

ELETRODES INTEGRAÇÃO NUCLEAR E O
MÉTODO DOS FÓTONS VIRTUAIS



SBI-IFUSP



305M81000521

ELISA WOLYNEC

Tese de Livre Docência
apresentada ao Instituto
de Física da Universidade de São Paulo.

ÍNDICE

	Página
Sumário.....	1
Summary.....	2
INTRODUÇÃO.....	3
CAPÍTULO I - Eletrodesintegração Nuclear.....	5
I.1 - Introdução.....	5
I.2 - Eletroprodução.....	5
I.3 - Relação entre foto e eletrodesintegração	7
I.4 - Testes experimentais do método dos fótons virtuais.....	12
I.5 - Experiências de eletroprodução.....	14
CAPÍTULO II - A Eletrodesintegração do ^{58}Ni , ^{60}Ni , ^{62}Ni , ^{59}Co , ^{56}Fe e ^{64}Zn	25
II.1 - Introdução.....	25
II.2 - Eletrodesintegração do ^{58}Ni , ^{60}Ni e ^{62}Ni ..	25
II.2.a- Medidas existentes na literatura.....	25
II.2.b- Detalhes experimentais.....	26
II.2.c- Resultados.....	28
A - Os espectros.....	28
B - A secção de choque (e,p)	32
C - A secção de choque (e,α)	42
II.3 - A eletrodesintegração do ^{56}Fe , ^{59}Co , ^{64}Zn .	50
II.4 - Contribuições de outros multipolos.....	72
II.5 - Tamanho do núcleo.....	78
CAPÍTULO III - Estudos de modos de decaimento das Ressonâncias Gigantes.....	84
III.1 - Introdução.....	84
III.2 - Medidas de eletrodesintegração.....	84
III.3 - Medidas de coincidência.....	87
III.4 - Comparação entre os resultados das duas técnicas.....	89
CONCLUSÕES.....	93
AGRADECIMENTOS.....	96
REFERÊNCIAS.....	97

S U M Á R I O

Neste trabalho é descrito o método dos fotons virtuais e sua relação com espalhamento inelástico de elétrons e com a física fotonuclear. São discutidos os trabalhos de eletroprodução existentes na literatura e sua interpretação.

São apresentados os resultados de estudo da eletrodesintegração de vários núcleos médios (^{56}Fe , ^{58}Ni , ^{60}Ni , ^{62}Ni , ^{59}Co , ^{64}Zn) por emissão de protões e partículas alfa, ilustrando a utilização do método dos fotons virtuais para estudo dos modos de decaimento das ressonâncias gigantes nucleares. A técnica desenvolvida é discutida em detalhe. São discutidas, também, as contribuições devido a excitações de monopolo e octupolo, bem como efeitos devidos ao tamanho do núcleo. Em todos os núcleos estudados verifica-se que a absorção de quadrupolo é mais importante que a de dipolo para a desintegração por emissão de partículas alfa.

São discutidos os trabalhos existentes sobre estudo dos modos de decaimento da ressonância isoescalar de quadrupolo elétrico, tanto efetuados através de eletroexcitação como através de medidas de coincidência utilizando hadrons.

S U M M A R Y

The virtual photon technique is described along with its relationship to inelastic electron scattering and photonuclear physics. Electroproduction work and its interpretation are reviewed.

The results of a study of the electrodisintegration of several medium weight nuclei (^{56}Fe , ^{58}Ni , ^{60}Ni , ^{62}Ni , ^{59}Co and ^{64}Zn) by proton and alpha particle emission are presented, showing how electroproduction measurements can be used to study decay modes of nuclear giant resonances. A detailed discussion of the technique is presented. The contributions of monopole and octupole excitations as well as size effects are discussed. In all nuclei studied it is found that quadrupole absorption is more important than dipole absorption for disintegration by alpha particle emission.

Studies of the decay modes of the isoscalar quadrupole resonance by both electroexcitation and hadron coincidence experiments are reviewed.

INTRODUÇÃO

Em experiências de espalhamento inelástico de elétrons as excitações nucleares são estudadas medindo-se o espectro dos elétrons espalhados a um ângulo θ em relação à direção do feixe incidente. Estes dados são analisados em termos do momentum transferido ao núcleo. Nenhuma informação é obtida quanto às partículas carregadas, neutrons ou raios gama, emitidos no processo de desexcitação nuclear. A experiência complementar, eletrodesintegração, é o estudo desses produtos de decaimento e é integrada sobre todos os valores do momentum transferido pelos elétrons espalhados.

A experiência completa e ideal é naturalmente aquela em que o elétron espalhado e a partícula emitida são detectados em coincidência. Tais medidas são, entretanto, infactíveis na maioria dos casos com os aceleradores de elétrons atualmente existentes. Conforme será discutido no presente trabalho, informações úteis podem ser obtidas a partir de estudos de eletrodesintegração nuclear.

O Laboratório do Acelerador Linear do Instituto de Física da Universidade de São Paulo realizou trabalhos pioneiros nessa linha, testando a validade do método dos fotons virtuais na aproximação de ondas distorcidas. Uma vez verificada a validade da técnica passou-se a utilizá-la para a análise de medidas de eletrodesintegração nuclear. Essa análise permite um estudo da multipolaridade das transições nucleares envolvidas no processo em estudo e constitui uma nova e poderosa técnica para o estudo

dos modos de decaimento das Ressonâncias Gigantes.

No Capítulo I é apresentada uma revisão do estudo da eletrodesintegração nuclear e do método dos fôtons virtuais, enfatizando seu relacionamento com o espalhamento inelástico de elétrons e com a física fotonuclear.

Resultados experimentais e respectiva análise, para os canais (e,α) e (e,p) nos núcleos ^{56}Fe , ^{58}Ni , ^{59}Co , ^{60}Ni , ^{62}Ni e ^{64}Zn , são apresentados no Capítulo II. Estes resultados são utilizados para obter as componentes de dipolo e quadrupolo elétrico nas reações estudadas. A técnica de análise, utilizando medidas de eletro e fotodesintegração, é discutida em detalhe. Possíveis contribuições de monopolo e octupolo elétrico são investigadas. É feita uma revisão das regras de soma para multípios elétricos e são discutidos os efeitos de tamanho finito do núcleo.

No Capítulo III é apresentado um sumário dos resultados de estudos dos modos de decaimento da Ressonância Gigante atualmente existentes na literatura, comparando-se o método dos fôtons virtuais e as experiências de coincidência feitas com hadrons.

Após o Capítulo III são apresentadas as conclusões gerais do presente trabalho.

CAPÍTULO I

ELETRODESINTEGRAÇÃO NUCLEAR

I.1 - Introdução

Neste capítulo discutimos trabalhos existentes na literatura utilizando medidas de eletroprodução e sua importância para o estudo da desintegração nuclear por emissão de partículas carregadas, exemplificando o tipo de informação obtida. Discutimos o método dos fótons virtuais utilizado para converter as medidas de eletrodesintegração na correspondente secção de choque de fotodesintegração e os testes da validade do método existentes na literatura.

I.2 - Eletroprodução

A desintegração nuclear por emissão de neutrons foi extensivamente estudada usando-se gamas quase monocromáticos, provenientes da aniquilação de pósitrons em voo⁽¹⁾. Um resultado típico desse tipo de medida é mostrado na Fig. I.1. A baixa intensidade dos feixes de pósitrons exige o uso de alvos bastante grossos (dezenas de g/cm²) impedindo sua utilização para estudos de desintegração nuclear por partículas carregadas, nas quais os alvos não podem exceder algumas mg/cm². Assim, o estudo da desintegração nuclear por emissão de partículas carregadas tem si-

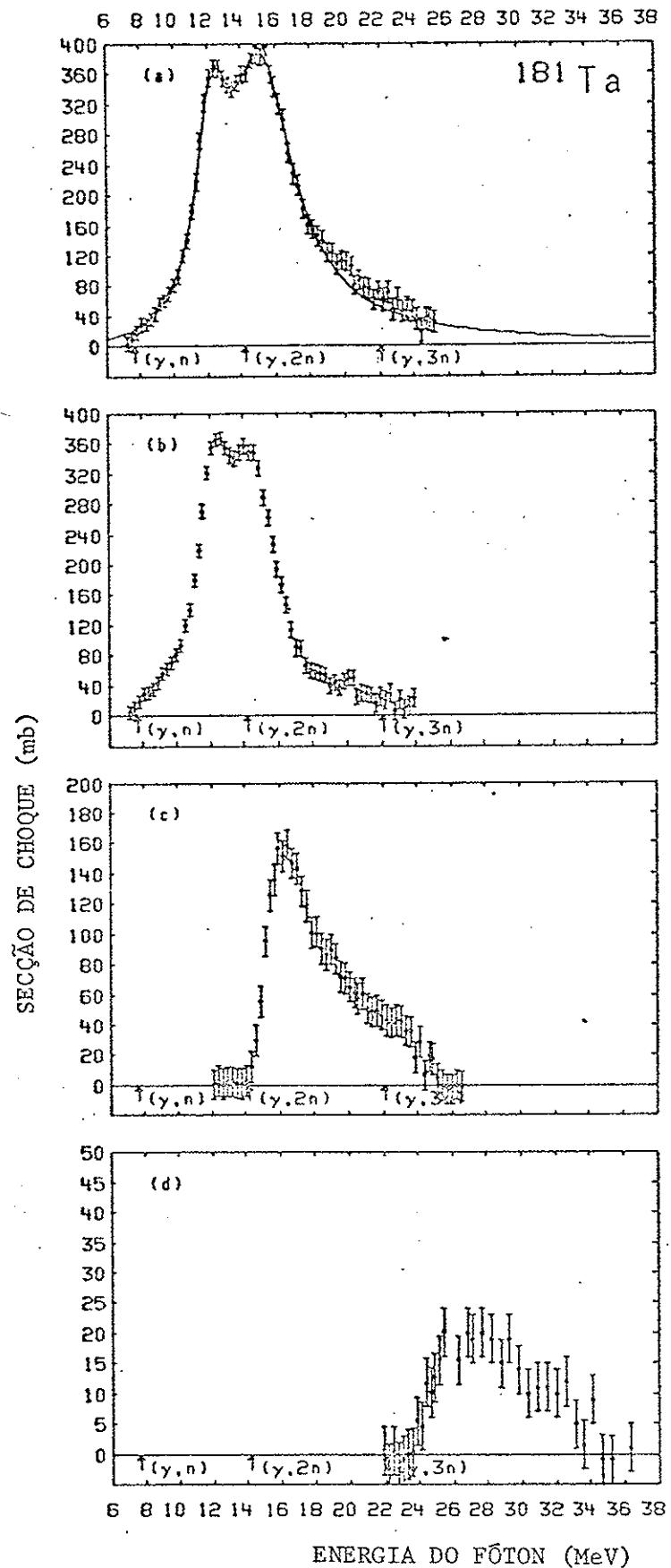


Fig.I.1 - Secção de choque do ^{181}Ta para desintegração por emissão de neutrons, em função da energia do fóton incidente, conforme a ref.¹⁾. a) $(\gamma, n) + (\gamma, 2n) + (\gamma, 3n)$; b) (γ, n) ; c) $(\gamma, 2n)$ e d) $(\gamma, 3n)$.

do, até o presente, realizado através de medidas de eletrodesintegração e/ou fotodesintegração induzida por bremsstrahlung. Em ambos os casos a medida é integrada sobre uma larga faixa de energia do fóton real ou virtual. A eletrodesintegração tem sido largamente utilizada para esse fim havendo cerca de 120 trabalhos publicados na literatura. Essas medidas iniciadas pelo trabalho pioneiro de Barber e Vanhuyse⁽²⁾, referem-se em sua maioria ao canal (e,p) , existindo também várias medidas de (e,α) , (e,d) , (e,t) , (e,n) , (e,f) e mais recentemente eletroprodução de pions. Entretanto, todos os trabalhos anteriores a 1975 utilizam o método dos fôtons virtuais na aproximação de onda plana (PWBA) para a obtenção da correspondente secção de choque de fotodesintegração, porque este era o único disponível na época. Na maioria dos casos é suposto que a fotoabsorção é dominante mente de dipolo elétrico (E_1). Conforme será discutido no presente trabalho, tanto a utilização de PWBA como a suposição de E_1 puro introduzem sérios erros na secção de choque de fotodesintegração assim obtida.

I.3 - Relação entre foto e eletrodesintegração

Fôtons reais excitam apenas os multipolos mais baixos e utilizando-se fôtons reais adquiriu-se extensivo conhecimento sobre a ressonância gigante de dipolo elétrico. Multipolos mais altos são excitados em espalhamento inelástico de elétrons, porque estes podem transferir momentum, q , bem maior ao núcleo. A secção de choque fotonuclear é o limite da secção de choque de espalhamento inelástico de elétrons para baixos valores de q ($q \rightarrow E$). Numa experiência de espalhamento inelástico de elétrons, o espectro dos elétrons espalhados é medido para um ângulo θ . Esta experiência integra sobre todos os estados finais do núcleo.

Numa experiência de eletrodesintegração, medem-se os fragmentos nucleares emitidos ou a radioatividade induzida. Esta experiência integra sobre todos os estados finais do elétron. O estudo da eletrodesintegração nuclear é, de certa forma, o ponto de encontro da física fotonuclear e do espalhamento de elétrons. Nessas experiências a secção de choque para emissão de uma partícula, x , é medida em função da energia do elétron incidente, E_0 . A dependência da secção de choque com E_0 é, então, interpretada em termos de uma secção de choque fotonuclear. Esta técnica tem o poder de conter todos os multipolos excitados em espalhamento de elétrons e inclui, além disso, os ângulos frontais, nunca estudados em espalhamento inelástico de elétrons.

A secção de choque⁽³⁻⁸⁾, na aproximação de Born, para espalhamento de um elétron de energia inicial E_0 e energia final E_f , em um ângulo sólido $d\Omega$, transferindo momentum \vec{q} ao núcleo e produzindo uma excitação nuclear de energia E e multipolaridade λL é:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{4\pi e^2}{p_0^2} \sum_L \frac{(L+1) q^{2L}}{L [(2L+1)!!]^2} \left\{ \frac{L}{L+1} B(CL, q) v_C(\theta) + [B(EL, q) + B(ML, q)] v_T(\theta) \right\} \quad (I.1)$$

onde os B 's são as probabilidades de transição reduzidas e os fatores angulares adimensionais são:

$$v_C(\theta) = p_0 p_f \frac{2p_0^2 + 2p_f^2 + 4m^2 - E^2 - q^2}{q^4} \quad (I.2)$$

$$v_T(\theta) = p_0 p_f \frac{(p_0^2 + p_f^2 - E^2) q^2 - 2(\vec{p}_0 \cdot \vec{q})(\vec{p}_f - \vec{q})}{q^2(q^2 - E^2)^2} \quad (I.3)$$

onde, p_0 e p_f são os momenta associados às energias E_0 e E_f

e m é a energia de repouso do elétron.

A somatória da eq. (I.1) inicia-se em $L=0$ para os termos coulombianos e em $L=1$ para os transversais. A secção de choque de espalhamento inelástico de elétrons é dominada pelos pequenos ângulos, baixo q , ou seja, pelas excitações transversais, devido ao fator $(q^2 - E^2)^2$ no denominador de $V_T(\theta)$. Estas transições não são incluídas nas experiências de espalhamento inelástico de elétrons, as quais são efetuadas a ângulos grandes, onde os componentes transversais e coulombianos são de mesma ordem de magnitude.

O espectro de fôtons virtuais⁽⁴⁻⁵⁾, $N^{\lambda L}$, essencial à interpretação de experiências de eletrodesintegração, é obtido, comparando-se a secção de choque de espalhamento inelástico de elétrons da eq. (I.1) com a secção de choque fotonuclear $\sigma^{\lambda L}(E)$.

$$\frac{dN^{\lambda L}}{d\Omega} = E \frac{d\sigma}{d\Omega} / \int \sigma^{\lambda L}(E) dE \quad (I.4)$$

como,

$$\int \sigma^{\lambda L}(E) dE = 8\pi^3 \frac{(L+1)}{L} \frac{E^{2L-1}}{[(2L+1)!!]^2} B(\lambda L, E) \quad (I.5)$$

Temos:

$$\begin{aligned} \frac{dN^{CL}}{d\Omega} &= \frac{e^2 q^{2L}}{2\pi^2 p_0^2 E^{2L-2}} \frac{L}{L+1} \frac{B(CL, q)}{B(CL, E)} V_C(\theta) \\ \frac{dN^{EL}}{d\Omega} &= \frac{e^2 q^{2L}}{2\pi^2 p_0^2 E^{2L-2}} \frac{B(EL, q)}{B(EL, E)} V_T(\theta) \\ \frac{dN^{ML}}{d\Omega} &= \frac{e^2 q^{2L}}{2\pi^2 p_0^2 E^{2L-2}} \frac{B(ML, q)}{B(ML, E)} V_T(\theta) \end{aligned} \quad (I.6)$$

No limite $q \rightarrow E$, $B(\lambda L, q) = B(\lambda L, E)$ de forma que os B 's das expressões acima se cancelam. Esta suposição é sempre feita no cálculo do espectro de fôtons virtuais e deve ser vista como uma das aproximações envolvidas na análise dos resultados.

Após esse cancelamento, o espectro de fôtons virtuais⁽⁹⁻¹²⁾, na aproximação de onda plana, é obtido integrando-se sobre todos os ângulos do elétron espalhado.

A intensidade de fôtons virtuais resultante é:

$$N_T^{E1} = \frac{\alpha}{\pi} \left[\frac{E_o^2 + E_f^2}{p_o^2} \ln \frac{E_o E_f + p_o p_f - m^2}{m(E_o - E_f)} \right]$$

$$- \frac{(E_o + E_f)^2}{2p_o^2} \ln \left[\frac{p_o + p_f}{p_o - p_f} - \frac{p_f}{p_o} \right]$$

$$N_T^{E2} = \frac{\alpha}{\pi} \frac{E_o^2 + E_f^2}{p_o^2} \ln \frac{E_o E_f + p_o p_f - m^2}{m(E_o - E_f)}$$

$$N_T^{E2} = N_T^{M1}$$

(I.7)

$$N_T^{E3} = \frac{\alpha}{\pi} \left[\frac{E_o^2 + E_f^2 - 4m^2}{p_o^2} \ln \frac{E_o E_f + p_o p_f - m^2}{mE} \right]$$

$$+ 2 \frac{p_f}{p_o} \frac{E_o^2 + E_f^2 + E_o E_f - 3m^2}{(E_o - E_f)^2} \left[\right]$$

$$N_C^{E1} = \frac{\alpha}{\pi} \left[\frac{(E_o + E_f)^2}{2p_o^2} \ln \left[\frac{p_o + p_f}{p_o - p_f} - \frac{p_f}{p_o} \right] \right]$$

$$N_C^{E2} = \frac{8\alpha}{3\pi} \left[\frac{p_f^2}{(E_o - E_f)^2} \right]$$

$$N_C^{E3} = \frac{\alpha}{\pi} \frac{p_f}{p_o} \left[\frac{E_o E_f (3E_o^2 - 2E_o E_f + 3E_f^2) + m^2 (5E_o^2 - 6E_o E_f + 5E_f^2) - 8m^4}{(E_o - E_f)^4} \right] \quad (I.7)$$

$$N_C^{M\lambda} = 0$$

Os índices T e C referem-se às componentes da corrente nuclear perpendicular e paralela à direção do momentum transferido q.

O espectro de fôtons virtuais na aproximação de onda plana é um guia útil e pode ser usado para elementos bastante leves. Entretanto, para a maioria das situações, a distorção dos elétrons incidentes e emergentes no campo Coulombiano do núcleo deve ser levada em conta.

A idéia original do método dos fôtons virtuais é devida a Weizacker⁽¹³⁾ e Williams⁽¹⁴⁾ e foi posteriormente desenvolvida por Wick⁽¹⁵⁾, Thie et al.⁽⁹⁾ e Dalitz e Yennie⁽¹⁰⁾. Esses autores utilizaram a aproximação de Born de ondas planas para os cálculos de $N_C^{\lambda L}$. Resultados experimentais mostraram que os cálculos em PWBA estavam em desacordo com as medidas para núcleos de Z médio e alto⁽¹⁶⁻²⁰⁾.

Onley e colaboradores^(21,22) calcularam os espectros de fôtons virtuais usando aproximação de Born com ondas distorcidas (DWBA) que leva em conta as distorções nas funções de onda dos elétrons incidentes e emergentes, no campo Coulombiano de um núcleo pontual. Neste formalismo os componentes longitudinais e transversais não aparecem explicitamente porque a trajetória do elétron muda continuamente, a medida que ele se move no campo Coulombiano do núcleo. No cálculo DWBA ambos os espectros E1 e E2 são enfatizados em relação ao cálculo PWBA (ondas planas), porém o efeito é mais pronunciado para o espectro E2. Este fato

é ilustrado na Fig. I.2 que compara os espectros E1 e E2, calculados em PWBA e DWBA, produzidos por elétrons de energia 9,5 MeV, inelasticamente espalhados por um núcleo de Urânia⁽²³⁾. O espectro E2, que já é enfatizado em relação ao E1 no cálculo PWBA, é ainda mais enfatizado em relação ao E1 quando a distorção é levada em conta. A Fig. I.3 mostra os espectros de fôtons virtuais E1 para elétrons (+Z) e pósitrons (-Z) de 27 MeV espalhados por núcleos de diferentes números atómicos (Z)⁽²³⁾. Os efeitos de distorção, que crescem com Z, são muito mais intensos para elétrons do que para pósitrons porque os elétrons são atraídos pelo núcleo. Os resultados de onda plana coincidem com o cálculo DWBA para Z=1.

A suposição básica, inerente ao método dos fôtons virtuais é de que a secção de choque de eletrodesintegração, $\sigma_{e,x}(E_0)$, pode ser expressa em termos da secção de choque foto-nuclear, $\sigma_{\gamma,x}^{\lambda L}(E)$, associada com a absorção de fôtons de multipolaridade λL , através do espectro de fôtons virtuais $N_{(E_0, E, Z)}^{\lambda L}$:

$$\sigma_{e,x}(E_0) = \int_0^{E_0} \sum_{\lambda L} \sigma_{\gamma,x}^{\lambda L}(E) N_{(E_0, E, Z)}^{\lambda L} \frac{dE}{E} \quad (I.8)$$

A validade dessa expressão depende do cancelamento dos elementos de matriz para eletro e fotodesintegração, que é exata no limite de baixo q , $q \rightarrow E$. Este método seguramente falha para valores grandes de qR , quando a aproximação de núcleo pontual ($qR \ll 1$) não é válida. É de extrema importância explorar, experimentalmente, esses limites de validade em relação à Z, à multipolaridade e à energia do elétron.

I.4 - Testes experimentais do método dos fôtons virtuais

Wolynec e colaboradores realizaram uma série de

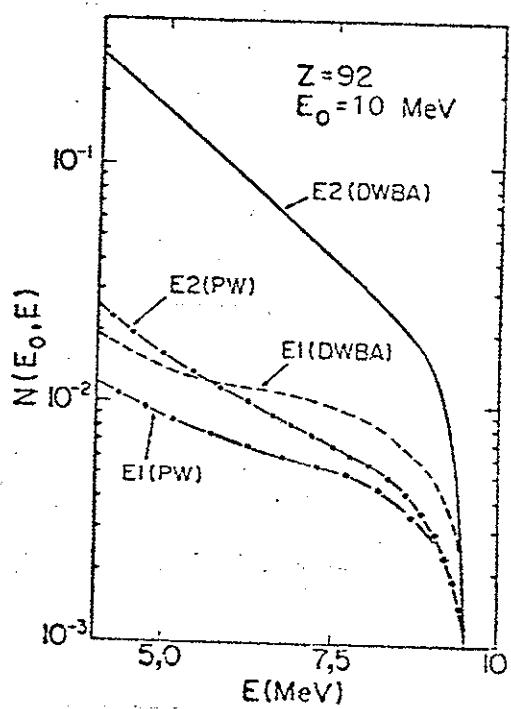


Fig.I.2

Espectros de fótons virtuais E_1 e E_2 em DWBA e PWBA, para eletrons de 10 MeV, inelasticamente espalhados por um núcleo de Urânia.

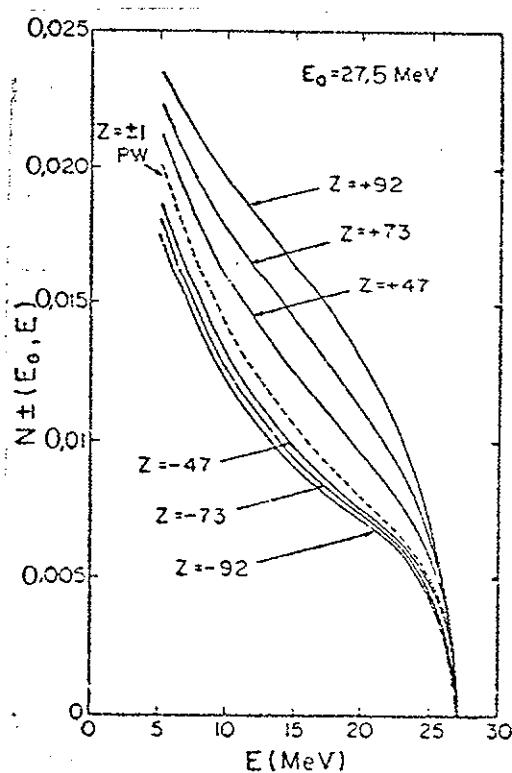


Fig.I.3

Espectros de fótons virtuais de dipolo elétrico, para elétrons e positrons de energia 27,5 MeV, em núcleos de diferentes valores de Z . Os espectros indexados com Z positivo referem-se a elétrons e os indexados com Z negativo referem-se a positrons. A curva indexada por PW refere-se à previsão do cálculo com ondas planas, o qual independe de Z . O resultado do cálculo DWBA coincide com o cálculo PWBA para $Z = \pm 1$.

trabalhos de teste da validade do método dos fótons virtuais⁽²³⁻²⁵⁾. Esses trabalhos consistiram na comparação de medidas de razões de secções de choque de eletro e positrodesintegração⁽²³⁾, σ^-/σ^+ , e de razões de foto e eletrodesintegração^(24,25), com as previsões de cálculo. A Fig. I.4 mostra os valores experimentais e os calculados para a razão σ^-/σ^+ para vários valores de Z e $E_o = 27$ MeV. Na Fig. I.5 a razão σ^-/σ^+ para o canal de fissão no ^{238}U é comparada com a previsão do cálculo. Deve-se salientar que os testes existentes referem-se a reações de caráter dominante El e que para $\sigma_{\gamma,x}$ foram utilizados valores experimentais existentes na literatura.

Dos testes existentes deve-se destacar a medida da reação (e,n) efetuada por Martins, Wolynec e Moscati⁽²⁶⁾ no ^{238}U . A Fig. I.6 mostra os resultados experimentais e os previstos pelo cálculo, utilizando na Eq. (I.8) o espectro El em DWBA e valores experimentais de $\sigma_{\gamma,n}$. Na Fig. I.7 é mostrada a razão entre os resultados experimentais e os calculados. A partir desses resultados pode-se concluir que o método dos fótons virtuais em DWBA, na aproximação de núcleo pontual, é bom para excitações El até energias de pelo menos 25 MeV e deve ser válido para energias mais altas em núcleos mais leves.

Kneissl, Kuhl e Leister⁽²⁷⁾ efetuaram medidas absolutas de secções de choque de eletro e positrodesintegração e mostraram que o cálculo pelo método dos fótons virtuais em DWBA não só está em bom acordo com a razão dessas secções de choque mas também prevêem corretamente os valores absolutos de cada uma delas.

I.5 - Experiências de eletroprodução

Na grande maioria dos trabalhos de eletroprodução

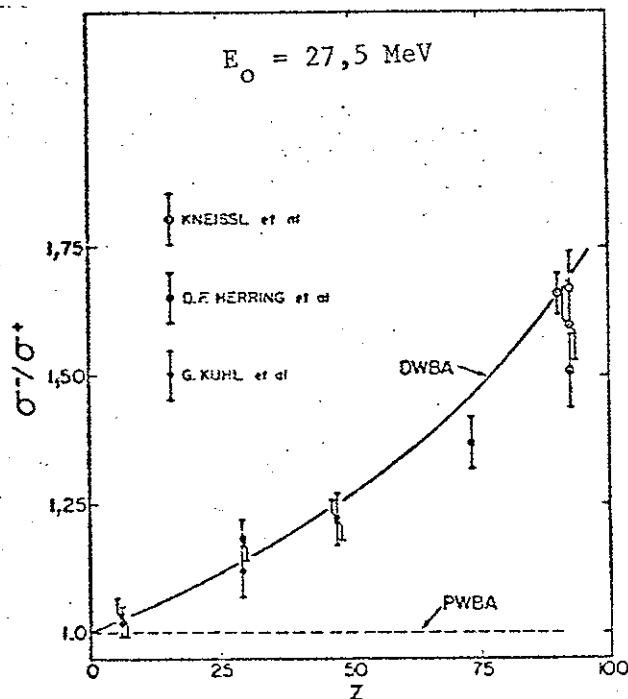


Fig.I.4

Valores experimentais da razão σ^+/σ^- para elétrons de energia 27,5 MeV para vários valores de Z. As curvas indexadas por DWBA e PWBA são as previsões do cálculo na aproximação de ondas distorcidas e planas, respectivamente (ref. 23).

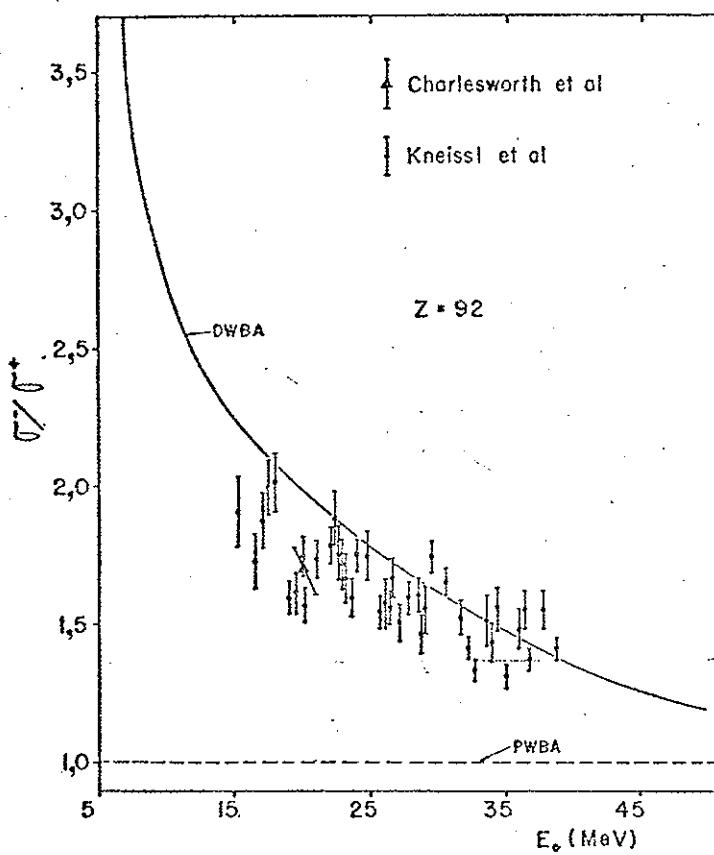


Fig.I.5

Comparação entre as previsões do cálculo e os valores experimentais de σ^+/σ^- para o canal de fissão no ^{238}U (ref. 23).

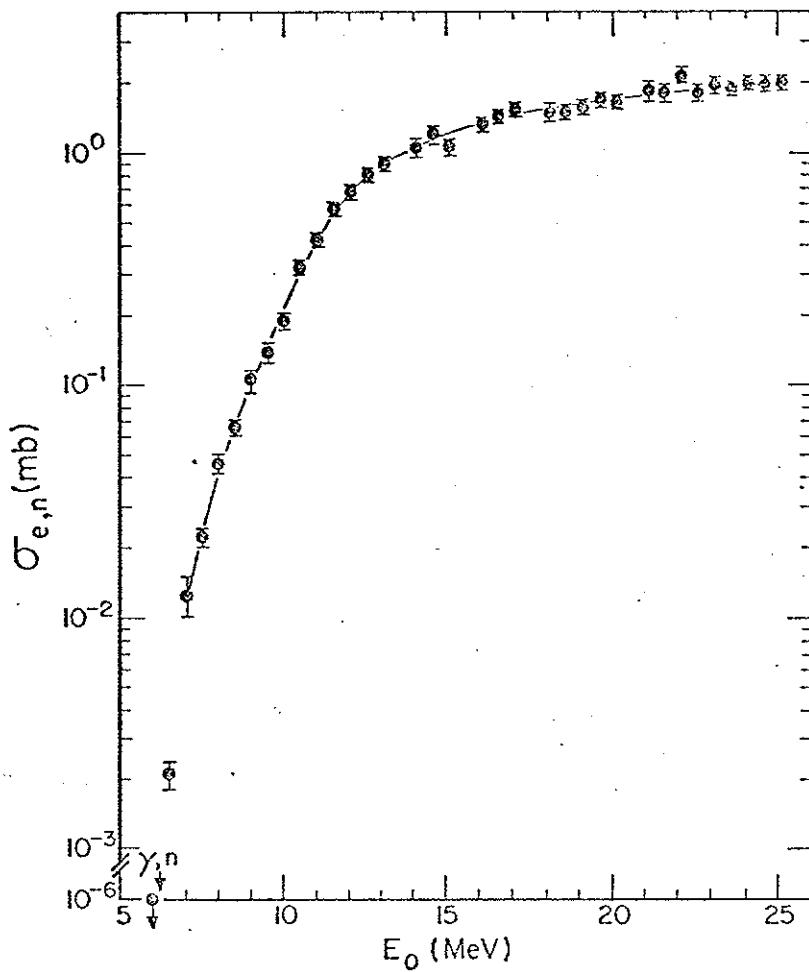


Fig. I.6 - Resultados experimentais da secção de choque de eletrodesintegração do ^{238}U por emissão de um neutron em função da energia do elétron incidente. A curva cheia é a previsão do cálculo, utilizando valores existentes na literatura para a secção de choque (γ, n) e supondo que o processo é El puro. Nenhum parâmetro livre é ajustado no cálculo (ref. 26).

