UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

INSTITUTO DE FÍSICA

VERIFICAÇÃO EXPERIMENTAL DO ESPECTRO DE FÓTONS VIRTUAIS DE QUADRUPOLO ELÉTRICO

PHILIPPE GOUFFON

SÃO PAULO

1986

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

INSTITUTO DE FÍSICA

VERIFICAÇÃO EXPERIMENTAL DO ESPECTRO DE FÓTONS VIRTUAIS DE QUADRUPOLO ELÉTRICO

PHILIPPE GOUFFON

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO
INSTITUTO DE FÍSICA
356

TESE SUBMETIDA AO INSTITUTO DE FÍSICA DA UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO PARA A OBTENÇÃO DO TÍTULO DE DOUTOR EM CIÊNCIAS

ORIENTADOR: PROFª DRª ELISA WOLYNEC

SÃO PAULO

1986

FICHA CATALOGRÁFICA

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

Gouffon, Philippe
Verificação experimental do espectro de fótons virtuais de quadrupolo elétrico. São Paulo, 1986.

Tese (Doutorado) - Universidade de São Paulo. Instituto de Física. Departamento de Física Experimental.
Área de Concentração: Física Nuclear
Orientador: Profa. Dra. Elisa Wolynec

Unitermos: 1.Fótons virtuais; 2.Eletrodesintegração; 3.Reações nucleares; 4.Ressonâncias gigantes.

USP/IF/SBI - 33/86

Dedico este trabalho ao

Decreto 52906 de 27/3/86

Artigo 135 §2

e similares

Furious activity is no substitute
for understanding

(ACM. Vol. 26, set. 1985)

AGRADECIMENTOS

Como toda atividade experimental, este trabalho dependeu da participação de várias pessoas, a quem agradeço. Em especial, quero agradecer a

- Elisa Wolynec, pela orientação , interesse e estímulo neste trabalho,

- Giorgio Moscati, pelo apoio e amizade neste últimos anos,

- Marcos N.Martins, pela amizade, apoio e ajuda em todas as fases deste trabalho,

- ao National Bureau of Standards, nas pessoas de Evans Hayward e Bill Dodge, por terem possibilitado minha participação nesta experiência, e pelas discussões do trabalho,

- aos colegas e amigos Vito Vanin e Otaviano Helene, pelas discussões sobre o tratamento de dados,

- a Max Cohenca, pela amizade e paciência,

- a Rosângela, pela amizade e auxílio na fase de montagem,

- a Tatiana, pela revisão final

- e finalmente, ao CNPq e à National Science Foundation, pelo auxilio financeiro nas duas viagens realizadas para este trabalho.

Í N D I C E

SUMARIO

ABSTRACT

INTRODUÇÃO 1

I - O MÉTODO E OS ESPECTROS DE FÓTONS VIRTUAIS 4

I.0 - Introdução 4

I.1 - Estudo das ressonâncias gigantes 4

I.2 - O método dos fótons virtuais 6

I.3 - Os espectros de fótons virtuais 8

I.4 - Testes dos espectros de fótons virtuais 9

I.4.a - Teste do espectro de dipolo elétrico E1 10

I.4.b - Teste do espectro de quadrupolo elétrico E2 . 11

I.5 - Objetivos do trabalho - Método 13

II - ARRANJO EXPERIMENTAL 16

II.0 - Introdução 16

II.1 - O acelerador. 16

II.2 - O sistema de detecção 17

II.2.a - O espectrômetro 18

II.2.b - Os detectores 19

II.3 - Monitoração de carga 20

II.4 - Sistema de Aquisição 21

II.4.a - A eletrônica 22

II.4.b - O sistema CAMAC 23

II.4.c - O sequenciador 24

II.4.d - O computador 24

II.5 - Calibrações 25

II.5.a - Calibração de energia do acelerador 25

II.5.b - Calibração de eficiência e ângulo solido . . . 26

II.6 - Os alvos 29

II.7 - O procedimento experimental 30

III - REDUÇÃO E ANÁLISE DOS DADOS 33

III.0 - Introdução 33

III.1 - A redução dos dados 34

III.2 - Correções e transformações 38

III.3 - Análise da distribuição angular 49

III.3.a - A análise sem fundo 52

III.3.b - A análise com fundo 54

III.3.c - O método autoconsistente 57

III.4 - Os cálculos finais 58

III.4.a - Um pouco de estatística 59

III.4.b - Cálculo das áreas 61

IV - RESULTADOS FINAIS 69

IV.0 - Introdução 69

IV.1 - Cálculos finais de a_2^2 69

IV.2 - Comparação com a isocromata do nível 20,14 MeV . . . 70

IV.3 - Outras comparações 79

IV.4 - Cálculo de B(E2) 80

CONCLUSÕES 83

APÊNDICE A

APÊNDICE B

BIBLIOGRAFIA

S U M Á R I O

O presente trabalho apresenta uma tentativa de teste experimental do cálculo do espectro de fótons virtuais de quadrupolo elétrico, medindo a função de excitação (e,α) de um nível isolado 2^+ do ^{24}Mg situado em 20.14 MeV. Os resultados são comparados com as previsões dos cálculos mais recentes.

A seção de choque duplamente diferencial $d^2\sigma/d\Omega dE$ foi medida a 48°, 90° e 132° no sistema de laboratório, para energias de excitação do ^{24}Mg entre 19 e 23 MeV. Esta seção de choque foi medida nas energias totais de elétron incidente de 20.0, 20.8, 21.5, 24.0, 26.0, 28.0, 30.0, 32.0, 36.0, 40.0 MeV.

