulombiana à medida que aumenta o ângulo de espalhamento. Esse efeito está mostrado nas figuras VI.1.2.3 e VI.1.2.4, para os estados  $2^+$  e  $3^-$ , respectivamente. Os cálculos para o estado  $2^+$  foram feitos com 250 ondas parciais, integradas de 3 a 331 fm e para o estado  $3^-$ , 150 ondas parciais, de 2 a 286 fm.

Com 50 ondas parciais, calculamos a seção de choque para excitação dos estados  $2^+$  e  $3^-$ , com fator de forma real (RFF) e complexo (CFF). Os resultados diferem ligeiramente, mas, dentro dos erros experimentais não podemos afirmar que é necessário usar fator de forma complexo. Como o CFF é o mais usado / atualmente na literatura, decidimos fazer todos os cálculos com CFF. Nas figuras VI.1.2.5 e 6 podem ser vistas as curvas teóricas do RFF e CFF para os dois estados.

Utilizamos a distribuição angular da razão .....

$\left[ \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{inelástico} \Big/ \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{elástico} \right]$ , para comparar de maneira mais sensível os resultados teóricos de diversos parâmetros de deformação com os dados experimentais. Enquanto a seção de choque / varia no máximo de uma ordem de grandeza em todo intervalo angular, a razão varia de 3 a 4. Na razão estão cancelados erros / sistemáticos na medida de espessura do alvo e diminuídos os efeitos dos parâmetros ópticos. Isso torna mais evidentes, se houver, erros que pertençam somente aos dados experimentais do espalhamento elástico ou ao inelástico.

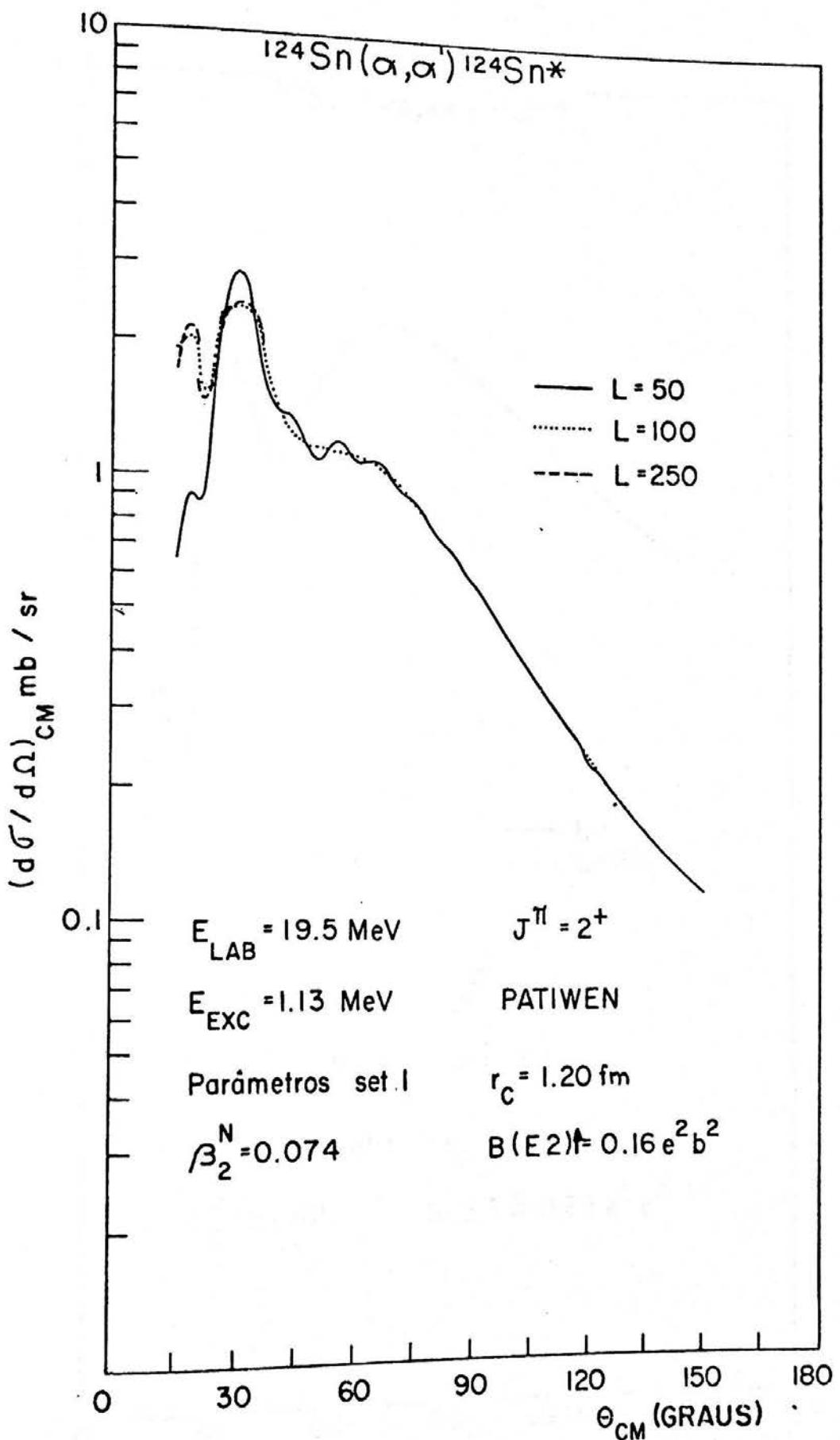


Figura VI.1.2.1 - Variação da distribuição angular do esparlhamento inelástico de partículas  $\alpha$  com o número de ondas parciais.

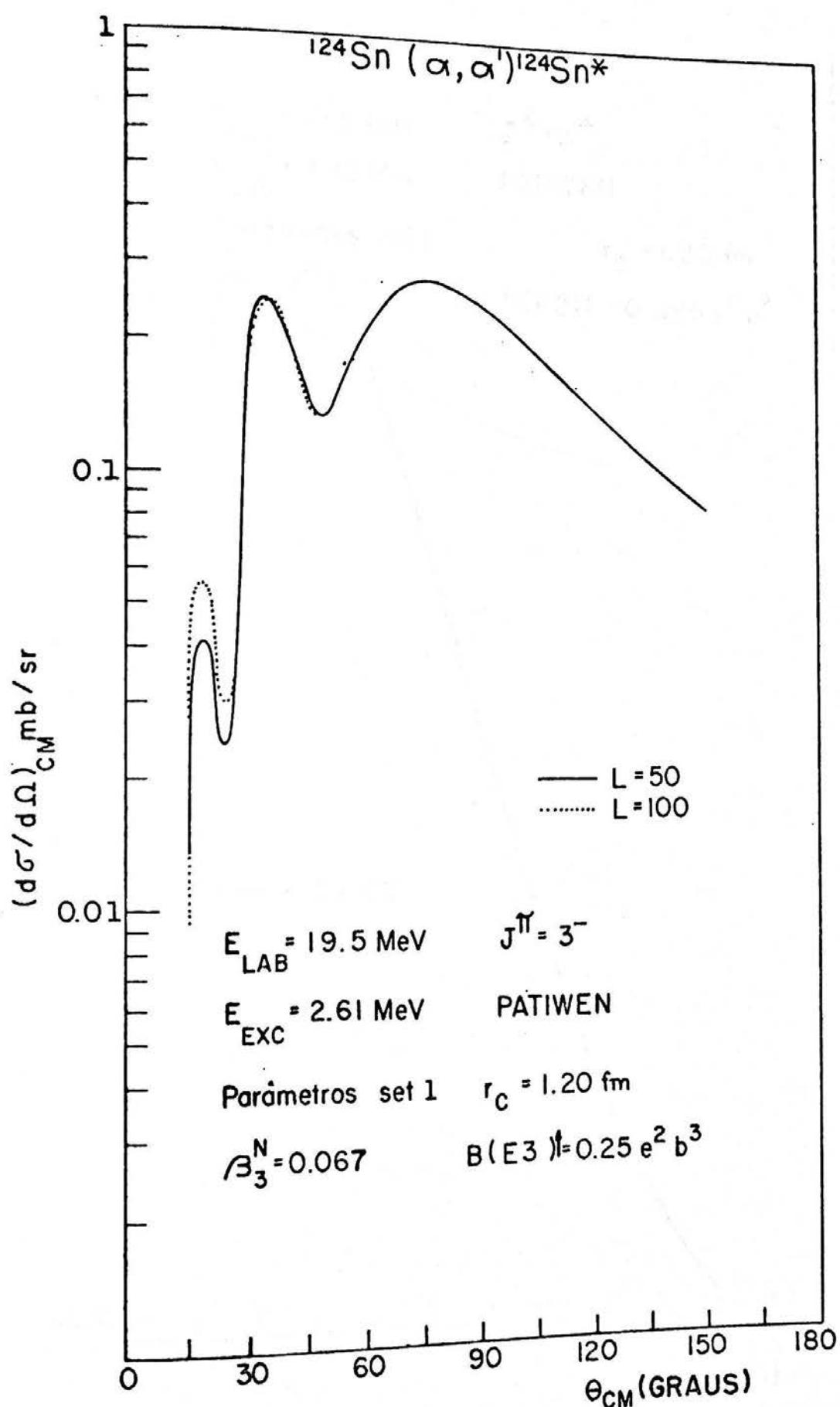


Figura VI.1.2.2 - Variação da distribuição angular do espalhamento inelástico de partículas  $\alpha$  com o número de ondas parciais.

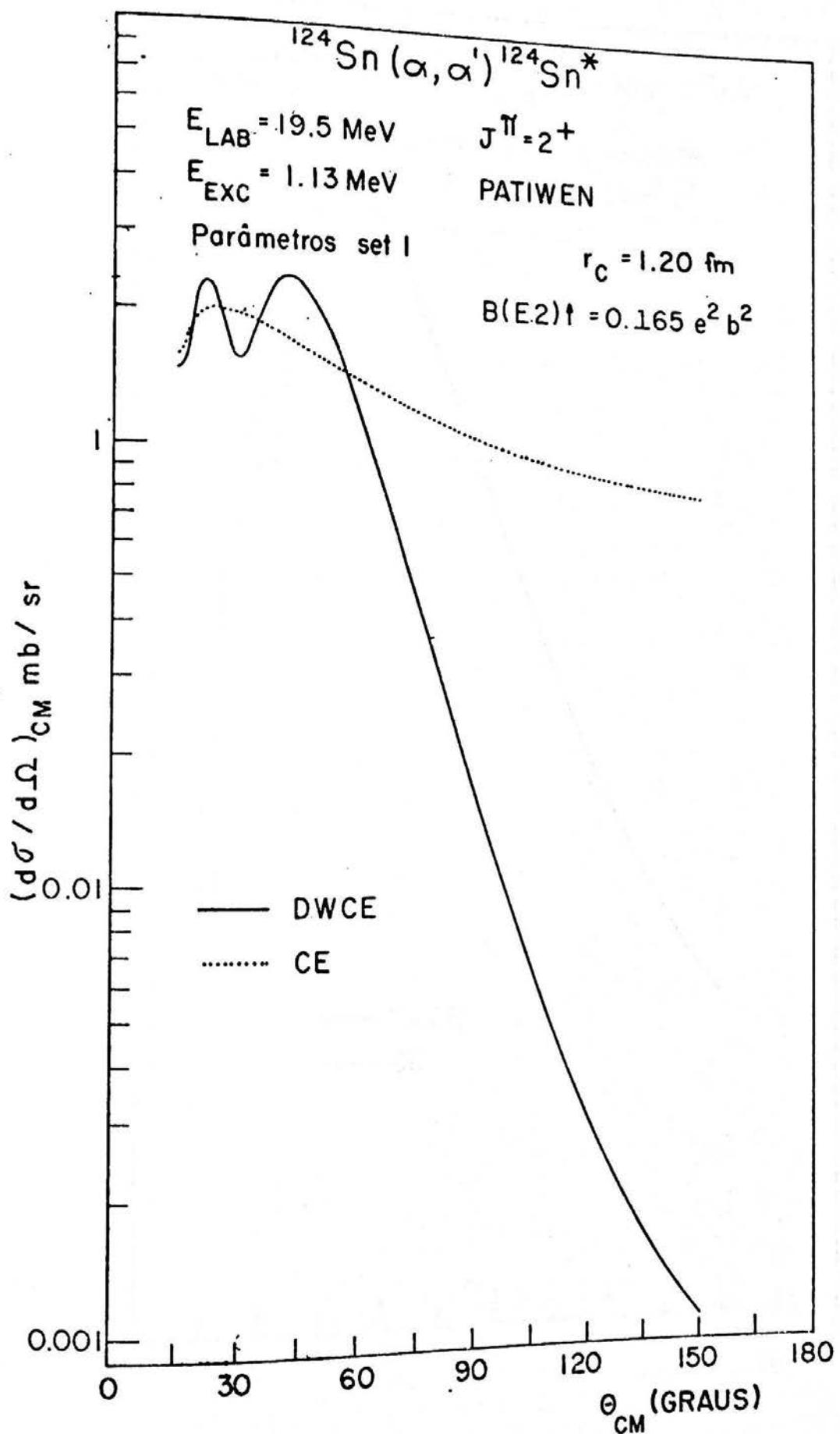


Figura VI.1.2.3

Comparação entre a seção de choque de excitação coulombiana pura (CE) e a calculada com ondas distorcidas (DWCE) para o estado  $2^+$ .