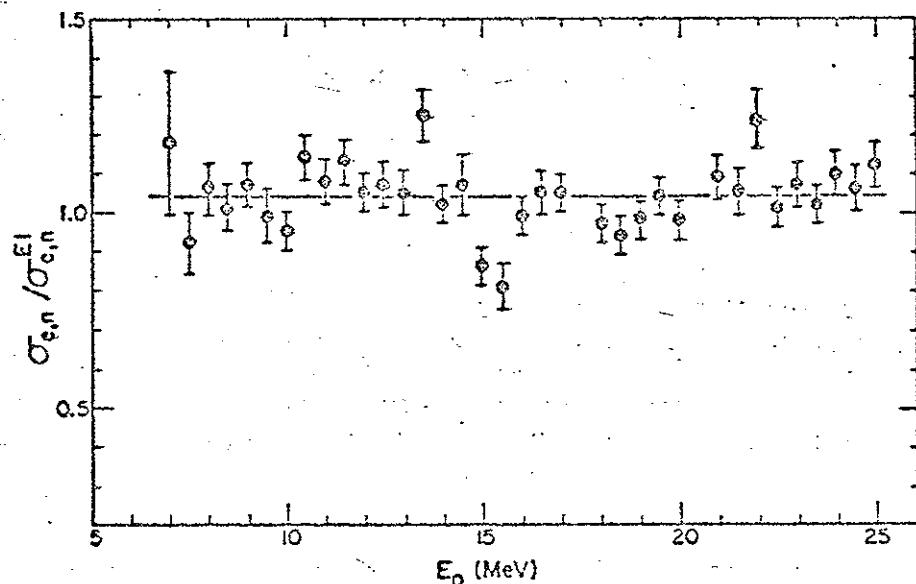


Fig. I.7 - Razão entre os valores experimentais e os calculados, para a secção de choque mostrada na Fig. I.6 (ref. 26).

existentes na literatura a secção de choque de eletrodesintegração medida, $\sigma_{e,x}$, é assumida como sendo um processo El puro. Nesse caso a Eq. (I.8) reduz-se a:

$$\sigma_{e,x}(E_0) = \int_0^{E_0} \sigma_{\gamma,x}^{El}(E) N^{El}(E_0, E, Z) \frac{dE}{E} \quad (I.9)$$

Esta equação integral é, então, resolvida para obtenção da correspondente secção de choque fotonuclear $\sigma_{\gamma,x}$, a qual é utilizada na interpretação física do fenômeno estudado.

Tal procedimento é utilizado, por exemplo, por Shoda e colaboradores⁽²⁸⁾ do laboratório de Sendai. Estes autores mediram, com alta resolução, espectros de protons e suas secções de choque de eletroprodução para vários núcleos médios e pesados, obtendo a correspondente secção de choque de fotoprodução através da equação (I.9), utilizando o espectro El calculado em aproximação de ondas planas. É óbvio da Fig. I.3 que a utilização dessa aproximação, principalmente para núcleos pesados, altera a magnitude e forma da secção de choque de fotodesintegração obtida. Este, porém, não é o único problema. Na Fig. I.8 mostramos os espectros El e E2 para elétrons de 50 MeV espalhados por um núcleo de Ni. É evidente que o espectro E2 é bem mais rico que o El para fôtons na região das ressonâncias gigantes (10-20 MeV). Dessa forma, em experiências de eletroprodução, a absorção E2 é enfatizada em relação à El.

A título de exemplo, apresentamos aqui os resultados de Suzuki et al.⁽²⁹⁾ obtidos para o ^{181}Ta . A Fig. I.9 mostra os espectros de protons emitidos pelo ^{181}Ta a 90° para várias energias do elétron incidente. A secção de choque de eletroprodução a 90° é mostrada na Fig. I.10. Assumindo que o processo é El puro obtiveram a secção de choque (γ, p) mostrada na Fig. I.11, utilizando o espectro El calculado em PWBA. O pico

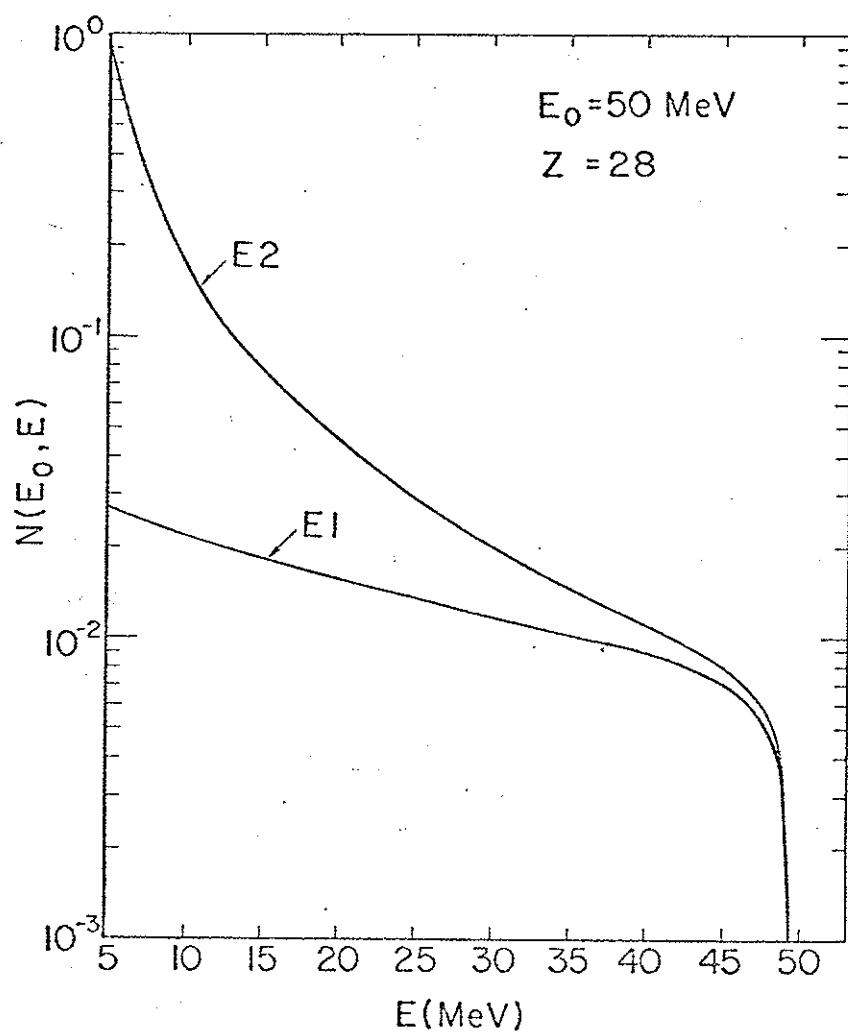


Fig.I.8 - Espectros de fôtons virtuais de dipolo e quadrupolo elétrico para elétrons de 50 MeV espalhados inelasticamente por um núcleo de Ni.

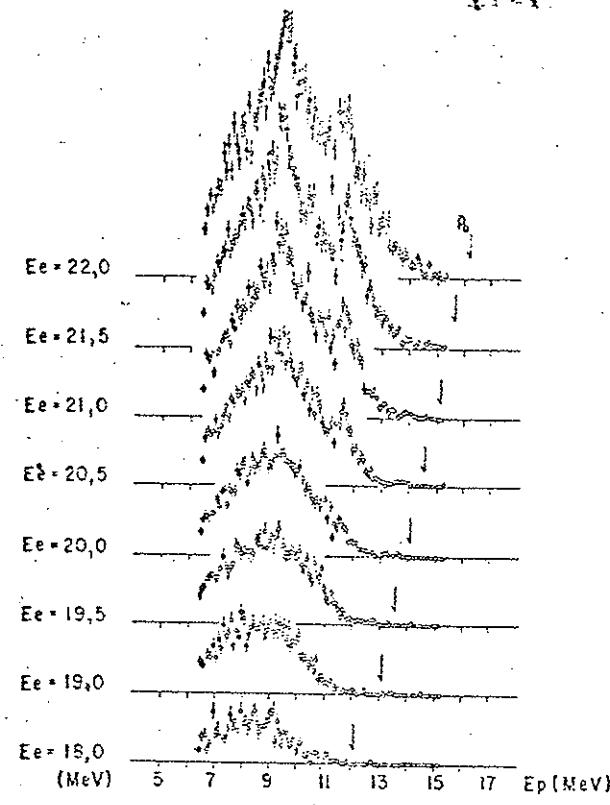


Fig.I.9

Espectros de protons do ^{181}Ta medidos a 90 graus para vários valores da energia do elétron incidente (E_e). A flecha indica a máxima energia de proton (E_p) permitível (ref. 29)

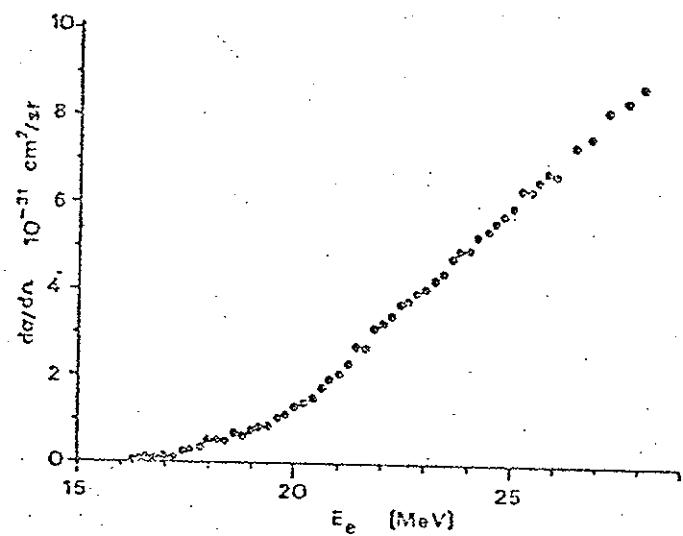


Fig.I.10

Secção de choque (e,p) no ^{181}Ta , medida a 90 graus, em função da energia (E_e) do elétron incidente (ref. 29).

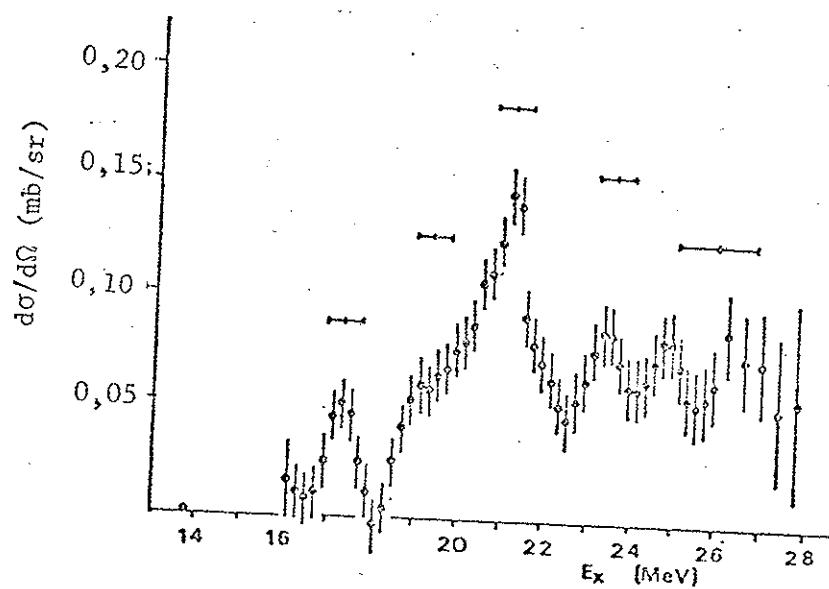


Fig.I.11

Secção de choque (γ,p) no ^{181}Ta obtida a partir dos pontos experimentais mostrados na Fig.I.10, assumindo que o processo é E1 puro (ref.29)

mais intenso, situado em torno de 21 MeV, foi identificado como sendo a componente $T>$ da ressonância gigante de dipolo elétrico. Assumindo que os protons são emitidos isotropicamente, a intensidade da componente $T>$ obtida está em bom acordo com as previsões feitas por Fallieros e Goulard⁽³⁰⁾.

Barber e Vanhuyse⁽²⁾ mediram, também, o espectro de protons do ^{181}Ta . A Fig. I.12 mostra o espectro de protons medido para elétrons de 40 MeV. As Figs. I.13 e I.14 mostram a distribuição angular de protons com energia em torno do primeiro e segundo pico, respectivamente. A forte assimetria em torno de 90 graus indica a existência de dois multipolos de paridade oposta, provavelmente E1 e E2. Portanto, a suposição feita por Suzuki et al. de que os protons são provenientes de absorção E1 é injustificável.

A posição prevista para a ressonância isovetorial de quadrupolo elétrico no ^{181}Ta é em torno de 21 MeV. É, portanto, possível que o pico em torno de 21 MeV (vide Fig. I.11) seja a ressonância isovetorial de quadrupolo elétrico e não a componente $T>$ da ressonância de dipolo elétrico.

A fim de explorarmos as diferenças de forma e magnitude dos espectros E1 e E2, simulamos a existência de uma ressonância num núcleo de Z=47, que decai por emissão da partícula x . Supomos que a secção de choque $\sigma_{\gamma,x}$ dessa ressonância seja dada pela curva A da Fig. I.15. Se essa ressonância fosse E1 puro, numa medida de eletroprodução de x obter-se-ia a secção de choque $\sigma_{e,x}$ dada pela curva E1 da Fig. I.16. Se, por outro lado, ela fosse E2, a secção de choque medida seria a curva E2. Suponhamos que o resultado experimental obtido seja a curva E2. Se resolvermos agora a Eq. (I.9) para obtenção de $\sigma_{\gamma,x}$, assumindo, como usualmente tem sido feito na literatura, que o processo é E1 puro, obteríamos para $\sigma_{\gamma,x}$ a secção de choque indicada por B na Fig. I.15.

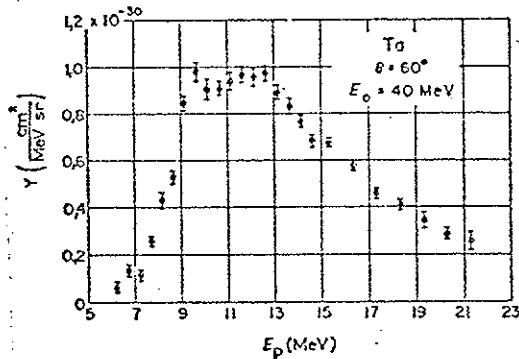


Fig. I.12 - Espectro de protons do ^{181}Ta a 60 graus para elétrons incidentes de energia 40 MeV (ref. 2).

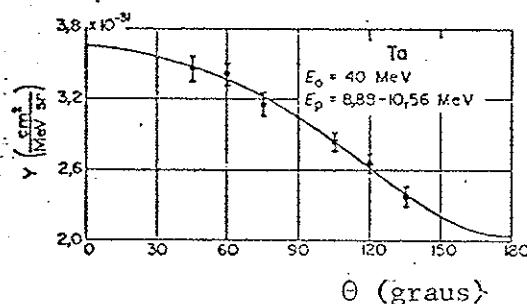


Fig. I.13 - Distribuição angular dos protons com energia em torno do primeiro pico (E_p entre 8,88 e 10,56 MeV) (ref. 2)

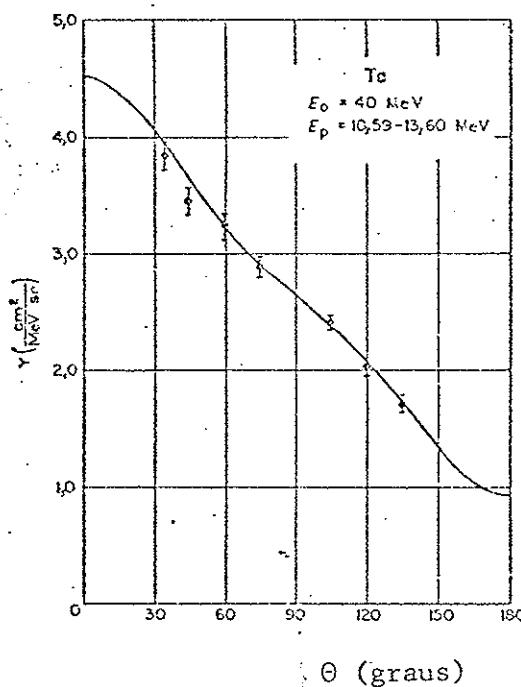


Fig. I.14 - Distribuição angular dos protons com energia em torno do segundo pico (E_p entre 10,59 e 13,60 MeV) (ref. 2)

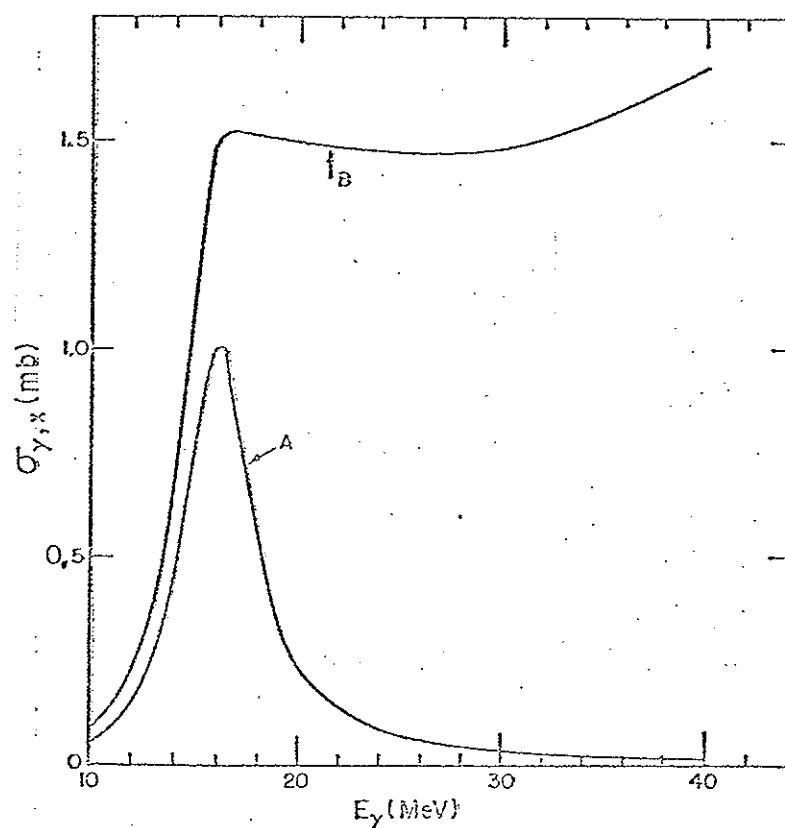


Fig. I.15 - A curva A é uma ressonância hipotética do núcleo de $Z = 47$ que decai, exclusivamente, por emissão da partícula x. Se a secção de choque (γ, x) for E_1 , a medida de (e, x) resultaria na curva E1 da Fig.I.16. Se (γ, x) for E_2 , a medida de (e, x) resultaria na curva E2 da Fig.I.16. A obtenção de (γ, x) a partir dessa curva E2, supondo que o processo é E_1 puro resultaria na curva B.

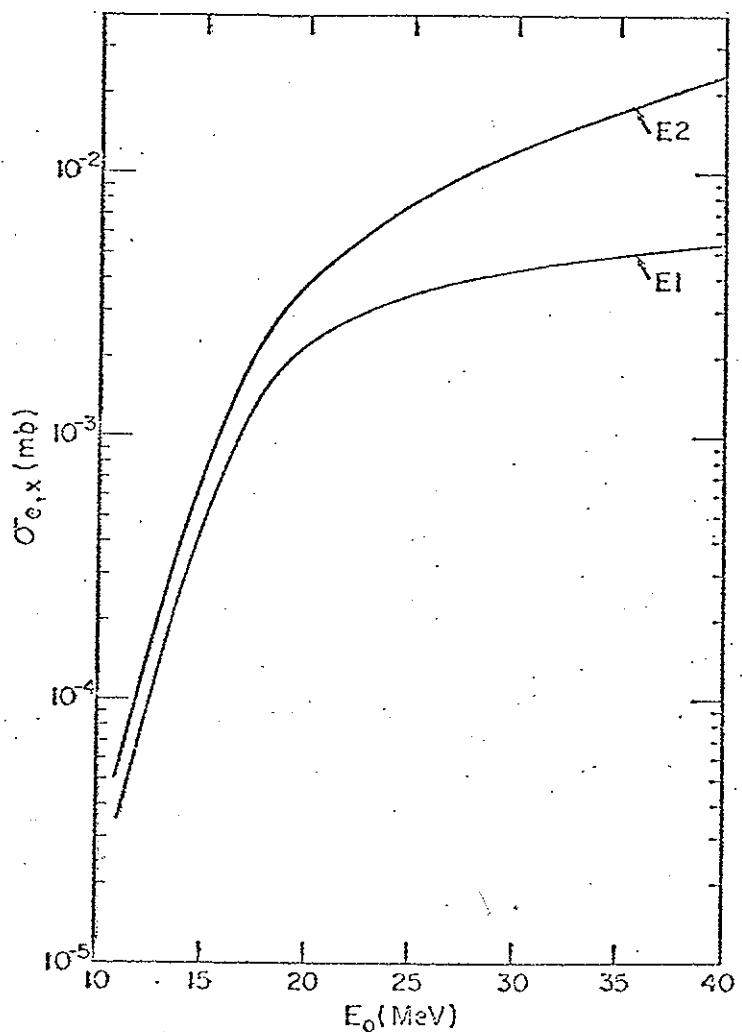


Fig.I.16 - As curvas E1 e E2 são as secções de choque de eletrodesintegração previstas, quando a secção de choque (γ, x) indicada pela curva A da Fig.I.15 tiver multipolaridade E1 ou E2, respectivamente.

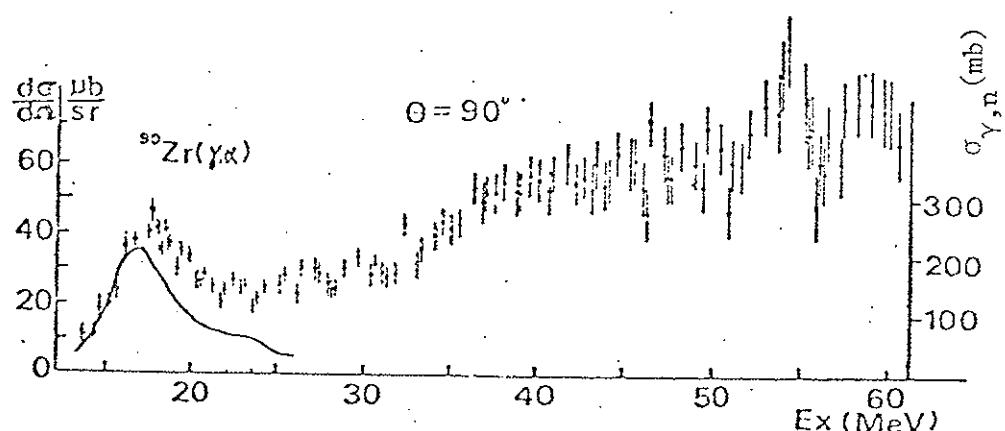


Fig.I.17 - Os pontos indicam a secção de choque (γ, α) obtida por Tamae et al., a 90 graus, para o ^{90}Zr . A secção de choque (γ, α) foi obtida medindo a correspondente secção de choque de eletrodesintegração e supondo que o processo é E1. A curva lisa (escala da direita) indica a secção de choque (γ, n) para esse núcleo a qual é dominantemente E1.

Na Fig. I.17 mostramos a secção de choque (γ, α) obtida por Tamae et al.⁽³¹⁾ para o ^{90}Zr . Esses autores mediram a secção de choque de eletrodesintegração e obtiveram a correspondente secção de choque de fotodesintegração assumindo El puro. Verifica-se que a secção de choque obtida tem um comportamento bastante semelhante à simulação que fizemos para $Z = 47$. Os autores interpretam a estranha forma da secção de choque obtida como existência de grande quantidade de reações diretas, o que evidenciaria a pré-existência de alfas no núcleo. Entretanto o espectro de partículas alfa medido por esses autores é um espectro típico de evaporação com pico em torno de 10 MeV.

Em resumo, diante da enfatização da absorção E2 pelos elétrons seria importante uma completa revisão dos trabalhos de eletroprodução existentes na literatura e das conclusões obtidas a partir dos mesmos. O fato de que na maioria dos casos a análise é efetuada supondo-se absorção El e utilizando o cálculo PWBA introduz sérios erros na secção de choque de fotodesintegração obtida, levando, em muitos casos, a interpretação inadequada do fenômeno físico em estudo.

Informação adicional sobre a multipolaridade das transições nucleares pode ser obtida quando, além da eletrodesintegração, mede-se também a fotodesintegração induzida por bremsstrahlung, pois os fôtons reais possuem todos os multipolos em igual intensidade. No capítulo seguinte apresentamos medidas que efetuamos, utilizando essa técnica, para estudar os modos de decaimento das ressonâncias El e E2, situadas na energia de excitação $80A^{-1/3}$ MeV e $63A^{-1/3}$ MeV, respectivamente.

CAPÍTULO II

A ELETRODESINTEGRAÇÃO DO ^{58}Ni , ^{60}Ni , ^{62}Ni , ^{59}Co , ^{56}Fe e ^{64}Zn

II.1 - Introdução

Neste capítulo descrevemos uma experiência em que as secções de choque (e,p) e (e,α) foram medidas para os alvos ^{58}Ni , ^{60}Ni , ^{62}Ni , ^{59}Co , ^{56}Fe e ^{64}Zn , para elétrons de energia entre 16-100 MeV. Estas secções de choque foram analisadas, utilizando os espectros de fotons virtuais, a fim de obter as secções de choque fotonucleares de absorção de dipolo e quadrupolo elétrico, que resultam na emissão de protões e partículas alfa. A fotodesintegração por bremsstrahlung foi também estudada como um vínculo adicional às multipolaridades atribuídas.

A experiência aqui apresentada foi realizada no acelerador linear do National Bureau of Standards (U.S.A.) em colaboração com E. Hayward, W.R. Dodge e R. Leicht.

II.2 - Eletrodesintegração do ^{58}Ni , ^{60}Ni e ^{62}Ni

II.2.a.- Medidas existentes na literatura

A eletrodesintegração de uma série de elementos leves, resultando em emissão de protões já foi estudada por Dodge e Barber⁽³²⁾. Numa experiência semelhante Barber e Vanhuyse⁽²⁾

exploraram quatro elementos pesados. Reações (e,α) foram estudadas por Murphy et al.^(33,34), Dodge e Vander Molen⁽³⁵⁾, Tamae et al.⁽³¹⁾ e um grupo de Glasgow⁽³⁶⁾.

Há vários estudos experimentais dos isótopos do níquel que se relacionam ainda mais diretamente com o presente trabalho. Ishkanov et al.^(37,38) mediram espectros de protons e determinaram a secção de choque (γ,p) no ^{58}Ni e ^{60}Ni , utilizando fôtons de bremsstrahlung. Carver e Turchinetz⁽³⁹⁾ obtiveram a secção de choque (γ,p) no ^{58}Ni e ^{62}Ni , medindo a atividade residual induzida por bremsstrahlung. Numa experiência semelhante à descrita aqui, Miyase et al.⁽⁴⁰⁾ determinaram a secção de choque (γ,p) e (γ,p_0) no ^{58}Ni , ^{60}Ni e ^{62}Ni , estudando a reação (e,p). Finalmente, a captura de protons na reação $^{59}\text{Co}(p,\gamma_0)$, medida por Diener et al.⁽⁴¹⁾, também fornece a secção de choque (γ,p_0) para o ^{60}Ni .

O ^{60}Ni foi um dos alvos estudado por Tamae et al.⁽³¹⁾, e Flowers et al.⁽⁴²⁾, também estudaram essa reação. Outros dados relevantes que se relacionam com a presente experiência são as reações de captura $^{54}\text{Fe}(\alpha,\gamma_0)^{58}\text{Ni}$ ⁽⁴³⁾ e $^{56}\text{Fe}(\alpha,\gamma_0)^{60}\text{Ni}$ ⁽⁴⁴⁾.

II.2.b - Detalhes experimentais

As secções de choque diferenciais, $d^2\sigma/d\Omega dT$, para eletroprodução de protons e partículas alfa nos alvos ^{58}Ni , ^{60}Ni e ^{62}Ni foram medidas a 48° , 90° e 132° , usando elétrons com energia entre 16 e 50 MeV. Os protons e partículas alfa foram identificados e seus momenta foram medidos utilizando um espectrômetro magnético com contadores de estado sólido circulares, de aproximadamente 2,3cm de diâmetro, montados em forma de telescópio no plano focal. O feixe foi monitorado usando toroides de ferrita, por sua vez calibrados em relação a uma Faraday Cup.

Os alvos isotopicamente enriquecidos, de espessu-

ra nominal $2\text{mg}/\text{cm}^2$ foram preparados pelo Oak Ridge National Laboratory. A Tabela I dá a composição e espessura de cada alvo. As espessuras foram verificadas por espalhamento elástico de elétrons.

TABELA II.1 PROPRIEDADES DOS ALVOS		
Isótopo	Pureza %	Espessura, mg/cm^2
58	99.8	1.97
60	99.8	1.88
62	98.7	2.07

Informações adicionais importantes podem ser obtidas se um radiador é colocado no feixe antes do alvo, de forma que as partículas emitidas são produzidas por eletro e por fotodesintegração. Na presente experiência, um radiador de tântalo com espessura de $0,2170 \text{ g}/\text{cm}^2$ foi montado de forma a poder ser posicionado 7,6 cm à frente do alvo. O problema é, naturalmente, que os elétrons sofrem espalhamento múltiplo no radiador, aumentando o tamanho do feixe que incide sobre o alvo, alterando, assim, a eficiência de detecção. A fim de corrigir esse efeito, determinamos experimentalmente a taxa de produção da reação $(e+\gamma, p)$ em função da separação entre o alvo e o radiador, d_r , e da espessura do radiador N_r . Estas medidas foram utilizadas para testar um cálculo de Monte Carlo das eficiências, $\epsilon_e(N_r, d_r)$ e $\epsilon_\gamma(N_r, d_r)$, associadas com a taxa de produção por eletro e eletro + fotodesintegração. Esse cálculo utilizou funções de transmissão do espectrômetro, medidas nas direções perpendicular e paralela à direção de dispersão do momentum. As eficiências calculadas foram utilizadas para obter os

"yields" de eletro + fotodesintegração, $Y_{e+\gamma}(E_o, N_r, d_r)$, extrapoladas para distância nula entre o alvo e o radiador, $Y_{e+\gamma}(E_o, N_r, 0)$. A correção utilizada é:

$$Y_{e+\gamma}(E_o, N_r, 0) \equiv Y_{e+\gamma}(E_o, N_r) = \left[\frac{Y_{e+\gamma}(E_o, N_r, d_r) + (\epsilon_\gamma(N_r, d_r) - \epsilon_e(N_r, d_r))Y_e(E_o)}{\epsilon_\gamma(N_r, d_r)} \right]$$

(II.1)

Esta correção aumenta os yields de eletro + fotodesintegração de, aproximadamente, 5% em 50 MeV e 10% em 35 MeV.

Dados sistemáticos não foram tomadas acima de 50 MeV porque a aproximação de núcleo pontual pode ser inadequada para o espectro E2. Medimos, porém, as secções de choque na energia de 100 MeV, a fim de verificar a magnitude do efeito de tamanho finito do núcleo.