São apresentados as medidas experimentais e os valores calculados usando a aproximação de ondas distorcidas (DWBA) para núcleo puntiforme e finito.

Como resultado secundário, extraiu-se a intensidade do nível, através do elemento reduzido de matriz de transição B(E2).

A B S T R A C T

To test experimentally the quadrupole virtual photon spectrum calculation, the (e,α) excitation function of an isolated 2^+ level at 20.14 MeV in ^{24}Mg was measured.

The most recent calculations in DWBA, including nuclear size effects, are compared to this experimental curve.

The differential cross section $d^2\sigma/d\Omega dE$ was measured at 48°, 90°, and 132° in the laboratory system, for total electron energies of 20.0, 20.8, 21.5, 24.0, 26.0, 28.0, 30.0, 32.0, 36.0, and 40.0 MeV.

The reduced matrix element B(E2) of the 20,14 MeV level is extracted as a secondary product of this work.

I N T R O D U Ç Ã O

Neste trabalho, apresentamos um teste experimental do cálculo do espectro de fótons virtuais de quadrupolo elétrico . As medidas foram realizadas no National Bureau of Standards, nos EUA, e analisadas no Laboratório do Acelerador Linear.

Os espectros de fótons virtuais de diversas multipolaridades têm sido intensamente usados para a análise das ressonâncias gigantes, quando excitadas por elétrons. Entretanto, somente o espectro de dipolo elétrico foi sujeito a um teste experimental direto. Devido à importância que a multipolaridade das ressonâncias tem atualmente em física nuclear, é importante que uma das ferramentas mais usadas no seu estudo seja testada de forma direta, e não apenas apresente uma autoconsistência entre dados e cálculos.

O capítulo 1 descreve em linhas gerais como os espectros de fótons virtuais são usados para decompor a ressonância gigante em suas componentes através do método dos fótons virtuais. Em seguida, é apresentada uma breve descrição dos vários cálculos disponíveis, como os de onda plana (PWBA) e ondas distorcidas (DWBA), ambos na aproximação de núcleo puntiforme, bem como os mais recentes efetuados para núcleo finito. Os teste existentes

atualmente para dipolo e quadrupolo são descritos e comentados, introduzindo o principio seguido por este trabalho.

A idéia básica não é original, tendo sido usada no teste de dipolo elétrico, consistindo em achar um nível isolado excitável por radiação de quadrupolo elétrico, o qual decaia de forma mensurável. Escolhemos um nível 2^+ no ^{24}Mg, situado em 20.14 MeV, que foi excitado por elétrons, cujo decaimento alfa foi medido para 10 energias de bombardeamento, em três ângulos de espectrômetro, 48°, 90° e 132°. Acessoriamente, a emissão de prótons foi medida juntamente com a das alfas, mas não é apresentada neste trabalho.

O capítulo 2 descreve o arranjo experimental, e o procedimento adotado na tomada dos dados. Por ser um sistema instalado há muitos anos, muitas informações podem ser encontradas espalhadas por uma vasta bibliografia. Entretanto, as numerosas modificações introduzidas ao longo dos anos não tiveram o mesmo destino, sendo que certos detalhes não foram incluidos neste trabalho por pertencerem a práticas estabelecidas, mas não documentadas.

O capítulo 3 descreve a análise dos dados. Esta fase foi a de maior demora. Houve necessidade de primeiro converter dados adquiridos num computador para um formato inteligível por outro usado na análise, através de um terceiro. Isto feito, foi necessário re-escrever os programas tradicionalmente usados na redução e análise, o que implicou em entender e decifrar códigos modificados inúmeras vezes. Esse detalhe, essencial ao trabalho, não está no entanto descrito neste texto, por ter sido uma ferramenta e não um objetivo.

A análise propriamente dita consiste numa primeira fase em extrair dos espectros de partículas o número de alfas emitidas por unidade de carga irradiada, compondo-se os espectros de energia. A partir destes, extraimos da distribuição angular, as intensidades de dipolo e quadrupolo elétricos, juntamente com alguns parâmetros da distribuição angular. Finalmente, do espectro de intensidade de quadrupolo elétrico em função da energia de excitação, a área do pico de interesse é extraida e comparada com o valor do cálculo correspondente do espectro de fótons virtuais.

Os resultados são então comentados no capítulo 4, onde valores finais são extraidos e conclusões comentadas.

Pelo fato de termos medido apenas 3 ângulos e do nível escolhido ser relativamente fraco, os erros nos resultados finais são grandes demais para permitir uma conclusão definitiva, pois os resultados experimentais não diferenciam a aproximação de núcleo puntiforme do cálculo para núcleo finito, embora distinguam, claramente, o comportamento de quadrupolo em relação a dipolo. Seria desejável uma complementação da distribuição angular para poder separar com mais precisão as diversas componentes presentes, bem como uma extensão dos dados a energias de bombardeamento mais elevadas onde a diferença dos cálculos para núcleo pontual e finito é maior. O equipamento tendo sido desativado recentemente, a complementação terá que ser feita em outro laboratório, ou um outro teste feito.

C A P Í T U L O I

O MÉTODO E OS ESPECTROS DE FÓTONS VIRTUAIS

I.0 - INTRODUÇÃO

No presente capítulo vamos localizar inicialmente a área onde se aplicam os espectros de fótons virtuais e, subsequentemente, o chamado método dos fótons virtuais, que usa estes espectros para extrair informações de reações (e,x). Em seguida, trataremos de uma revisão rápida dos vários cálculos feitos até o momento bem como dos testes que foram efetuados experimentalmente para verificar a precisão das previsões teóricas. Por fim, detalharemos os objetivos do presente trabalho.