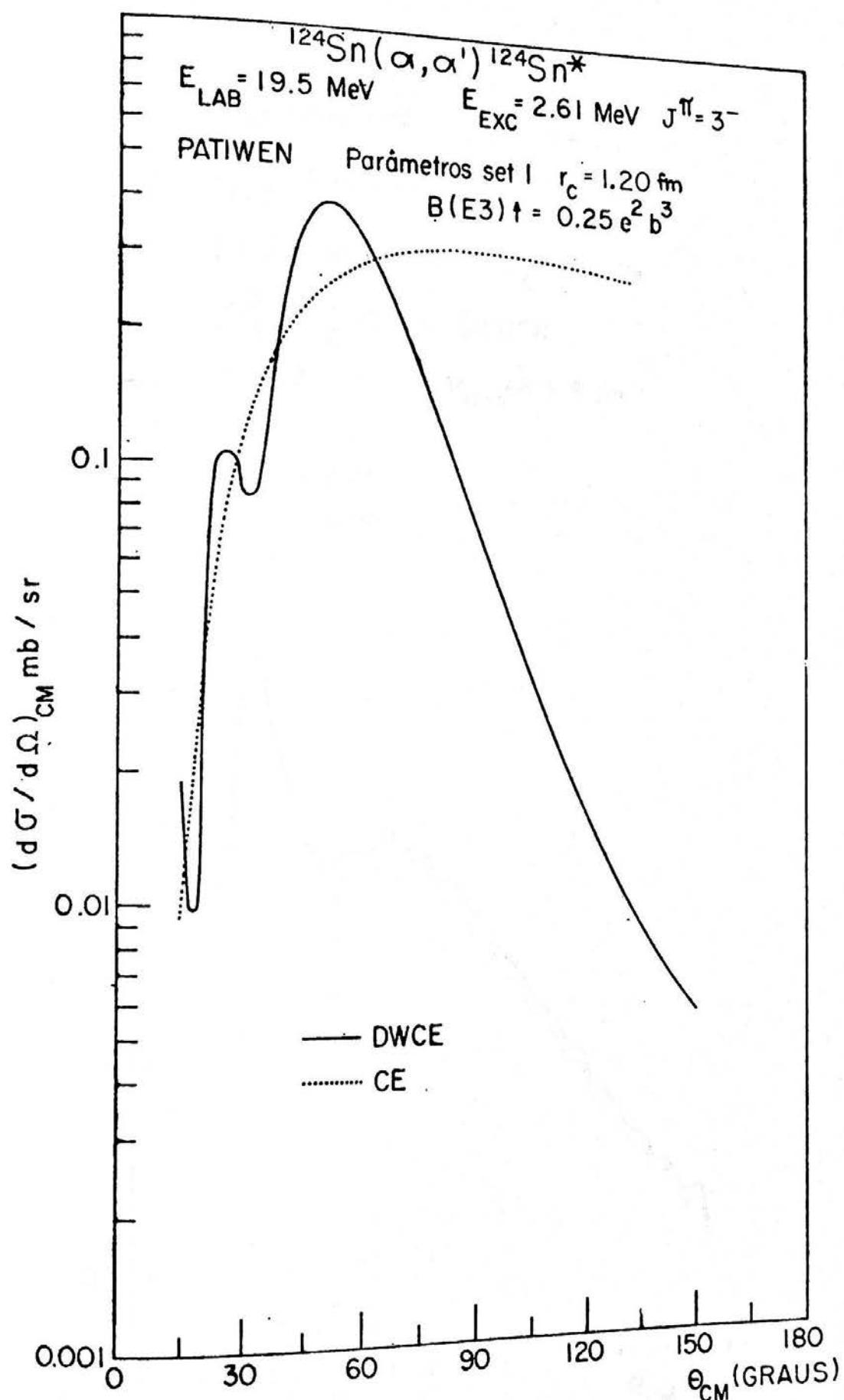


Figura VI.1.2.4

Comparação entre a seção de choque de excitação coulombiana pura (CE) e a calculada com ondas distorcidas (DWCE) para o estado  $3^-$ .

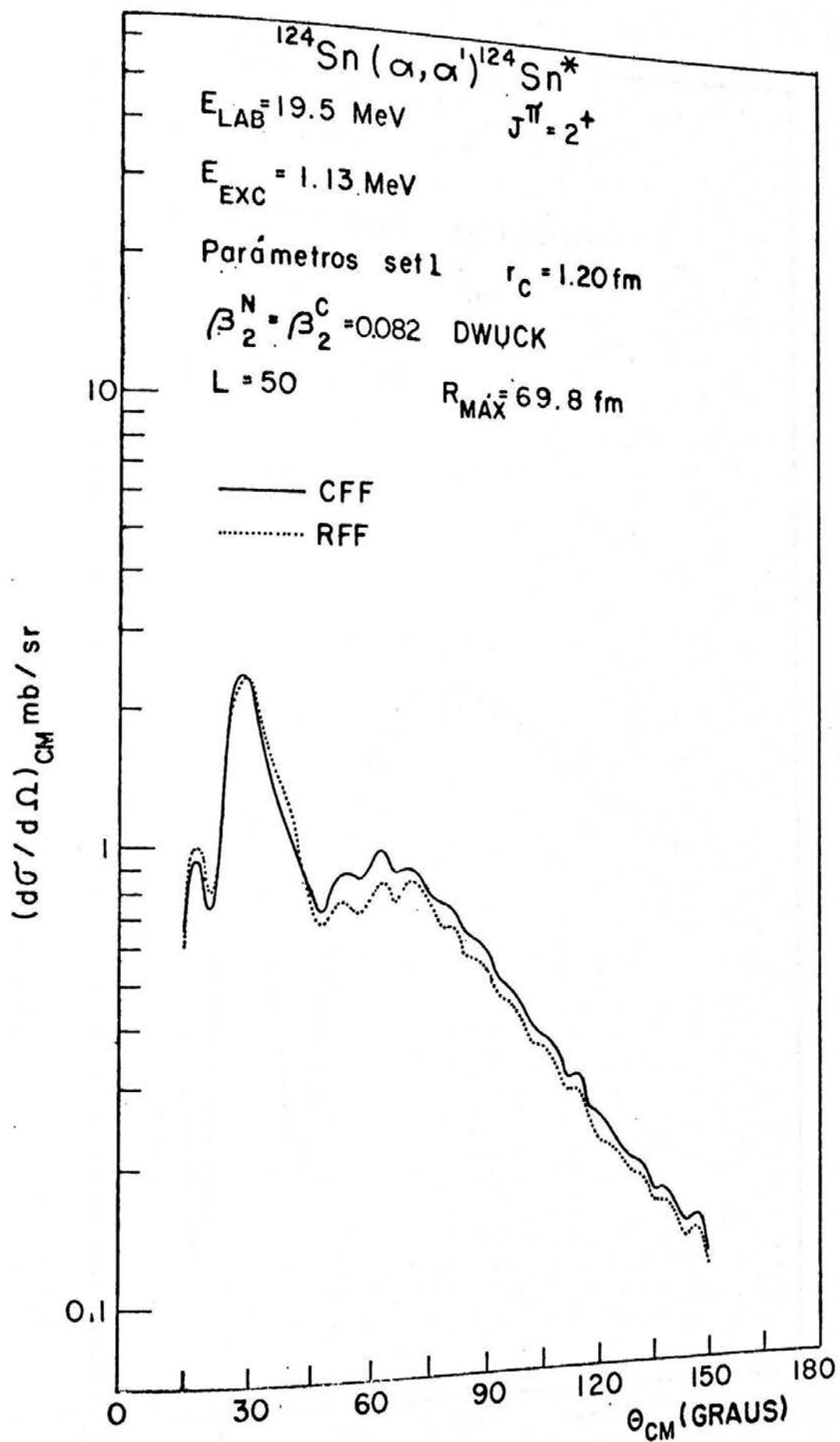


Figura VI.1.2.5  
 Comparação entre os cálculos efetuados com fator de forma complexo (CFF) e fator de forma real (RFF).

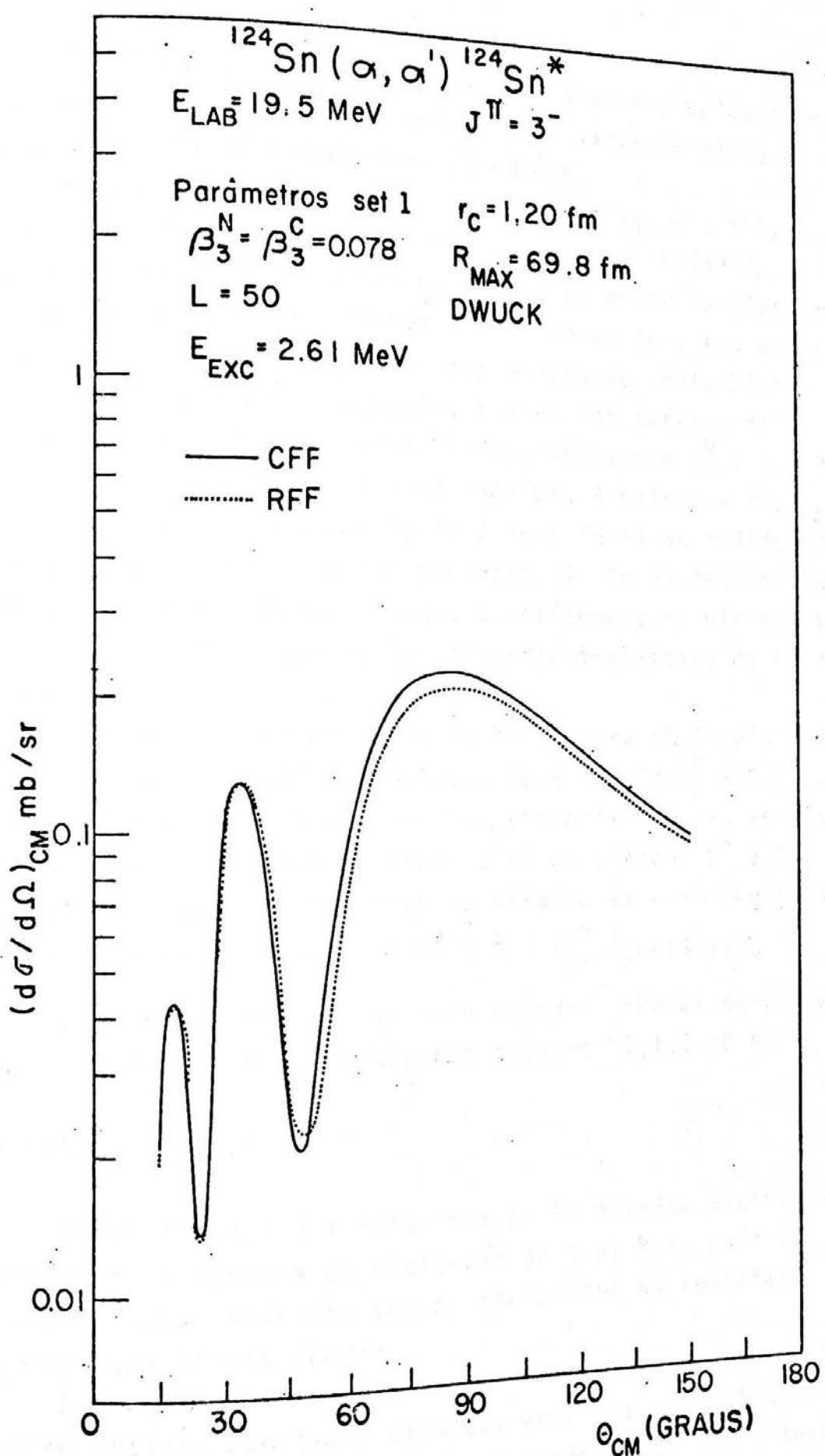


Figura VI.1.2.6

Comparação entre os cálculos efetuados com fator de forma complexo (CFF) e fator de forma real (RFF).

A tabela VI.1.2.1 mostra o resultado dos cálculos para os estados  $2^+$  e  $3^-$ . Com  $\beta_2^C$  deduzido do valor de  $B(E2)$  da literatura ( $0.165e^2b^2$ ) obtivemos  $\beta_2^N = 0.074$ .