II.2.c - Resultados

A. Os espectros

As figs. II.1.a e II.2.a mostram a secção de choque diferencial, $d^2\sigma/dQdT$, para emissão de partículas alfa a 90° e protons a 90° e 132° quando elétrons de 50 MeV incidem em alvos de 58 , 60 , 62 Ni. Os dados acima são mostrados como exemplos típicos. Dados similares foram obtidos para várias energias do elétron incidente e para vários ângulos. Como pode ser visto os espectros de partículas alfa para o 58 Ni e 60 Ni são essencialmente os mesmos e o do 62 Ni tem aproximadamente metade da intensidade. Os espectros de protons, por outro lado, tem intensidades na razão 1/0,4/0,2. O valor extraordinariamente alto do "yield" de protons no 58 Ni está associado à baixa secção de choque de fotoneutrons⁽⁴⁵⁻⁴⁷⁾. Pode-se antecipar que a secção de cho-

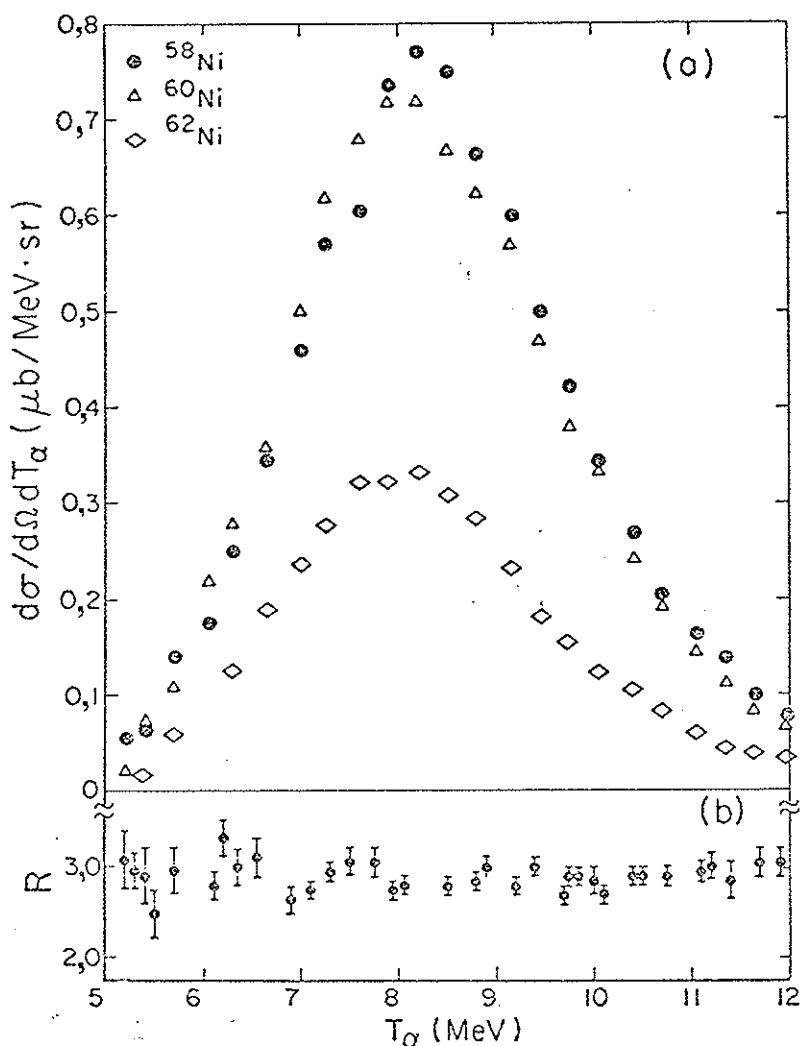


Fig. II.1

- a) O espectro de partículas alfa, $d^2\sigma/dT_\alpha d\Omega$, medido a 90 graus, quando elétrons de 50 MeV incidem em alvos de ^{58}Ni , ^{60}Ni e ^{62}Ni .
- b) A razão entre o número de partículas alfa produzidas por eletro+fotodesintegração no ^{58}Ni e o número produzido por eletrodesintegração. Esta razão foi obtida colocando um radiador de $0,217 \text{ g/cm}^2$ de Ta, no feixe, 7,6 cm antes do alvo.

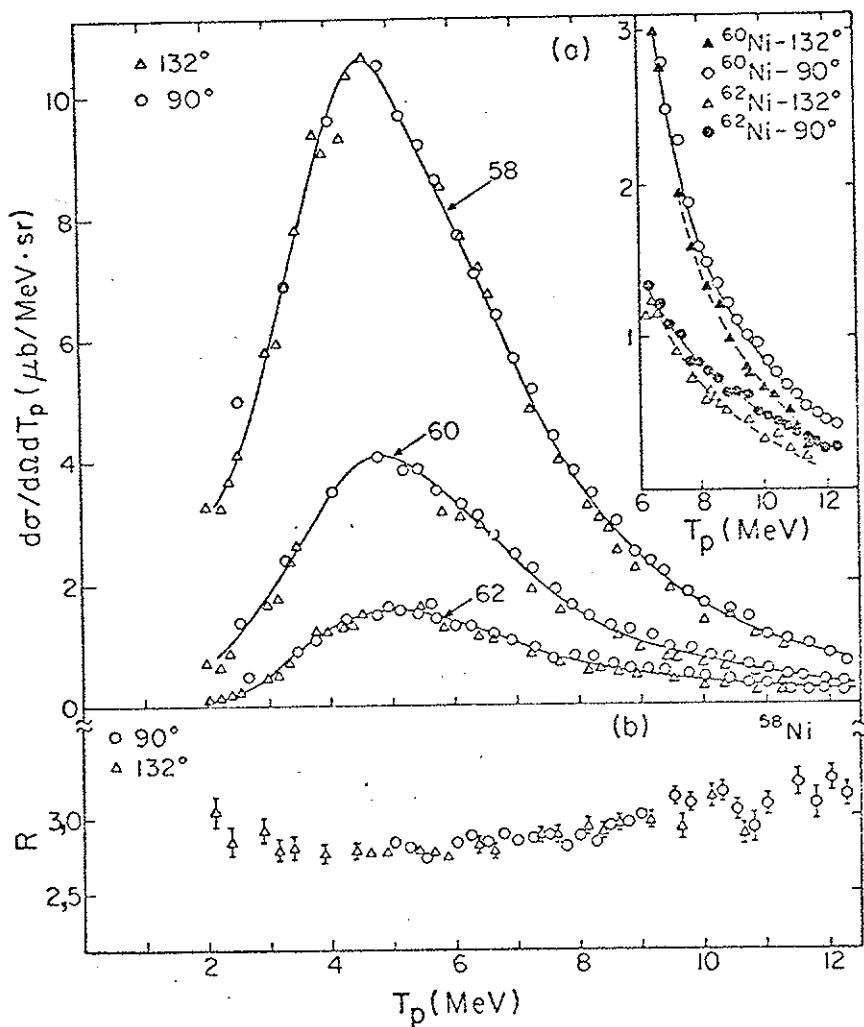


Fig. II.2

- a) O espectro de protons, $d^2\sigma/dT_p d\Omega$, medido a 90 e 132 graus, quando elétrons de 50 MeV incidem em alvos de ^{58}Ni , ^{60}Ni e ^{62}Ni . A inserção mostra o rabo do espectro para o ^{60}Ni e ^{62}Ni , onde os protons tem distribuição angular assimétrica em torno de 90 graus, ligeiramente para frente.
- b) A razão entre o número de protons produzido por eletro + fotodesintegração no ^{58}Ni e o número produzido por eletrodesintegração. Esta razão foi obtida colocando um radiador de $0,217 \text{ g/cm}^2$ no feixe, 7,6 cm antes do alvo.

que de fotoneutrons para o ^{62}Ni será correspondentemente alta.

Todos os espectros são bastante semelhantes em forma, tendo um pico largo em torno de 5 MeV para os protons e 8 MeV para as partículas alfa, com a assimetria característica de penetração através da barreira Coulombiana. Não há alteração dramática dos espectros em função da energia de bombardeamento dos elétrons, a forma se mantém praticamente inalterada e apenas o rabo de alta energia se torna relativamente mais intenso à medida que a energia do elétron aumenta, porém representa sempre uma fração pequena da secção de choque total. Ishkhanov et al.⁽³⁸⁾, obtiveram espectros de protons similares aos acima, bombardeando ^{58}Ni e ^{60}Ni com bremsstrahlung. Estes autores mostraram que, essencialmente, o mesmo espectro de protons é emitido em diferentes energias de excitação, mostrando que o processo é estatístico. Três grupos⁽³³⁻³⁶⁾ mediram espectros de alfas em vários alvos, em experiências semelhantes à aqui descrita e interpretaram esses espectros em termos de modelo estatístico.

Os protons são emitidos isotropicamente na região em torno do pico, porém tem distribuição angular para frente no rabo de alta energia. Esse efeito pode ser notado para protons de energia cinética maior que 8 MeV no ^{60}Ni e ^{62}Ni , conforme mostrado na inserção da Fig. II.2.a. A distribuição angular das partículas alfa será discutida posteriormente.

As Figs. II.1.b e II.2.b mostram a razão entre o número de partículas alfa e protons observados com e sem radiador antes do alvo. A constância dessa razão, em função da energia cinética da partícula emitida, mostra que os espectros gerados na eletro e na fotodesintegração são aproximadamente os mesmos. O radiador aumenta a intensidade por um fator que depende da energia das ressonâncias e da composição multipolar da radiação absorvida. Resultados análogos foram obtidos para o $^{60},^{62}\text{Ni}$. Flowers et al.⁽⁴²⁾, obtiveram um pico estreito em

torno de 4.2 MeV no espectro alfa do ^{60}Ni , o qual foi interpretado como sendo um "Wigner cusp" causado pela abertura do canal de neutrons. Uma vez que não observamos tal pico nos nossos espectros sugerimos que tal pico seja causado por um contaminante de baixo número atômico, possivelmente Oxigênio. Para verificar tal hipótese contaminamos um alvo de Ni com F, C e O. Nessas condições um pico estreito em torno de 4 MeV foi observado.

B. A secção de choque (e,p)

Partículas alfa e prótons de mesma energia podem ser contados simultaneamente no espetrómetro. Uma vez que a secção de choque (e,α) é muito menor que a (e,p) e tem seu pico em 8 MeV, medimos o yield de prótons e de partículas alfa, contando o número de partículas emitidas na faixa de energia $8,0 \pm 0,5$ MeV, em função da energia do elétron incidente, E_0 , entre 16 e 50 MeV. A curva de yield, $\sigma(E_0, \theta)$, versus E_0 , para prótons de 8 MeV emitidos pelo ^{58}Ni em função da energia do elétron incidente é mostrada na Fig. II.3. As medidas foram efetuadas a 48° , 90° e 132° e a distribuição angular é isotrópica acima de 20 MeV. Os pontos superiores foram obtidos colocando-se o radiador de Ta no feixe, de forma que os prótons são produzidos por foto eletrodesintegração.

A secção de choque $\sigma_{e,p}(E_0)$ (Fig. II.4) foi obtida comparando - se a área sob o espectro de prótons com o número de prótons no intervalo $8,0 \pm 0,5$ MeV e multiplicando-se a secção de choque diferencial por 4π . Os "yields", $y_{e,p}(E_0)$, com radiador foram obtidos nas mesmas unidades, multiplicando-se pelas mesmas constantes. A justificativa para este procedimento está em que, a 90° , a razão entre o número de prótons no intervalo $8,0 \pm 0,5$ MeV e o número total de prótons é a mesma, com e sem radiador.

A relação entre a secção de choque de eletrodesin-

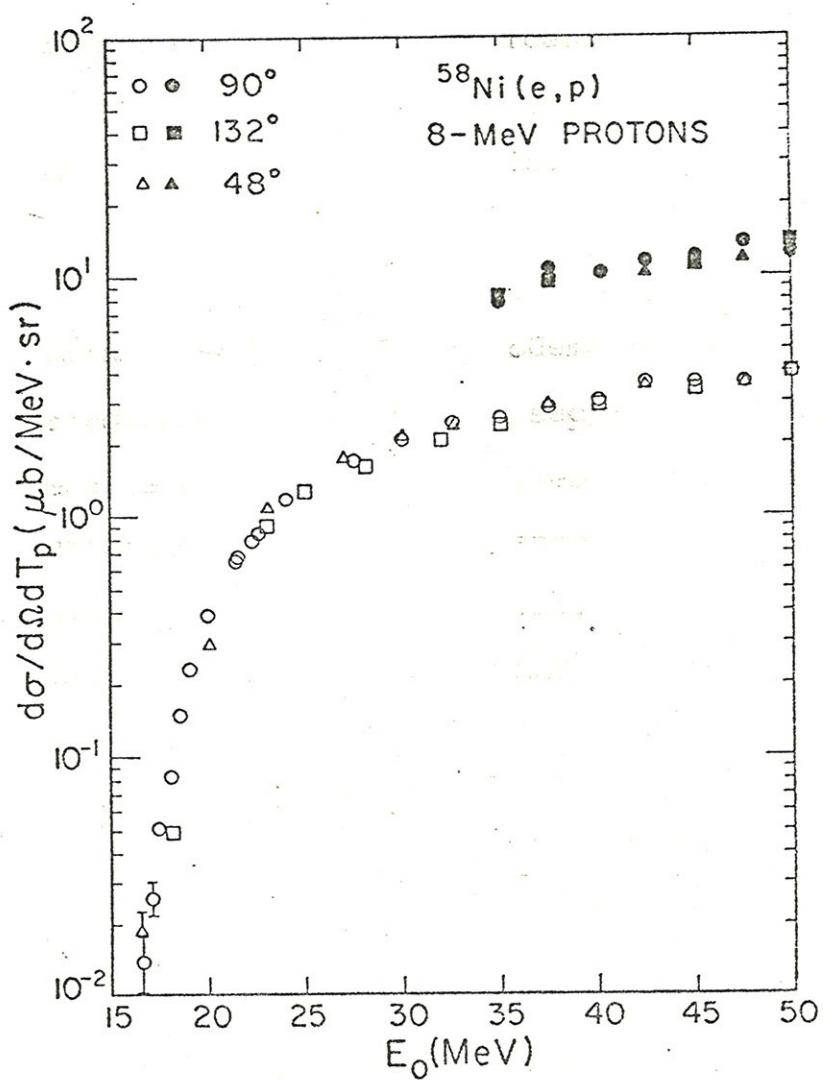


Fig. II.3

A secção de choque diferencial, $d^2\sigma/dT_p d\Omega$, para a produção de prótons de energia cinética $8,0 \pm 0,5$ MeV, em função da energia total, E_0 , do elétron incidente. As medidas foram efetuadas a três ângulos: 132° (triângulos), 90° (círculos) e 48° (quadrados). Os pontos superiores referem-se ao yield obtido para eletro+fotodesintegração, produzido por um radiador de $0,217$ g/cm² de Ta.

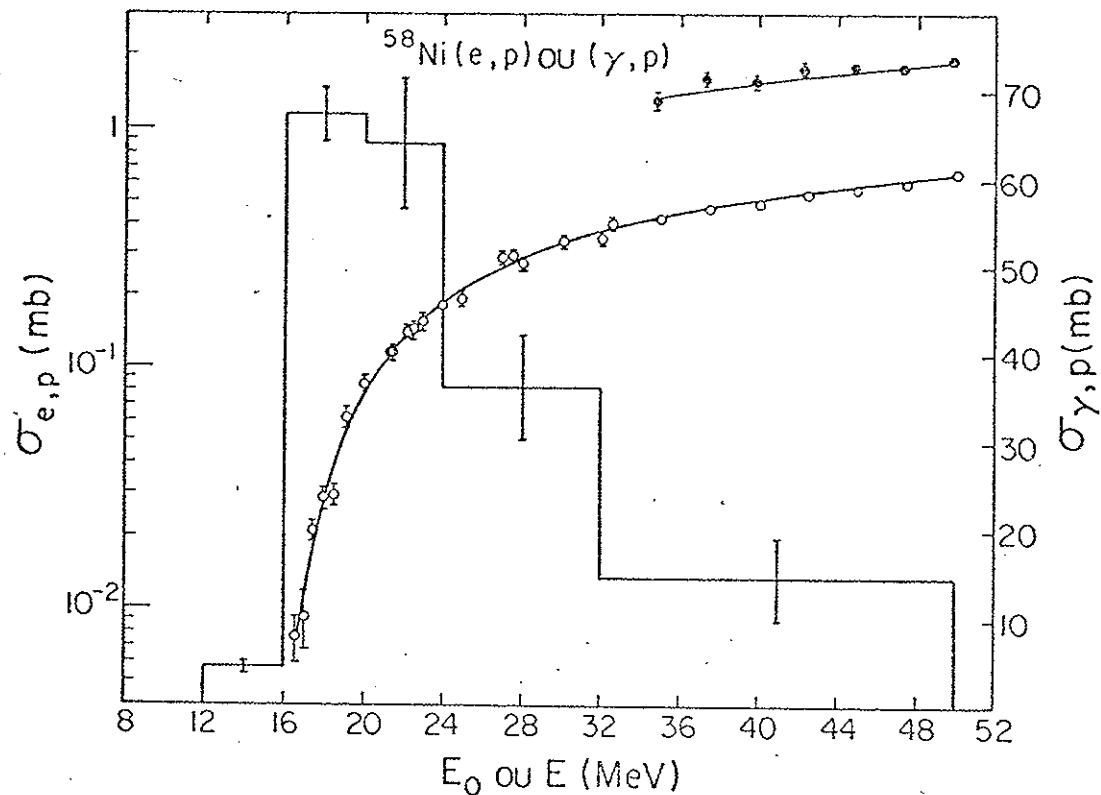


Fig. III.4

Os círculos vazios representam a secção de choque $^{58}\text{Ni}(e,p)$ e os círculos cheios são os resultados obtidos quando um radiador de Ta de $0,217 \text{ g/cm}^2$ é colocado no feixe de elétrons de energia E_0 , antes do alvo, de forma que os prótons são produzidos por eletro+fotodesintegração. O histograma (escala da direita) é a secção de choque (γ,p) obtida a partir dos dados experimentais, utilizando o espectro de fótons virtuais E_1 na Eq. (I.8) e a secção de choque de bremsstrahlung de Davies-Bethe-Maximon na Eq. (II.2). As curvas através dos pontos experimentais são as secções de choque previstas, de eletro e eletro+fotodesintegração, para a secção de choque (γ,p) de multi polaridade E_1 dada pelo histograma.

tegração medida e a correspondente secção de choque de fotodesintegração é dada pela Eq. (I.8) e a correspondente expressão para o "yield" com radiador é:

$$Y_{e,x}(E_o) = \sigma_{e,x}(E_o - \Delta) + N_r \int_0^{E_o - m} \sum_{\lambda L} \sigma_{\gamma,\alpha}^{\lambda L}(E) K(E_o - \frac{\Delta}{2}, E, Z_r) \frac{dE}{E} \quad (II.2)$$

onde Δ é a perda de energia por radiação e colisão sofrida por elétrons de energia E_o , no radiador de espessura N_r e número atômico Z_r , sendo N_r o número de átomos/cm² e $K(E_o, E, Z_r)$ a secção de choque de bremsstrahlung.

A secção de choque, $\sigma_{e,p}(E_o)$ e os "yields" $Y_{e,p}(E_o)$, foram ajustados usando diferentes formas para a secção de choque fotonuclear e o espectro de fôtons virtuais El nas Eq. (I.8) e (II.2). Ambas as secções de choque de bremsstrahlung, de Schiff (fórmula 3BS(e) de Koch e Motz⁽⁴⁸⁾) e de Davies-Bethe-Maximon (fórmula 3CS(c) de Koch e Motz⁽⁴⁸⁾) foram usadas na Eq. (II.2). Uma vez que essas secções de choque diferem em magnitude por aproximadamente 10%, elas afetam o valor da secção de choque (γ, p) obtida.

Como o espectro El é relativamente plano (veja Fig. I.8) os ajustes da secção de choque (e,p) não são muito sensíveis à forma assumida para a secção de choque $\sigma_{\gamma,p}^{El}(E)$. Os ajustes são bastante sensíveis à posição em energia da ressonância gigante e principalmente à magnitude da secção de choque integrada. A Fig. II.5 exemplifica este fato. As 5 secções de choque foto-nucleares mostradas ajustam igualmente bem os nossos dados de $\sigma_{e,p}$ no ⁵⁸Ni. A curva pontilhada representa a secção de choque (γ, p) medida por Ishkhanov et al.⁽³⁸⁾, multiplicada por 1,22. Essa diferença de valor absoluto entre as medidas de (γ, p) da ref.⁽³⁸⁾ e nossos resultados será discutida posteriormente. As outras três curvas lisas são funções analíticas descritas na legen-

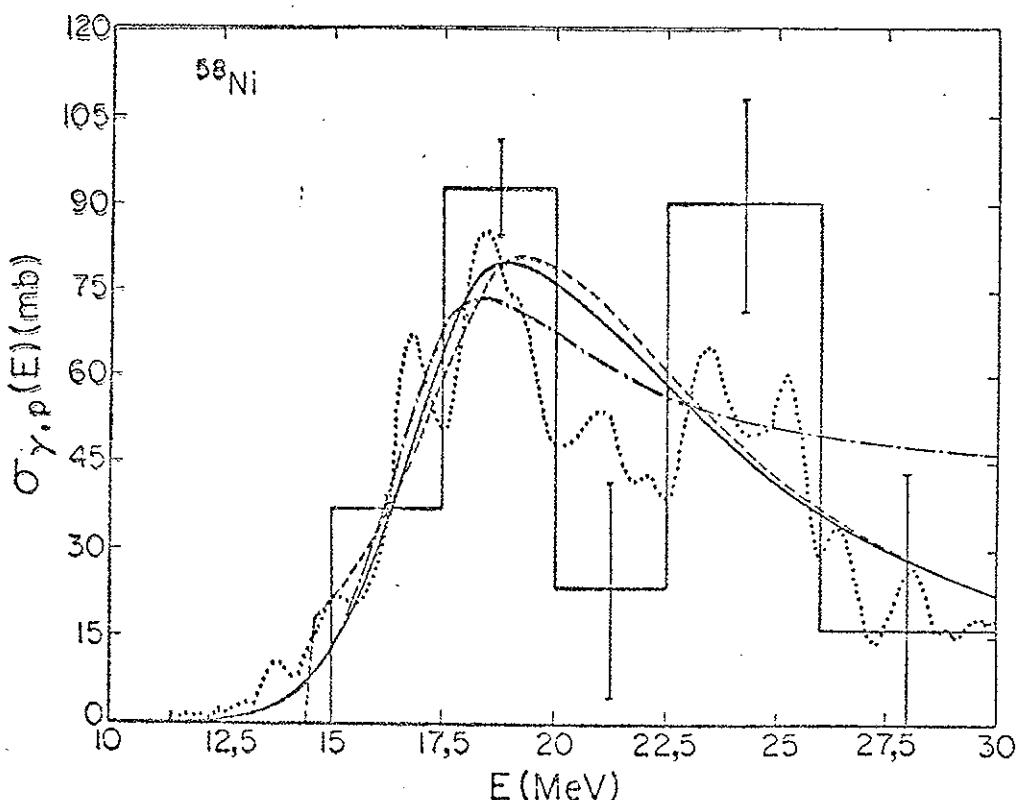


Fig. II.5

Várias formas de secção de choque (γ, p) que ajustam os dados experimentais da secção de choque $^{58}\text{Ni}(e, p)$ quando combinadas com o espectro $E\Gamma$ na Eq. (I.8). Estas secções de choque (γ, p) foram obtidas ajustando apenas os dados experimentais de eletrodesintegração até 30 MeV. A curva pontilhada é a secção de choque (γ, p) obtida por Ishkanov et al. (ref. 38), multiplicada por 1,22. A curva tracejada é uma Lorentziana com largura menor para energias abaixo do pico da ressonância e largura maior para energias acima, truncada em torno de 15 MeV. A curva sólida é uma Gaussiana para energias abaixo do pico de ressonância e uma Lorentziana para energias acima. A curva pontilhada-tracejada é uma Gaussiana para energias abaixo do pico de ressonância e uma Lorentziana+constante para energias acima do pico. O histograma, com faixas de 2,5 MeV, reproduz, aproximadamente, a estrutura da secção de choque obtida por Ishkanov et al.

da da Fig. II.5. O histograma, com faixas de 2,5 MeV, reproduz, aproximadamente a secção de choque (γ, p) da ref. ³⁸⁾ (curva pontilhada). Como resultado deste e outros testes adotamos o ajuste por histograma para representar a secção de choque fotonuclear obtida de nossas medidas de eletrodesintegração. O histograma não impõe restrição alguma a forma da secção de choque fotonuclear, ao contrário das funções analíticas. O ajuste por histograma é equivalente ao "unfolding" da Eq. (I.8) quando o número de faixas é igual ao número de pontos experimentais, porém, nesse caso, o número de parâmetros livres é igual ao número de pontos medidos.

As secções de choque $\sigma_{e,p}(E_0)$ e $\gamma_{e,p}(E_0)$ foram ajustadas simultaneamente com a secção de choque (γ, p) representada por um histograma. As energias de excitação foram divididas em faixas de 4 MeV abaixo de 30 MeV e em faixas bem mais largas acima dessa energia. Os dados experimentais determinam, então, as magnitudes da secção de choque, adequadas a cada faixa. Os ajustes e as secções de choque (γ, p) assim obtidas são mostradas nas Figs. II.4, II.6 e II.7 para o ^{58}Ni , ^{60}Ni e ^{62}Ni , respectivamente. Esses ajustes foram obtidos usando a secção de choque de bremsstrahlung de Davies-Bethe-Maximon (DBM) com a função de blinding dada por Bethe e Heitler. Se utilizarmos a secção de choque de Schiff obtemos valores ligeiramente mais altos para as secções de choque integradas (γ, p) e a qualidade dos ajustes é um pouco pior. As secções de choque integradas, obtidas com ambas as secções de choque de bremsstrahlung são mostradas na Tabela II.2. Baseados no trabalho de Tseng e Pratt⁽⁴⁹⁾ e em discussões mantidas com Maximon⁽⁵⁰⁾, acreditamos que o resultado correto se situa entre os dois, porém mais próximo do valor obtido usando a secção de choque de bremsstrahlung de Davies-Bethe-Maximon, que, também, sistematicamente, produz ajustes de qualidade melhor, aos nossos resultados experimentais.

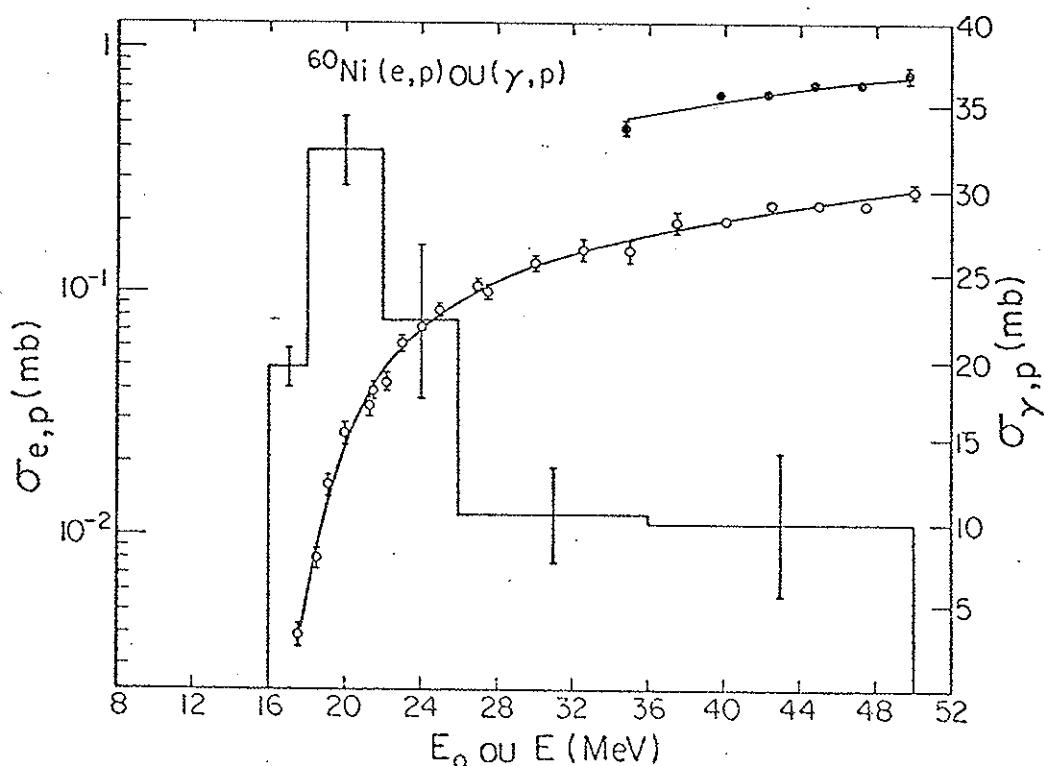


Fig. II.6

Os círculos vazios representam a secção de choque $^{60}\text{Ni}(e,p)$ e os círculos cheios são os resultados obtidos quando um radiador de Ta de $0,217 \text{ g/cm}^2$ é colocado no feixe de elétrons, de Energia E_0 , antes do alvo, de forma que os prótons são produzidos por eletro+fotodesintegração. O histograma (escala da direita) é a secção de choque (γ,p) obtida a partir dos dados experimentais, utilizando o espectro de fotons virtuais E_1 na Eq. (1.8) e a secção de choque de bremsstrahlung de Davies-Bethe-Maximon na Eq. (II.2). As curvas através dos pontos experimentais são as secções de choque previstas, de eletro e eletro+fotodesintegração, para a secção de choque (γ,p) de multi polaridade E_1 dada pelo histograma.

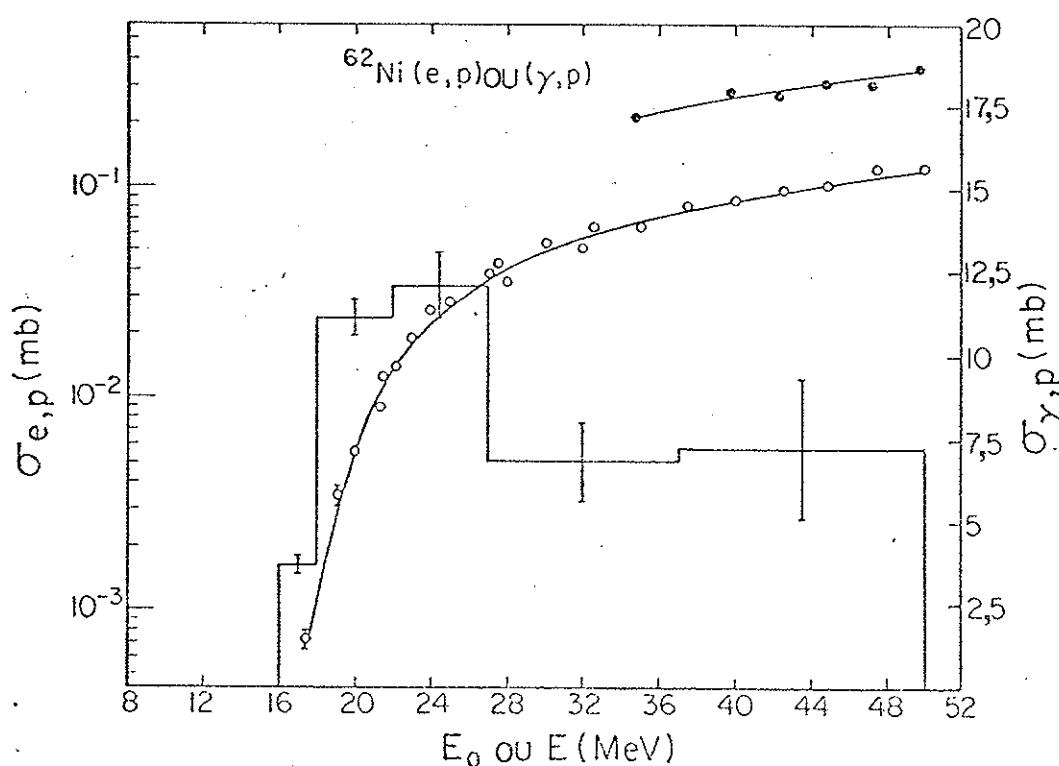


Fig. II.7

Os círculos vazios representam a secção de choque ${}^{62}\text{Ni}(e,p)$ e os círculos cheios são os resultados obtidos quando um radiador de Ta de $0,217 \text{ g/cm}^2$ é colocado no feixe de elétrons, de energia E_0 , antes do alvo, de forma que os prótons são produzidos por eletro+fotodesintegração. O histograma (escala da direita) é a secção de choque (γ,p) obtida a partir dos dados experimentais, utilizando o espectro de fotons virtuais E_1 na Eq. (I.8) e a secção de choque de bremsstrahlung de Davies-Bethe-Maximon na Eq. (II.2). As curvas através dos pontos experimentais são as secções de choque previstas, de eletro e eletro+fotodesintegração, para a secção de choque (γ,p) de multi polaridade E_1 dada pelo histograma.