I .1 - O ESTUDO DAS RESSONÂNCIAS GIGANTES

As seções de choque de fotoabsorção apresentam na região de 10 a 30 MeV uma estrutura larga e regular, que aparece em todos os núcleos acima de Z=3. Esta estrutura, que está associada a oscilações de natureza coletiva, é chamada de ressonância gigante.

Para núcleos de Z alto, esta estrutura tem a forma de uma lorentziana, forma típica de fenômenos ressonantes. Para núcleos de Z baixo, esta ressonância está fracionada em estruturas mais estreitas, dando indicações de fenômenos de natureza menos coletiva que nos casos de Z altos.

Esta estrutura vinha sendo estudada de longa data por meio de reações com hadrons e fótons, sendo que suas características indicam uma predominância de excitações tipo dipolo elétrico, de onde originou-se o termo de ressonância gigante de dipolo elétrico, RGE1. Mais recentemente, com a previsão, por Bohr e Mottelson (BO-75), da existência de ressonâncias de multipolaridades mais elevadas em :

RGE2 isoescalar : 58 $A^{-1/3}$ MeV

RGE2 isovetorial : 135 $A^{-1/3}$ MeV

despertou-se um novo interesse pelo estudo desta região de energia.

Rapidamente, evidências, bem como, posteriormente, sistemáticas, indicaram a presença da ressonância de quadrupolo elétrico em 63 $A^{-1/3}$ (isoescalar) e uma provável em 130 $A^{-1/3}$ (isovetorial), assim como de outros multipolos (E0, M1, E3, entre outros).

A demora em observar estas componentes deve-se ao fato de que a interpretação dos dados é delicada, no caso do espalhamento de hadrons ((α,α'), (p,p') ...), e do espalhamento inelástico de elétrons (e,e'). No caso de reações fotonucleares, o fóton real excita muito pouco estas componentes, comparativamente à RGE1, que predomina e mascara as outras ressonâncias.

Uma ferramenta valiosa no estudo da ressonância gigante e desmembramento em componentes multipolares tem sido as reações de eletroexcitação, nas quais se medem os produtos finais (partícula emitida ou decaimento do núcleo residual), mas não o elétron espalhado. O desdobramento da ressonância gigante em suas múltiplas componentes é feito pelo método dos fótons virtuais, descrito abaixo.

II.2 - O MÉTODO DOS FÓTONS VIRTUAIS

Uma das formas de ver a interação de um elétron com o núcleo é considerá-lo como um emissor de fótons virtuais. A idéia original é bem antiga, e deve-se a Weizsacker (WE-34), tendo sido retomada posteriormente por Thie (TH-52), e Dalitz (DA-57).

O método dos fótons virtuais baseia-se na hipótese fundamental de que a seção de choque de eletrodesintegração, $\sigma_{e,x}(E_0)$, para um elétron de energia total E_0, pode ser expressa em termos de uma seção de choque de fotodesintegração $\sigma_{\gamma,x}^{\lambda L}(E)$, correspondente a fótons reais de energia E, e multipolaridade λL, mediante um espectro de fótons virtuais $N^{\lambda L}(E_0,E,Z)$:

$$\sigma_{e,x}(E) = \int_0^{E_0-m_e} \sum_{\lambda L} \sigma_{\gamma,x}^{\lambda L}(E) \quad N^{\lambda L}(E_0,E,Z) \frac{dE}{E} \qquad (I.1)$$

onde m_e é a massa de repouso do elétron e Z o número atômico do alvo.

A seção de choque de uma reação de fotodesintegração por bremsstrahlung tem uma forma funcional idêntica à eq. I.1, substituindo-se o espectro de fótons virtuais pelo de radiação de freiamento. É justamente neste ponto que surge a diferença entre

os espectros. Enquanto um fóton real possui todas as multipolaridades em igual quantidade, o fóton virtual realça dramáticamente as multipolaridades superiores, permitindo que sejam excitadas a ponto de se tornarem observáveis. Isto aparece claramente na figura I.1, onde estão graficados os espectros de fótons virtuais de E1, E2 e M1 para o magnésio, para um elétron de 40 MeV.