Na análise de dados das reações  $^{124}\text{Te}(\alpha, \alpha')^{124}\text{Te}^*$ ,  $^{124}\text{Te}(\alpha, \alpha')^{124}\text{Te}^*$  (Sa76) e  $^{122}\text{Te}(\alpha, \alpha')^{122}\text{Te}^*$  (Ra76), um bom ajuste entre a previsão teórica e as distribuições angulares experimentais foi obtido para valores de  $B(E2)$  da ordem de 15% menores que os medidos por excitação coulombiana.

Devido a essa informação, também foi tentado melhorar o ajuste variando o valor de  $B(E2)$ . Obtivemos  $\beta_2^N = 0.077$  e um  $\beta_2^C$  correspondente a  $B(E2) \approx 0.136e^2b^2$ . A melhoria no ajuste, em relação ao obtido com  $B(E2)$  fixo e igual ao medido por excitação coulombiana, não foi perceptível. Se os desvios experimentais fossem menores, talvez poderíamos concluir se esse efeito também se verifica no espalhamento inelástico de partículas  $\alpha$  em  $^{124}\text{Sn}$ .

Usando o valor de  $B(E3)$  da literatura ( $0.126e^2b^3$ ), foi obtido para o estado de um fonon de octupolo  $\beta_3^N = 0.073$ . Nas figuras VI.1.2.7, .8 e .9 vemos, respectivamente, as distribuições angulares experimentais para os estados  $2^+$  e  $3^-$  com os melhores ajustes teóricos, mostrando as contribuições nucleares e coulombianas. As razões  $R = ((\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\text{inelástico}} / (\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\text{elástico}})$  experimentais do dois estados, com as curvas teóricas correspondentes, estão nas figuras VI.1.2.10 e 11.

### VI.1.3 Outros estados

A tabela VI.1.3.1 relaciona os 10 estados excitados observados até a energia de excitação de 3.91 MeV, onde os spins e paridades indicados são os atribuídos na compilação do Nuclear Data Sheets (Be73).

Extraímos as distribuições angulares (de 700 até 1450) dos quatro estados excitados situados entre os de um fonon  $2^+$  e  $3^-$  (figura IV.1.3). Os resultados experimentais estão mostrados na figura VI.1.3.1. De uma maneira geral, a seção de choque para excitação desses estados é duas ordens de grandeza inferior à do estado de um fonon  $2^+$  e uma ordem de grandeza

TABELA VI.1.2.1
 $\alpha + {}^{124}\text{Sn}$       Parâmetros de Deformação

$J^\pi$	$\beta_\ell^N$	$\beta_\ell^C$	$B(E\Gamma)^\dagger$	$\chi^2/N$	obs.
$2^+$	$.074 \pm .006$	.088	$.165 \pm .004$	1.7	$B(E2)^*$ medido
$2^+$	$.077 \pm .005$	.080	$.136 \pm .024$	1.1	$B(E2)$ ajustado
$3^-$	$.073 \pm .012$	.123	$.126 \pm .033$	.5	$B(E3)^{**}$ medido

\* média entre os valores medidos por (St70) e (Sa75)

\*\*média entre os valores medidos por (Al64)

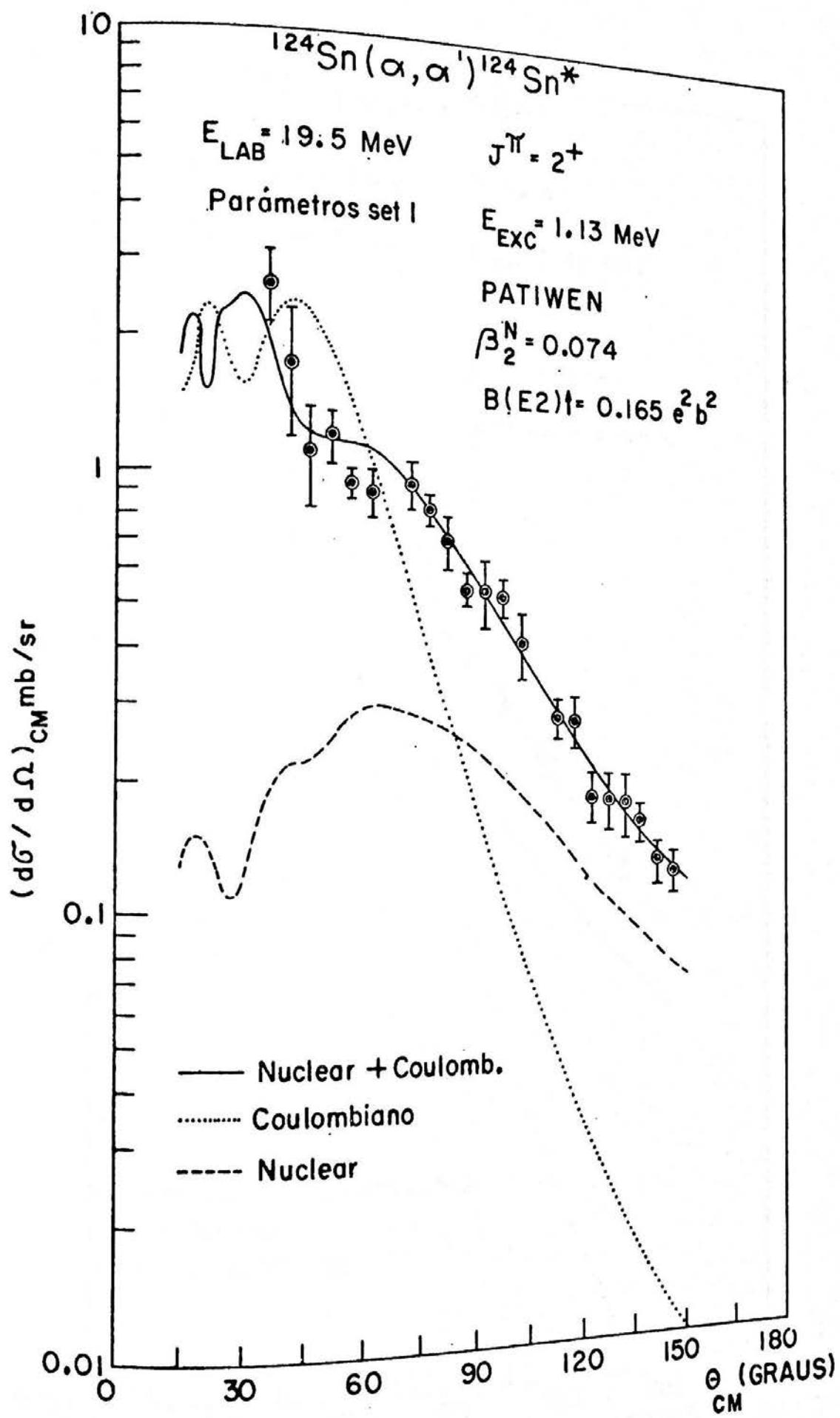


Figura VI.1.2.7  
 Efeitos das contribuições nuclear e coulombiana na distribuição angular  $2^+$ .

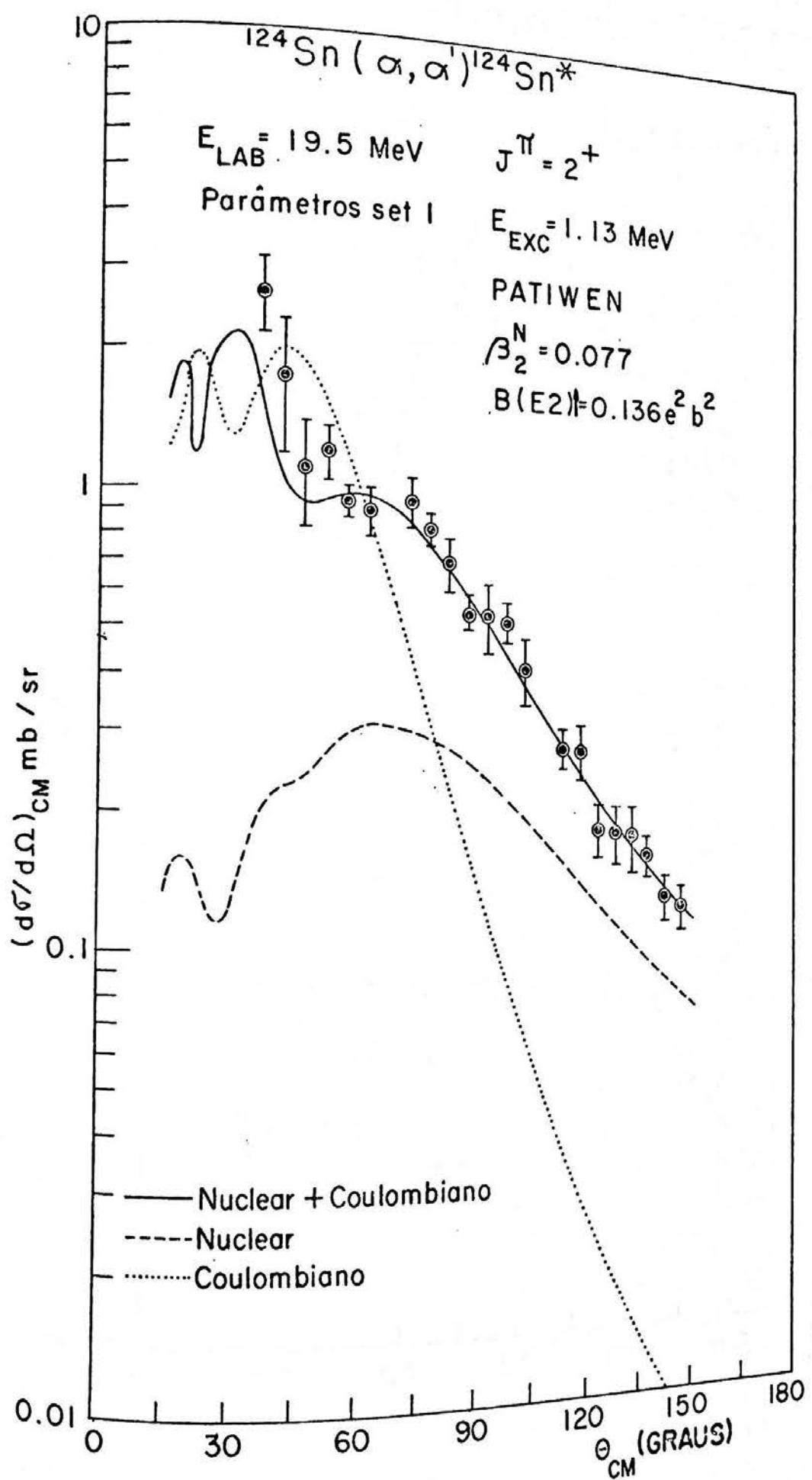


Figura VI.1.2.8  
 Efeitos das contribuições nuclear e coulombiana na distribuição angular  $2^+$ .

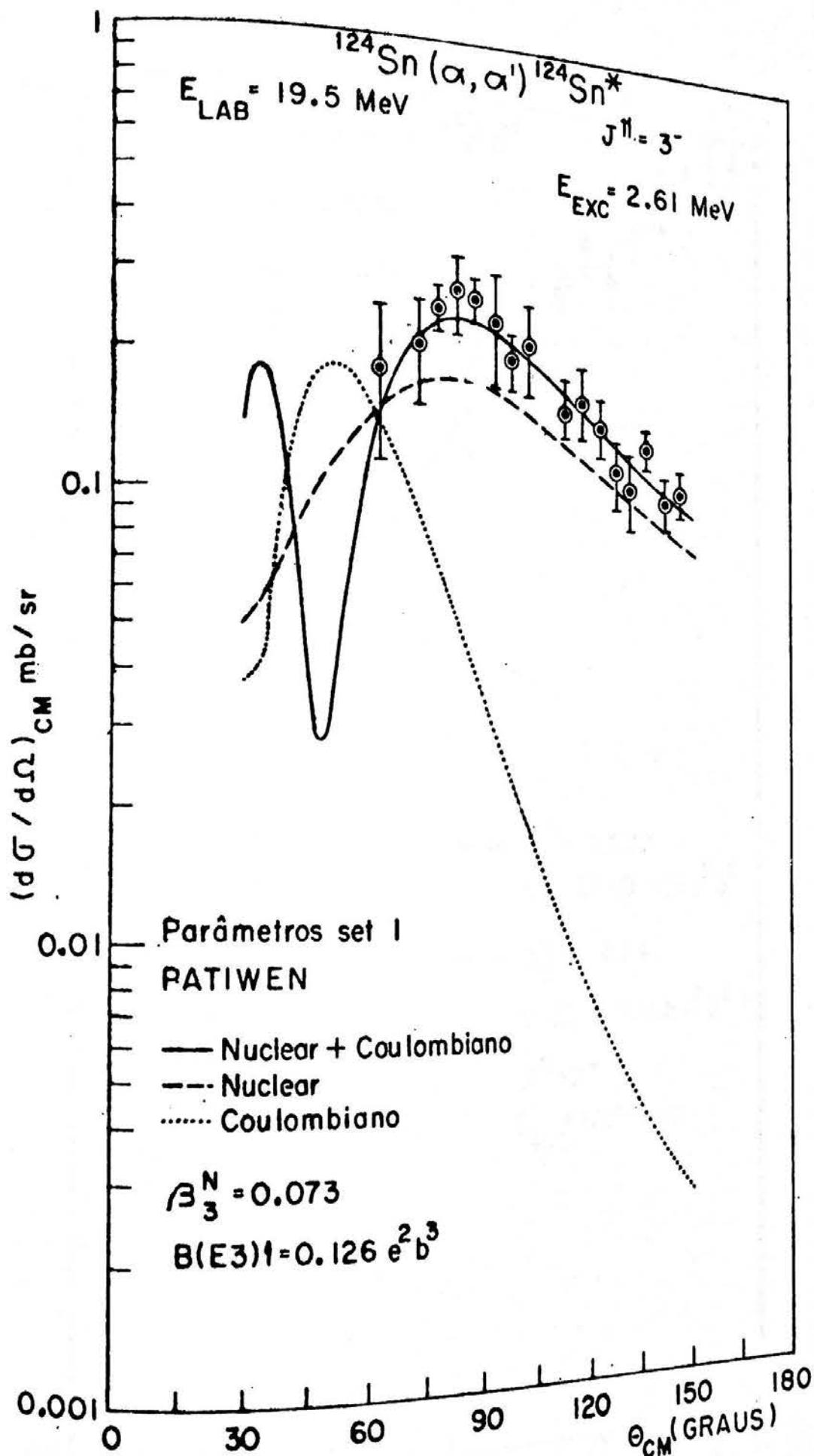


Figura VI.1.2.9  
 Efeitos das contribuições nuclear e coulombiana na distribuição angular  $3^-$ .