TABELA II.2
PORCENTAGEM DA REGRA DA SOMA DE DIPOLÔ ELETRICO
NO CANAL DE PROTONS

Núcleo	Schiff	D-B-M
⁵⁸ Ni	113 ± 11	126 ± 12
⁶⁰ Ni	53 ± 6	61 ± 7
⁶² Ni	28 ± 2	32 ± 2

Regra da Soma de Dipolo: $\int \sigma dE = 60NZ/A$ MeV.mb.
Limite superior de integração = 50 MeV.

A Tabela II.3 compara as secções de choque obtidas a partir das nossas medidas de (e, p), integradas até 30 MeV, com outros valores existentes na literatura. Os resultados de Miyase et al.⁽⁴⁰⁾ são um tanto mais baixos que as outras medidas. Eses autores obtiveram as secções de choque (γ, p) através de medidas de (e, p) como no presente trabalho, porém usaram o espectro El em onda plana na análise dos dados experimentais. Os valores mais baixos obtidos não podem resultar da utilização do espectro El em PWBA. É interessante, também notar que a secção de choque (γ, p_0) apresentada na ref.⁴⁰⁾ corresponde a menos do que 5% da secção de choque (γ, p).

Devido à discrepância de nosso valor absoluto com os de outros autores decidimos verificar os nossos valores absolutos, realizando uma medida totalmente independente das apresentadas acima. Medimos a secção de choque (e, p) no ⁶²Ni, em 30 MeV, usando atividade residual. Escolhemos o ⁶²Ni por causa da meia vida conveniente de 100 minutos do ⁶¹Co, bem como pela simplicidade de seu esquema de desintegração: o decaimento beta popula o primeiro estado excitado do ⁶¹Ni, a 67 keV, com 100% de

TABELA II.3

SECÇÕES DE CHOQUE (γ, p) INTEGRADAS

Núcleo	$\int_0^{30} \sigma_{\gamma, p}(E) dE$	Referência
^{58}Ni	570 \pm 60	37
	520 \pm 90	39
	480 \pm 100	40
	754 \pm 75 ^a	Este trabalho
	800 \pm 92 ^b	Este trabalho
^{60}Ni	320 \pm 50	37
	210 \pm 80	40
	264 \pm 29 ^a	Este trabalho
	307 \pm 43 ^b	Este trabalho
^{62}Ni	110 \pm 25	40
	130 \pm 20	39
	120 \pm 9 ^a	Este trabalho
	133 \pm 14 ^b	Este trabalho

a) Secção de choque de bremsstrahlung de Schiff.

b) Secção de choque de bremsstrahlung de Davies-Bethe-Maximon.

probabilidade, sendo que 14% dos raios γ sofram conversão interna⁽⁵¹⁾. O alvo de ^{62}Ni foi exposto durante 3 horas a 8 uA de elétrons de 30 MeV no espectrômetro de espalhamento de elétrons do NBS. A técnica utilizada é semelhante a da ref.⁵²⁾ realizada para medir o valor absoluto da secção de choque (e, n) no ^{12}C ⁽⁵²⁾. A carga foi medida em intervalos de 100seg. usando toroides de ferri-ta, que foram calibrados em relação à Faraday Cup do NBS, cuja calibração absoluta é bem conhecida. Os raios γ de 67 keV foram contados usando o sistema de detector planar Ge(Li), calibrado, desenvolvido pela "Radioactivity Section" do National Bureau of Standards e atualmente utilizado para estabelecer a atividade de fontes radioativas padrão.

A secção de choque obtida é $4,8 \pm 0,1 \times 10^{-29} \text{ cm}^2$. O erro tem praticamente igual contribuição da estatística de contagem, incerteza na eficiência do detector, calibração do monitor de carga e posicionamento do alvo em relação ao detector Ge(Li).

O resultado acima deve ser comparado com a secção de choque de $5,1 \pm 0,2 \times 10^{-29} \text{ cm}^2$ obtido em 30 MeV, contando-se diretamente os protons. Uma vez que o alvo de ^{62}Ni tem 0,46% de ^{58}Ni , o qual tem um yield de protons bem mais intenso, o valor correto da secção de choque $^{62}\text{Ni}(e, p)$ seria $5,0 \pm 0,2 \times 10^{-29} \text{ cm}^2$, em bom acordo com o valor $4,8 \pm 0,1 \times 10^{-29} \text{ cm}^2$ obtido por atividade residual. O presente teste estabelece confiança nos valores absolutos relatados neste trabalho.

C. A secção de choque (e, α)

Conforme já mencionado, partículas alfa foram detetadas simultaneamente com os protons. A análise dos resultados, entretanto, mostrou comportamento diferente. As curvas de yield para alfas de $8,0 \pm 0,5$ MeV emitidas pelo ^{58}Ni a ângulos de 48, 90 e 132 graus são mostradas na Fig. II.8. As curvas cheias foram traçadas para guiar o olho. A distribuição angular destas

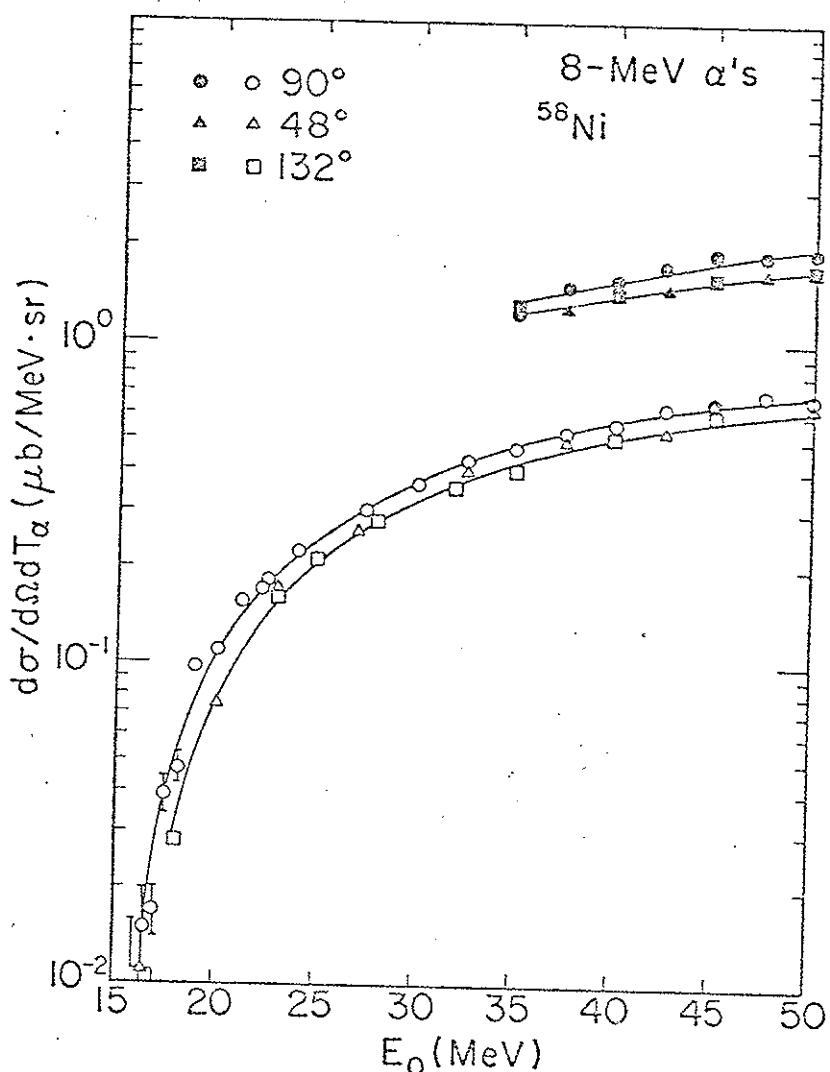


Fig. II.8

A secção de choque diferencial, $d^2\sigma/dT_\alpha d\Omega$, para produção de partículas alfa no ^{56}Ni em função da energia total, E_0 , do elétron incidente. As medidas foram efetuadas em três ângulos: 90° (círculos), 48° (triângulos) e 132° (quadros). Os pontos superiores referem-se ao yield de eletro+fotodesintegração produzido por um radiador de $0,217 \text{ g/cm}^2$ de Ta, colocado no feixe, 7,6 cm antes do alvo. As curvas traçadas são para guiar a vista.

partículas tem pico em 90° e, dentro da precisão desta experiência, é simétrica em torno de 90°. Como no caso dos dados obtidos para protons, os yields foram integrados sobre as energias cinéticas das partículas alfa e em ângulo a fim de se obter $\sigma_{e,\alpha}(E_0)$ e $Y_{e,\alpha}(E_0)$ mostrados na Fig. II.9. A distribuição angular pode ser escrita como:

$$\sigma(\theta, E_0) = \sigma(90^\circ) [A(E_0) + B(E_0) \sin^2 \theta] \quad (\text{II.3})$$

onde as funções $A(E_0)$ e $B(E_0)$ foram determinadas por ajuste aos dados experimentais:

$$A(E_0) = 0,49 + 8,3 \times 10^{-3} E_0 \quad (\text{II.4})$$

$$B(E_0) = 0,51 - 8,3 \times 10^{-3} E_0$$

Não foi possível ajustar os dados de $\sigma_{e,\alpha}(E_0)$ e $Y_{e,\alpha}(E_0)$ usando apenas o espectro de fotons virtuais de dipolo elétrico. Conforme indicado pelos resultados experimentais de $^{54}\text{Fe}(\gamma, \alpha)^{58}\text{Ni}^{(43)}$, a secção de choque (γ, α) possui uma componente importante de quadrupolo elétrico. As Figs. II.10, II.11 e II.12 mostram, para os isótopos do Ni, as secções de choque medidas $\sigma_{e,\alpha}(E_0)$, os yields $Y_{e,\alpha}(E_0)$ e os ajustes a partir dos quais as secções de choque (γ, α) para E1 e E2 foram obtidos. Utilizou-se para esses ajustes a secção de choque de bremsstrahlung de Davies-Bethe-Maximon. A componente E2 localiza-se numa única faixa entre 14-20 MeV, na região onde ocorre absorção E2 para esses núcleos e sua intensidade é suficiente para implicar que a emissão alfa é um modo importante do decaimento dessa ressonância.

A Tabela II.4 mostra a porcentagem das regras de

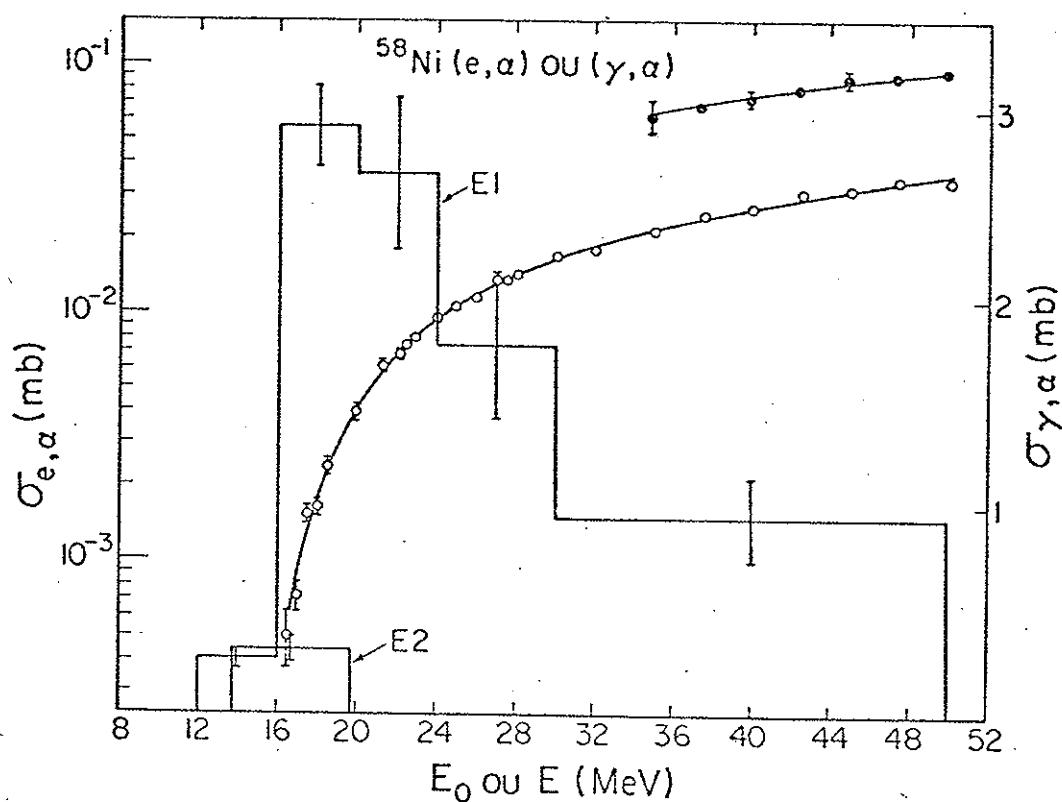


Fig. II.9

Os círculos vazios representam a secção de choque $^{58}\text{Ni}(e,\alpha)$ e os círculos cheios são os resultados obtidos quando um radiador de Ta de $0,217 \text{ g/cm}^2$ é colocado no feixe de elétrons, de energia E_0 , antes do alvo, de forma que as partículas alfa são produzidas por eletro+fotodesintegração. Os histogramas (escala da direita) são as secções de choque (γ,α) , de multipolaridade E1 e E2, obtidas a partir dos dados experimentais. As curvas através dos pontos experimentais são as secções de choque previstas para eletro e eletro+fotodesintegração, utilizando as secções de choque (γ,α) dadas pelos histogramas, nas Eq. (I.8) e (II.2) com os respectivos espectros de fotons virtuais E1 e E2 e a secção de choque de bremsstrahlung de Bethe-Davies-Maximon.

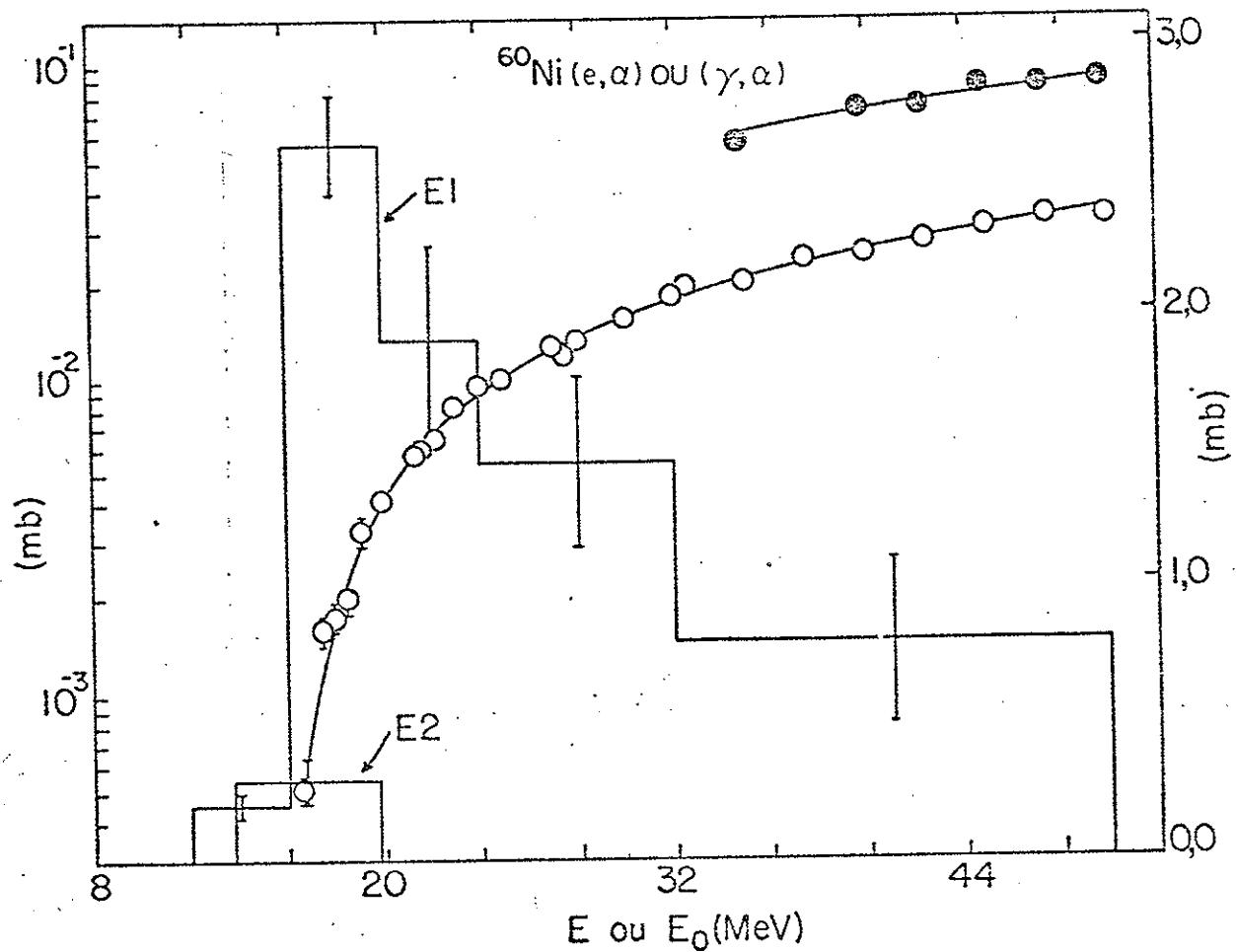


Fig. II.10

Os círculos vazios representam a secção de choque $^{60}\text{Ni}(e,\alpha)$ e os círculos cheios são os resultados obtidos quando um radiador de Ta de $0,217 \text{ g/cm}^2$ é colocado no feixe de elétrons, de energia E_0 , antes do alvo, de forma que as partículas alfa são produzidas por eletro+photodesintegração. Os histogramas (escala da direita) são as secções de choque (γ,α) , de multipolaridade EI e E2, obtidas a partir dos dados experimentais. As curvas através dos pontos experimentais são as secções de choque previstas de eletro e eletro+photodesintegração, utilizando as secções de choque (γ,α) dadas pelos histogramas, nas Eq. (I.8) e (II.2) com os respectivos espectros de fotons virtuais EI e E2 e a secção de choque de bremsstrahlung de Bethe-Davies-Maximon.

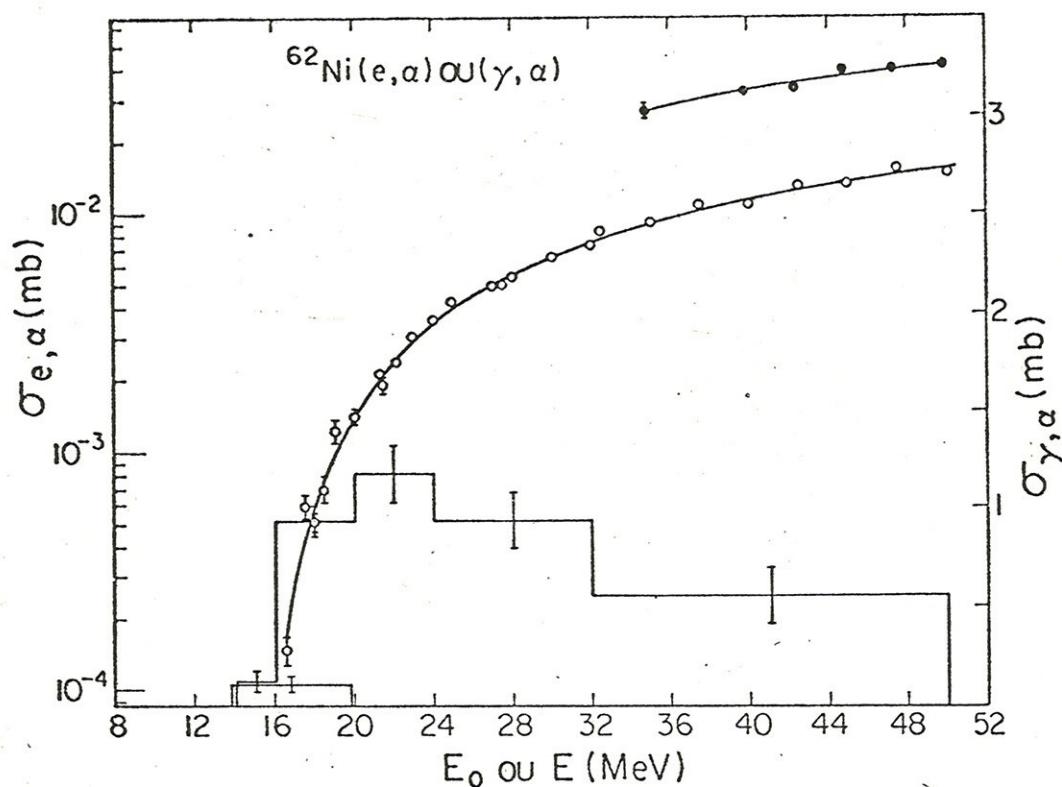


Fig. II.11

Os círculos vazios representam a secção de choque $^{62}\text{Ni}(e,\alpha)$ e os círculos cheios são os resultados obtidos quando um radiador de Ta de $0,217 \text{ g/cm}^2$ é colocado no feixe de elétrons, de energia E_0 , antes do alvo, de forma que as partículas alfa são produzidas por eletro+fotodesintegração. Os histogramas (escala da direita) são as secções de choque (γ,α) , de multipolaridade $E1$ e $E2$, obtidas a partir dos dados experimentais. As curvas através dos pontos experimentais são as secções de choque previstas para eletro e eletro+fotodesintegração, utilizando as secções de choque (γ,α) dadas pelos histogramas, nas Eq. (I.8) e (II.2) com os respectivos espectros de fôtons virtuais $E1$ e $E2$ e a secção de choque de bremsstrahlung de Bethe-Davies-Maximon.

soma E1 e E2 no canal α obtidas utilizando-se as secções de choque de bremsstrahlung de Schiff e Davies-Bethe-Maximon na análise dos dados experimentais.

A Tabela (II.4) mostra que a intensidade E1 no canal α não é muito importante enquanto que a intensidade E2 é apreciável. Comparando essas intensidades devemos lembrar que uma soma isoescalar E2 no ^{60}Ni em 17 MeV é 13 MeVmb, ou seja, apenas 1,5% de uma soma de dipolo elétrico. Tão baixa intensidade torna-se detetável nesta experiência devido ao rápido crescimento do espectro de fotons virtuais E2 para baixas energias do foton virtual.

Núcleo	TABELA II.4			
	E1		E2	
	Schiff	D-B-M	Schiff	D-B-M
^{58}Ni	$4,8 \pm 0,5$	$6,0 \pm 0,6$	24 ± 3	15 ± 3
^{60}Ni	$4,4 \pm 0,7$	$5,4 \pm 0,7$	24 ± 4	15 ± 4
^{62}Ni	$2,4 \pm 0,3$	$2,9 \pm 0,3$	10 ± 2	6 ± 2
Regra da Soma E1: $60\text{NZ}/\text{A}$ MeV.mb				
Regra da Soma E2: $0,22\text{Z}^2\text{A}^{-1/3}$ $\mu\text{b}/\text{MeV}$				
Limite superior da integral para E1=50 MeV e para E2=20 MeV				

Deve-se notar que, embora dois multipolos, E1 e E2, de paridades opostas, participem na reação (e,α) , a grande maioria das partículas alfa emitidas não apresentam assimetria em torno de 90° . O significado disto é que estes dois modos são independentes, a absorção ocorre principalmente em diferentes ener-

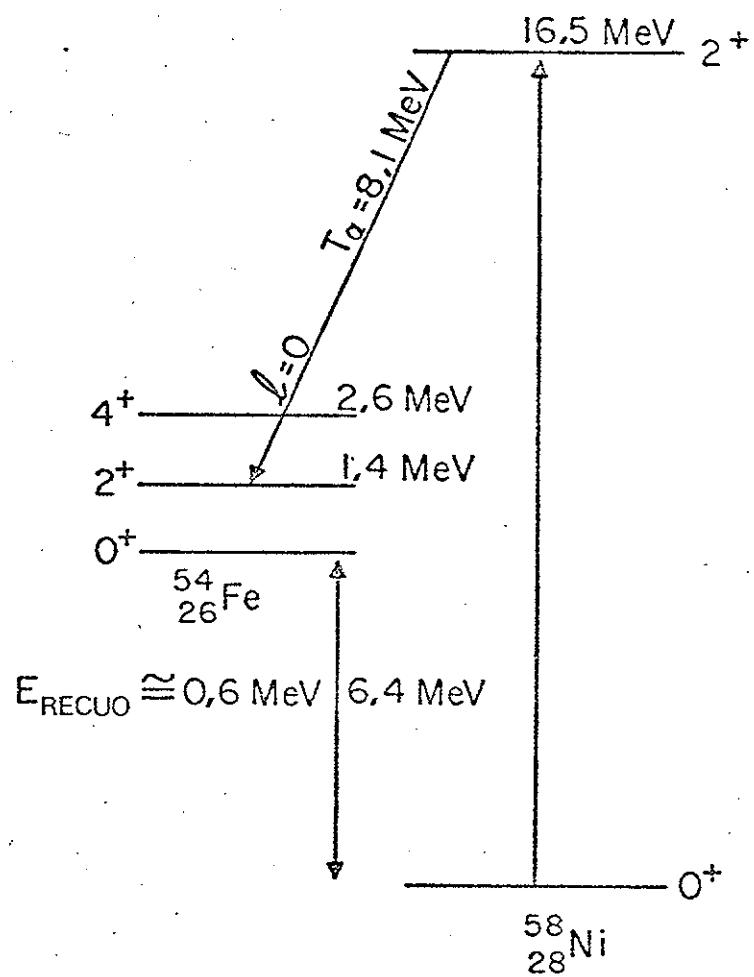


Fig. II.12

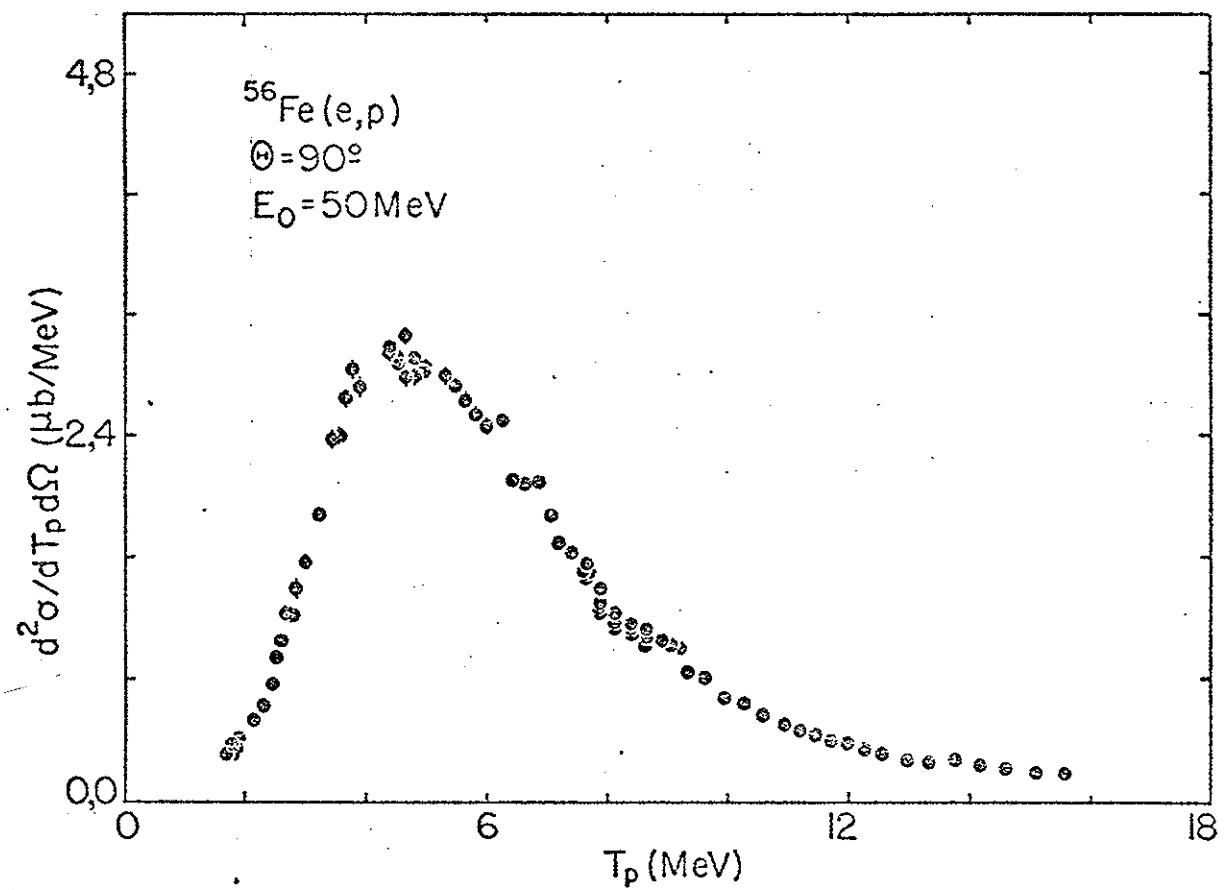
Esquema de desintegração sugerido para o decaimento da ressonância isoescalar de quadrupolo elétrico no ^{58}Ni .

gias de excitação e os estados finais não são os mesmos. De fato, as partículas alfa emergem do núcleo com, aproximadamente, o mesmo espectro, independente da energia de excitação. Parece que o espectro é determinado principalmente pela barreira Coulombiana.

As partículas alfa emitidas a partir da absorção E1 devem popular, principalmente níveis na região de 3,5 a 6,5 MeV acima do estado fundamental. Há, naturalmente, diferenças individuais para os 3 isótopos, uma vez que eles tem energias de separação um pouco diferentes, mas, de qualquer forma, a densidade de níveis no núcleo residual é suficientemente grande de forma que vários dos muitos níveis possam ser populados. A situação é um tanto diferente para partículas alfa emitidas como resultado da absorção E2 porque a ressonância E2 se localiza em energia de excitação mais baixa. Aqui somos levados a concluir que o estado 2^+ do núcleo residual é populado durante uma fração razoável de tempo. A Fig. II.12 mostra o possível esquema de decaimento da ressonância isoescalar E2 no ^{58}Ni . A distribuição angular aproximadamente isotrópica sugere que alfas com $\ell=0$ sejam emitidas. A pequena anisotropia na distribuição angular do ^{58}Ni é consistente com a magnitude da componente E1 da secção de choque (γ, α_0) relatada na ref. ⁴³⁾.

II.3 - A eletrodesintegração do ^{56}Fe , ^{59}Co e ^{64}Zn

A técnica experimental é a mesma descrita para os isótopos do Ni. A secção de choque $d\sigma/d\Omega dT$ foi medida a 62,90 a 118 graus. As Figs. II.13 a II.18 mostram espectros típicos de protons e partículas alfa para elétrons de energia 50 MeV. As Figs. II.19 a II.21 mostram as secções de choque $\sigma_{e,p}(E_0)$ e as Figs. II.22 a II.24 as secções de choque $\sigma_{e,\alpha}(E_0)$ obtidas

Fig. II.13

O espectro de protons, $d^2\sigma/dT_p d\Omega$, medido a 90 graus, quando elétrons de 50 MeV incidem num alvo de ^{56}Fe .