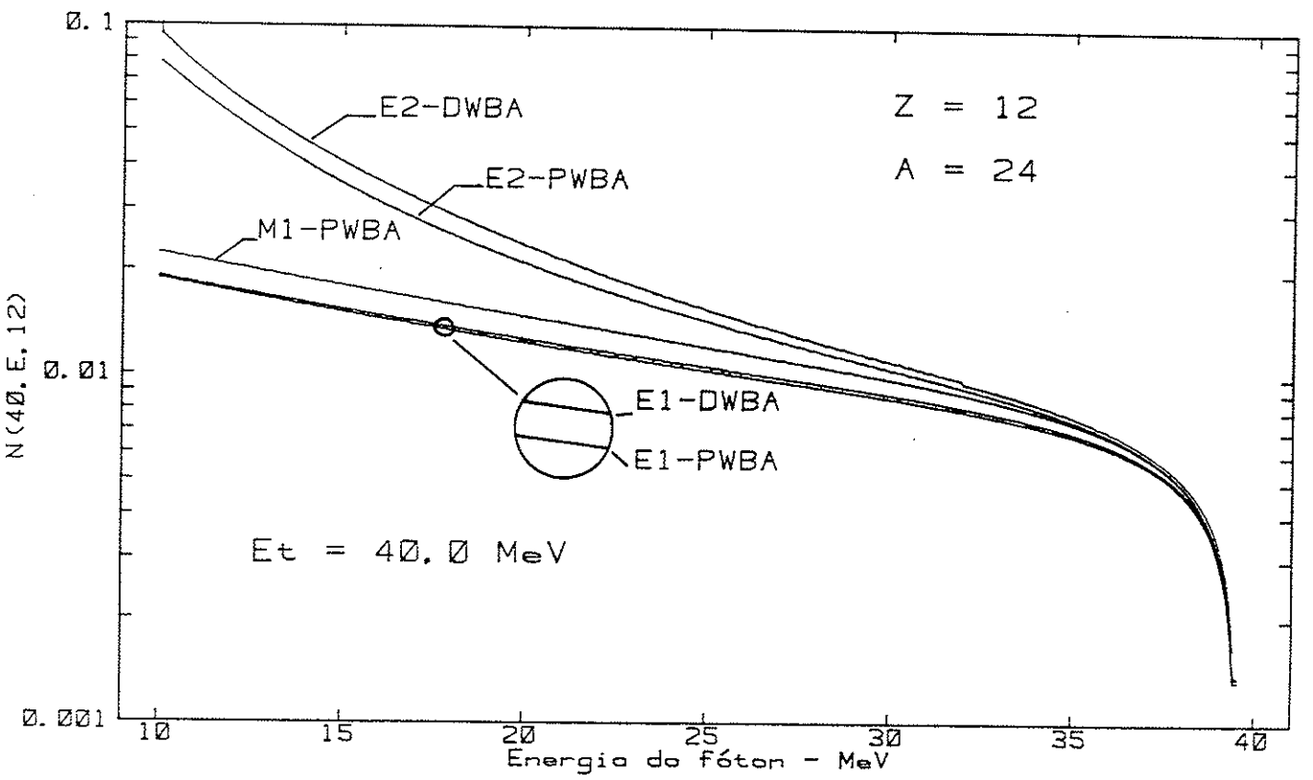


Figura I.1

Espectros de fótons virtuais calculados em onda plana (PWBA) e ondas distorcidas (DWBA), para dipolo elétrico (E1), dipolo magnético (M1) e quadrupolo elétrico (E2). Estes espectros foram calculados para elétrons de 40 MeV de energia total, interagindo com um núcleo de magnésio (Z=12, A=24).

A análise de uma seção de choque de eletrodesintegração precisa, portanto, de um cálculo correto do espectro de fótons virtuais para diversas multipolaridades.

I.3 - OS ESPECTROS DE FÓTONS VIRTUAIS

Os primeiros cálculos de espectros de fótons virtuais foram feitos em aproximação de Born de ondas planas (PWBA), supondo ainda um núcleo puntiforme. As expressões obtidas (ver, por exemplo, WO-85, TH-52 e DA-57) são analíticas, o que permite uma manipulação e calculos fáceis. Entretanto, os espectros em ondas planas falham claramente em explicar os resultados experimentais para núcleos de Z medio a alto.

Cálculos mais rigorosos, usando uma aproximação em ondas distorcidas - DWBA, feitos por Onley e colaboradores (GA-71, SO-77) mas que continuam a considerar o núcleo puntiforme, tendem a ressaltar ainda mais as diferenças entre as diversas componentes dos espectros de fótons virtuais. Os cálculos são demorados, pois as expressões não são mais analíticas, envolvendo séries de convergência lenta, exigindo o uso de computadores mais rápidos (por exemplo, o programa VIRFO[1]).

Os cálculos acima já correspondem bem aos dados experimentais, mesmo para núcleos pesados. Entretanto, para elétrons de energias altas (E_0>50 MeV), em que o tamanho do núcleo já não é desprezível, os cálculos falham. Os mais recentes espectros calculados por Onley e Zamani-Noor (ON-86) já levam em conta o tamanho finito do núcleo e parecem estar bem de acordo

---

[1] O cálculo de um espectro de fótons virtuais para uma energia de elétron em DWBA pelo programa VIRFO, fornecido por Onley, levava 30 minutos de CPU num computador IBM/370

com os dados experimentais atualmente em análise no Laboratório do Acelerador Linear, IFUSP[2].

I.4 TESTES DOS ESPECTROS DE FÓTONS VIRTUAIS

Como mencionado acima, os espectros de fótons virtuais calculados em PWBA, DWBA e com várias correções, são usados para analisar seções de choque de eletrodesintegração. Por serem essenciais na decomposição multipolar, é fundamental que possam ser testados diretamente. O fato de se obter resultados inconsistentes com reações fotonucleares ou curvas que só se adaptam aos dados experimentais com intensidades fisicamente absurdas (negativas ou esgotando dezenas de regras de soma) pode indicar falhas nos cálculos, o que aconteceu com os espectros em onda plana. Entretanto, um acordo razoável não pode ser visto como um teste definitivo, a forma das curvas de excitação (e,x) sendo muito parecidas para dipolo e quadrupolo elétricos, por exemplo. Poucos testes decisivos foram feitos.

Testes indiretos feitos por Nascimento (NA-75), Wolynec (WO-75a, WO-75b) e Martins (MA-77) mostraram uma boa consistência entre os dados e os espectros calculados em DWBA, o que indica que a distorção coulombiana foi corretamente avaliada.