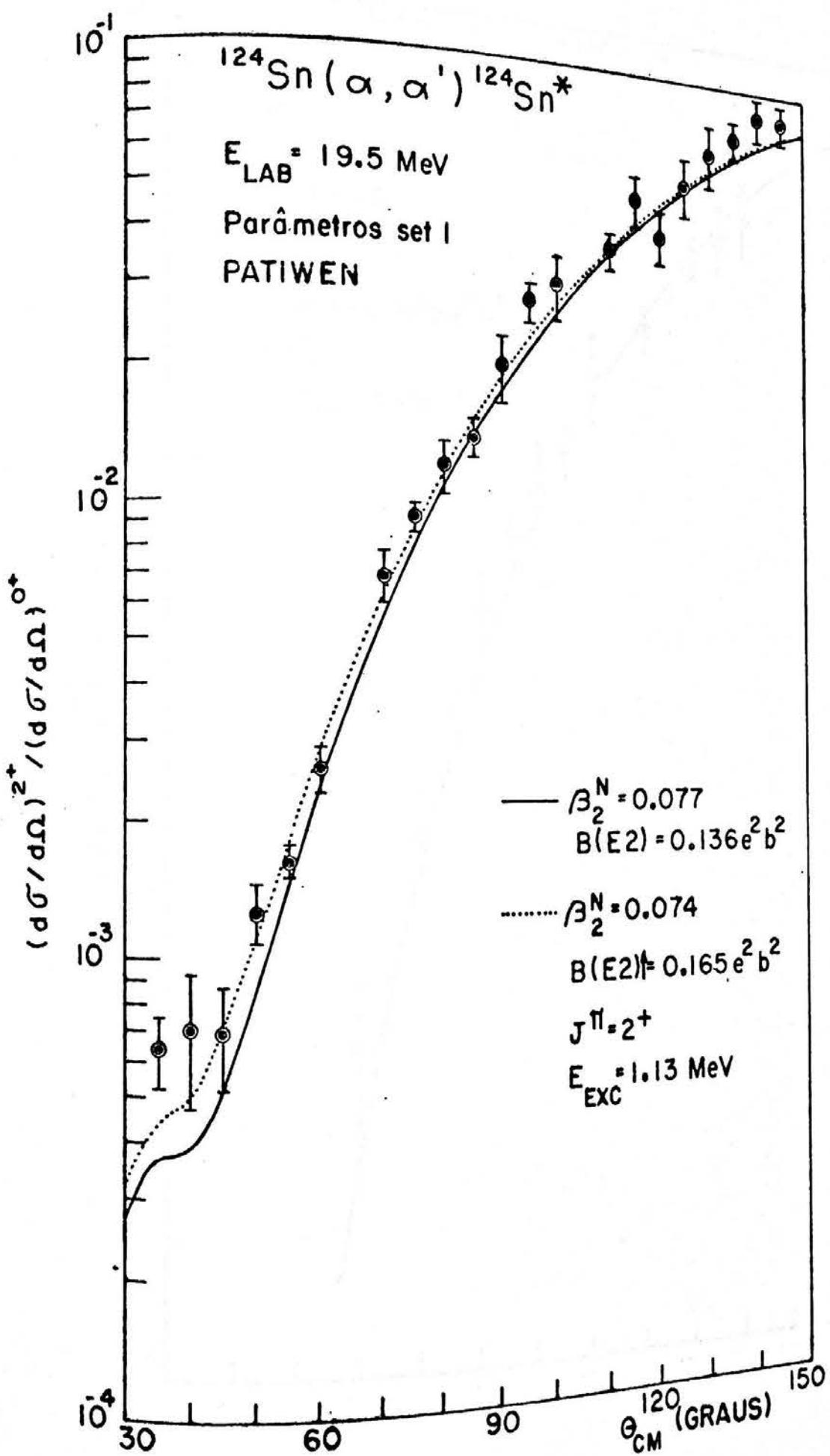


Figura VI.1.2.10  
 $(d\sigma^{2+}/d\Omega)^*/(d\sigma^{0+}/d\Omega)$  medidos e as previsões teóricas obtidas com o programa PATIWEN.

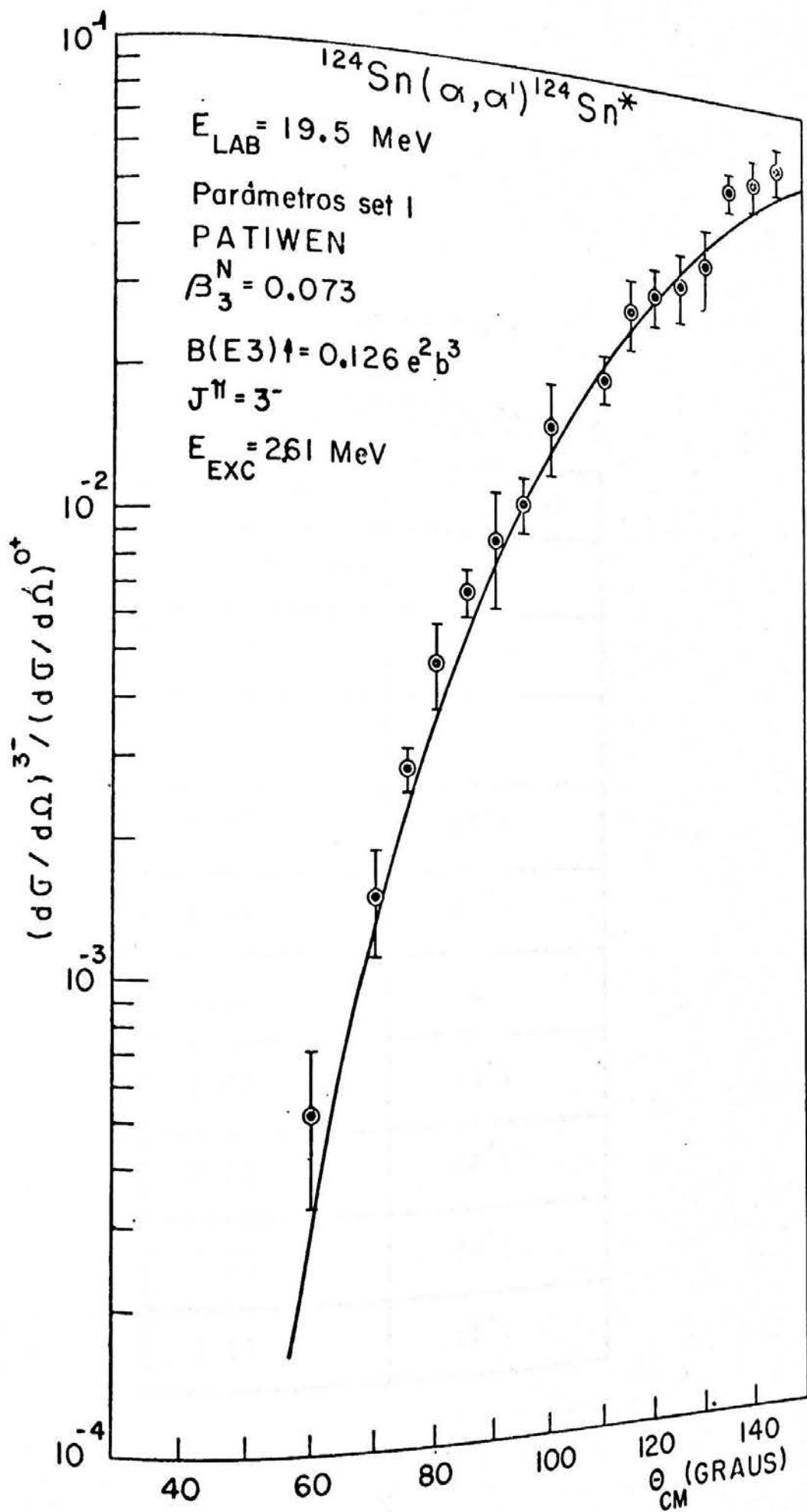


Figura VI.1.2.11  
 $(d\sigma^3^- / d\Omega) / (d\sigma^0^+)$ , medidos e a previsão teórica obtida com o programa PATIWEN.

TABELA VI.1.3.1

ESTADOS OBSERVADOS EM  $^{124}\text{Sn}$ 

$E$ (MeV)	$J^\pi$ (Br73)
$1.13 \pm 0.02$	$2^+$
2.10	-
2.21	-
2.31	$(7^-)$
2.43	$(2^+)$
2.61	$3^-$
3.01	$(3^-)$
3.23	$(2^+)$
3.34	$(4^+)$
3.91	$(2^+)$

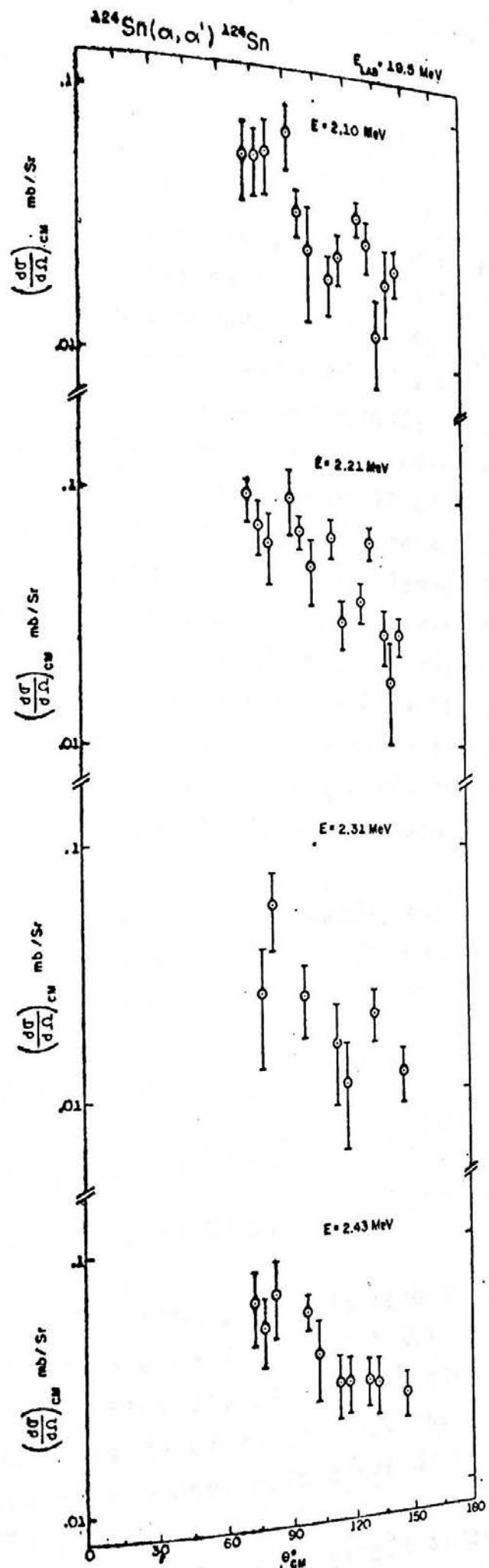


Figura VI.1.3.1  
Distribuições angulares de outros estados excitados observados

inferior à do estado de um fonon  $3^-$ .