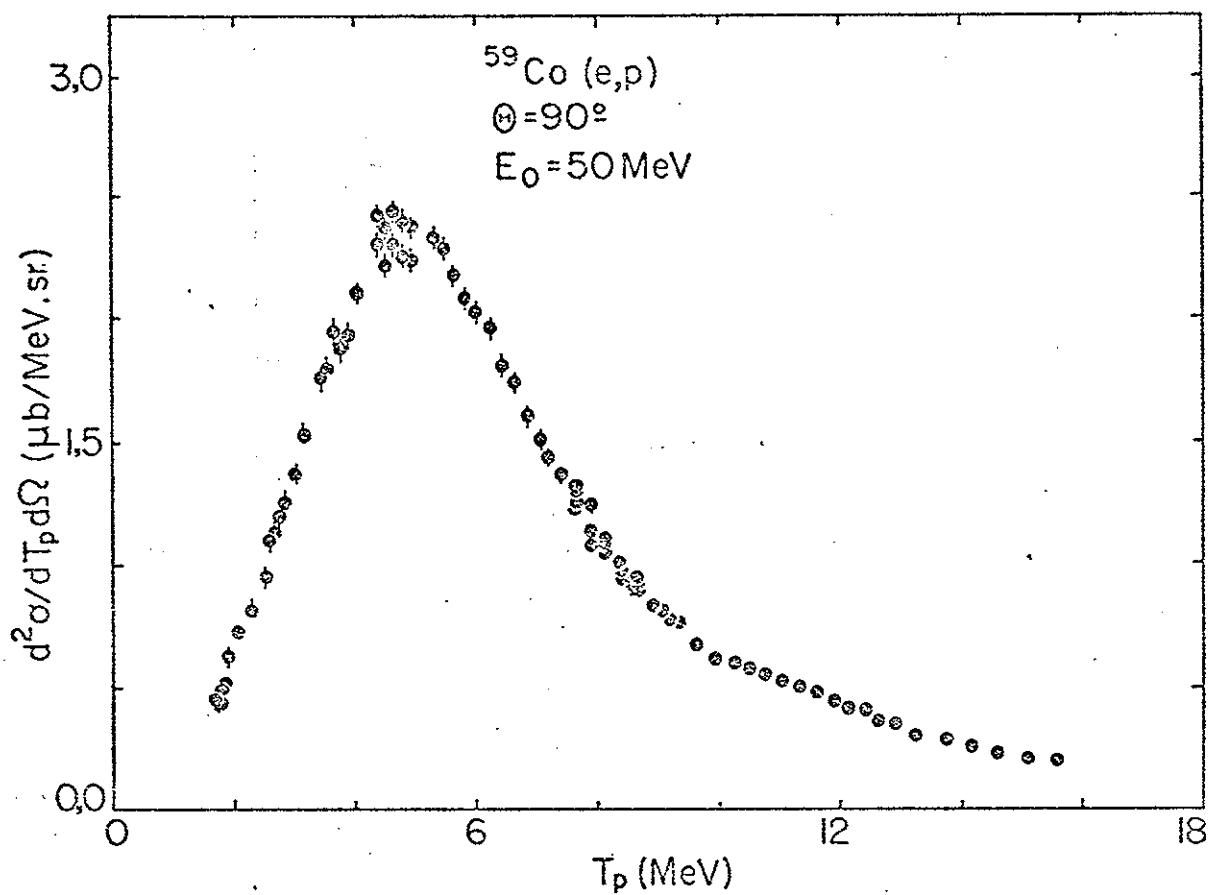
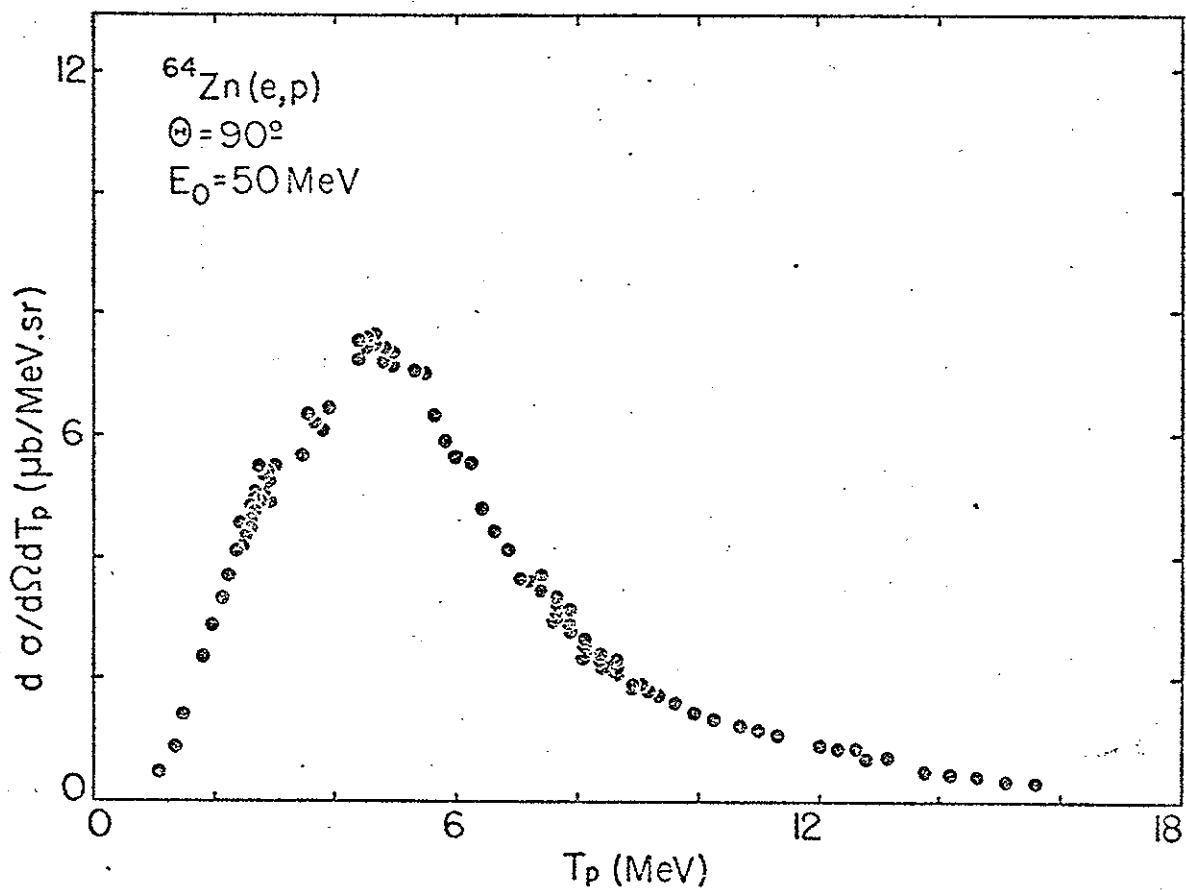
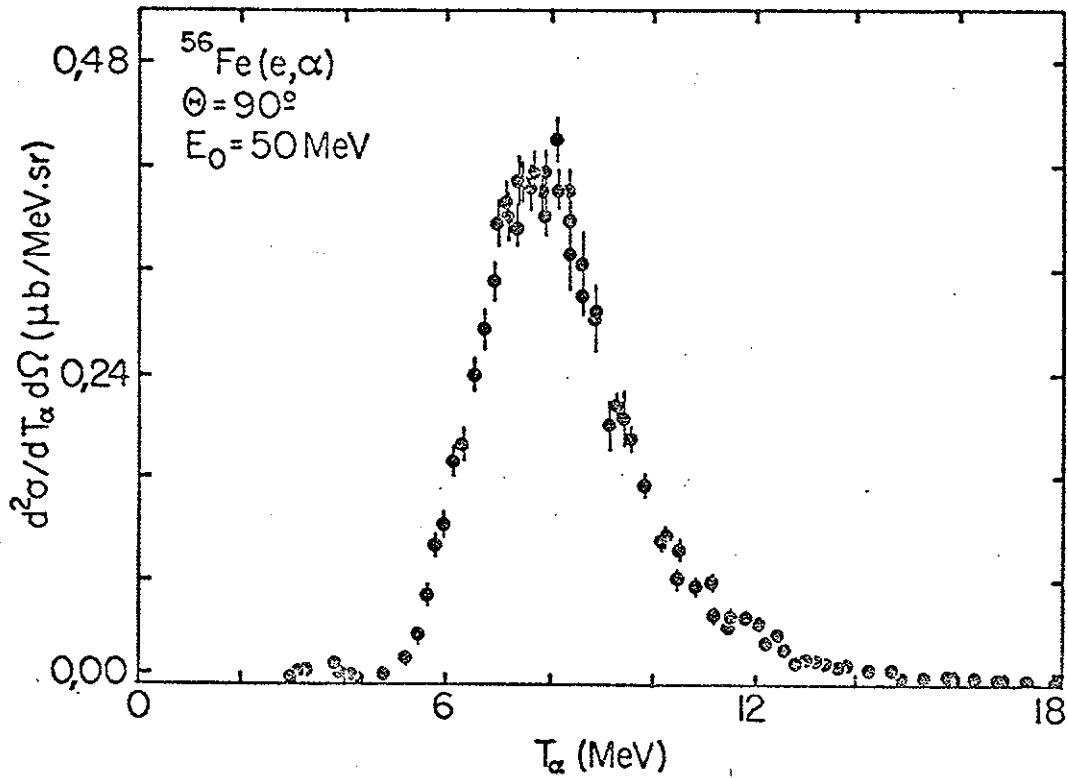


Fig. II.14

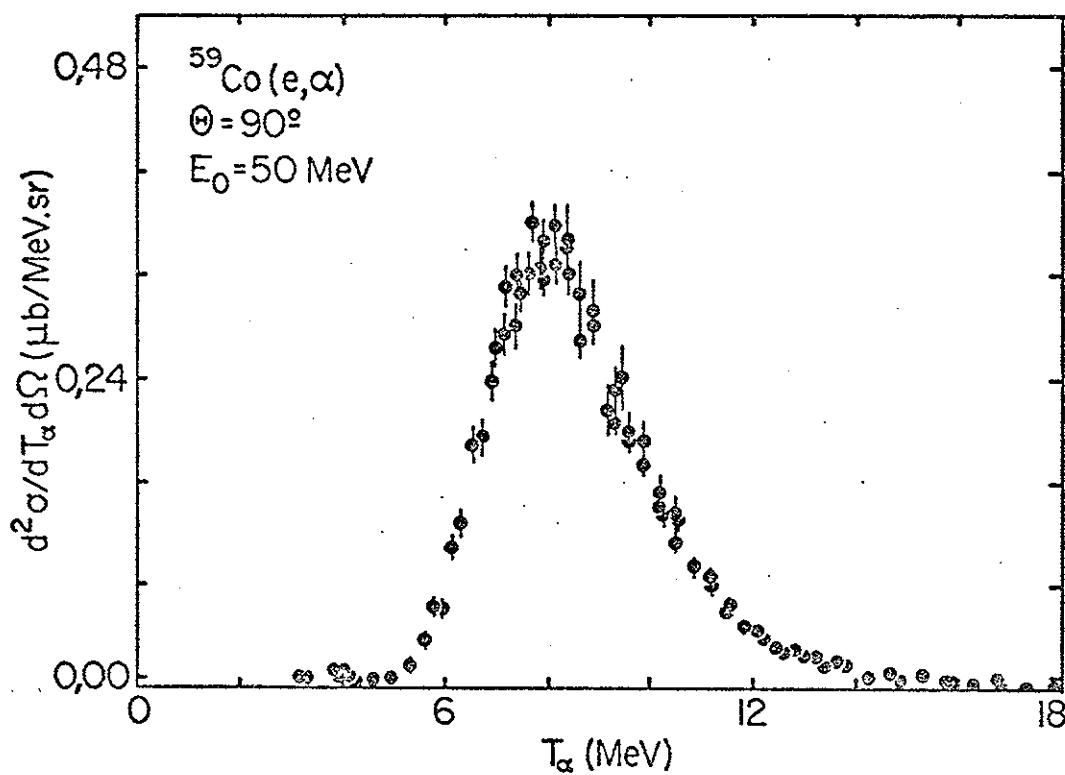
O espectro de protons, $d^2\sigma/dT_p d\Omega$, medido a 90 graus, quando elétrons de 50 MeV incidem num alvo de ^{59}Co .

Fig. II.15

O espectro de protons, $d^2\sigma/dT_p d\Omega$, medido a 90 graus, quando elétrons de 50 MeV incidem num alvo de ${}^{64}\text{Zn}$.

Fig. II.16

O espectro de partículas alfa, $d^2\sigma/dT_\alpha d\Omega$, medido a 90 graus, quando elétrons de 50 MeV incidem num alvo de ^{56}Fe .

Fig. II.17

O espectro de partículas alfa, $d^2\sigma/dT_\alpha d\Omega$, medido a 90 graus, quando elétrons de 50 MeV incidem num alvo de ^{59}Co .

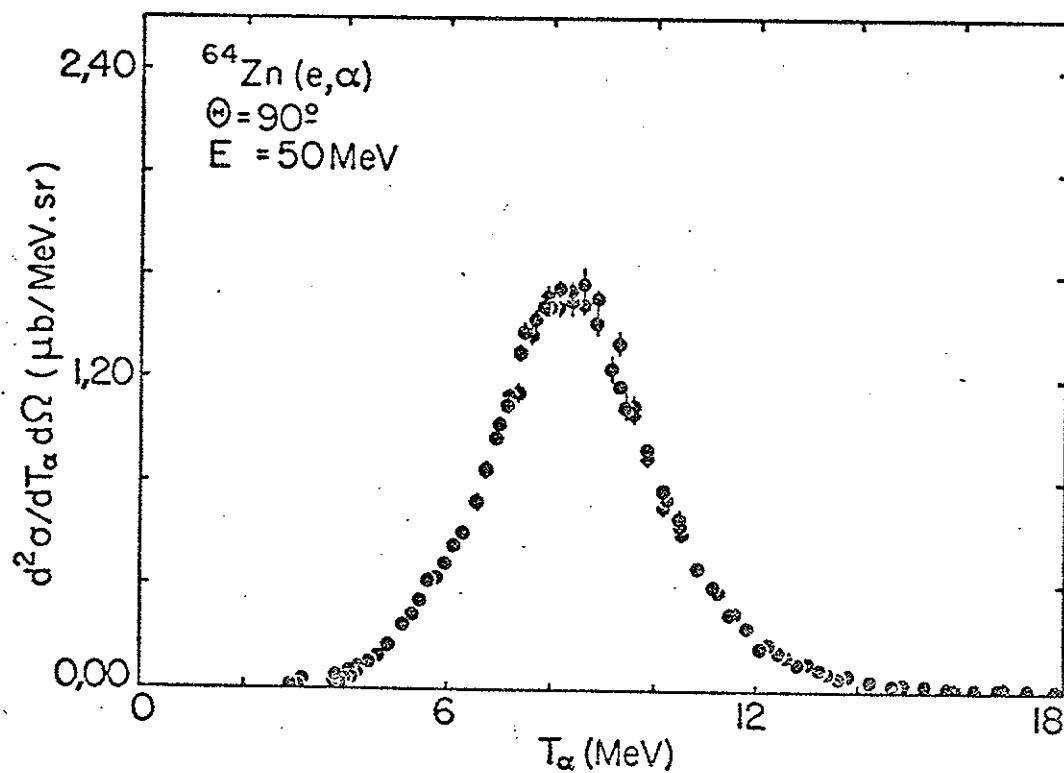


Fig. II.18

O espectro de partículas alfa, $d^2\sigma/dT_\alpha d\Omega$, medido a 90 graus, quando elétrons de 50 MeV incidem num alvo de ^{64}Zn .

multiplicando-se por 4π as secções de choque medidas a 62,90 e 118 graus. Acima de 20 MeV a distribuição angular de protons e partículas alfa é isotrópica, dentro da precisão da medida. Existem algumas inconsistências de pontos experimentais abaixo de 20 MeV. Pretendemos efetuar mais medidas nessa região. Apresentamos aqui uma análise preliminar das medidas. Para essa análise supusemos a distribuição angular como sendo isotrópica e utilizamos os pontos experimentais obtidos a 90° multiplicados por 4π . Acreditamos que esse procedimento não altera de maneira significativa os resultados da análise. A intensidade das componentes E1 e E2 é determinada principalmente pela razão entre os "yields" com e sem radiador. Verificamos que no caso do ^{58}Ni , se utilizamos para obtenção da secção de choque $\sigma_{e,\alpha}$, medidas a 90° multiplicadas por 4π , os resultados obtidos para as intensidades E1 e E2 se situam dentro dos erros das intensidades apresentadas na Tabela II.4.

Como no caso dos isótopos do Ni, é possível ajustar as secções de choque (e,p) assumindo apenas multipolaridade E1, porém para as secções de choque (e,α) é necessário assumir a existência de E1 e E2.

As Figs. II.25 a II.27 mostram as secções de choque $\sigma_{e,p}$, os yields obtidos com radiador, os resultados do ajuste e os histogramas obtidos para as correspondentes secções de choque (γ,p). A Tabela II.5 mostra a intensidade E1 obtida para o canal de protons.

As Figs. II.28 a II.30 mostram as secções de choque $\sigma_{e,\alpha}$, os yields obtidos com radiador, os resultados do ajuste e os histogramas obtidos para as secções de choque (γ,α) de multipolaridade E1 e E2. A Tabela II.6 mostra as intensidades E1 e E2 obtidas para o canal de partículas alfa.

A fim de ilustrar a sensibilidade do método, na Fig. II.31 mostramos a secção de choque $\sigma_{e,\alpha}$ para ^{64}Zn . É im-

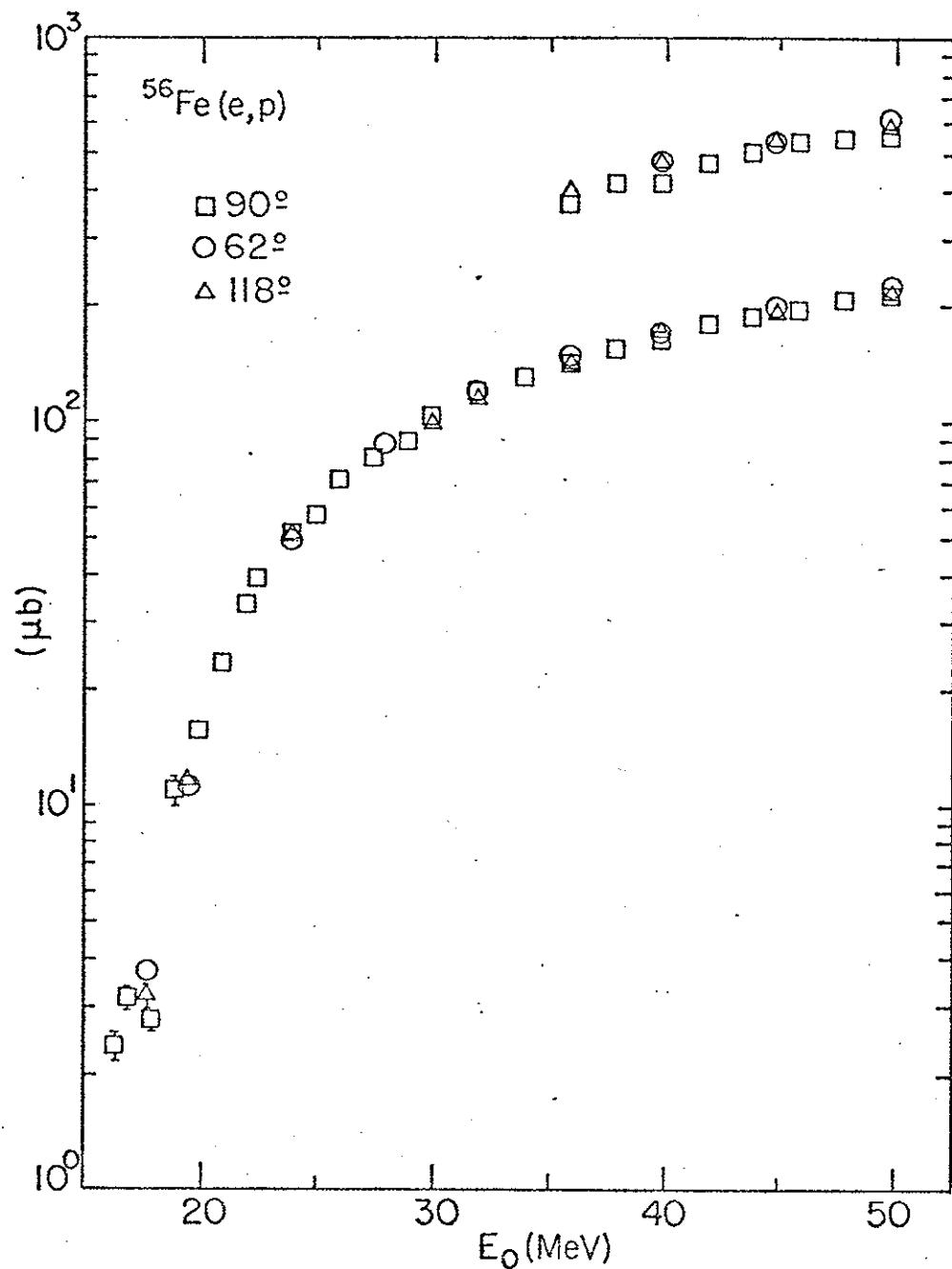


Fig. II.19

A secção de choque $^{56}\text{Fe}(e,p)$ obtida multiplicando por 4π as medidas efetuadas a 90° (quadrados), 62° (círculos) e 118° (triângulos). Os pontos superiores referem-se a eletro+fotodesintegração obtida colocando um radiador de Ta de $0,217 \text{ g/cm}^2$ no feixe de elétrons de energia E_0 , antes do alvo. A distribuição angular é aproximadamente isotrópica.

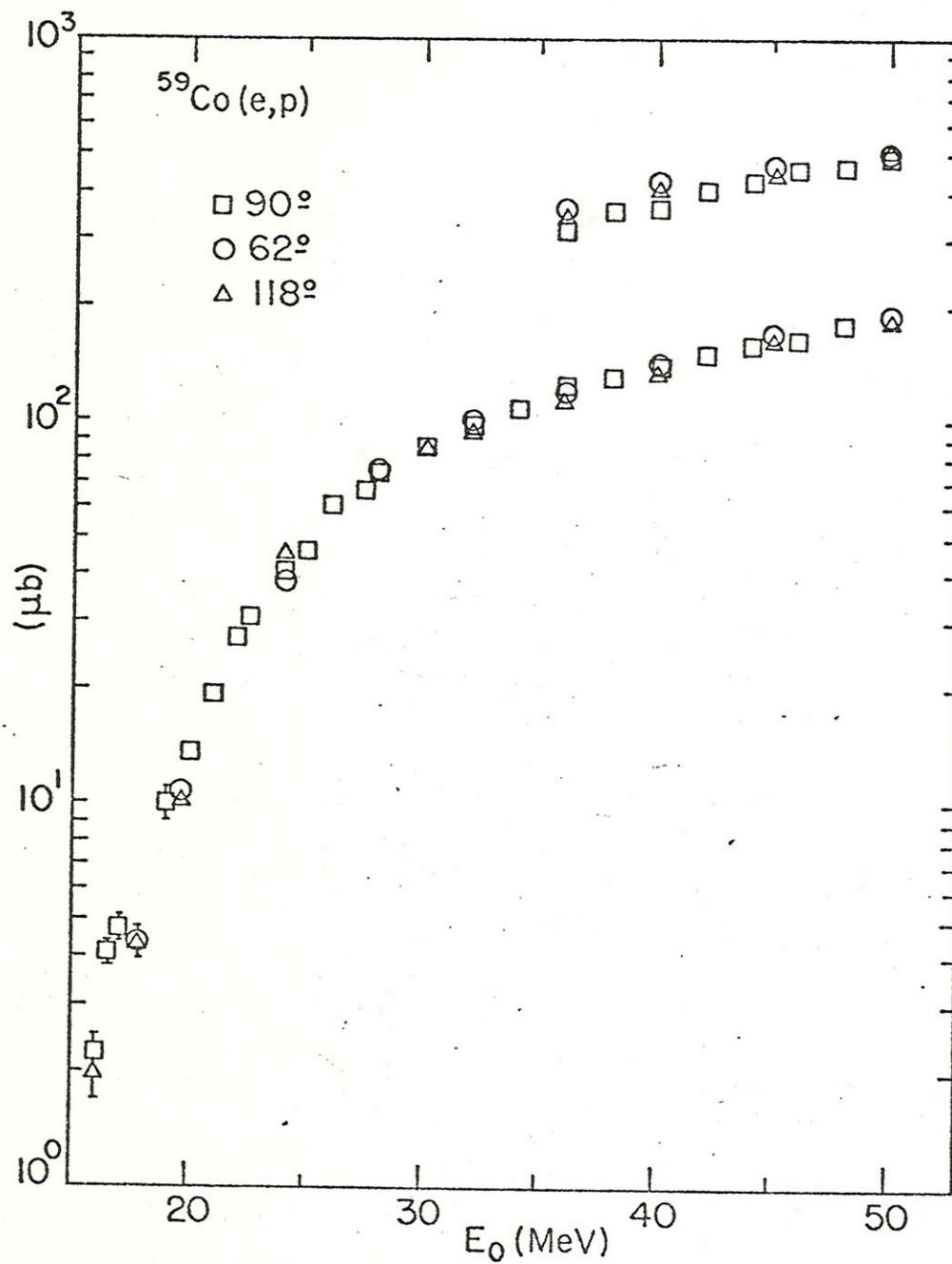


Fig. II.20

A secção de choque $^{59}\text{Co}(e,p)$ obtida multiplicando por 4π as medidas efetuadas a 90° (quadrados), 62° (círculos) e 118° (triângulos). Os pontos superiores referem-se a eletro+fotodesintegração obtida colocando um radiador de Ta de $0,217 \text{ g/cm}^2$ no feixe de elétrons de energia E_0 , antes do alvo. A distribuição angular é aproximadamente isotrópica.

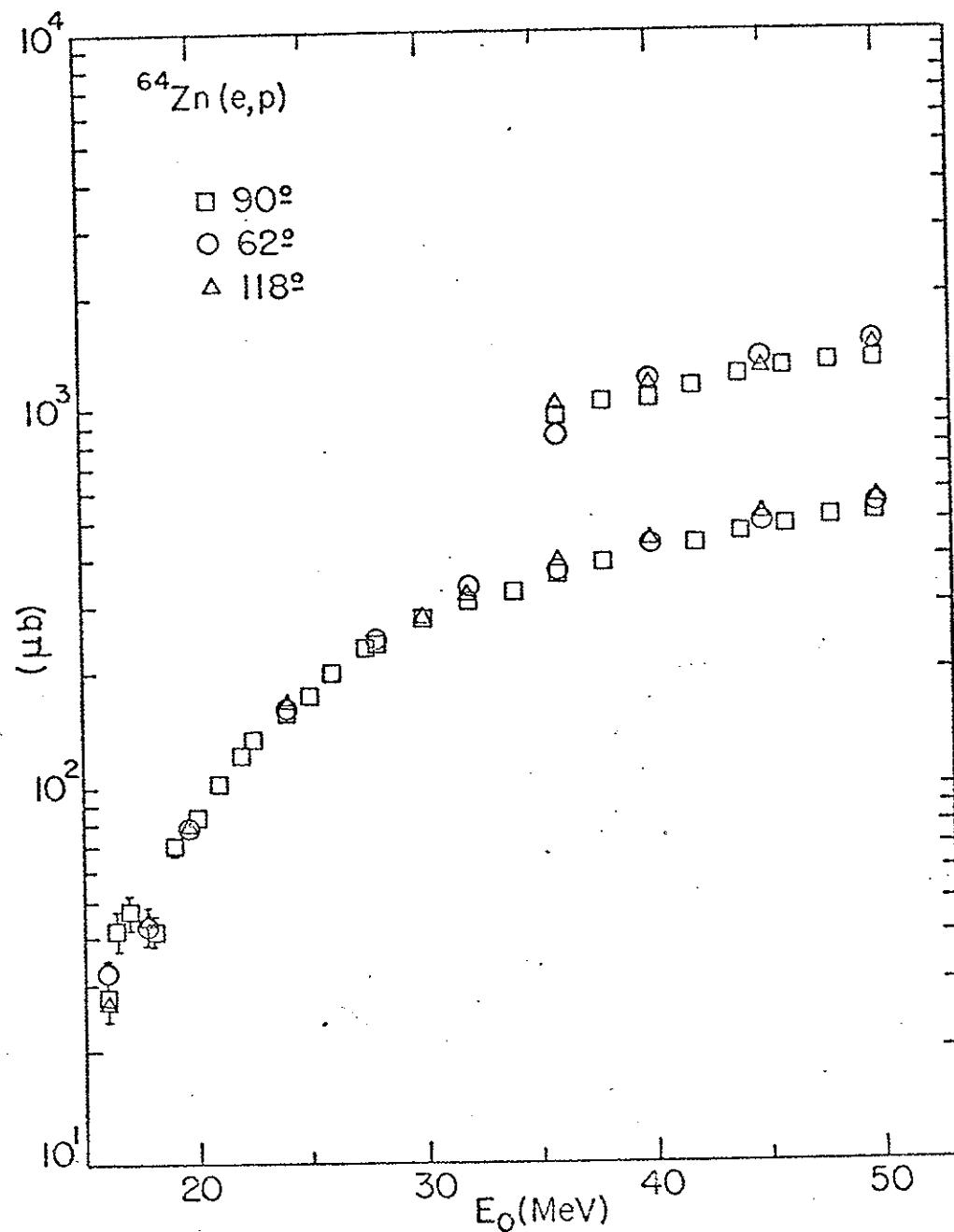


Fig. II.21

A secção de choque $^{64}\text{Zn}(e,p)$ obtida multiplicando por 4π as medidas efetuadas a 90° (quadrados), 62° (círculos) e 118° (triângulos). Os pontos superiores referem-se a eletro+fotodesintegração obtida colocando um radiador de Ta de $0,217 \text{ g/cm}^2$ no feixe de elétrons de energia E_0 , antes do alvo. A distribuição angular é aproximadamente isotrópica.

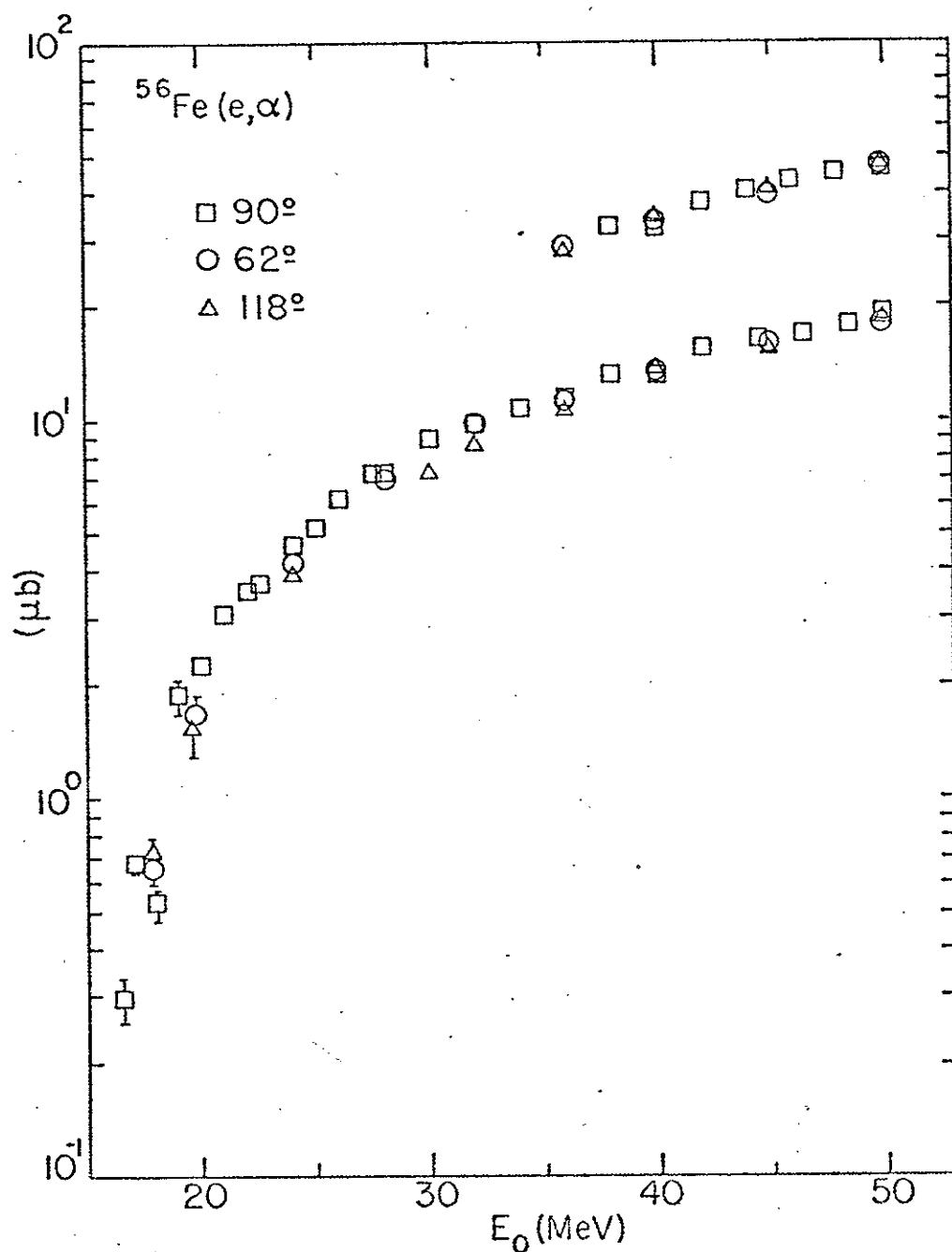


Fig. II.22

A secção de choque $^{56}\text{Fe}(\text{e},\alpha)$ obtida multiplicando por 4π as medidas efectuadas a 90° (quadrados), 62° (círculos) e 118° (triângulos). Os pontos superiores referem-se a eletro+fotodesintegração obtida colocando um radiador de Ta de $0,217 \text{ g/cm}^2$ no feixe de elétrons de energia E_0 , antes do alvo. A distribuição angular é aproximadamente isotrópica.