---

[2] M.I.Cataldi (CA-86a) com reações (e,n) no ^{208}Pb e ^{209}Bi, M.C.A.Campos (CA-86b) no estudo da eletrodesintegração (e,n) do ^{197}Au, F.Gerab (GE-86), com a mesma reação no ^{238}U, S.L.Paschoal (PA-86) com a eletrofissão do ^{237}Np, V.A.Serrão (SE-85) com (e,n) no ^{181}Ta, e A.Terremoto (TE-86), com a reação (e,n) no ^{232}Th, entre outros trabalhos. Alguns resultados antigos estão sendo revistos em função dos novos cálculos, que levam a números mais consistentes e compatíveis com as sistemáticas existentes.

I.4.a - Teste do espectro de dipolo elétrico E1

O espectro de fótons virtuais de dipolo elétrico foi o único a ser testado experimentalmente de forma direta. Dodge e colaboradores (DO-83) usaram um estado 1- isolado do ^{90}Zr para efetuar o teste, de uma forma muito elegante. De fato, se a seção de choque de fotodesintegração for substituida , na sua componente E1, por um pico (nível) isolado e estreito, que pode ser visto como uma função delta de Dirac, a equação I.1 se reduz a :

$$\sigma_{e,x}(E_o) = \frac{N^{E1}(E_o,E,Z)}{E} \int \sigma_{\gamma,x}^{E1}(E)\, dE \qquad (I.2)$$

a integral de $\sigma_{\gamma,x}^{E1}$ (E) sendo feita sobre a largura do nível, em MeV.mb. As outras multipolaridades não entram nesta equação, já que o nível possue apenas intensidade E1. Portanto, a razão $E\ \sigma_{e,x}(E_o)/N^{E1}$ (E_o,E,Z) deve ser uma constante em função da energia do elétron incidente.

A reação usada neste teste foi $^{90}Zr(e,p)^{89}Y$, observando o próton do decaimento em linha. Um pico claro e bem separado do fundo aparece, cuja área é proporcional ao valor do espectro de fótons virtuais de E1, por ser um nível 1- excitado a partir do estado fundamental 0+ do ^{90}Zr.

Por ser um núcleo de massa intermediária, correções de tamanho finito puderam ser testadas. Não havia na época o cálculo mais recente de Onley (ON-86), que já parte de um núcleo de tamanho finito[3], de tal forma que estas correções foram feitas

[3] Já existia, porém, uma aproximação de segunda ordem (SOBA), não publicada em revista, mas disponível para aquela experiência. Este cálculo praticamente não difere dos resultados mais recentes, tendo sido comparado com sucesso com aquela experiência.

sobre o cálculo de ondas planas e o fator de correção usado nos espectros DWBA.

O teste mostrou que os cálculos em DWBA são corretos, mas que a correção de tamanho finito do núcleo é necessária acima de 30 MeV. A figura I.2 mostra a razão deduzida da equação I.2.

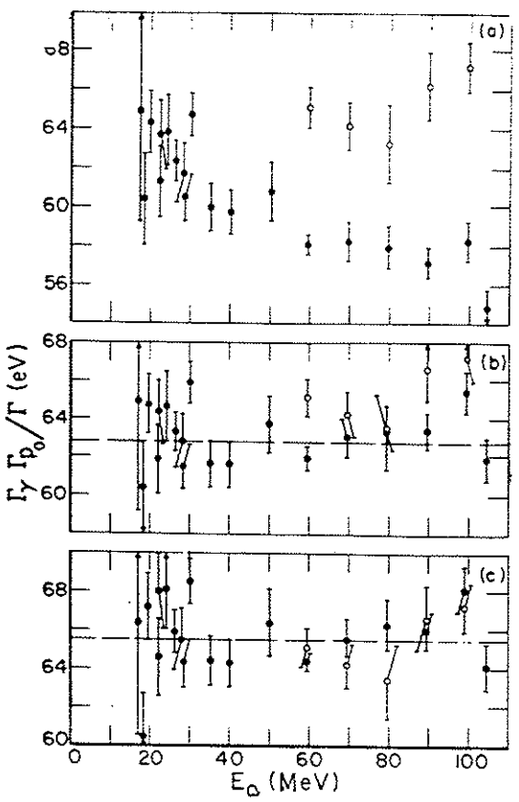


Figura I.2

(da ref. DO-83). Estas figuras representam, em última instância, uma razão que é proporcional à razão entre a área do pico e o número de fótons virtuais de energia igual à energia do nível. A parte (a) mostra a razão sem correção de tamanho finito, a (b) com correção segundo o modelo de Helm, e a (c) os resultados da aproximação de segunda ordem - SOBA[3]

I.4.b - Teste do espectro de quadrupolo elétrico E2

Ao contrário do caso do dipolo elétrico, o espectro de quadrupolo elétrico não foi testado diretamente. Existem várias evidências experimentais que discutiremos a seguir, que indicam serem corretos os cálculos em DWBA , mas nenhum usando os cálculos para núcleo de tamanho finito, apenas correções externas ao cálculo.

Um teste bastante conclusivo quanto à necessidade de levar-se em conta o tamanho finito do núcleo foi feito por Martins (MA-

82), reanalisando dados da reação (e,n) no ^{238}U obtidos no Laboratorio do Acelerador Linear do IFUSP juntamente com dados de Shotter (SH-79a). Os dados cobrem uma faixa de energia que vai do limiar da reação a 120 MeV. A figura I.3 mostra o bom acordo entre o cálculo e os dados. Mas como a fração da componente de quadrupolo elétrico a 120 MeV é de 20% do total e os erros experimentais 10%, o teste refere-se, principalmente, ao espectro de dipolo elétrico. A correção de tamanho finito do núcleo sugerida por Shotter (SH-79b) parece ter a magnitude correta, pois apresenta bom acordo com os dados.