De acordo com as previsões do modelo coletivo e de estudos sistemáticos de nucleos na região do  $^{124}\text{Sn}$ , alguns desses níveis devem corresponder a estados de dois fonons.

Estes estados só podem ser excitados por um processo de duas etapas de um fonon. Assim, a seção de choque para excitação desses níveis não pode ser calculada pela teoria de DWBA em 1ª ordem. Existem cálculos de DWBA em 2ª ordem (Ba68, Ch70) que poderiam ser aplicados nesse caso. Em geral esses níveis são tratados com a teoria de canais acoplados (Ta65, Lu74).

O diagrama de níveis do  $^{124}\text{Sn}$  observado nessa experiência está na figura VI.1.3.2. Também são mostrados os níveis que foram adotados na compilação do Nuclear Data Sheets (Br73). A reação  $(\alpha, \alpha')$  deve excitar preferencialmente estados coletivos. Os outros níveis conhecidos do  $^{124}\text{Sn}$  que não foram excitados no espalhamento inelástico, provavelmente não são de caráter predominantemente coletivo.

O modelo simples da gota líquida, com os fatores de normalização empíricos dados por Rowe (Rw70), dá, para as energias dos níveis, o seguinte:

$$\hbar\omega_\lambda = 13 \lambda^{3/2} A^{-1/2} (\text{MeV})$$

$$\text{com } \begin{cases} \hbar\omega_2 |_{\text{norm.}} = 0.2 \hbar\omega_2 \\ \hbar\omega_3 |_{\text{norm.}} = 0.4 \hbar\omega_3 \end{cases}$$

O diagrama de níveis do  $^{124}\text{Sn}$  calculado segundo esse modelo constitue o diagrama teórico B da figura VI.1.3.1.

Como vimos no item II.1.3, esse modelo não separa os níveis degenerados de mais de um fonon. Para isso é necessário expandir a hamiltoniana em ordens mais altas do parâmetro de anharmonicidade  $\eta$  (seção II.1.2).

A expansão em 2ª ordem de  $\eta$  (Ke62) separa o tripleto, mas prevê energias menores que as medidas para o exemplo usado, Ni<sup>62</sup>. Além disso, a teoria com essa expansão não permite que a razão entre a energia do primeiro estado  $4^+$  e o primeiro  $2^+$  exceda 2.0, enquanto que em vários nucleos vibracionais essa ra-

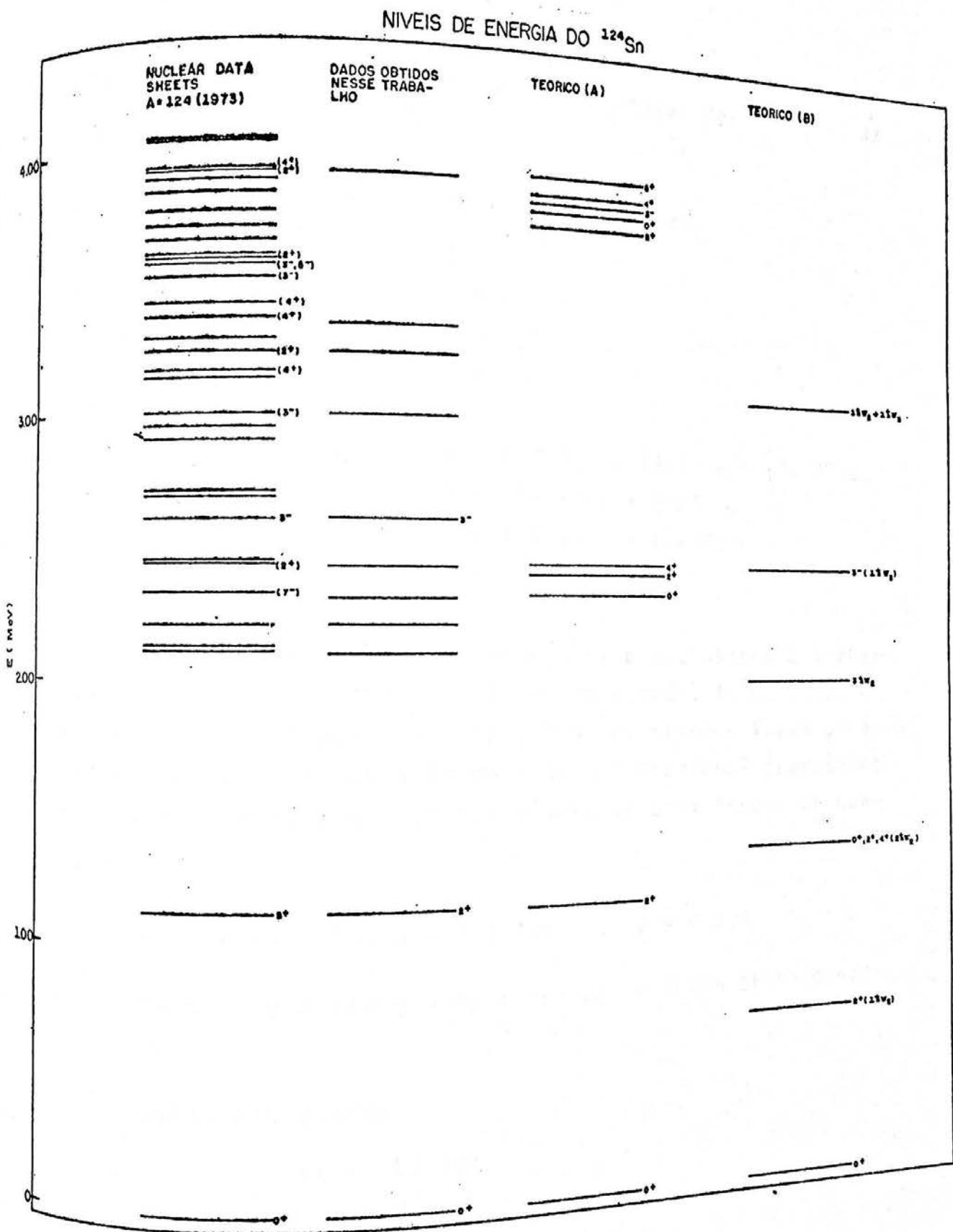


Figura VI.1.3.2  
Diagrama de níveis de energia do  $^{124}\text{Sn}$ .

zão é maior que esse limite.

Expandindo até 30 ordem em  $n$ , esta limitação não aparece (Br65), dando o seguinte para as energias dos níveis de fonons de quadrupolo:

Nº fonons	J	E(unidade relativa)
1	2	1
2	0	2 + $\epsilon_0$
2	2	2 + $\epsilon_2$
2	4	2 + $\epsilon_4$
3	0	3 + $3\epsilon_2$
3	2	3 + $(7/5)\epsilon_0 + (4/7)\epsilon_2 + (36/35)\epsilon_4$
3	3	3 + $(17/5)\epsilon_2 + (6/7)\epsilon_4$
3	4	3 + $(11/7)\epsilon_2 + (10/7)\epsilon_4$
3	6	3 + $3\epsilon_4$

Para obter os valores de  $\epsilon_0$ ,  $\epsilon_2$  e  $\epsilon_4$ , usamos o trabalho de Hadermann e Rester (Ha74). Neste estudo, todos os dados experimentais de estados de dois fonons existentes foram parametrizados dentro do contexto do modelo vibracional anarmônico. O resultado para as energias dos níveis de dois fonons de quadrupolo é :

$$E_J = (2E_2 + 60\sqrt{2J+1}) \text{ KeV}, \quad J = 0, 2, 4$$

onde  $E_2$  é a energia do nível de um fonon de quadrupolo.

Obtivemos assim:

$$\epsilon_0 = 60 \text{ KeV}$$

$$\epsilon_2 = 134 \text{ KeV}$$

$$\epsilon_4 = 180 \text{ KeV}$$

O diagrama teórico A da figura VI.1.3.1., mostra o esquema de níveis calculado pelo modelo com expansão até 30 ordem de  $n$  e os parâmetros e acima. A concordância entre os níveis medidos e calculados é satisfatória.

VI.2  $^3\text{He} + ^{124}\text{Sn}$  ( $E_{\text{LAB}} = 14.35 \text{ MeV}$ )

VI.2.1 Espalhamento elástico

Vários conjuntos de parâmetros do potencial óptico foram usados. O melhor ajuste foi obtido com o conjunto de parâmetros SET 2 mostrado na Tabela VI.1.1.1. A distribuição angular medida e a previsão teórica calculada com o SET 2 são mostradas na figura VI.2.1.1.

VI.2.2 Estados de um fonon

Só foi possível detetar o primeiro estado excitado, correspondente a um fonon de quadrupolo ( $E_{\text{EXC}} = 1.131 \text{ MeV}$ ). Para o estado de um fonon de octupolo, pudemos estabelecer um limite superior para a seção de choque:

$$\theta_{\text{LAB}}^0 = 130^\circ \quad (\theta_{\text{CM}}^0 = 131.2^\circ)$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{\text{CM}}^{^3\text{-}} \leq 0.015 \text{ mb/sr}$$

A distribuição angular  $2^+$  foi analisada com o programa PATIWIN, da mesma maneira que o espalhamento inelástico de partículas alfa (Item VI.1.2). Neste caso, no cálculo da excitação coulombiana, a integração foi efetuada de 6 a 448 fm (250 onda parciais).

Como a experiência foi realizada numa energia  $\approx 4 \text{ MeV}$  / abaixo da barreira coulombiana, a contribuição nuclear para a seção de choque é bastante pequena, especialmente em ângulos diretores. Julgamos que a distribuição angular não era suficientemente sensível a  $\beta_2^N$  para determiná-la. Usamos, então, os valores de  $\beta_2^N$  obtidos da reação com partículas alfa.

Para obter um ajuste razoável foi necessário diminuir de  $\approx 20\%$  o valor do  $B(E2)$  medido ( $0.165 e^2 b^2$ ). O resultado da variação dos parâmetros  $\beta_2^C$  e  $\beta_2^N$  está na tabela VI.2.2.1.

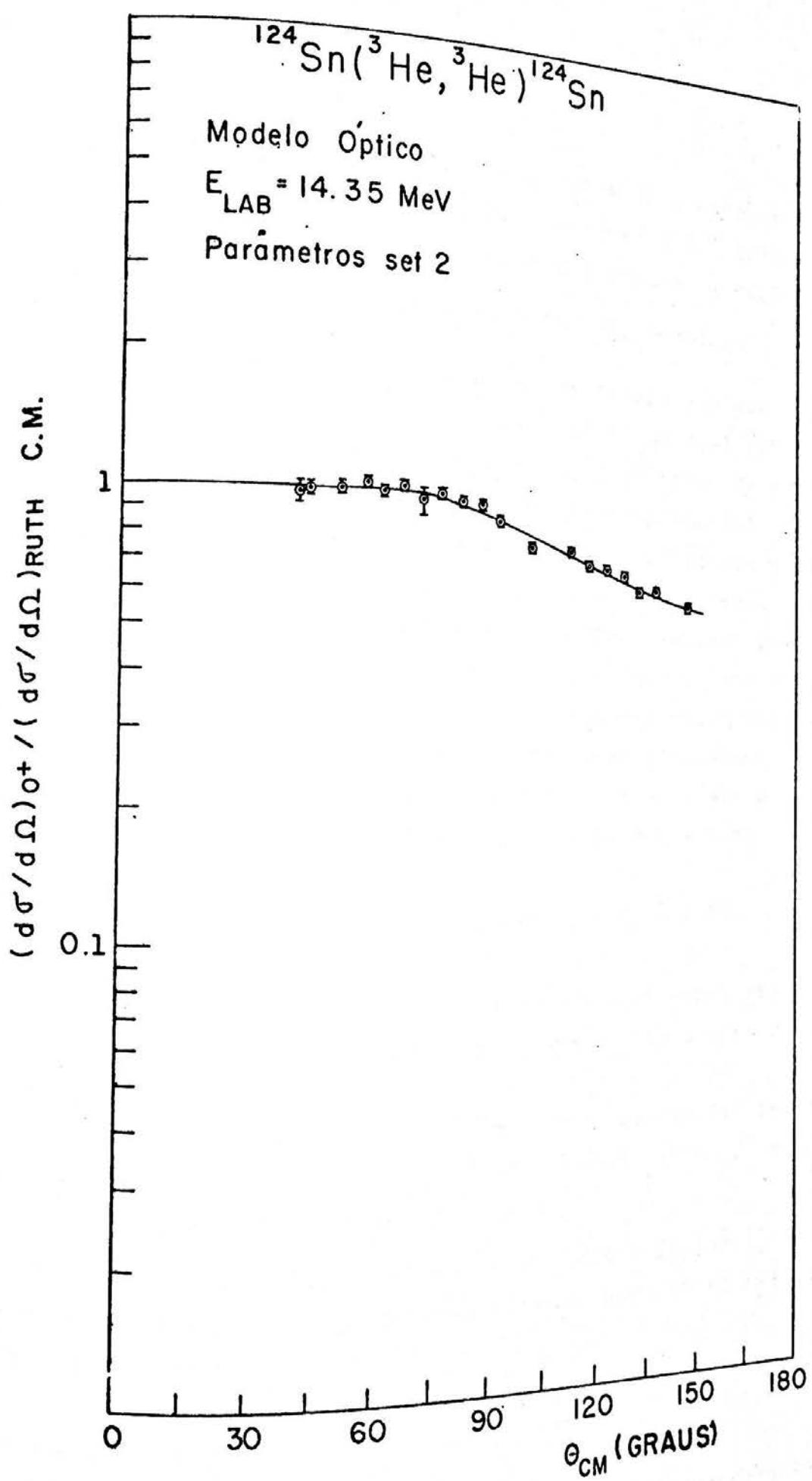


Figura VI.2.1.1  
 Distribuição angular do espalhamento elástico de partículas  $\text{He}^3$  por  $^{124}\text{Sn}$  e a previsão teórica obtida com o modelo óptico.