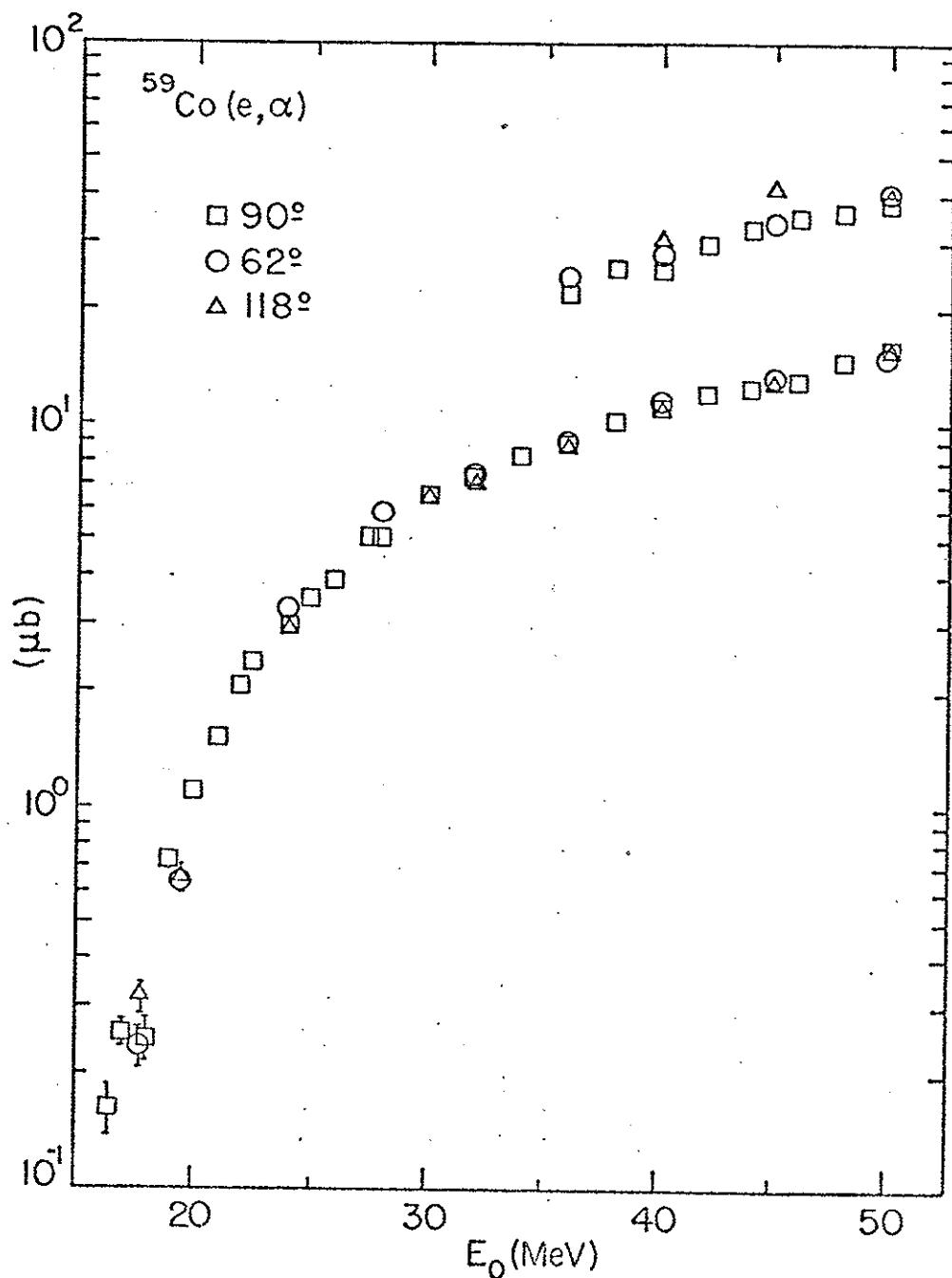


Fig. II.23

A secção de choque $^{59}\text{Co}(e, \alpha)$ obtida multiplicando por 4π as medidas efectuadas a 90° (quadrados), 62° (círculos) e 118° (triângulos). Os pontos superiores referem-se a eletro+fotodesintegração obtida colocando um radiador de Ta de $0,217 \text{ g/cm}^2$ no feixe de elétrons de energia E_0 , antes do alvo. A distribuição angular é aproximadamente isotrópica.

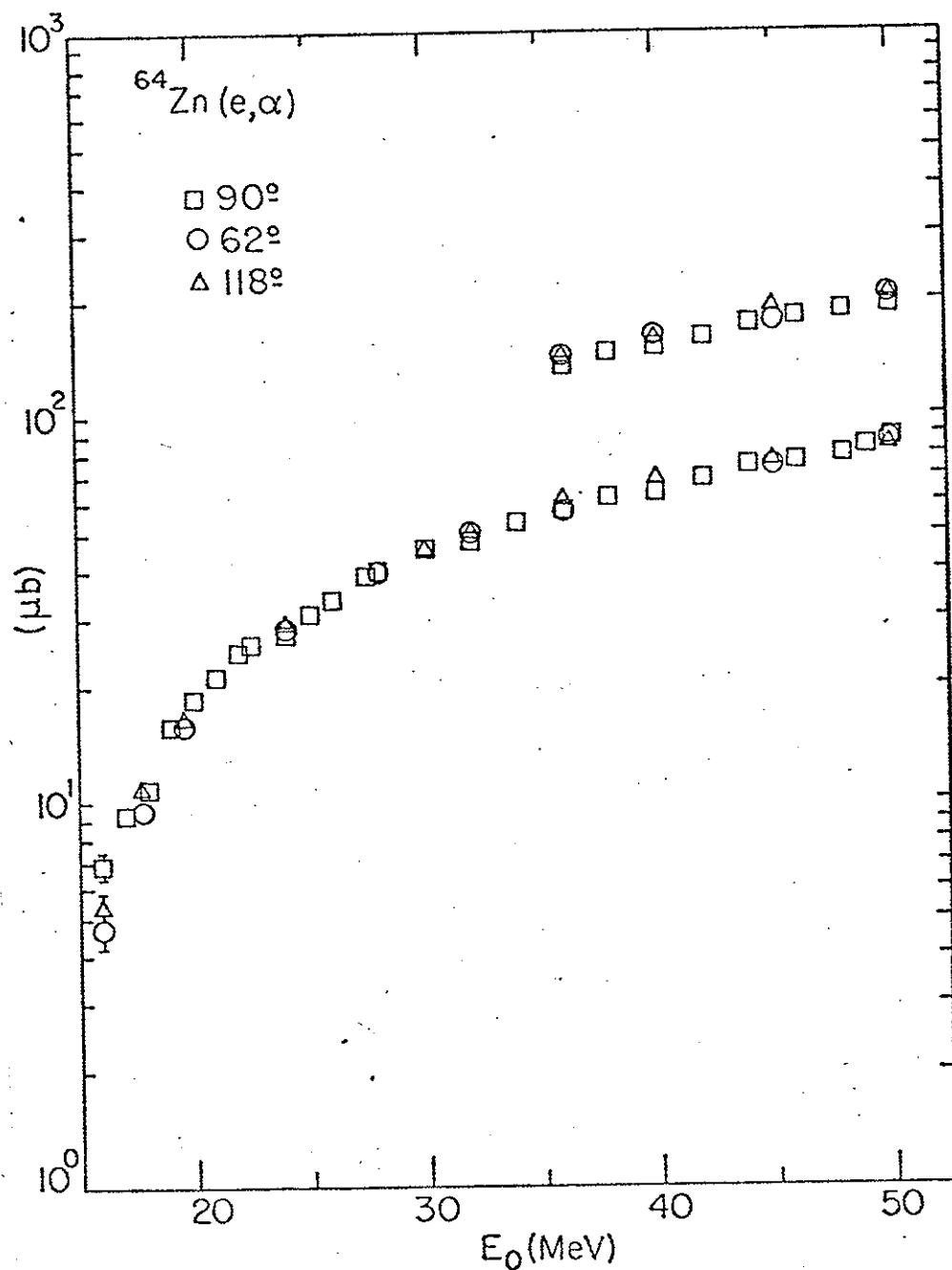


Fig. II.24

A secção de choque $^{64}\text{Zn}(e,\alpha)$ obtida multiplicando por 4π as medidas efetuadas a 90° (quadrados), 62° (círculos) e 118° (triângulos). Os pontos superiores referem-se a eletro+fotodesintegração obtida colocando um radiador de Ta de $0,217 \text{ g/cm}^2$ no feixe de elétrons de energia E_0 , antes do alvo. A distribuição angular é aproximadamente isotrópica.

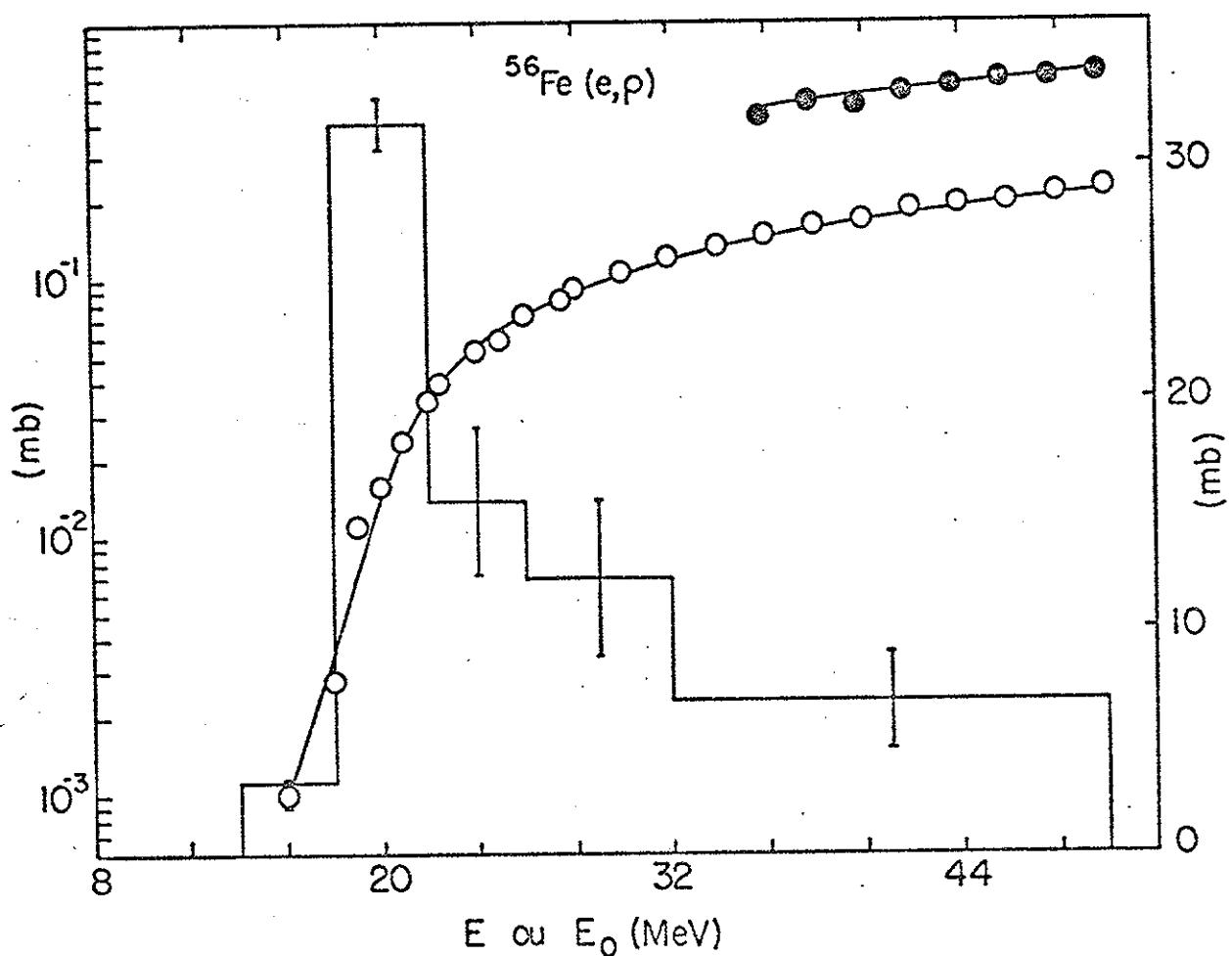


Fig. II.25

Os círculos vazios representam a secção de choque $^{56}\text{Fe}(e,p)$ e os círculos cheios são os resultados obtidos quando um radiador de Ta de $0,217 \text{ g/cm}^2$ é colocado no feixe de elétrons, de energia E_0 , antes do alvo, de forma que os prótons são produzidos por eletro+fotodesintegração. O histograma (escala da direita) é a secção de choque (γ,p) obtida a partir dos dados experimentais, utilizando o espectro de fótons virtuais E_1 na Eq. (I.8) e a secção de choque de bremsstrahlung de Davies-Bethe-Maximon na Eq. (II.2). As curvas através dos pontos experimentais são as secções de choque previstas, de eletro e eletro+fotodesintegração, para a secção de choque (γ,p) de multi polaridade E_1 dada pelo histograma.

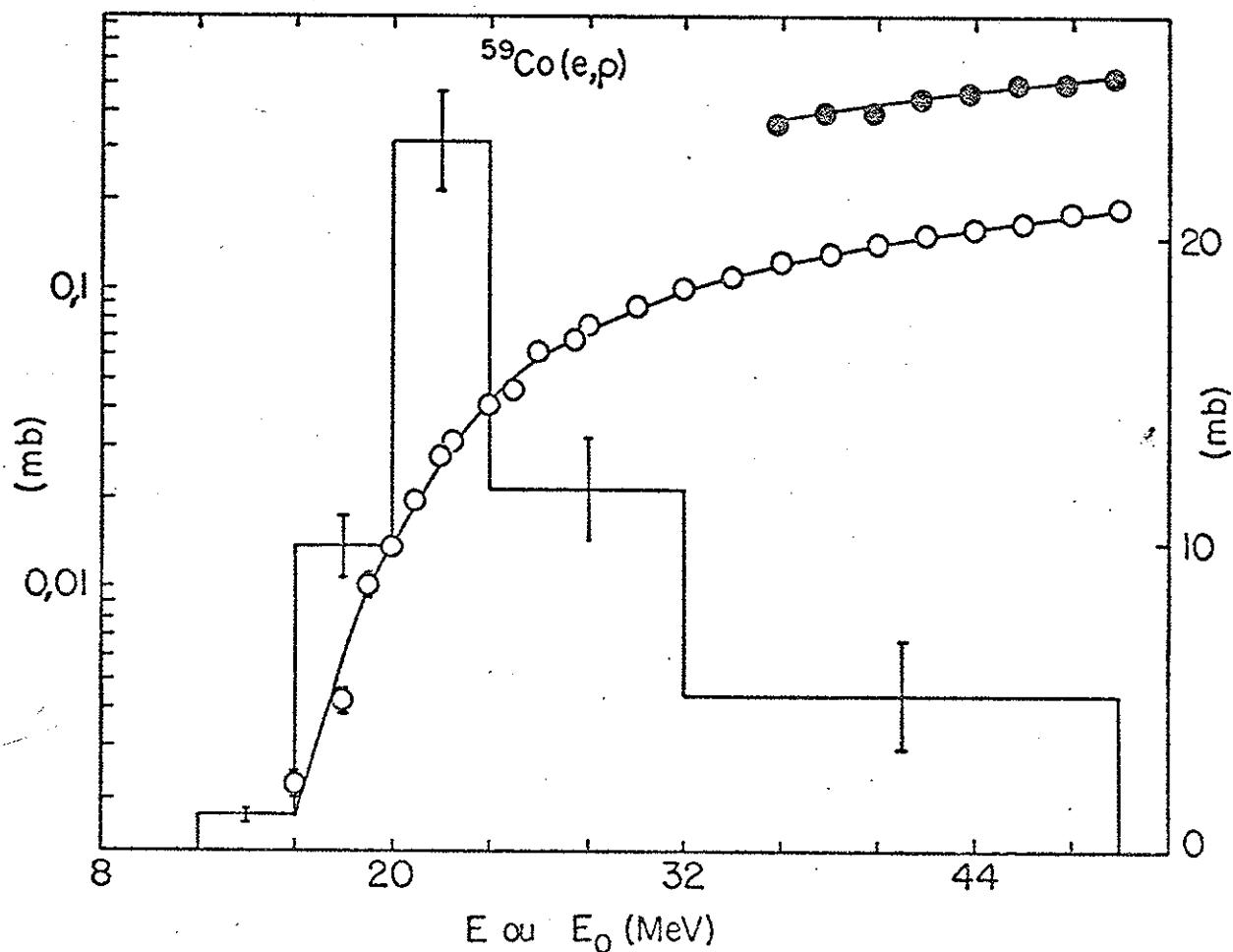


Fig. II.26

Os círculos vazios representam a secção de choque $^{59}\text{Co}(e,p)$ e os círculos cheios são os resultados obtidos quando um radiador de Ta de $0,217 \text{ g/cm}^2$ é colocado no feixe de elétrons, de energia E_0 , antes do alvo, de forma que os prótons são produzidos por eletro+fotodesintegração. O histograma (escala da direita) é a secção de choque (γ, p) obtida a partir dos dados experimentais, utilizando o espectro de fotons virtuais E_1 na Eq. (I.8) e a secção de choque de bremsstrahlung de Davies-Bethe-Maximon na Eq. (II.2). As curvas através dos pontos experimentais são as secções de choque previstas, de eletro e eletro+fotodesintegração, para a secção de choque (γ, p) de multi polaridade E_1 dada pelo histograma.

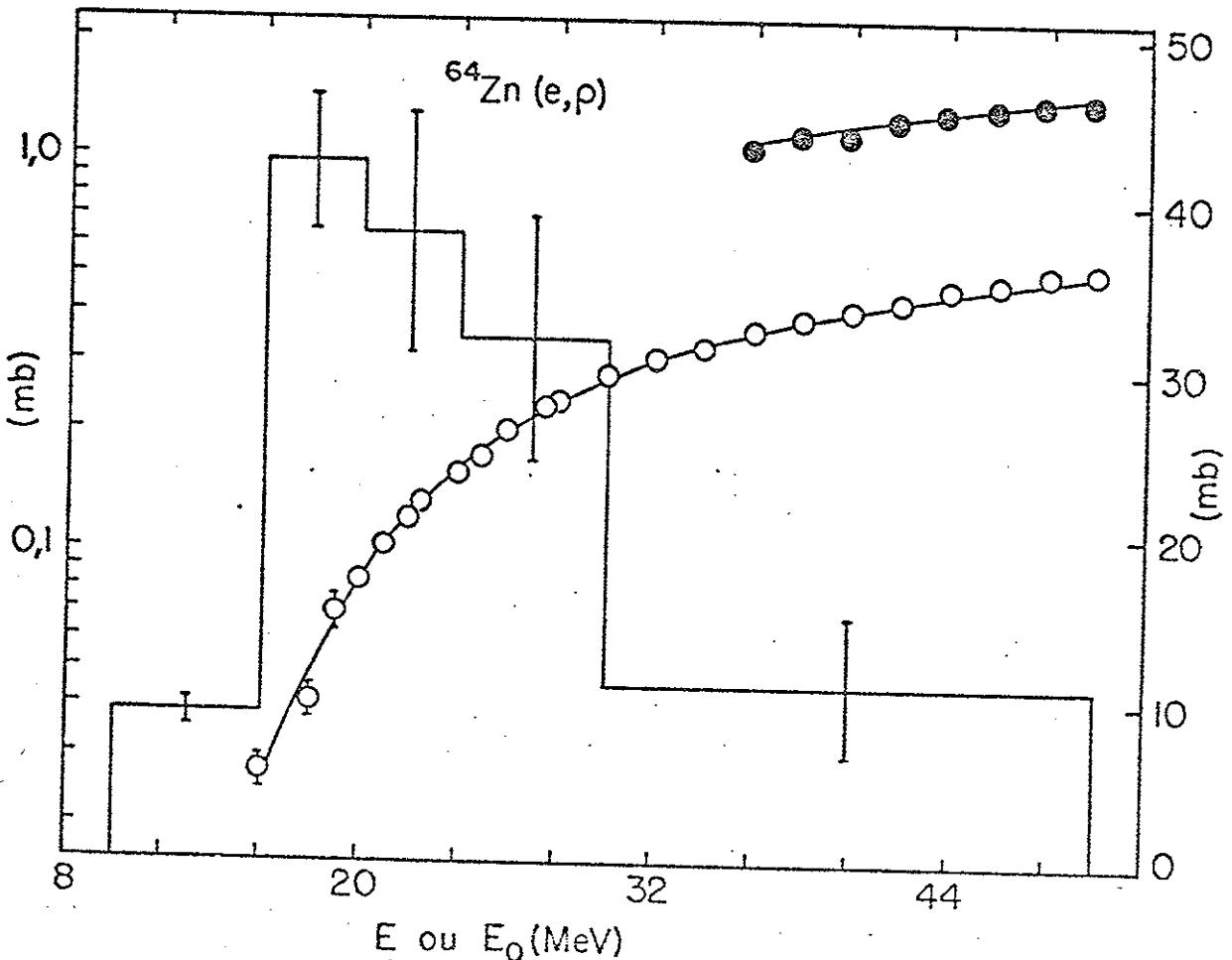


Fig. II.27

Os círculos vazios representam a secção de choque $^{64}\text{Zn}(e,p)$ e os círculos cheios são os resultados obtidos quando um radiador de Ta de $0,217 \text{ g/cm}^2$ é colocado no feixe de elétrons, de energia E_0 , antes do alvo, de forma que os prótons são produzidos por eletro+fotodesintegração. O histograma (escala da direita) é a secção de choque (γ,p) obtida a partir dos dados experimentais, utilizando o espectro de fotons virtuais E_1 na Eq. (I.8) e a secção de choque de bremsstrahlung de Davies-Bethe-Maximon na Eq. (II.2). As curvas através dos pontos experimentais são as secções de choque previstas, de eletro e eletro+fotodesintegração, para a secção de choque (γ,p) de multi polaridade E_1 dada pelo histograma.

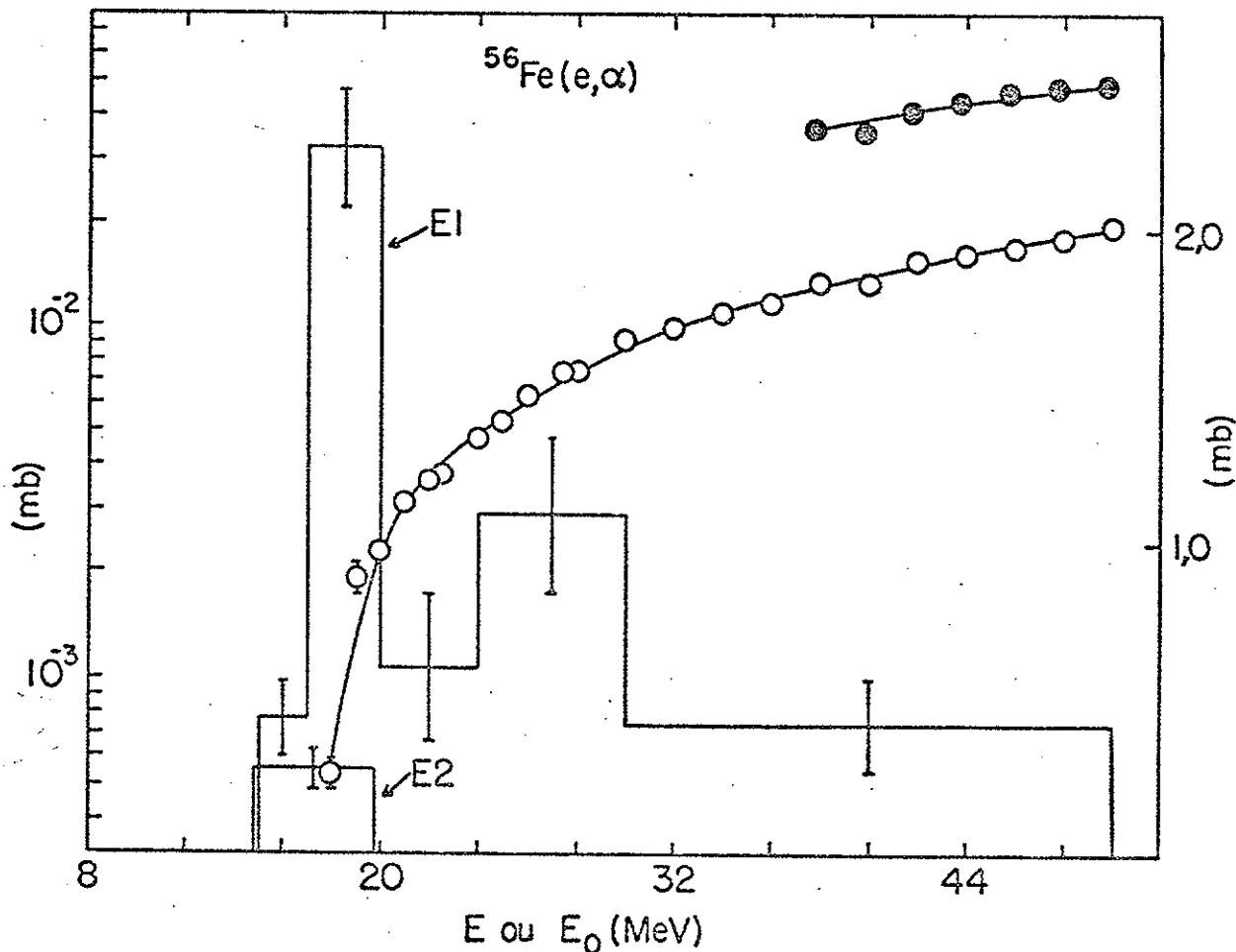


Fig. II.28

Os círculos vazios representam a secção de choque $^{56}\text{Fe}(\text{e},\alpha)$ e os círculos cheios são os resultados obtidos quando um radiador de Ta de $0,217 \text{ g/cm}^2$ é colocado no feixe de elétrons, de energia E_0 , antes do alvo, de forma que as partículas alfa são produzidas por eletro+fotodesintegração. Os histogramas (escala da direita) são as secções de choque (γ,α) , de multipolaridade El e E2, obtidas a partir dos dados experimentais. As curvas através dos pontos experimentais são as secções de choque previstas para eletro e eletro+fotodesintegração, utilizando as secções de choque (γ,α) dadas pelos histogramas, nas Eq. (I.8) e (II.2) com os respectivos espectros de fótons virtuais El e E2 e a secção de choque de bremsstrahlung de Bethe-Davies-Maximon.

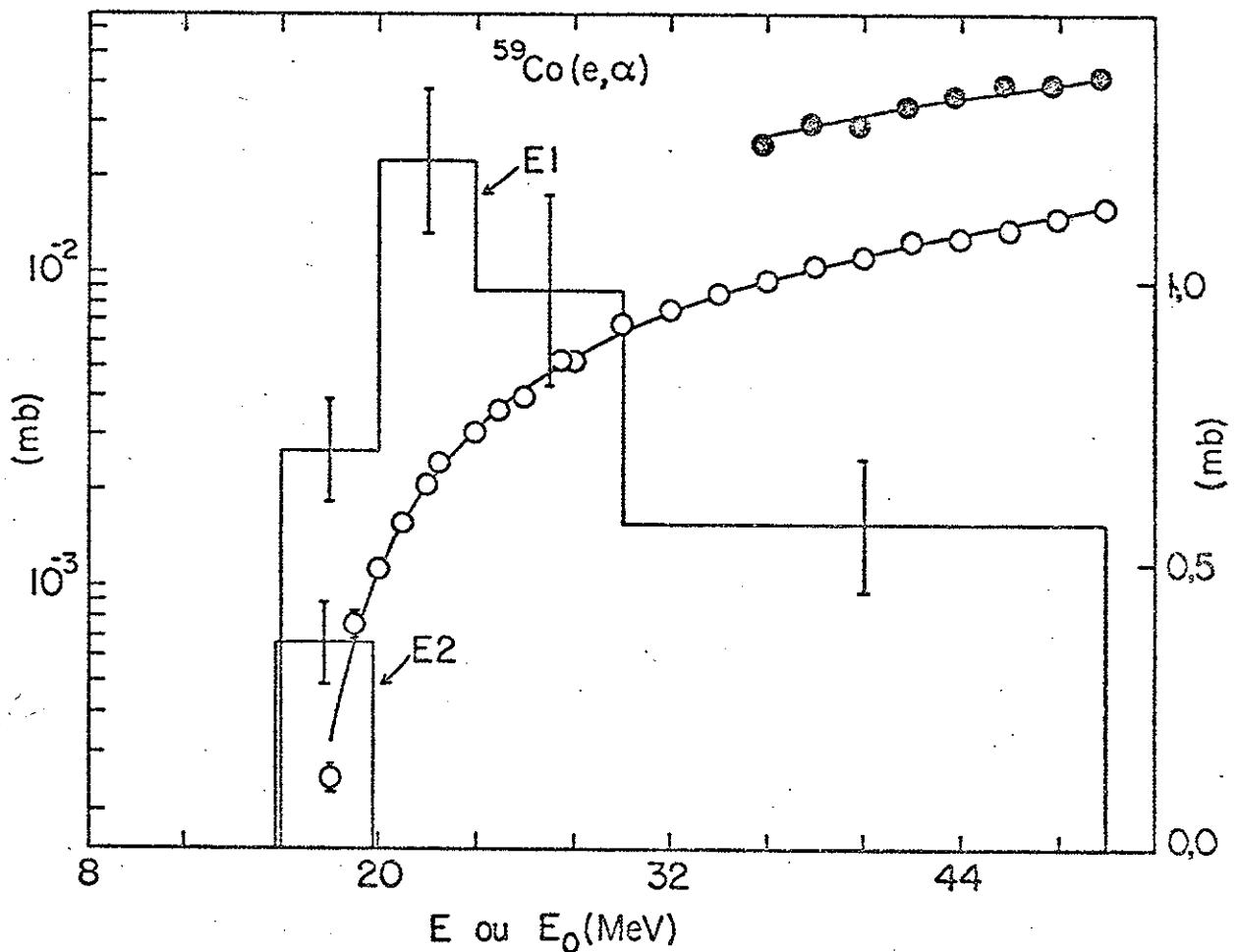


Fig. II.29

Os círculos vazios representam a secção de choque $^{59}\text{Co}(e,\alpha)$ e os círculos cheios são os resultados obtidos quando um radiador de Ta de $0,217 \text{ g/cm}^2$ é colocado no feixe de elétrons, de energia E_0 , antes do alvo, de forma que as partículas alfa são produzidas por eletro+fotodesintegração. Os histogramas (escala da direita) são as secções de choque (γ,α) , de multipolaridade $E1$ e $E2$, obtidas a partir dos dados experimentais. As curvas através dos pontos experimentais são as secções de choque previstas para eletro e eletro+fotodesintegração, utilizando as secções de choque (γ,α) dadas pelos histogramas, nas Eq. (I.8) e (II.2) com os respectivos espectros de fotons virtuais $E1$ e $E2$ e a secção de choque de bremsstrahlung de Bethe-Davis-Maximon.