Torna-se assim necessário um teste específicos para o espectro de quadrupolo elétrico.

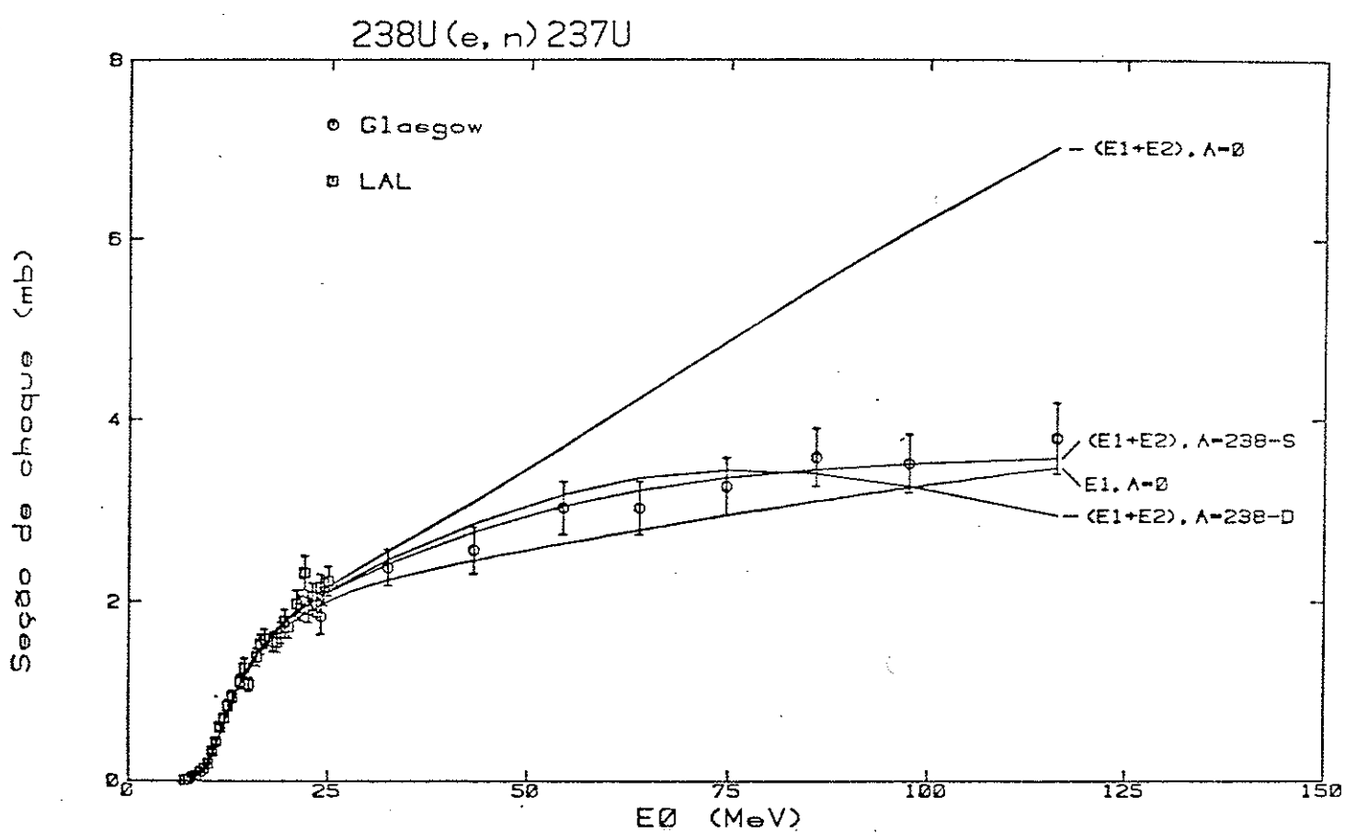


Figura I.3

(da ref. MA-82) : Valores experimentais da seção de choque $^{238}U(e,n)$ e os valores calculados sem correção de tamanho do núcleo (A=0) e com correção (A=238). As letras S (Shotter) e D (Dodge) indicam o método de correção usado.

I.5 OBJETIVOS DO TRABALHO - MÉTODO

O objetivo deste trabalho é exatamente tentar testar experimentalmente, nos moldes do teste do espectro de dipolo elétrico, o espectro de fótons virtuais de quadrupolo elétrico.

Para poder realizar o teste desejado, é necessário, antes de mais nada, achar um núcleo que possua um nível excitável por absorção de radiação de quadrupolo elétrico e que decaia de forma intensa por emissão de uma partícula detectável. Seria conveniente também que o núcleo fosse pesado, de forma a poder testar os efeitos de tamanho finito.

Poucos núcleos, no entanto, apresentam estas características desejáveis. Não há na literatura níveis 2^+ isolados e intensos em núcleos pesados. Somente núcleos leves possuem tais níveis, com emissão intensa de alfas, partícula adequada para uma medida como esta. Entre os núcleos possíveis, existem dois bons candidatos : o ^{16}O, e o ^{24}Mg. Optamos pelo magnésio por ser um pouco mais pesado, e mais fácil de manusear como alvo.