A distribuição angular experimental e os ajustes teóricos com os parâmetros de deformação da Tabela VI.2.2.1 estão nas figuras VI.2.2.1 e .2. A figura VI.2.2.3 mostra a razão...  $\left[ \frac{d\sigma}{d\Omega} \right]^{2^+} / \left[ \frac{d\sigma}{d\Omega} \right]^{0^+}$  experimental e as previsões teóricas.

Da mesma maneira que na análise da reação com partículas alfa, foram feitos cálculos com fator de forma real (RFF) e complexo (CFF). Verificou-se ser necessário usar fator de forma complexo para ajustar a distribuição angular experimental. É possível que isto se deva à geometria do potencial óptico usado, cujo raio da parte imaginária é maior que o da parte real. Na reação com partículas alfa isso não teria sido observado uma vez que a geometria da parte real do potencial óptico era igual à da parte imaginária. Na figura VI.2.2.4 vemos a distribuição angular experimental e as curvas teóricas correspondentes ao RFF e CFF. O cálculo foi efetuado com 250 ondas parciais e os parâmetros de deformação correspondentes ao melhor ajuste.

### VI.3 ${}^3\text{He} + {}^{124}\text{Sn}$ ( $E_{\text{LAB}} = 22.35 \text{ MeV}$ , $\theta_{\text{LAB}} = 90^\circ$ )

O espalhamento elástico foi analisado em outro trabalho (Me75) e o conjunto de parâmetros do potencial óptico obtido constitui o SET 3 da Tabela VI.1.1.1.

Usando os parâmetros do SET 3, foram calculadas as seções de choque para excitação dos estados de um fonon,  $2^+$  e  $3^-$ , variando  $\beta_\ell^C$  e  $\beta_\ell^N$ , com o programa PATIWEN.

Os estados excitados observados (Tabela VI.1.3.1) até a energia de 3.34 MeV, são os mesmos estados medidos na reação com partículas alfa.

#### VI.3.1 Estado $J^\pi = 2^+$

Devido à energia utilizada, a seção de choque para excitação coulombiana é quatro vezes menor que a seção de choque para excitação nuclear no ângulo medido ( $\theta_{\text{LAB}} = 90^\circ$ ). Além disso, esse ângulo fica longe da região de interferência entre ex-

TABELA VI.2.2.1

${}^3\text{He} + {}^{124}\text{Sn}$   $E_{\text{LAB}} = 14.35 \text{ MeV}$   $J^\pi = 2^+$  Parâmetros de Deformação

$\beta_2^N$	$\beta_2^C$	$B(E2)$	$\chi^2/N$	obs.
.074 ± .014	.088	.165 ± .004	11.9	$B(E2)$ * medido
.077 ± .006	.080	.136 ± .020	2.5	melhor ajuste

\* média entre os valores medidos por (St70) e (Sa75)

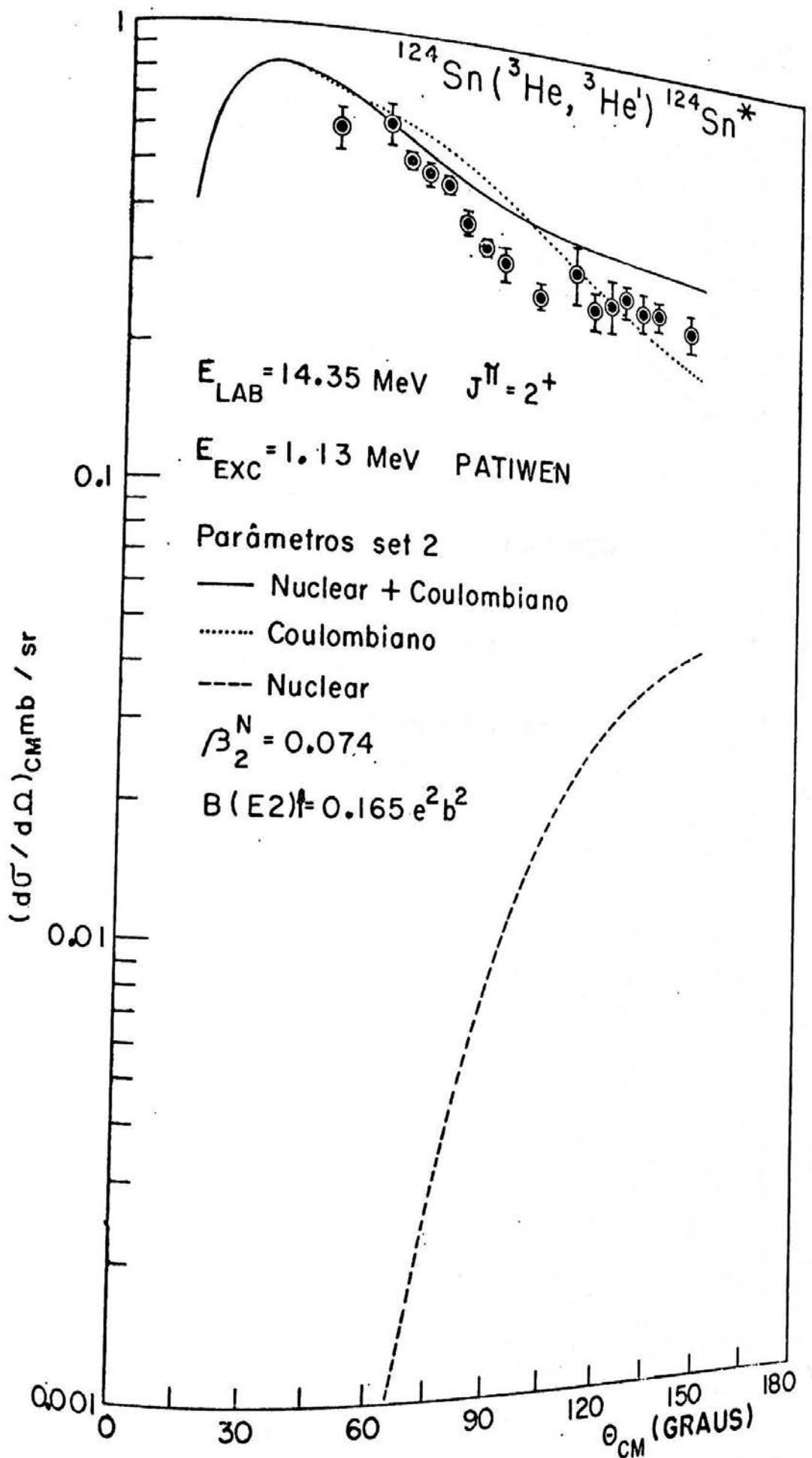


Figura VI.2.2.1  
Efeitos das contribuições nuclear e coulombiana na distribuição angular  $2^+$ .

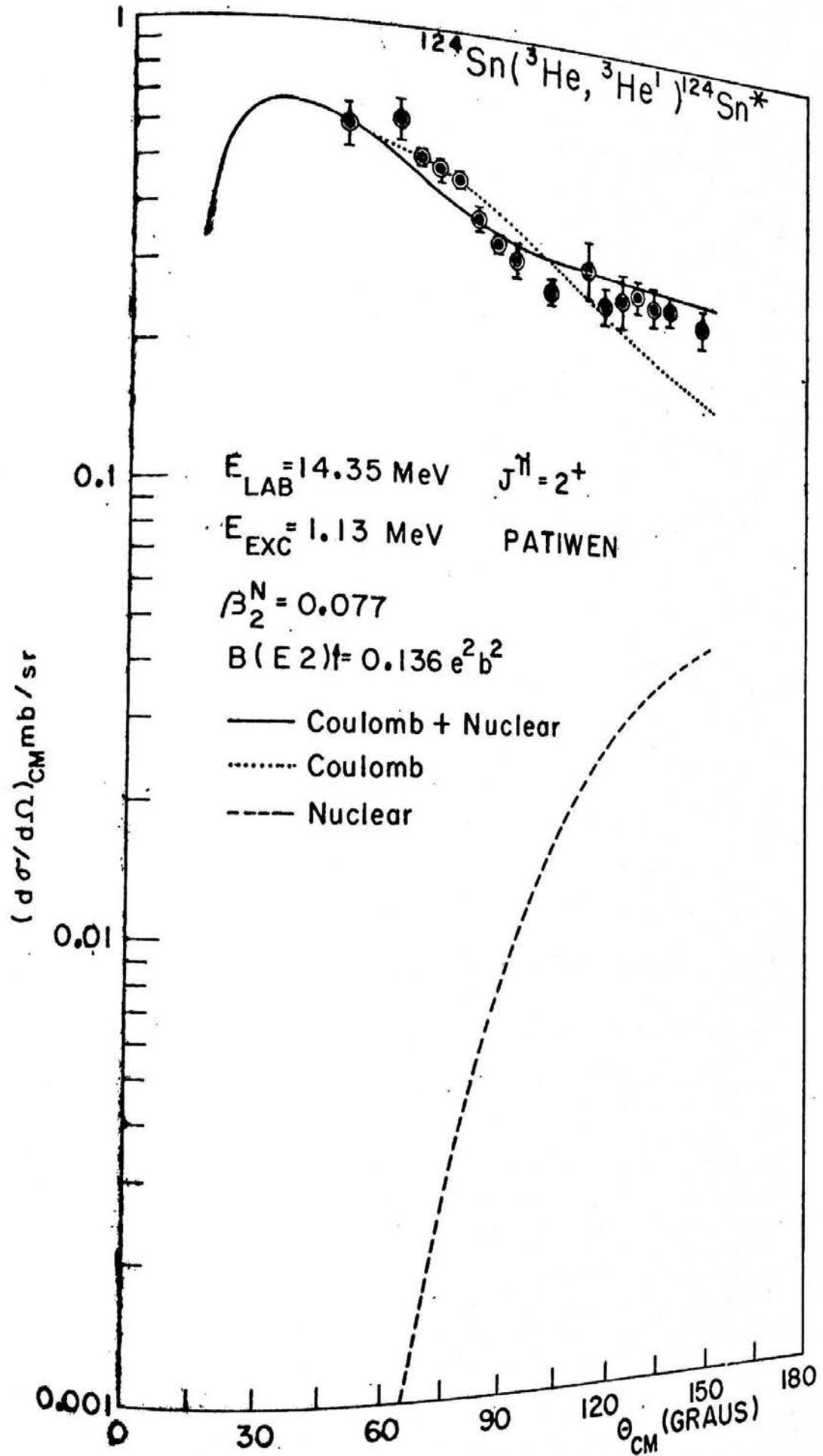


Figura VI.2.2.2  
 Efeitos das contribuições nuclear e coulombiana na distribuição angular  $2^+$ .