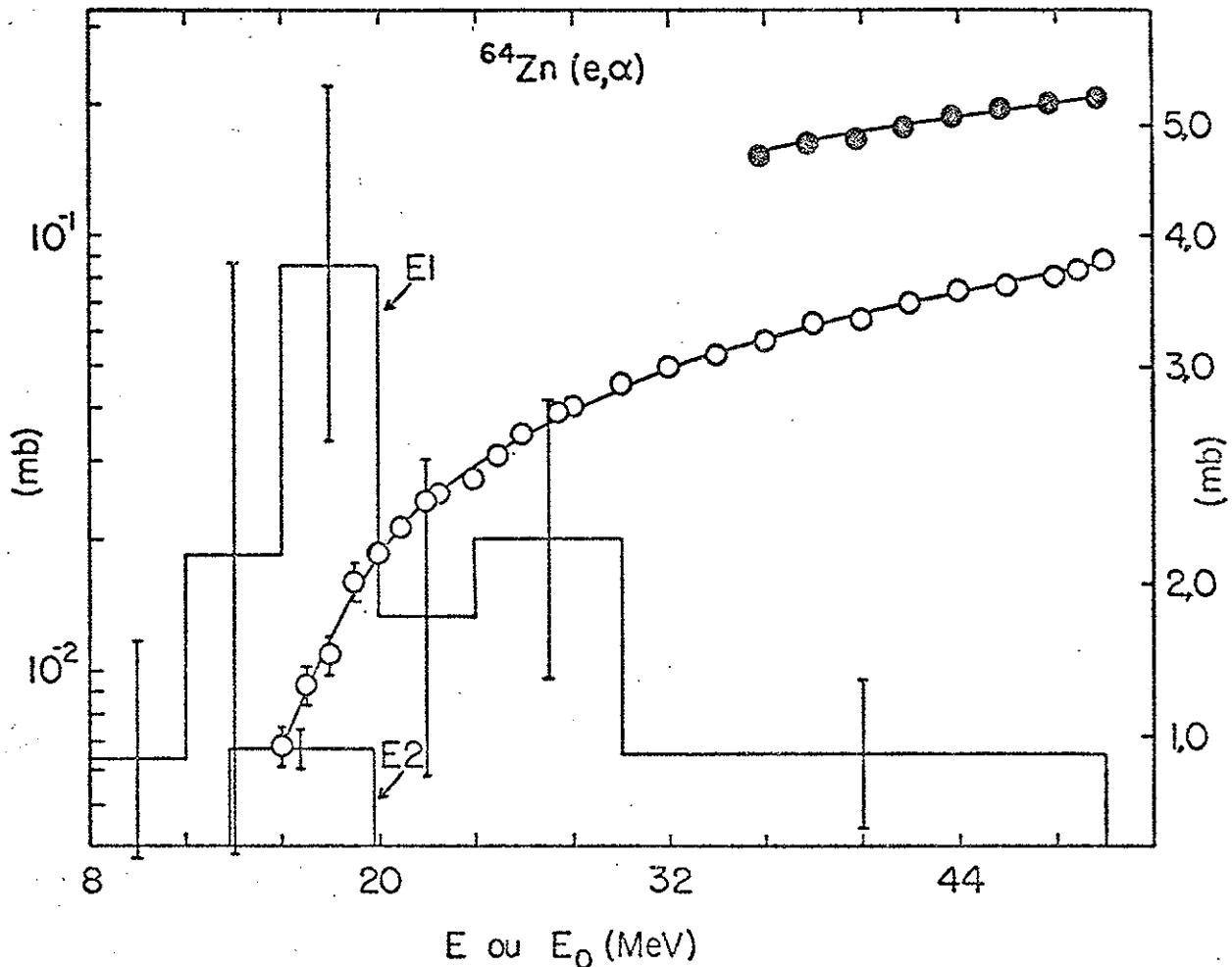


Fig. II.30

Os círculos vazios representam a secção de choque $^{64}\text{Zn}(e,\alpha)$ e os círculos cheios são os resultados obtidos quando um radiador de Ta de $0,217 \text{ g/cm}^2$ é colocado no feixe de elétrons, de energia E_0 , antes do alvo, de forma que as partículas alfa são produzidas por eletro+fotodesintegração. Os histogramas (escala da direita) são as secções de choque (γ,α) , de multipolaridade $E1$ e $E2$, obtidas a partir dos dados experimentais. As curvas através dos pontos experimentais são as secções de choque previstas para eletro e eletro+fotodesintegração, utilizando as secções de choque (γ,α) dadas pelos histogramas, nas Eq. (I.8) e (II.2) com os respectivos espectros de fotons virtuais $E1$ e $E2$ e a secção de choque de bremsstrahlung de Bethe-Davies-Maximon.

possível ajustar a secção de choque (e,α) e o "yield" com radiador na suposição de El puro. Ajustamos, então, apenas a secção de choque (e,α) na suposição de El puro e calculamos o "yield" ($e+\gamma,\alpha$) previsto para a secção de choque obtida. Os resultados

TABELA II.5

PORCENTAGEM DA REGRA DA SOMA DE DIPOLO ELÉTRICO NO CANAL DE PROTONS

Núcleo	Schiff	D-B-M
^{56}Fe	45 ± 5	48 ± 6
^{59}Co	30 ± 4	37 ± 4
^{64}Zn	76 ± 10	84 ± 11
Limite superior da integral 50 MeV.		

TABELA II.6

PORCENTAGEM DAS REGRAS DE SOMA E1 e E2 NO CANAL DE ALFAS

Núcleo	E1		E2	
	Schiff	D-B-M	Schiff	D-B-M
^{56}Fe	$2,4 \pm 0,4$	$3,0 \pm 0,4$	18 ± 3	12 ± 3
^{59}Co	$2,3 \pm 0,3$	$2,9 \pm 0,3$	16 ± 2	11 ± 2
^{64}Zn	$6,3 \pm 2,2$	$8,2 \pm 2,3$	54 ± 7	39 ± 8
Limite superior da integral para E1 50 MeV e para E2 20 MeV.				

experimentais com radiador excluem completamente a hipótese de El puro.

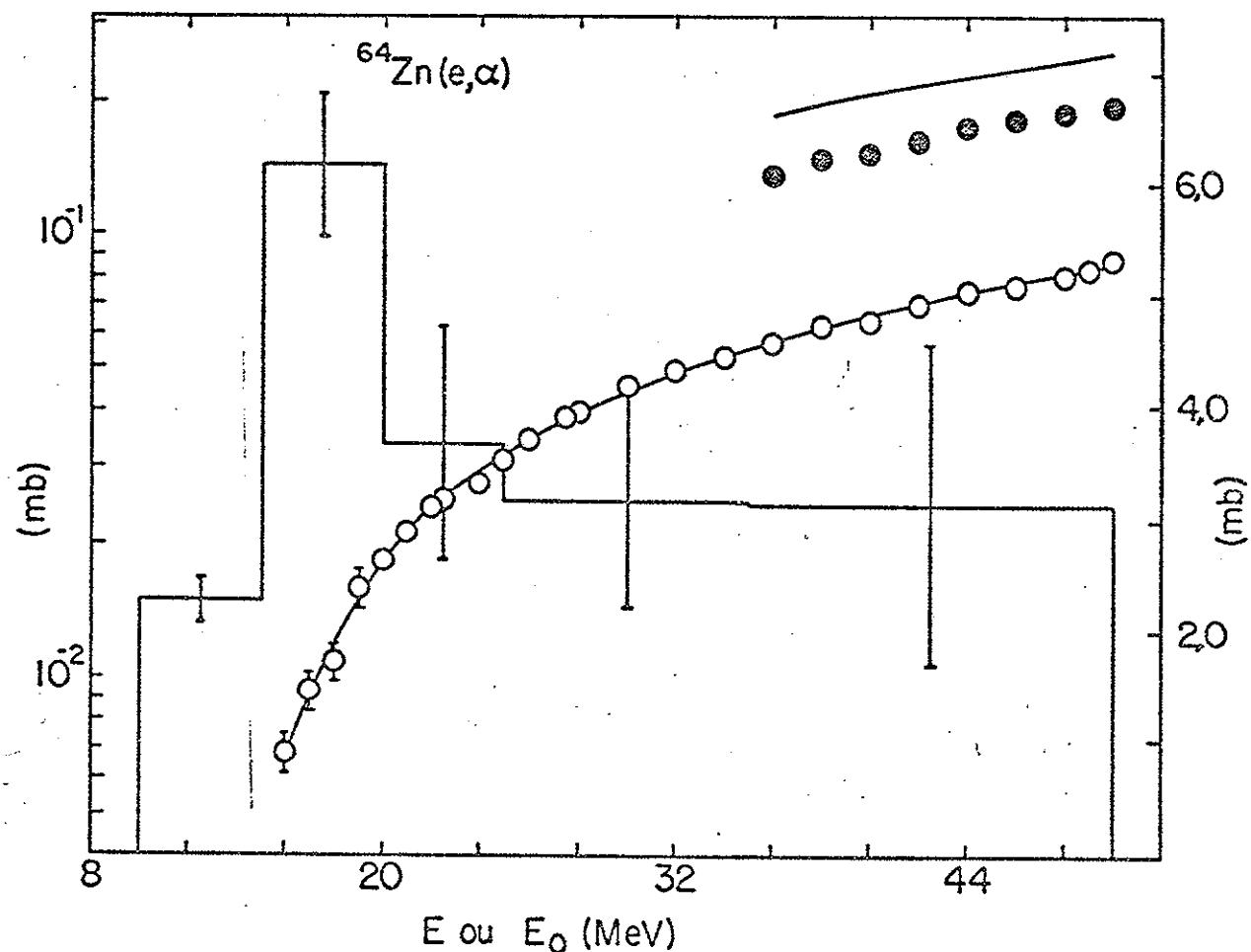


Fig. II.31

A secção de choque $^{64}\text{Zn}(e, \alpha)$ (círculos) e o yield obtido com radiador de Ta (círculos cheios). Os dados experimentais são os mesmos da Fig. II . A figura ilustra a sensibilidade do método a transições de quadrupolo. A secção de choque (γ, α) foi suposta como sendo $E\bar{E}$ puro. O resultado do ajuste, utilizando apenas as medidas de eletrodesintegração e o espectro $E\bar{E}$ na Eq.(I.8) é a secção de choque (γ, α) mostrada pelo histograma (escala da direita). As curvas representam as secções de choque de eletro e eletro+photodesintegração previstas nesse caso. Os dados obtidos com radiador (círculos cheios) excluem a possibilidade de a secção de choque (γ, α) no ^{64}Zn resultar apenas de absorção de dipolo elétrico.

III.4 - Contribuições de outros multipolos

Mostramos que as secções de choque (γ, α) contém componentes E1 e E2 baseados no fato de que é impossível ajustar $\sigma_{e,\alpha}(E_0)$ e $\gamma_{e,\alpha}(E_0)$ na suposição de E1 puro. Discutimos aqui a possibilidade de termos em vez de E2, E0 ou E3 para o outro multipolo.

A fim de avaliar a contribuição desses outros multipolos é conveniente rever aqui as regras de soma ponderadas em energia para transições elétricas⁽⁵³⁾. Em termos da secção de choque de foto-absorção nuclear, σ ,

$$\int \frac{\sigma dE}{E^2 L^{-2}} = \pi^2 \left(\frac{e^2}{hc} \right) \frac{L + 1}{[(2L-1)!!]^2} \frac{h^2}{M} Q \frac{\langle r^2 L^{-2} \rangle}{(hc)^2 L^{-2}} \quad (\text{II.5})$$

para $L \geq 1$, onde $Q = Z^2/A + NZ/A$. Esta regra da soma é obtida a partir do termo de energia cinética da Hamiltoniana nuclear e inclui ambas excitações, isoescalares e isovetoriais. A parte isovetorial pode ter contribuições adicionais do termo de energia potencial. As somas isoescalares são obtidas substituindo Q por Z^2/A e as isovetoriais substituindo Q por NZ/A . A ressonância gigante de dipolo elétrico é uma excitação isovetorial e a regra de soma é:

$$\int \sigma dE = \frac{2\pi^2 e^2 h}{Mc} \frac{NZ}{A} = 60 \frac{NZ}{A} \text{ MeV mb} \quad (\text{II.6})$$

A regra da soma isoescalar E2 é:

$$\int \frac{\sigma dE}{E^2} = \frac{\pi^2}{3Mc^2} \frac{e^2}{hc} \frac{Z^2}{A} \langle r^2 \rangle = \frac{\pi^2}{5Mc^2} \frac{e^2}{hc} \frac{Z^2}{A} R^2 \quad (\text{II.7})$$

Na análise de nossos dados experimentais usamos o valor numérico sugerido por Hanna⁽⁵⁴⁾:

$$\int \frac{\sigma dE}{E^2} = 0,22 Z^2 A^{-1/3} \mu b/MeV \quad (II.8)$$

A regra da soma isovetorial é:

$$\int \frac{\sigma dE}{E^2} = \frac{\pi^2}{3Mc^2} \frac{e^2}{hc} \frac{NZ}{A} \langle r^2 \rangle = \frac{\pi^2}{5Mc^2} \frac{e^2}{hc} \frac{NZ}{A} R^2 \quad (II.9)$$

As regras da soma E3 são:

$$\begin{aligned} \int \frac{\sigma dE}{E^4} &= \frac{4\pi^2}{225Mc^2} \frac{e^2}{hc} \frac{Z^2}{A} \frac{\langle r^4 \rangle}{(hc)^2} = \frac{4\pi^2}{525Mc^2} \frac{e^2}{hc} \frac{R^4}{(hc)^2} \frac{Z^2}{A} \\ &= 0,31 Z^2 A^{1/3} pb/MeV^3 \end{aligned} \quad (II.10)$$

para a isoescalar e,

$$\int \frac{\sigma dE}{E^4} = 0,31 NZA^{1/3} pb/MeV^3 \quad (II.11)$$

para a isovetorial.

A regra da soma de monopolo, por outro lado, não pode ser relacionada a uma secção de choque fotonuclear uma vez que o monopolo não pode ser excitado por fotons reais. Bohr e Mottelson⁽⁵⁵⁾, entretanto, deduziram uma regra de soma de monopolo obtendo uma expressão proporcional a $\langle r^2 \rangle$ e numericamente igual à regra da soma de quadrupolo.

A ressonância isoescalar E3 está localizada em $30A^{-1/3}$ MeV, ou seja, em torno de 7,5 MeV para os núcleos estu-

dados⁽⁵⁶⁾. A posição em energia dessa ressonância, bem abaixo da barreira Coulombiana não pode ser responsável pelos espectros de partículas alfa observados. A ressonância isovetorial E3 situa-se em torno de 28 MeV para os núcleos aqui estudados e poderia, em princípio, emitir partículas alfa, com as energias observadas aqui. A Fig. II.32 mostra os espectros E1, E2 e E3 para elétrons de 50 MeV, inelasticamente espalhados por um núcleo de Ni.

Se substituirmos a intensidade de E2 no ⁵⁸Ni por E3, situado na faixa 26-30 MeV, o melhor ajuste obtido (que não é bom) requer 41 regras da soma E3. Resultados análogos são obtidos para os outros núcleos aqui estudados. Portanto, concluimos que excitações de caráter E3 tem contribuição desprezível na presente experiência.

Transições de monopolo, podem, naturalmente, ser induzidas por elétrons. O primeiro termo na expansão do elemento de matriz de monopolo é nulo porque os estados inicial e final são ortogonais⁽⁵⁷⁾. O segundo termo tem a mesma dependência com qR que a parte longitudinal de uma excitação de quadrupolo elétrico. Para termos uma idéia das magnitudes relativas de excitações E0 e E2 podemos utilizar os espectros calculados em PWBA (Eq. I.7). O espectro E2 é composto por suas partes transversal e longitudinal.

$$N^{E^2} = N_T^{E^2} + N_C^{E^2}$$

$$\approx \frac{\alpha}{\pi} \left[1 + \frac{E_f^2}{E_0^2} \ln \lambda + \frac{8\alpha}{3\pi} \left(\frac{E_f}{E} \right)^2 \right] \quad (\text{II.12})$$

onde $\lambda = 2E_0 E_f / E_m$. Utilizando o tratamento de Gibson e Williams⁽⁵⁸⁾, podemos obter a razão entre as secções de choque de e

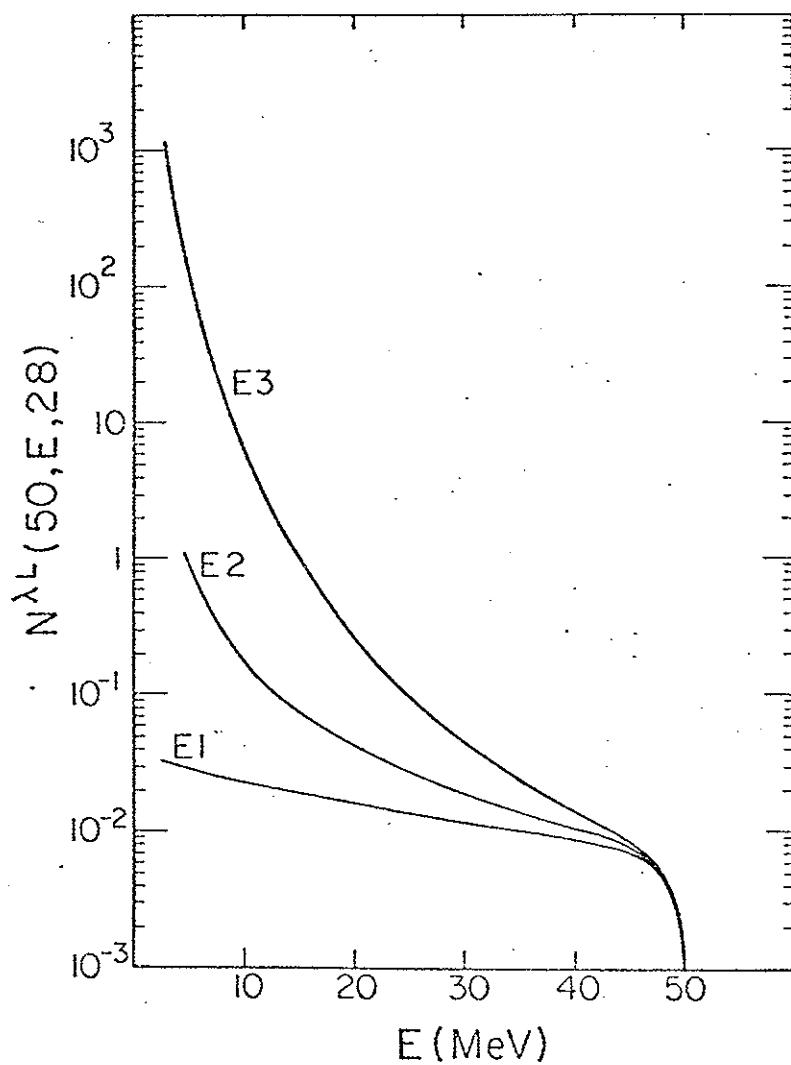


Fig. II.32

Os espectros de fotons virtuais E1 , E2 e E3 , calculados em DWBA, para um elétron de 50,5 MeV inelasticamente espalhado por um núcleo de Níquel.

eletrodesintegração de multipolaridade E0 e E2 :

$$\frac{\sigma^{E0}}{\sigma^{E2}} = \frac{4\alpha}{\pi} \left(\frac{E_f}{E}\right)^2 \frac{B(E0, q)}{B(E2, q)} \frac{1}{N^2} \quad (II.13)$$

Se compararmos secções de choque de eletrodesintegração resultantes de absorção E0 e E2 em ressonâncias gigantes situadas na mesma energia de excitação e contendo uma regra da soma, notamos que o espectro de fotons virtuais E0 é⁽⁵⁹⁾ :

$$"N^{E0}" = \frac{4\alpha}{\pi} \left(\frac{E_f}{E}\right)^2 \quad (II.14)$$

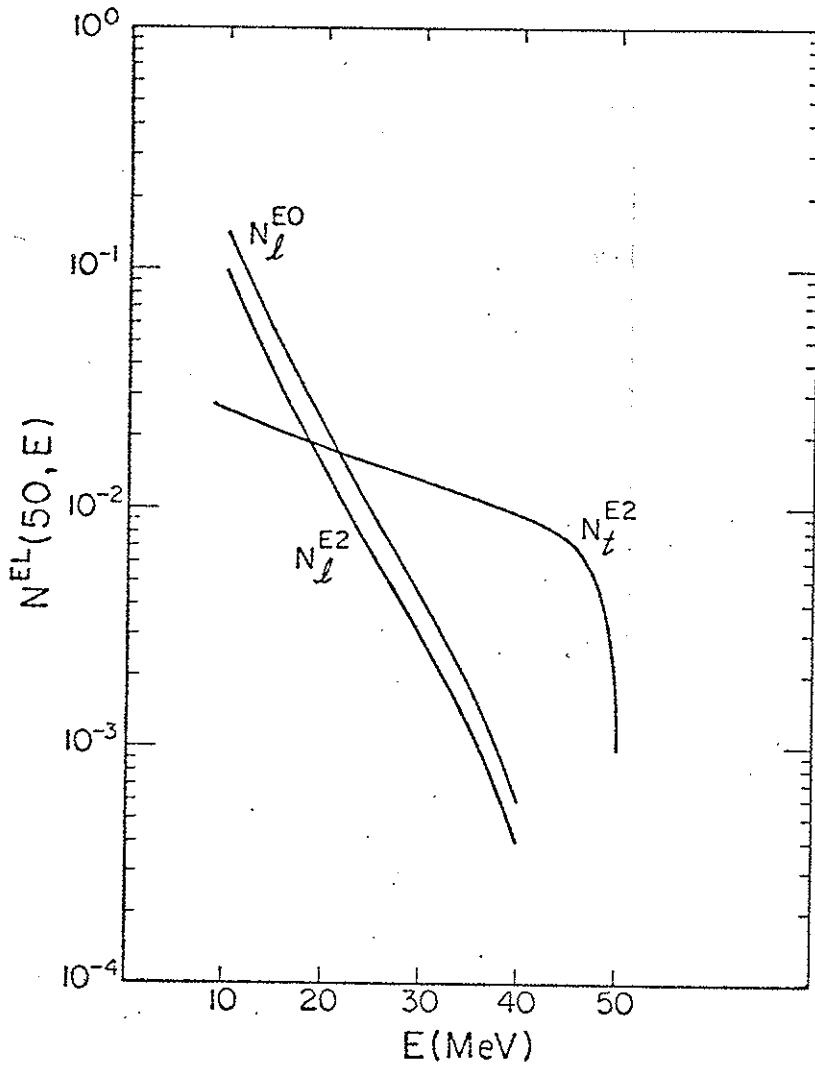
Embora a excitação de monopolo não possa ser relacionada a uma reação fotonuclear, o conceito de espectro de fótons virtuais E0 é justificável porque o elétron induz transições de monopolo.

Comparando-se as Eq. (II.12) e (II.14) obtem-se:

$$"N^{E0}" = 1,5 N_C^{E2} \quad (II.15)$$

A Fig. II.33 compara os espectros de fotons virtuais E0 e E2 para excitação longitudinal e transversal. O espectro E2 é, naturalmente, a soma das componentes transversal e longitudinal. Por causa da diferença em forma desses dois espectros é de se esperar que eles resultem em secções de choque de eletrodesintegração bastante diferentes.

Se supusermos que a secção de choque (e, α) no ⁵⁸Ni resulta de absorção E1 e E0, situando a intensidade E0 em torno de $80A^{-1/3}$ MeV, numa faixa entre 18-23 MeV, obtemos um ajuste ruim para a secção de choque de eletrodesintegração e uma intensidade E0 compatível com zero. Elétrons de energia até 50 MeV, simplesmente não podem transferir momentum suficientemen-

Fig. II.33

As componentes transversais e longitudinais do espectro de fotons virtuais em PWBA para um elétron de 50 MeV. N^{E0} é o espectro de monópole elétrico que tem apenas a parte Coulombiana (longitudinal).

te alto para produzir excitações de monópole de intensidade detetável nesta experiência. Concluimos que as excitações E0 e E3 não tem contribuição significativa nesta experiência.

II.5 - Tamanho do núcleo

Conforme já discutimos, os espectros de fotons virtuais, utilizados na análise, levam em conta a distorção dos elétrons no campo Coulombiano de um núcleo pontual. Os elementos de matriz associados à secção de choque fotonuclear são supostos idênticos aos que descrevem o processo eletronuclear. A fim de testar a validade dessas aproximações, medimos as secções de choque (e,α) e (e,p), para os isótopos Ni, na energia de 100 MeV. Os resultados, $\sigma(\text{exp})$ encontram-se nas Tabelas II.7 e II.8. Nestas tabelas apresentamos também os valores calculados, $\sigma(\text{calc})$. Estes foram obtidos efetuando-se a integral da Eq. (I.8) até 100 MeV, utilizando-se as secções de choque (γ,x) obtidas até 50 MeV e assumindo-se (γ,x) nula entre 50 e 100 MeV. Em todos os casos a secção de choque (e,p) medida coincide exatamente com a calculada assumindo-se uma secção de choque bastante pequena entre 50 e 100 MeV. Por outro lado, as secções de choque (e,α) medidas, são bem menores que os valores calculados. Acreditamos que isto seja consequência direta da inadequação da aproximação de núcleo pontual.

TABELA II.7

 $\sigma_{e,p}$ EM 100 MeV

Núcleo	$\sigma_{e,p}$ _{mb} (exp)	$\sigma_{e,p}$ _{mb} (calc)	$\sigma_{e,p}$ _{mb} (corr)
⁵⁸ Ni	1,15 ± 0,02	1,10	0,98
⁶⁰ Ni	0,50 ± 0,01	0,47	0,42
⁶² Ni	0,24 ± 0,01	0,22	0,19

TABELA II.8

Núcleo	$\sigma_{e,\alpha}$ EM 100 MeV		
	$\sigma_{e,\alpha}$ (exp) mb	$\sigma_{e,\alpha}$ (calc) mb	$\sigma_{e,\alpha}$ (corr) mb
^{58}Ni	$0,069 \pm 0,002$	0,084	0,063
^{60}Ni	$0,063 \pm 0,002$	0,081	0,060
^{62}Ni	$0,033 \pm 0,001$	0,036	0,027

Estes resultados mostram que o espectro de fotons virtuais El, para o Ni, estão em bom acordo com os resultados experimentais para energias de até pelo menos, 100 MeV. Quando a absorção de quadrupolo é importante, a análise falha acima de 50 MeV. Já havia sido comentado por Barber⁽⁴⁾ e Isabelle e Bishop⁽⁶⁰⁾ que a aproximação de núcleo pontual falha quando valores grandes do momento transferido se tornam importantes e, consequentemente, quando a componente longitudinal do espectro de fotons virtuais se torna importante.

Na Fig. II.34 mostramos a razão entre o número de fotons virtuais longitudinais e transversais em PWBA para transições El e E2 de energia 16,6 MeV. A parte longitudinal é sempre pequena comparada com a transversal para o espectro El, porém a parte longitudinal do E2 se torna tão grande quanto a transversal para energias em torno de 50 MeV.

No limite de pequenos valores de q , $q \rightarrow E$, os elementos de matriz reduzidos associados com o processo fotonuclear são idênticos aos elementos de matriz reduzidos para o correspondente processo eletronuclear.

As probabilidades de transição, $B(\lambda L, q)$, que aparecem na secção de choque de espalhamento de elétrons, variam com

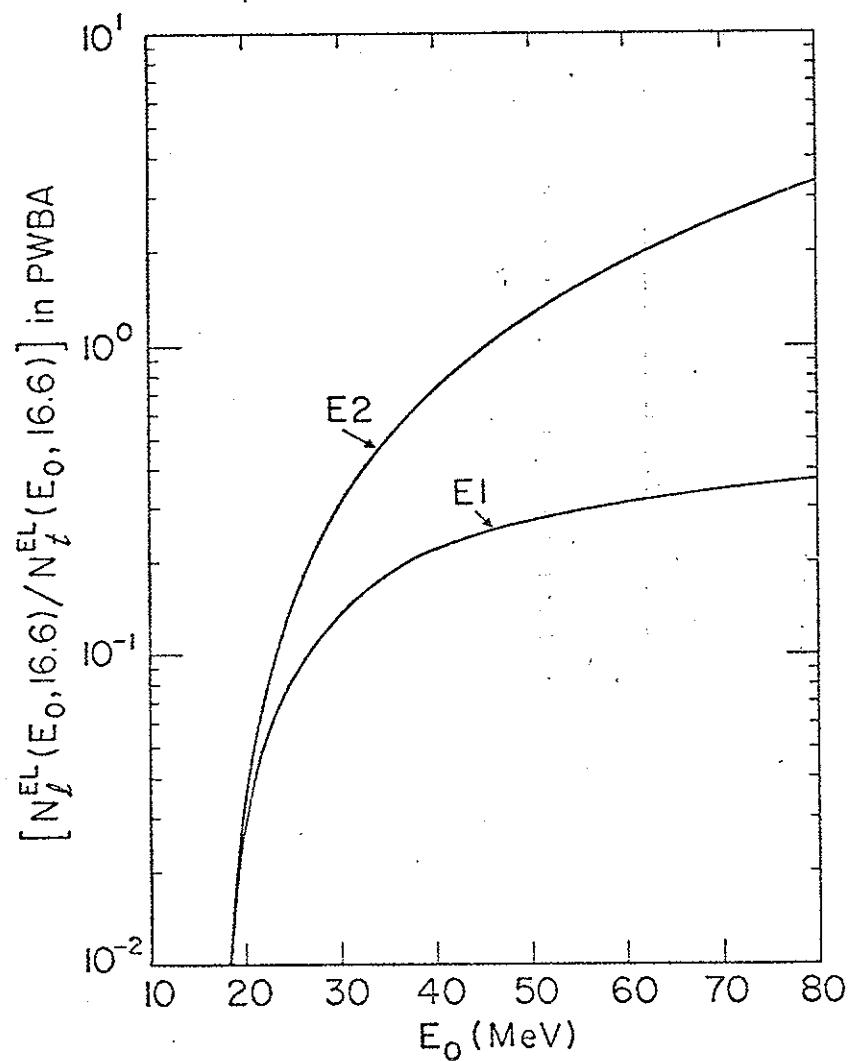


Fig. II.34

A razão entre o número de fotons virtuais longitudinais e transversais, em PWBA, para as multipolaridades E1 e E2, em função da energia E_0 do elétron incidente, para excitação de um nível em 16,6 MeV.

q como os quadrados de funções de Bessel esféricas, $j_L(qR)$. A aproximação de núcleo pontual consiste em substituir $j_L(qR)$ pelo primeiro termo de sua expansão em série, isto é

$$j_L(qR) \approx (qR)^L / (2L + 1)!! \quad (\text{II.16})$$

Fizemos uma correção aos espectros de fotons virtuais DWBA, numa tentativa de levar em conta a invalidade da aproximação acima. Esta correção consiste em multiplicar os espectros $N_O^{\lambda L}(E_O, E, Z)$ dentro da integral da Eq. (I.8) pela quantidade:

$$F^{\lambda L}(qR) = \left[\left(\frac{E}{q} \right)^L \frac{j_L(qR)}{j_L(qR)} \right]^2 \quad (\text{II.17})$$

Os valores médios de q , participando na interação foram estimados comparando os espectros de fotons virtuais PWBA de multipolaridade L , Eq. (I.7), com os de $L+1$, pois:

$$\frac{N_T^{E(L+1)}}{N_T^{EL}} = \langle q^2 \rangle / E^2 \quad (\text{II.18})$$

e,

$$\frac{N_C^{E(L+1)}}{N_C^{EL}} = \langle q^2 \rangle / E^2 \left[(L+1)^2 / L(L+2) \right] \quad (\text{II.19})$$

Então

$$\frac{\langle q^2 \rangle}{E^2} = \frac{\frac{N_T^{E(L+1)}}{N_T^{EL}} + \left[\frac{L(L+2)}{(L+1)^2} \right] \frac{N_C^{E(L+1)}}{N_C^{EL}}}{\frac{N_T^{EL}}{N_T^{EL}} + \frac{N_C^{EL}}{N_C^{EL}}} \quad (\text{II.20})$$

Para R utilizamos $\sqrt{3/5} R_O = 0.93A^{1/3} F$. Este procedimento sub-

estima a correção ao espectro de fotons virtuais, pois os valores médios do momento transferido associados com a interação real, na qual a distorção Coulombiana é levada em conta, são maiores que os incluídos nos resultados de onda plana. Esta correção pode, entretanto, ser usada como guia e produz resultados consistentes com os de Shotter⁽⁶¹⁾, cujas estimativas são baseados no modelo de Helm generalizado^(62,63).

Quando os espectros DWBA assim modificados foram utilizados na análise de nossos dados, as componentes E1 ficaram essencialmente inalteradas, porém as intensidades E2 nas secções de choque (γ, α) aumentaram. Os resultados obtidos a partir das secções de choque (e, α) são dados na Tabela II.9, usando o ajuste por histograma e as duas escolhas para a secção de choque de bremsstrahlung, conforme nosso procedimento anterior. Quando a integral é levada até 100 MeV, usando as secções de choque (γ, x) obtidas até 50 MeV e assumindo (γ, x) nula entre 50 e 100 MeV, obtemos as secções de choque dadas por $\sigma(\text{corr})$ da coluna 4 das Tabelas II.7 e II.8. Conforme pode ser visto, as secções de choque (e, p) permitem agora uma intensidade um pouco maior de (γ, p) entre 50 e 100 MeV e as secções de choque (e, α) são agora aceitáveis, isto é, menores que os valores medidos.

Esta tentativa de corrigir a aproximação de núcleo pontual é importante no sentido de mostrar que a aproximação de núcleo pontual subestima a intensidade da componente E2.

TABELA II.9

PORCENTAGENS DAS REGRAS DE SOMA E1 E E2 NO CANAL ALFA
CONSIDERANDO O TAMANHO FINITO DO NÚCLEO

Núcleo	E1		E2	
	Schiff	D-B-M	Schiff	D-B-M
⁵⁸ Ni	4,9 ± 0,5	6,1 ± 0,6	31 ± 3	21 ± 3
⁶⁰ Ni	4,5 ± 0,7	5,5 ± 0,7	31 ± 5	21 ± 5
⁶² Ni	2,4 ± 0,3	2,9 ± 0,3	13 ± 2	8 ± 2
⁵⁶ Fe	2,5 ± 0,4	3,1 ± 0,4	22 ± 3	16 ± 3
⁵⁹ Co	2,3 ± 0,3	2,9 ± 0,3	20 ± 2	14 ± 2
⁶⁴ Zn	6,5 ± 2,2	8,4 ± 2,3	70 ± 8	52 ± 9

CAPÍTULO III

ESTUDOS DE MODOS DE DECAIMENTO DAS RESSONÂNCIAS GIGANTES

III.1 - Introdução

Neste capítulo apresentamos os outros trabalhos existentes sobre estudos dos modos de decaimento das ressonâncias gigantes E1 e E2, utilizando o método dos fôtons virtuais, bem como os trabalhos de coincidência entre hadrons espalhados e o produto de decaimento, que estudam o decaimento da ressonância isoscalar de quadrupolo elétrico.