O ^{24}Mg é um núcleo muito estudado. Entre outros estudos a seu respeito está uma série justamente dedicada a localizar e avaliar a concentração de intensidade de quadrupolo elétrico neste núcleo, usando várias reações : espalhamento inelástico de elétrons (IT-81, BE-78), foto e eletro-emissão de alfas (HI-84, RY-83) e, principalmente, captura ou espalhamento de alfas (ZW-85, CS-85, KU-83, BE-78, KU-75). Os resultados não são sempre concordantes quanto à localização e valor da intensidade de quadrupolo elétrico. Entretanto, de um preprint do artigo de Hirooka (HI-84), surgiu a evidência de um nível 2^+ razoavelmente

isolado, em 20.1 MeV, energia em que vários autores (IT-81, BE-78 e KU-75) acharam alguma concentração de quadrupolo elétrico. As intensidades são no entanto discordantes : para as medidas (e,e') de Itoh, o nível deve ter uma intensidade esgotando 10% da regra da soma ponderada em energia, enquanto que Bertrand (BE-78) fala em 2.3% e Kuhlmann (KU-75) 1% apenas.

As diferenças devem-se basicamente à forma de excitação : o espalhamento inelástico de elétrons mede a intensidade absorvida pelo nível, não discriminando o modo de decaimento. O mesmo vale para o espalhamento inelástico de alfas. A medida de Kuhlmann determina apenas a captura de alfas pelo ^{20}Ne no estado fundamental e o decaimento do nível 2^+ para o estado fundamental do ^{24}Mg por emissão gama e, portanto, define um limite inferior para a intensidade do nível. Essa reação pode ser convertida pelo balanceamento detalhado na reação $^{24}Mg(\gamma,\alpha_0)$, medindo, portanto, a fração do nível 2^+ que decai para o estado fundamental do ^{20}Ne.

A realização de medidas exploratórias, descritas no capítulo seguinte, indicou a existência deste nível em 20.14 MeV, com uma intensidade fraca, mas passível de medida. A precisão do resultado, porém, fica um pouco prejudicada justamente pela fraca intensidade do decaimento para o estado fundamental do ^{20}Ne.

De posse de um nível 2^+ isolado, sendo excitado por absorção de fótons virtuais numa transição de quadrupolo elétrico 0^+ - 2^+, podendo decair para o nível fundamental do ^{20}Ne, que é 0^+ também, é possível usar a idéia exposta no teste de dipolo elétrico para o quadrupolo.

A partir da razão da seção de choque de eletrodesintegração para o espectro de fótons virtuais, é possível calcular a

intensidade do nível, comparando-a com os valores da literatura. Isto é feito no capítulo 4, que discute os resultados.

C A P Í T U L O II

ARRANJO EXPERIMENTAL

II.0 - INTRODUÇÃO

A experiência foi realizada no National Bureau of Standards, no campus de Gaithersburg, Maryland, EUA, na divisão de física das radiações. O equipamento usado foi praticamente o mesmo do usado na verificação dos espectros de fótons virtuais de dipolo elétrico (DO-83).

O sistema (fig. II.1) é composto, em blocos maiores, de um acelerador de elétrons de 200 MeV, um espectrômetro magnético no qual estão instalados os detectores e um sistema de aquisição de dados composto de módulos convencionais padrão NIM ligados via interface CAMAC a um computador para controle.

Neste capítulo, descreveremos o equipamento usado e o procedimento adotado na preparação da experiência e na tomada de dados. Os problemas de calibração serão também abordados aqui.

II.1 - O ACELERADOR

O NBS dispõe de um acelerador de elétrons de feixe pulsado, de 200 MeV de energia máxima. A máquina foi utilizada no limite inferior da sua capacidade, quando foi operada em 20.0 MeV. O

acelerador é controlado por uma equipe de operadores que se revezam, o que permite sua operação 24 horas por dia.

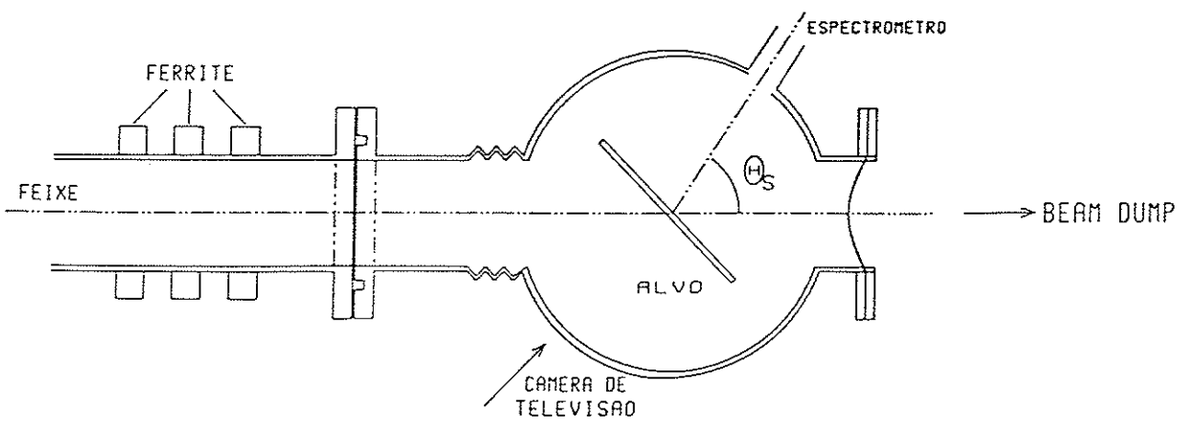


Figura II.1

Esquema da câmara de espalhamento e geometria da experiência. O feixe vai da esquerda para a direita, terminando num "Beam Dump" situado além da janela.