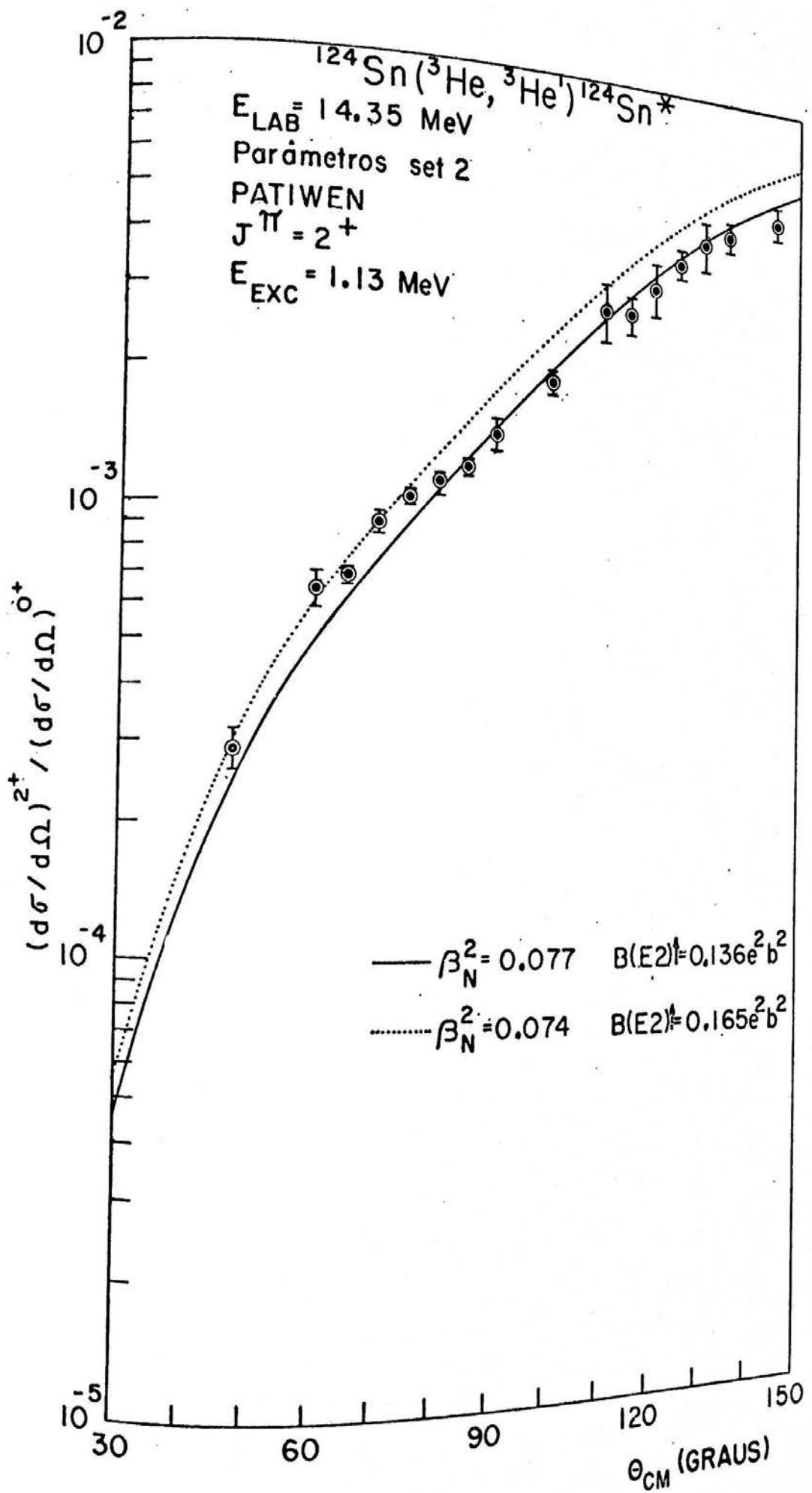


Figura VI.2.2.3  
 $(d\sigma^{2^+} / d\Omega)^{2^+} / (d\sigma^{0^+} / d\Omega)^{0^+}$  medidos e as previsões teóricas obtidas com o programa PATIWEN.

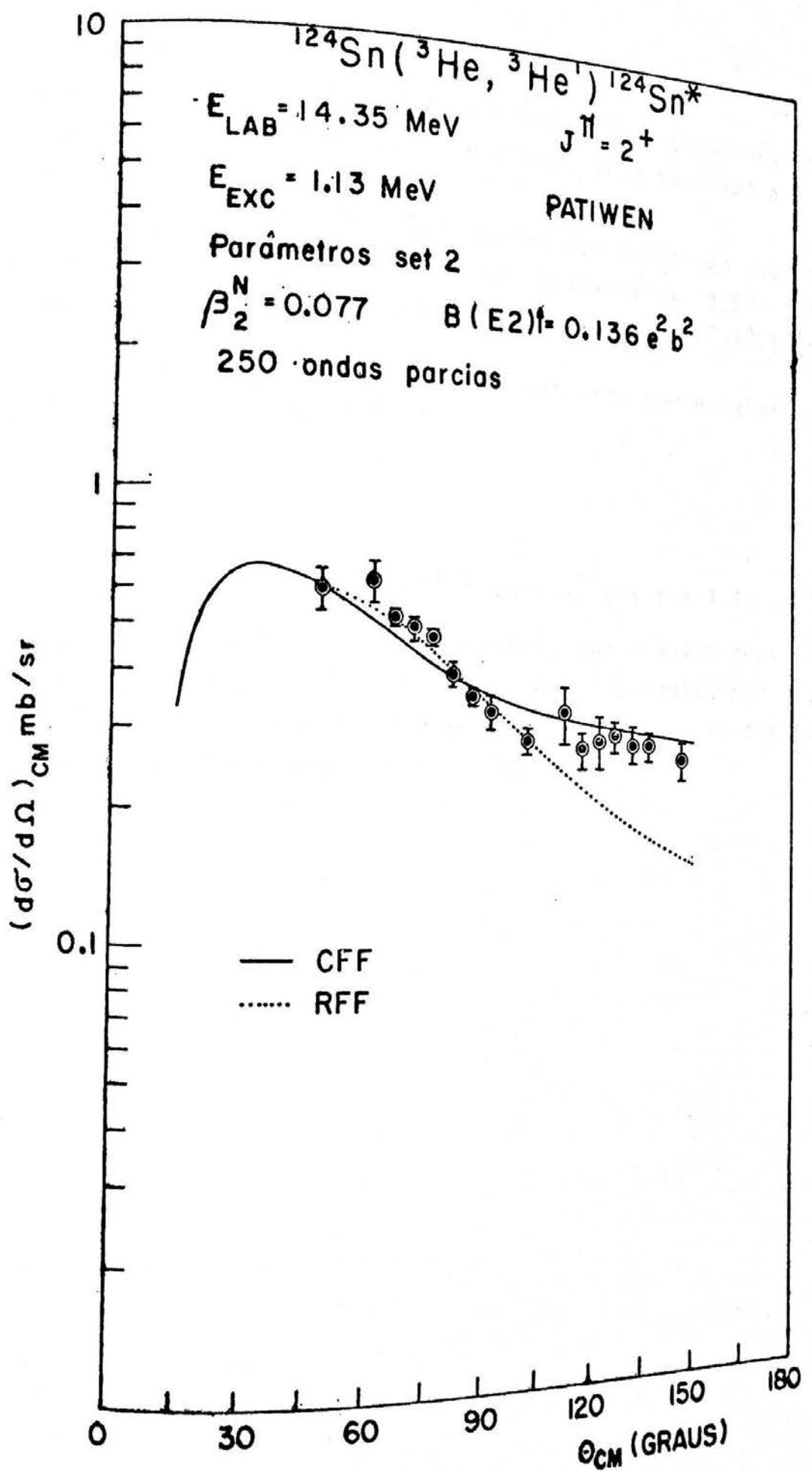


Figura VI.2.2.4  
 Comparação entre os cálculos efetuados com fator de forma complexo (CFF) e fator de forma real (RFF).

citação nuclear e coulombiana na distribuição angular. Assim, não devemos esperar que a seção de choque seja sensível a  $\beta_2^C$ , (ou  $B(E2)$ ).

Usando o valor de  $B(E2)$  medido por excitação coulombiana e o  $\beta_2^N$  obtido na reação com partículas alfa,  $B(E2) = 0.165 e^2 b^2$  e  $\beta_2^N = 0.074$  (vide seção VI.1), a razão  $[(\frac{d\sigma}{d\Omega})^{2+} / (\frac{d\sigma}{d\Omega})^{0+}]$  teórica calculada é  $27.3 \times 10^{-3}$ , que concorda com o valor experimental  $(27.0 \pm 2.2) \times 10^{-3}$ .

### VI.3.2 Estado $J^\pi = 3^-$

A razão  $[(\frac{d\sigma}{d\Omega})^{3-} / (\frac{d\sigma}{d\Omega})^{0+}]$  medida,  $(15.5 \pm 1.7) \times 10^{-3}$ , concorda, dentro do desvio experimental, com o valor previsto/teoricamente,  $13.8 \times 10^{-3}$ , utilizando o  $B(E3)$  medido por excitação coulombiana,  $0.126 e^2 b^3$  e o  $\beta_3^N$  obtido na reação com partículas alfa,  $0.073$  (vide seção VI.1).

## VII - Discussão e Comparação com outros trabalhos

Verificamos que nas energias incidentes usadas, o efeito da excitação coulombiana na distribuição angular  $2^+$  é grande. Neste trabalho a interferência entre excitação coulombiana e nuclear foi calculada de maneira correta, com o programa PATIWIN. A contribuição devido à excitação coulombiana para o estado  $3^-$  é menor.

No ajuste da distribuição angular  $2^+$  de partículas  $\alpha$  (19.5 MeV), foi utilizada a média ponderada de dois valores de  $B(E2)^\dagger$  da literatura:  $0.161 \pm 0.004 e^2 b^2$  (St70) e  $0.170 \pm 0.004 e^2 b^2$  (Sa75), por serem medidas com desvio pequeno e em que os efeitos de reorientação foram levados em conta. Existem outros valores na literatura, que não foram usados por apresentarem desvios absolutos grandes:  $0.133 \pm 0.022 e^2 b^2$  (Ba67), obtido de uma reação ( $e, e'$ );  $0.184 \pm 0.009 e^2 b^2$  (St68) e  $0.188 \pm 0.013 e^2 b^2$  (K170), obtidos por excitação coulombiana. Os desvios experimentais nos ângulos dianteiros da distribuição angular  $2^+$  foram grandes, diminuindo a sensibilidade da distribuição angular ao valor de  $B(E2)$ . O ajuste final, obtido com  $\beta_2^N = 0.074 \pm 0.006$  e  $\beta_2^C = 0.088$  ( $B(E2)^\dagger = 0.165 \pm 0.004 e^2 b^2$ ), foi bom.

Na distribuição angular  $2^+$  obtida com partículas  ${}^3\text{He}$  / (14.35 MeV), o  $\beta_2^N$  do melhor ajuste, usando o  $B(E2)$  da média ponderada citada, não era aceitável. Como, devido à energia utilizada, a distribuição angular era pouco sensível a  $\beta_2^N$ , decidiu-se usar o valor determinado na reação com partículas  $\alpha$ . Ainda assim o ajuste era ruim. Tentou-se melhorar o ajuste variando o valor de  $\beta_2^C$ . Um ajuste razoável foi obtido com:  $\beta_2^N = 0.077 \pm 0.006$  e  $\beta_2^C = 0.080$  ( $B(E2)^\dagger = 0.136 \pm 0.020 e^2 b^2$ ). O mínimo do  $\chi^2/N$  variando o valor de  $B(E2)$  é bem determinado.

Os valores de  $B(E3)$  da literatura variam bastante e tem desvio grande:  $0.076 \pm 0.022 e^2 b^3$ , reação ( $e, e'$ ) (Ba67) e as medidas de excitação coulombiana:  $0.25 \pm 0.05 e^2 b^3$  (La70),  $0.55 \pm 0.11 e^2 b^3$  (La70),  $0.12 \pm 0.04 e^2 b^3$  (A164) e  $0.14 \pm 0.06 e^2 b^3$  (A164). Assim sendo, foi utilizada a média ponderada das duas /

últimas medidas citadas. Como foi visto na análise deste trabalho, esses valores são mais compatíveis com os dados experimentais. O mínimo de  $\chi^2/N$  quando se varia  $\beta_3^C$  e  $\beta_3^N$  simultaneamente não é bem determinado porque a distribuição angular só é sensível a  $\beta_3^C$  nos ângulos dianteiros, onde não foi possível obter  $\beta_3^C = 0.123$  ( $B(E3)^+ = 0.126 \pm 0.033 e^2 b^3$ ).  
 $\beta_3^C = 0.123$  ( $B(E3)^+ = 0.126 \pm 0.033 e^2 b^3$ ).

O termo da expansão do potencial no fator de forma que descreve o espalhamento inelástico (vide seção II.3.2c) é  $\beta_\ell R$  e portanto o  $\beta_\ell$  obtido de cálculos de DWBA depende dos parâmetros do potencial óptico usado. A probabilidade de transição nuclear é proporcional a  $(\beta_\ell R)^2$ . Assim a quantidade física a ser considerada na comparação dos resultados de reações de espalhamento inelástico é o quadrado do comprimento de deformação ("deformation length") definido como:  $\delta_\ell^2 = (\beta_\ell R)^2$ .

No cálculo do  $\delta_\ell$  nuclear usou-se o raio da parte dominante do potencial nuclear. Na reação com partículas alfa a geometria da parte real do potencial era igual à da parte imaginária, e o raio é único. Como foi visto na seção anterior (.figuras VI.1.2.4 e VI.1.2.5), os resultados dos cálculos com fator de forma real e complexo são praticamente iguais, mostrando que a parte real do potencial nuclear é que domina na reação ( $\alpha, \alpha'$ ). Na reação com partículas  ${}^3\text{He}$ , como a parte imaginária do fator de forma é dominante, como se vê na figura ..VI.2.2.4, foi usado o raio da parte imaginária do potencial. Os  $(\delta_2^N)^2$  obtidos foram:  $0.26 \pm 0.04 \text{ fm}^2$  (reação com partículas  $\alpha$ ) e  $0.31 \pm 0.05 \text{ fm}^2$  (reação com partículas  ${}^3\text{He}$ ).