As experiências de captura, como (α, γ_0) e (p, γ_0) , que também estudam o decaimento das ressonâncias para o estado fundamental do núcleo residual, não serão aqui discutidas porque, em geral, o decaimento para o estado fundamental contém uma fração pequena de todos os decaimentos.

III.2 - Medidas de eletrodesintegração

Martins, Wolynec e Moscati⁽⁶⁴⁾ estudaram a eletro e fotodesintegração do ^{65}Cu por emissão de uma partícula alfa, medindo a atividade residual do ^{61}Co . A Fig. III.1 mostra a secção de choque (e, α) medida, o "yield" produzido quando um radiador de $0,717 \text{ g/cm}^2$ de Cu é colocado antes do alvo, o resultado do ajuste obtido e as secções de choque (γ, α) de multipolaris-

dades E1 e E2. Para o ajuste mostrado na Fig. III.1 foi utilizada a secção de choque de bremsstrahlung de Davies-Bethe-Maximon. A Tabela III.1 mostra as intensidades E1 e E2 obtidas.

Núcleo	TABELA III.1			
	E1		E2	
	Schiff	D-B-M	Schiff	D-B-M
^{65}Cu	$0,9 \pm 0,1$	$1,0 \pm 0,1$	$7,4 \pm 1,5$	$4,5 \pm 1,5$

A reação $^{56}\text{Fe} (\text{e},\alpha)$ foi estudada por um grupo de Saskatoon⁽⁶⁵⁾. Neste caso os autores não utilizaram medidas com radiador para verificar as intensidades E1 e E2. A análise é baseada no espectro de fotons virtuais e em medidas detalhadas da distribuição angular das partículas alfa emitidas. Esses autores encontram 25% da regra da soma E2 no canal (γ,α) .

As experiências de eletrofissão são também bastante interessantes. Shotter et al.⁽⁶⁶⁾ verificaram que a fotofissão do ^{238}U deveria conter outros multipolos além de E1. Recentemente Arruda Neto et al.^(67,68) estudaram a eletrofissão de isótopos pares do U e encontraram um forte decaimento da ressonância isoescalar E2 nesse canal. Seus resultados estão resumidos na Tabela III.2.

Além desses trabalhos, a medida realizada por Martins, Wolynec e Moscati⁽²⁶⁾ da reação (e,n) no ^{238}U coloca um limite superior de 8% da regra da soma para o decaimento da ressonância isoescalar de quadrupolo por emissão de um neutron.

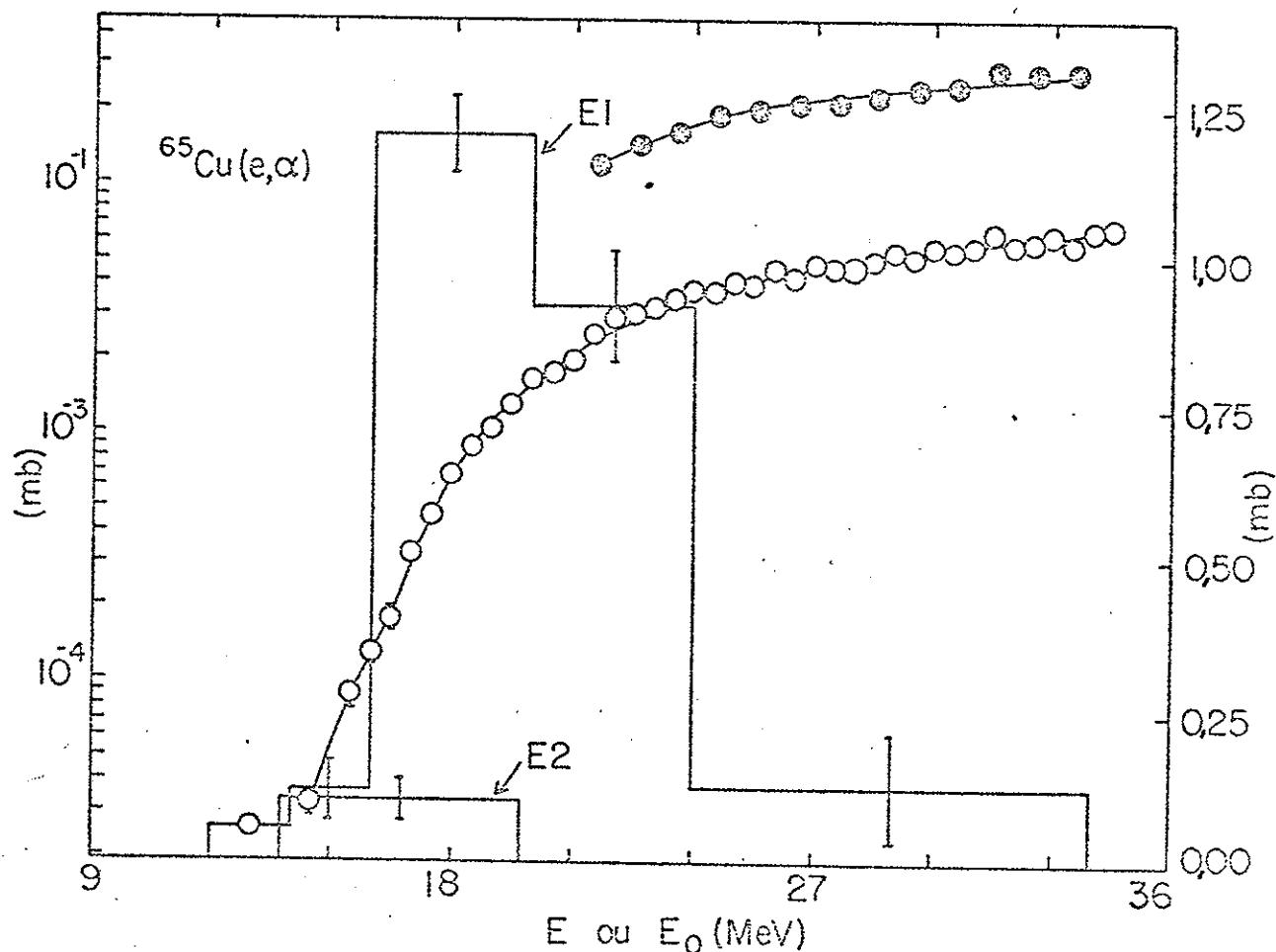


Fig. III.1

A secção de choque $^{65}\text{Cu}(e, \alpha)$ (círculos) e o yield obtido quando um radiador de $0,717 \text{ g/cm}^2$ é colocado no feixe de elétrons de energia E_0 , antes do alvo, de forma que as partículas alfa são produzidas por eletro+fotodesintegração (círculos cheios). Os histogramas mostram as secções de choque (γ, α) de multipolaridade $E1$ e $E2$ obtidas por ajuste aos dados experimentais.

TABELA III.2

INTENSIDADE E2 NO CANAL DE FISSÃO

Núcleo	Energia de excitação (MeV)	Porcentagem da Regra da Soma
^{234}U	$9,5 \pm 0,4$	105 ± 12
^{236}U	$10,8 \pm 0,4$	88 ± 11
^{238}U	$9,9 \pm 0,4$	71 ± 7

III.3 - Medidas de coincidência

Experiências de coincidência do tipo (h, h', x) , onde x é o produto do decaimento e h é o hadron utilizado como projétil, foram realizadas, até o presente, para 8 núcleos, a fim de estudar os modos de decaimento da ressonância isoescalar de quadrupolo elétrico⁽⁶⁹⁻⁸⁰⁾. A Tabela III.3 apresenta um sumário dos núcleos estudados.

A Tabela III.4 mostra as intensidades E2 obtidas nesses trabalhos. No caso do ^{12}C a intensidade E2 encontrada nos canais α e p é desprezível⁽⁷³⁾. Para o ^{238}U e ^{232}Th a probabilidade de fissão por absorção E2 é desprezível segundo a ref.⁷⁷⁾, porém de acordo com a ref.⁸⁰⁾ há uma fração apreciável da regra da soma no canal de fissão. A razão das conclusões discrepantes das referências 77 e 80 não está ainda esclarecida. É possível que ela esteja ligada ao problema de fundo não ressonante que será discutido mais adiante.

Na Tabela III.4 as intensidades E2 medidas nos vários canais é comparada com a intensidade prevista por cálculos estatísticos (Hauser-Feshbach)^(78,79). Esses cálculos foram realizados supondo que a absorção se dá num estado 2^+ localizado

TABELA III.3

SUMÁRIO DAS EXPERIÊNCIAS DE COINCIDÊNCIA PARA ESTUDO DO DECAIMENTO DA RESSONÂNCIA ISOESCALAR DE QUADRUPOLÔ

Núcleo	Projétil	Energia do Feixe (MeV)	Canais de Decaimento	Ref.
^{12}C	α	104	p; α	73
^{16}O	α	155	p; α	71
^{28}Si	α	155	p; α	74, 75
^{40}Ca	^3He	70	p; α	69
^{40}Ca	α	115	p; α	70
^{40}Ca	^3He	120	α	72
^{58}Ni	α	155	p; α	76, 79
^{58}Ni	α	140	p; α	78
^{62}Ni	α	155	p; α	76
^{232}Th	α	120	f	77
^{238}U	α	120	f	77
^{238}U	^6Li	150	f	80

no centroide da energia da ressonância isoescalar de quadrupolo. Acreditamos, entretanto, que a razão entre as taxas de decaimento por partículas carregadas seja extremamente dependente da posição em energia do estado 2^+ , devido à transmissão através da barreira Coulombiana.

TABELA III.4

RAZÕES DE RAMIFICAÇÃO (%) PARA O DECAIMENTO DA RESSONÂNCIA ISOESCALAR DE QUADRUPOLÓ. AS RAZÕES DE RAMIFICAÇÃO CALCULADAS REFEREM-SE AOS CÁLCULOS HAUSER-FESHBACH DAS REFS. 78, 79) E ESTÃO NA COLUNA "CALC."

Núcleo	α		p		Ref.
	Exp.	Calc.	Exp.	Calc.	
¹⁶ O	75	63	<14	30	71
²⁸ Si	51	30	53	62	75
⁴⁰ Ca	21	21	70	74	70
⁵⁸ Ni	<30	6	65	51	76
	12		59		78
⁶² Ni	<15	4	<20	2	79

III.4 - Comparação entre os resultados das duas técnicas

Comparando os núcleos que foram estudados nessa experiência de coincidência com os estudados por eletrodesinteração vemos que nossos resultados para o ⁵⁸Ni e ⁶²Ni, apresentados no Capítulo II, estão em acordo com os limites superiores dados pela ref. 76) para o canal α e em desacordo com as conclusões da ref. 78). Devemos notar que a ressonância E2 nesses núcleos esgota 60% da regra da soma^(76,78). Para o canal de protões a intensidade E2 que encontramos em todos os núcleos estudados é compatível com zero, com uma incerteza típica de ±30% da regra da soma. A grande intensidade E1 no canal de protões torna essas medidas pouco sensíveis ao quadrupolo nesse caso. Portanto, nossos dados não excluem os resultados das refs. 76, 78) para o canal de

protons.

No caso do ^{238}U , as conclusões da ref. 80) concordam com as medidas de eletrofissão, porém os resultados da ref. 73) estão em total desacordo.

A análise das medidas de eletrodesintegração baseia-se em cálculos de interação eletromagnética, que é bem compreendida e não envolve modelos do núcleo. Existe presentemente o problema de qual o espectro de bremsstrahlung correto a ser utilizado e esse problema deve ser explorado no futuro através de estudos experimentais. A aproximação de núcleo pontual, que é a única aproximação efetuada, pode ser contornada mantendo as medidas em regiões onde essa aproximação é boa, provavelmente mantendo a energia do elétron incidente abaixo de ~50 MeV para núcleos médios e abaixo de ~25 MeV para os pesados. Onley e colaboradores⁽⁸¹⁾ estão efetuando cálculos para incluir o tamanho finito do núcleo nos espectros de fôtons virtuais em DWBA.

As medidas de coincidência com hadrons tem o problema de fundo não ressonante. A Fig. III.2.a mostra o espectro de partículas α espalhadas pelo ^{16}O . O fundo é arbitrariamente subtraído conforme mostrado pela linha tracejada. Na Fig. III.2.b, c e d vemos o espectro obtido quando é exigida coincidência com partículas alfa emitidas para o estado fundamental do ^{12}C (c), para o primeiro estado excitado do ^{12}C (d) e com todas as alfas (b). Na Fig. III.2.b a área em preto é o espectro em coincidência com protons de energia cinética maior que 4 MeV. Como vemos, a exigência de coincidência suprime grandemente o fundo não ressonante. O mesmo ocorre em parte para o ^{28}Si , entretanto, para núcleos mais pesados o fundo não ressonante deixa de ser suprimido quando é exigido coincidência. Segundo Wagner⁽⁸²⁾ a exigência de coincidência, nesses casos, tem até o efeito adverso de enfatizar o fundo não ressonante e, o que é pior, introduzir estruturas nesse fundo. Um exemplo interessante é dado pela medi-

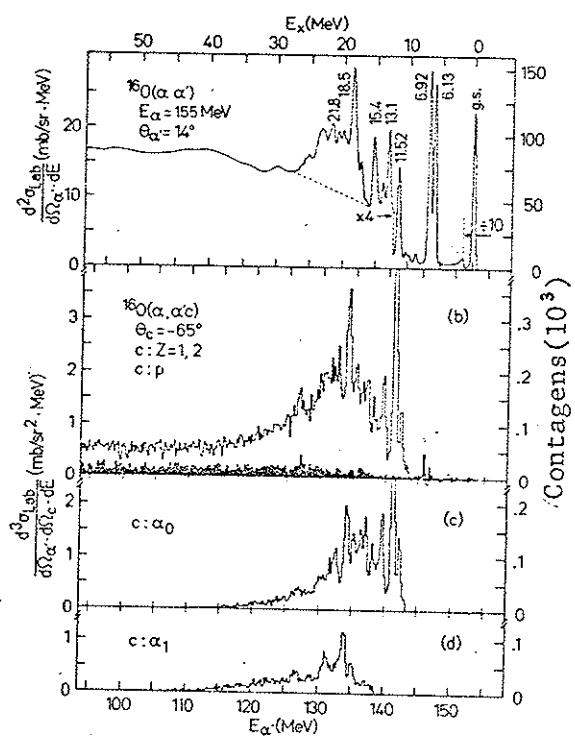


Fig.III.2

$^{16}\text{O}(\alpha, \alpha')$ a 14° ; (a) espectro (α, α') ; (b-d) espectro (α, α', c) onde c é o produto do decaimento emitido a -65° . Área em preto $c = \text{proton}$ ($E_p < 4 \text{ MeV}$). (Ref.71)

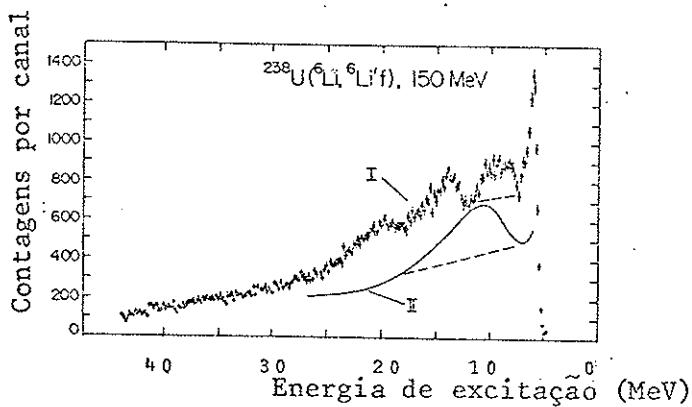


Fig.III.3

$^{238}\text{U}(^6\text{Li}, ^6\text{Li}')$ a 16° . (I) Em coincidencia com produtos de fissão, somado sobre todas as direções dos produtos de fissão. (II) Curva lisa ilustrando a forma do espectro $(^6\text{Li}, ^6\text{Li}')$. (Ref.80)

da de (${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, f) no ${}^{238}\text{U}^{(80)}$. No espectro de coincidência obtido, mostrado na Fig. III.3, as estruturas mais proeminentes observadas em 6, 12 e 17 MeV não são ressonâncias do ${}^{238}\text{U}$, mas apenas o resultado da competição entre neutrons e fissão de primeira-, segunda-, e terceira-chance, no decaimento do fundo não ressonante.

O estudo dos modos de decaimento das ressonâncias gigantes encontra-se em estágio preliminar. Como vimos, poucos são os núcleos estudados e os resultados são muitas vezes contraditórios. Um estudo detalhado, em vários núcleos, utilizando-se diferentes projéteis, se faz necessário.

CONCLUSÕES

Neste trabalho discutimos o método dos fótons virtuais, relacionando-o com espalhamento de elétrons e com a física fotonuclear. Mostramos que os espectros de fótons virtuais, calculados com ondas distorcidas, podem ser utilizados com boa confiabilidade, pois existem vários trabalhos de teste que mostram bom acordo entre os resultados experimentais e as previsões do cálculo.

Efetuamos uma série de medidas detalhadas de reações (e,α) e (e,p) , desenvolvendo a técnica de análise pelo método dos fótons virtuais, combinando medidas de eletro e fotodesintegração. Mostramos que medidas de eletrodesintegração são bastante sensíveis à absorção de quadrupolo elétrico pelo núcleo. Exploramos o limite de validade da aproximação de núcleo pontual e mostramos que, para excitações de dipolo elétrico, essa aproximação é boa para energias de até, pelo menos, 100 MeV em núcleos médios. Para excitações de quadrupolo elétrico, por outro lado, a aproximação de núcleo pontual é boa somente para energias de até ~ 50 MeV em núcleos médios.

Efetuamos cálculos em onda plana para corrigir a aproximação de núcleo pontual. Esses cálculos ilustram que a suposição de núcleo pontual pode levar a subestimar a intensidade da componente de quadrupolo elétrico nas reações estudadas. Mostramos, também, que a falha da aproximação de núcleo pontual, em torno de 50 MeV para transições de quadrupolo elétrico, está de

acordo com o esperado pelo cálculo. Uma vez que a aproximação de núcleo pontual é necessária para tornar os elementos de matriz da componente longitudinal proporcionais aos da componente transversal, é de se esperar que a aproximação de núcleo pontual falle quando a componente longitudinal se tornar importante. Conforme mostramos, a componente longitudinal é sempre pequena em relação à transversal, para excitações de dipolo elétrico e energias de bombardeamento de até, pelo menos, 100 MeV. Porém, para transições de quadrupolo elétrico a componente longitudinal é igual a transversal para energias em torno de 50 MeV.

Exploramos a contribuição de excitações de monopolo e octupolo elétrico e mostramos que ambas tem contribuição desprezível nos casos estudados. No caso do monopolo, o fato de restringirmos as energias de bombardeamento a regiões onde a aproximação de núcleo pontual é boa, impede a excitação desse modo. No caso de octupolo elétrico, a fotoabsorção é tão pequena que a enfatização do espectro E3 em relação ao E1 e E2 não é suficiente para tornar as medidas de eletroprodução sensíveis a esse modo de excitação nuclear.

Nossas medidas de reações (e,α) e (e,p) mostram que, em todos os casos estudados, a absorção de quadrupolo elétrico é mais importante que a de dipolo elétrico na desintegração por emissão de partículas alfa, enquanto que a desintegração por emissão de protons é dominada pela absorção de dipolo elétrico.

Os espectros de protons e partículas alfa observadas e a distribuição angular das partículas emitidas sugerem que o processo seja estatístico. Todos os espectros tem pico numa energia igual a aproximadamente 75 por cento da barreira Coulombiana clássica. As secções de choque integradas variam bastante de um núcleo para outro. No caso de protons, dominado pela absorção E1, a soma das secções de choque (γ,p) e (γ,n) é, aproximadamente, 1,4 vezes a regra da soma de dipolo elétrico, para os

casos que estudamos. No caso das partículas alfa as variações de vêm estar ligadas a diferenças de limiar e, naturalmente, competição com outros canais, no decaimento da ressonância isoescalar de quadrupolo elétrico. Dos núcleos estudados o ^{64}Zn tem o limiar mais baixo e a secção de choque mais alta.

Como as secções de choque (γ, α) foram pouco estudadas e só agora foram estudadas do ponto de vista das multipolaridades envolvidas, uma sistemática mais completa é necessária para sua compreensão.

Mostramos, com o presente trabalho que o método dos fótons virtuais permite o estudo das ressonâncias gigantes através da interação eletromagnética que é bem conhecida, evitando os problemas do fundo de radiação encontrado em espalhamento inelástico de elétrons e do fundo não ressonante encontrado no espalhamento inelástico de hadrons.

No futuro devemos desenvolver as potencialidades da técnica, explorando experimentalmente, os limites de validade da aproximação de núcleo pontual em relação ao número atómico Z e à energia do elétron incidente. Devemos, também, fazer mais uso do bremsstrahlung, para o qual não existem efeitos de tamanho finito do núcleo, a fim de vincular melhor a forma da secção de choque fotonuclear, bem como, procurar esclarecer experimentalmente, qual a secção de choque de bremsstrahlung adequada.

AGRADECIMENTOS

A autora agradece à E. Fuller, M.N. Martins, L. Maximon, G. Moscati e S. Penner por sugestões e discussões valiosas, à E. Hayward, W.R. Dodge e R. Leicht pela colaboração e participação nas medidas de eletrodesintegração realizadas no National Bureau of Standards, à FAPESP pela bolsa concedida e à Universidade de São Paulo pelo afastamento concedido, durante a estadia no National Bureau of Standards.

REFERÉNCIAS

- 1) Atlas of Photoneutron Cross Sections Obtained with Mono-energetic Photons, editado por B.L. Berman, preprint UCRL-78482, 1976.
- 2) W.C. Barber and V.J. Vanhuyse, Nucl. Phys. 16, 381 (1960).
- 3) K. Alder, A. Bohr, T. Huus, B. Mottelson, and A. Winter, Rev. Mod. Phys. 28, 432 (1956).
- 4) W.C. Barber, Ann. Rev. Nucl. Sci. 12, 1 (1962).
- 5) G. Bishop, in Nuclear Structure and Electromagnetic Interactions, edited by N. MacDonald (Oliver and Boyd, Edinburg, Scotland, 1964).
- 6) T. deForest and J.D. Walecka, Advances in Physics, 15, 1 (1966).
- 7) J.M. Eisenberg and W. Greiner, Escitation Mechanisms of the Nucleus (North-Holland Publishing Co., Amsterdam, 1970).
- 8) H. Überall, Electron Scattering from Complex Nuclei (Academic Press, New York, 1971).
- 9) J.A. Thie, C.J. Mullin, and E. Guth, Phys. Rev. 87, 962 (1952).
- 10) R.H. Dalitz and D.R. Yennie, Phys. Rev. 105, 1598 (1957).
- 11) W.C. Barber, Phys. Rev. 111, 1642 (1958).
- 12) W.C. Barber and T. Wiedling, Nucl. Phys. 18, 575 (1960).
- 13) C.F. Wizacker, Z. Phys. 88, 56 (1934).
- 14) E.J. Williams, K. Danske Vidensk, Selsk., Mat.-Fys. Meddr. 13, 3 (1935).
- 15) C.G. Wick, Ricerca Sci. 11, 49 (1940).
- 16) K.L. Brown and R.W. Wilson, Phys. Rev. 93, 443 (1954).
- 17) M.B. Scott, A.O. Hanson and D.W. Kerst, Phys. Rev. 100, 209 (1956).
- 18) R.L. Hines, Phys. Rev. 105, 1534 (1957).
- 19) W.C. Barber, Phys. Rev. 111, 1642 (1958).
- 20) W.C. Barber and T. Wiedling, Nucl. Phys. 18, 575 (1960).
- 21) W.W. Gargaro and D.S. Onley, Phys. Rev. C4, 1032 (1971).

- 22) C.W. Soto Vargas, D.S. Onley, and L.E. Wright, Nucl. Phys. A288, 45 (1977).
- 23) I.C. Nascimento, E. Wolynec, and D.S. Onley, Nucl. Phys. A246, 210 (1975).
- 24) E. Wolynec, G. Moscati, J.R. Moreira, O.D. Gonçalves and M. N. Martins, Phys. Rev. C11, 1083 (1975).
- 25) E. Wolynec, G. Moscati, O.D. Gonçalves and M.N. Martins, Nucl. Phys. A244, 205 (1975).
- 26) M.N. Martins, E. Wolynec and G. Moscati, Phys. Rev. C16, 613 (1977).
- 27) U. Kneissl, G. Kuhl and K.H. Leister, Z. Phys. A281, 35 (1977).
- 28) K. Shoda, M. Sugawara, T. Saito, H. Miyase, A. Suzuki, S. Oikawa and J. Uegaki, Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure Studies Using Electron Scattering and Photoreaction, Sendai, Japan, ed. K. Shoda and H. Ui, 332 (1972).
- 29) A. Suzuki, K. Shoda, M. Sugawara, T. Saito, H. Miyase, S. Oikawa, J. Uegaki, M.N. Thompson, K.J.F. Allen, H.J. Askin and B.N. Sung, Nucl. Phys. A257, 477 (1976).
- 30) S. Fallieros and B. Goulard, Nucl. Phys. A147, 593 (1970).
- 31) S. Tamae, T. Urano and M. Sugawara, Proc. of Sendai Conference on Electro and Photoexcitations, Ed. Y. Kawazoe (Research Report of Laboratory of Nuclear Science, Tohoku University, Tomizawa, Sendai, Japan, 1977) p. 231.
- 32) W.R. Dodge and W.C. Barber, Phys. Rev. 127, 1746 (1962).
- 33) J. J. Murphy, II, H.S. Gehrhardt and D.M. Skopik, Nucl. Phys. A277, 69 (1977).
- 34) J.J. Murphy, II, D.M. Skopik, J. Asai and J. Uegaki, Phys. Rev. C18, 736 (1978).
- 35) W.R. Dodge and H. Vander Molen, Proceedings of the Second International Conference on Clustering Phenomena in Nuclei, Ed. D.A. Goldberg, J.B. Marion and S.J. Wallace, College Park (1975).
- 36) A.G. Flowers, D. Branford, J.C. McGeorge, A.C. Shotter, P. Thorley, C.H. Zimmerman, R.O. Owens and J.S. Pringle, Phys. Rev. Lett. 43, 323 (1979).

- 37) B.S. Ishkhanov, I.M. Kapitonov, Im. M. Piskarev, V.G. Shevchenko and O.P. Shevchenko, Sov. Jour. Nucl. Phys. 11, 272 (1970).
- 38) B.S. Ishkhanov, I.M. Kapitonov, V.G. Shevchenko, V.I. Shvedunov and V.V. Varlemon, Nucl. Phys. A283, 307 (1977).
- 39) J.H. Carver and W. Turchinetz, Proc. Roy. Soc. 73, 585 (1959).
- 40) H. Miyase, S. Oikawa, A. Suzuki, J. Uegaki, T. Saito, M. Sugawara and K. Shoda, Proc. of International Conference on Photonuclear Reactions and Applications, Ed. B.L. Berman (Lawrence Livermore Laboratory, Livermore, 1973), Vol. 1, p. 553.
- 41) E.M. Diener, J.F. Amann, P. Paul and S.L. Blatt, Phys. Rev. C3, 2303 (1971).
- 42) A.G. Flowers, A.C. Shotter, D. Branford, J.C. McGeorge and R.O. Owens, Phys. Rev. Letters 40, 709 (1978).
- 43) L. Meyer-Schurzmeister, R.E. Segel, K. Raghunathan, P.T. Debevec, W.R. Wharton, L.L. Rutledge and T.R. Ophel, Phys. Rev. C17, 56 (1978).
- 44) G.S. Foote, D. Branford, R.A.I. Bell and R.B. Watson, Nucl. Phys. A220, 505 (1974).
- 45) K. Min and T.A. White, Phys. Rev. Letters 21, 1200 (1968).
- 46) D.G. Owen, E.G. Muirhead and B.M. Spicer, Nucl. Phys. A140, 523 (1970).
- 47) S.C. Fultz, R.A. Alvarez, B.L. Berman and P. Meyer, Phys. Rev. C10, 608 (1974).
- 48) H.W. Koch and J.W. Motz, Rev. Mod. Phys. 31, 920 (1959).
- 49) H.K. Tseng and R.H. Pratt, Phys. Rev. A19, 1525 (1979).
- 50) L.C. Maximon, comunicação particular.
- 51) R.L. Auble, Nuclear Data Sheets 16, 1 (1975).
- 52) F.J. Kline and Evans Hayward, Phys. Rev. C17, 1531 (1978).
- 53) J.S. O'Connell, Proceedings of the International Conference of Photonuclear Reactions and Applications, Pacific Grove, Calif., 1973, edited by B.L. Berman, CONF 730301 (Lawrence Livermore Laboratory, Livermore, Calif., 1973).
- 54) S.S. Hanna, in Photonuclear Reactions, Ed. S. Costa and C. Schaerf (Springer-Verlag, New York, 1977) p. 275.

- 55) A. Bohr and B. Mottelson, Nuclear Structure, Vol. II, p. 404, W.A. Benjamin, Inc., Reading, Mass. (1975).
- 56) J.M. Moss, D.R. Brown, D.H. Youngblood, C.M. Rozsa and J.D. Bronson, Phys. Rev. C18, 741 (1978).
- 57) L.I. Schiff, Phys. Rev. 96, 765 (1954).
- 58) B.F. Gibson and H.T. Williams, Nucl. Phys. A163, 193 (1971).
- 59) E. Hayward, "invited paper" apresentado na "Giant Resonances Topical Conference", Oak Ridge, U.S.A. (1979) (a ser publicado nos proceedings da conferência).
- 60) D.B. Isabelle and G.R. Bishop, Nucl. Phys. 45, 209 (1963).
- 61) A.C. Shotter, J. of Phys. G5, 371 (1979).
- 62) R.H. Helm, Phys. Rev. 104, 1466 (1965).
- 63) M. Rosen, R. Raphael and H. Überall, Phys. Rev. 163, 927 (1967).
- 64) M.N. Martins, E. Wolynec and G. Moscati, Int. Conf. Nuclear Physics with Electromagnetic Interactions, Mainz, Germany (1979), contributed paper 4.24.
- 65) D. Skopik, comunicação particular.
- 66) A.C. Shotter, D. Branford, J.C. McGeorge and J.M. Reid, Nucl. Phys. A290, 55 (1977).
- 67) J.D.T. Arruda Neto, S.B. Herdade, B.S. Bhandari and I.C. Nascimento, Phys. Rev. C18, 863 (1978).
- 68) J.D.T. Arruda Neto, S.B. Herdade, B.L. Berman and I.C. Nascimento, Int. Conf. Nuclear Physics with Electromagnetic Interactions, Mainz, Germany (1979), contributed paper 4.3.
- 69) A. Moalem, W. Benenson, G.M. Crawley and T.L. Khoo, Phys. Lett. 61B, 167 (1976).
- 70) D.H. Youngblood, A.D. Bacher, D.R. Brown, J.D. Bronson, J.M. Moss and C.M. Rozsam Phys. Rev. C15, 246 (1977).
- 71) K.T. Knöpfle, G.J. Wagner, P. Paul, H. Breuer, C. Mayer-Böricker, M. Rogge and P. Turek, Phys. Lett. 74B, 191 (1978).
- 72) T. Yamagata, K. Iwamoto, S. Kishimoto, B. Saeki, K. Yuasa, M. Tanaka, T. Fukuda, K. Okada, I. Miura, M. Inoue and H. Ogata, Phys. Rev. Lett. 40, 1628 (1978).
- 73) H. Riedesel, K.T. Knöpfle, H. Breuer, P. Doll, G. Mairle and G.J. Wagner, Phys. Rev. Lett. 41, 377 (1978).

- 74) K.T. Knöpfle, H. Riedesel, K. Schindler, G.J. Wagner, C. Mayer-Böricker, W. Oelert, M. Rogge and P. Turek, Lecture Notes in Physics 92, 443 (1979).
- 75) H. Riedesel, doctoral thesis, Heidelberg (1979).
- 76) K.T. Knöpfle, H. Riedesel, K. Schindler, G.J. Wagner, C. Mayer-Böricker, W. Oerlert, M. Rogge and P. Turek, Lecture Notes in Physics 92, 444 (1979).
- 77) J. van der Pflicht, M.N. Harakeh, A. van der Woude, P. David and J. Debrus, Phys. Rev. Lett. 42, 1121 (1979).
- 78) M.T. Collins, C.C. Chang, S.L. Tabor, G.J. Wagner and J.R. Wu, Phys. Rev. Lett. 42, 1440 (1979).
- 79) K.T. Knöpfle, Int. Conf. Nuclear Physics with Electromagnetic Interactions, Mainz (1979), invited paper, Lecture Notes in Physics 108 (1979).
- 80) A.C. Shotter, C.K. Gelbke, T.C. Awes, B.B. Back, J. Mahoney, T.J.M. Symons and D.K. Scott, Phys. Rev. Lett. 43, 569 (1979).
- 81) D.S. Onley, comunicação particular.
- 82) G.J. Wagner, invited paper, Proc. Giant Multipole Resonance Topical Conference, Oak Ridge, Tennessee, U.S.A. (1979), a ser publicado.