Também pode-se definir um comprimento de deformação / de carga como  $(\delta_\ell^C)^2 = (\beta_\ell^C R_C)^2$ , sendo  $R_C = r_C A^{1/3}$ . Utilizamos /  $r_C = 1.25 \text{ fm}$ . Os  $(\delta_\ell^C)^2$  usados foram, respectivamente,  $0.30 \pm 0.01 \text{ fm}^2$  e  $0.25 \pm 0.04 \text{ fm}^2$ . Podemos concluir da análise das / distribuições angulares  $2^+$  do  ${}^{124}\text{Sn}$ , que os comprimentos de deformação de carga e nuclear são iguais dentro dos desvios experimentais.

O valor médio medido neste trabalho para  $(\delta_2^N)^2 = 0.28 \pm 0.04 \text{ fm}^2$  é menor que os outros valores conhecidos:  $0.45 \pm 0.06$

(Ma68) e  $0.62 \pm 0.04$  (Be70), que foram obtidos de reações  $(p,p')$  e  $0.50 \pm 0.10$  (Br70), de reação  $(\alpha,\alpha')$ . Os valores obtidos das reações  $(p,p')$  são cálculos de DWBA em que foi considerado  $\beta_N = \beta_C$  e a excitação coulombiana não foi calculada corretamente. A reação  $(\alpha,\alpha')$  foi analisada com o modelo de Austern-Blair, onde não foram levados em conta os efeitos de excitação coulombiana. Nota-se (Gi67) que os comprimentos de deformação obtidos de reações  $(p,p')$  são maiores que os de reações  $(\alpha,\alpha')$  e  $(^3\text{He}, ^3\text{He}')$ . O  $(\delta_3^N)^2$  obtido foi  $0.26 \pm 0.08 \text{ fm}^2$ . Como não houve muita sensibilidade na escolha do valor de  $B(E3)$  e o comprimento / de deformação de carga correspondente  $(\delta_3^C)^2 = 0.59 \pm 0.15$  tem desvio grande, só é possível concluir que  $(\delta_3^N)^2 \leq (\delta_3^C)^2$ . Convém lembrar que se usarmos um valor de  $B(E3)$  menor na análise/da distribuição angular, apesar de não afetar drásticamente o ajuste, o valor de  $(\delta_3^N)^2$  obtido seria maior.

As outras medidas de  $(\delta_3^N)^2$  são:  $0.55 \pm 0.08$  (Ma68) e  $0.84 \pm 0.08$  (Be70), de reações  $(p,p')$  e  $0.39 \pm 0.08$  (Br70), da reação  $(\alpha,\alpha')$ . Sómente o último valor concorda com a medida / desse trabalho.

A Tabela VII.1 relaciona todos os valores de  $\delta_\ell^2$  medi dos neste trabalho e os da literatura.

Neste estudo das distribuições angulares do espalhamento inelástico, os efeitos devido à interferência entre as / excitações coulombiana e nuclear aparecem em ângulos  $< 60^\circ$ . No caso da distribuição angular  $2^+$ , os ângulos de interesse possuem desvio experimental grande devido à presença de contaminantes e à cauda do pico elástico. Na distribuição angular  $3^-$  a seção de choque naqueles ângulos se torna extremamente pequena devido ao mínimo produzido pela interferência, dificultando medidas com precisão razoável.

Uma outra maneira de obter informações do efeito de / interferência entre as excitações nuclear e coulombiana é o es- tudo da função de excitação do espalhamento inelástico escolhen- do convenientemente os ângulos de espalhamento para evitar as dificuldades citadas. Neste caso o mínimo devido à interferê- ncia aparece na região de energia, perto da barreira coulombiana, onde a seção de choque do espalhamento elástico se torna / maior que a prevista pelo espalhamento elástico coulombiano.

TABELA VII.1Comprimentos de Deformação do  $^{124}\text{Sn}$ 

$E_{\text{EXC}}$ (MeV)	$J^\pi$	$\delta_{\alpha,\alpha'}^2$ (a)	$\delta_{^3\text{He},^3\text{He}'}^2$ (b)	$\delta_{\text{p},\text{p}'}^2$ (c)	$\delta_{\text{p,p}'}^2$ (d)	$\delta_{\alpha,\alpha'}^2$ (e)	$\delta_{\text{e,e}'}^2$ (f)	$\delta_{\text{EC}}^2$ (g)	$\delta_{\text{EC}}^2$ (h)	$\delta_{\text{EC}}^2$ (i)	$\delta_{\text{EC}}^2$ (j)	$\delta_{\text{EC}}^2$ (k)	$\delta_{\text{EC}}^2$ (l)	$\delta_{\text{EC}}^2$ (m)	$\delta_{\text{EC}}^2$ (n)	
1.13	$2^+$	0.26 $\pm 0.04$	0.31 $\pm 0.05$	0.62 $\pm 0.04$	0.45 $\pm 0.06$	0.50 $\pm 0.10$	0.30 $\pm 0.05$	0.33 $\pm 0.02$	0.29 $\pm 0.01$	0.31 $\pm 0.01$						
2.61	$3^-$	0.26 $\pm 0.08$		0.84 $\pm 0.08$	0.69 $\pm 0.21$	0.39 $\pm 0.08$	0.55 $\pm 0.08$						0.56 $\pm 0.19$	0.66 $\pm 0.28$	2.56 $\pm 0.51$	1.16 $\pm 0.23$

- (a) Trabalho atual reação  $(\alpha, \alpha')$   $E_\alpha = 19.5 \text{ MeV}$  foram utilizados  $(\delta_2^C)^2 = 0.30 \pm 0.01$  e  $(\delta_3^C)^2 = 0.59 \pm 0.15$  (vide texto)
- (b) Trabalho atual reação  $(^3\text{He}, ^3\text{He}') E^3\text{He} = 14.35 \text{ MeV}$ , foi utilizado  $(\delta_2) = 0.25 \pm 0.04$  (vide texto)
- (c) Reação  $(\text{p}, \text{p}')$   $E_{\text{p}} = 24.5 \text{ MeV}$  (Be70)
- (d) Reação  $(\text{p}, \text{p}')$   $E_{\text{p}} = 16 \text{ MeV}$  (Ma68)
- (e) Reação  $(\alpha, \alpha')$   $E_\alpha = 4.4 \text{ MeV}$  (Br70)
- (f) Reação  $(\text{e}, \text{e}')$   $E_e = 150 \text{ MeV}$  (Ba67)
- (g) Excitação Coulombiana (St68)
- (h) Excitação Coulombiana (K170)
- (i) Excitação Coulombiana (St70)
- (j) Excitação Coulombiana (Sa75)
- (k) Excitação Coulombiana (Al64)
- (l) Excitação Coulombiana (Al64)
- (m) Excitação Coulombiana (La70)
- (n) Excitação Coulombiana (La70)

### VIII - Referências

- A1 64 D.G. Alkhazov et al.  
Izv. Akad. Nauk. SSSR,  
Ser. Fiz. 28, 232 (1964)
- Ap 74 Carlos Roberto Appoloni  
Preparação de alvos  
IFUSP - 1974
- Ba 62 R.H. Bassel et al.  
Analysis of the inelastic scattering of alpha particles I.  
Phys. Review, vol.128, number 6, 2693-2707 (1962)
- Ba 67 P. Barreau et al.  
Physical Review Letters vol.19, nº 25, 1444 (1967)
- Ba 68 J.M. Bang et al.  
Nuclear Physics A122 (1968) 34-38
- Ba 75 A.R. Barnett and Da Hsuan Feng  
PATIWEN: a code for Coulomb-Nuclear interference calculations  
University of Manchester (1975) - unpublished
- Be 70 O'Beer et al.  
Nuclear Phys. A147 (1970) 326-368
- Be 73 F.E. Bertrand  
Nuclear Data Sheets for A=124  
Vol.10, number 2 (1973)
- Bi 65 L.C. Biedenharn and P.J. Brussaard  
Coulomb excitation  
Clarendon Press - Oxford - 1965
- Bo 52 A. Bohr  
Dan. Mat. Fys. Medd. 27, nº 14, 1952
- Br 65 D.M. Brink, C.M. Shakin and A.F.R. de Toledo Piza  
Phys. Letters 19, 413 (1965)

- Br 70 G. Brugge et al.  
Nuclear Physics A146 (1970) 597-658
- Ch 70 P.R. Christensen et al.  
Nuclear Physics A149 (1970) 302-322
- Co 68 J.M. Cohenca  
Computer programme for optical model analysis of  
nuclear scattering (University of Oxford, Nuclear  
Physics Group Report n° 41, 1968)
- Co 71 Bernard Cohen  
Concepts of Nuclear Physics - chapter 5  
Mac, Graw-Hill Book Company (1971)
- E1 58 J.P. Elliott  
Collective Motion in Nuclei  
University of Rochester (1958)
- Gi 67 E.F. Gibson et al.  
Physical Review vol. 155 (1967) 1208-1222
- Ha 74 J. Hadermann and A.C. Rester  
Nuclear Physics A231 (1974) 120-140
- He 66 D.L. Hendrie  
Hee Wee (Program of relativistic kinematics for two  
particle reactions)  
University of Washington (1966)
- Hi 75 J.H. Hirata  
Uma câmara para o estudo de reações nucleares  
Tese de Mestrado  
IFUSP - 1975)
- Ho 63 P.E. Hodgson  
The Optical Model of Elastic Scattering  
Oxford University Press (1963)
- Ho 71 P.E. Hodgson  
Nuclear Reactions and Nuclear Structure  
Oxford Clarendon Press 1971
- Ke 62 A.K. Kerman and C.M. Shakin  
Phys. Letters 1, 151 (1962)

- K1 70 A.M. Kleinfeld et al.  
Nuclear Physics A154 (1970) 499-512
- Ku 67 P.D. Kunz  
unpublished, University of Colorado (1967)
- La 70 J.M. Lagrange  
Thesis, Univ. Paris (1970)
- Lu 74 H.F. Lutz et al.  
Nuclear Physics A231 (1974) 365-375
- Ma 68 W. Makofske et al.  
Physical Review vol. 174 (1968) 1429
- Me 75 Aracy Thereza Mattioli Mendes  
Espalhamento elástico de  $^3\text{He}$  e  $\alpha$  em alvos de Sn, Sb e Te.  
Tese de Mestrado - IFUSP - 1975
- Mi 75 Wolfgang Mittig  
GODRON (Programa de ajuste de picos)  
IFUSP (1975)
- Mr 68 J.B. Marion and F.C. Young  
Nuclear Reaction Analysis: Graphs and Tables  
North Holland Publishing Co. (1968)
- Pe 75 Dirceu Pereira  
Limiares das reações  $^{27}\text{Al}(\text{p},\text{n})^{27}\text{Si}$  e  $^{12}\text{C}(\alpha,\text{n})^{15}\text{O}$   
Tese de Mestrado - IFUSP - 1975
- Sa 66 G.R. Satchler e L. MacFadden  
Nuclear Physics 84, 177 (1966)
- Sa 70 G.R. Satchler  
Physics Letters, Vol. 33B, N\$6, 385-387 (1970)
- Sa 75 J.X. Saladin et al.  
Phys. Rev. C Vol. 12 (1975) 1462
- Sa 76 Suzana Salém  
Tese de Mestrado  
IFUSP - 1976
- St 68 P.H. Stelson et al.  
Phys. Rev. 170 (1968) 1172

- St 70 P.H. Stelson et al.  
Physical Review C, Vol.2, nº 5 (1970) 2015
- Sz 70 Alejandro Szanto de Toledo  
Produção de Ions negativos de Hélio  
Tese de Mestrado - IFUSP - 1970
- Ra 76 M.N. Rao  
comunicação privada
- Ra 77 Lord Rayleigh  
The Theory of Sound vol.2  
Macmillan and Co. London 1877
- Ro 67 R.R. Roy and B.P. Nigam  
Nuclear Physics  
John Wiley and Sons, Inc. 1967
- Ro 75 Victor Rotberg  
Medida do limiar das reações  $^{19}\text{F}(\text{p},\text{n})^{19}\text{Ne}$  e  
 $\text{D}(^{16}\text{O},\text{n})^{17}\text{F}$  nos estados de carga  $4^+$  e  $3^+$  do  $^{16}\text{O}$   
Tese de Mestrado - IFUSP - 1975
- Rw 70 D.J. Rowe  
Nuclear Collective Motion  
Methuen and Co. Ltd. (1970)
- Ta 65 Taro Tamura  
Reviews of Modern Physics vol.37, nº 4 (1965) 679-708
- Vi 72 F. Videbaeck et al.  
Physical Review Letters, Vol.28, nº16, 1072-1074 (1972).