O acerto inicial do acelerador é feito pelo operador, cabendo ao experimentador o controle do sistema de análise do feixe em energia e a focalização final deste no alvo. Vários monitores permitem verificar a qualidade do feixe ao longo do acelerador e do sistema de transporte.

A máquina operou em 10 energias (20.0, 20.8, 21.5, 24.0, 26.0, 28.0, 30.0, 32.0, 36.0 e 40.0 MeV), com uma corrente media entre 10 e 15 micro amperes, apresentando uma boa estabilidade durante as medidas. A resolução em energia do feixe é de 2%.

II.2 - O SISTEMA DE DETECÇÃO

O sistema de detecção é basicamente composto de um espectrômetro magnético no qual estão colocados os detectores e uma eletrônica associada convencional, descrita adiante (II.4).

II.2.a - O espectrômetro

O espectrômetro magnético é formado por um ímã de 120 graus colocado verticalmente e raio de órbita de 76,2 cm (DO-66). O campo magnético é medido por uma ponta de prova de bobina rotativa, com precisão de 0,01%, podendo ser controlado diretamente pelo experimentador na sala de medidas. O sistema é alimentado por uma fonte de alta estabilidade. Maiores detalhes podem ser encontrados na referência SK-72 e na bibliografia ali indicada.

O espectrômetro pode ser rodado em torno de um eixo vertical, definindo o ângulo de detecção das partículas carregadas. A câmara de espalhamento possui uma série de janelas, que prefixam os ângulos permitidos para o espectrômetro. Para rodar o espectrômetro é necessário quebrar o vácuo da câmara de espalhamento. Quando esta operação foi feita, a câmara sempre foi preenchida de argônio, para evitar a oxidação dos alvos.

Duas das janelas da câmara são de lucite, para permitir a observação do feixe no alvo de óxido de berílio quando do acerto final do feixe. A câmara possui internamente uma série de anéis concêntricos que permitem a colocação de máscaras, radiadores e colimadores, os quais podem ser movimentados externamente por motores passo a passo, controlados remotamente. A posição angular destes anéis pode ser lida por meio de um voltímetro (estes valores são automaticamente armazenados no fim de cada irradiação, durante as medidas).

II.2.b - Os detectores

As particulas carregadas analisadas pelo espectrômetro são detectadas por 5 detectores de barreira de superficie colocados no plano focal do espectrômetro. Estes detectores foram encomendados especialmente para este espectrômetro, tendo um formato retangular de 15 por 40 mm^2, com uma resolução de 21.9 keV para alfas de 5,486 MeV e ruido de 14,4 keV. A profundidade da região sensível seria de 300 micrometros se operados a 80 V.

Nesta experiência, os detectores foram usados apenas como identificadores de particulas carregadas (tipo dE/dx) : o espectrômetro determinando o momento da partícula, bem como a perda de energia. Como esta última depende do tipo de partícula, a identificação se torna relativamente fácil . Para isto, a tensão de operação ficou em torno de 20 V, o que reduz a espessura da região sensível.

A energia cinética de uma partícula de massa M_A , carga Z_A, que chega no detector i quando o campo é H, dado que na calibração de energia do espectrômetro uma particula de momento P_c e carga Z_c chegou no centro do detector i quando o campo era $H_c(i)$, é dada por :

$$T_A(i) = \left(M_A^2 + \frac{Z_A^2 \, H^2}{Z_c^2 \, H_c(i)^2} P_c^2 \right)^{1/2} - M_A$$

o que, em primeira aproximmação, é proporcional a Z_A^2/M_A. Por outro lado, a perda de energia por unidade de comprimento, dE/dx, é dada por (KN-79, eq 11-23) :

$$\frac{dE}{dx} = C_1 \frac{M_A \, Z_A^2}{T_A} \ln C_2 \frac{T_A}{M_A}$$

onde C_1 e C_2 são constantes. Juntando estas duas equações, dE/dx pode ser expresso como:

$$\frac{dE}{dx} = C_1 \; M_A^2 \; \ln C_2 \frac{Z_A^2}{M_A^2}$$

Para as partículas normalmente emitidas nestas reações, a saber, prótons, dêuterons, trítons, hélio-3, alfas e fragmentos de fissão, obtém-se a tabela de perdas relativas de energia por unidade de comprimento, sendo K= 1./ln C_2:

Partícula	dE/dx relativo ao proton
prótons	1
deuterons	4 (1 - 1,4K)
tritons	9 (1 - 2,2K)
helio-3	9 (1 - 0,8K)
alfas	16(1 - 1,4K)

Como se pode ver, cada partícula deixa uma assinatura distinta, podendo apenas ocorrer uma certa confusão entre tritons e helio-3. A constante C_2 vale, segundo Evans (EV-72), $4m_e/I$, onde m_e é a massa do elétron, sendo I um potencial de ionização, de cerca de 160 eV, ou seja, C_2=13000 e, portanto, K=0,105.

II.3 - MONITORAÇÃO DA CARGA

A carga irradiada é contada em modo absoluto por um copo de Faraday colocado a jusante do alvo. Este copo tem uma entrada de diâmetro suficientemente grande para não perder carga mesmo quando um alvo fino é irradiado. O copo serve também de "beam dump".

Três monitores de ferrite estão colocados a montante do alvo. Eles permitem verificar que o feixe não está sendo perdido pelo copo de Faraday. Estes monitores são regularmente calibrados durante as medidas, quando não há alvo (medida de fundo). Seu uso principal seria o de contar carga em medidas com radiador, o que não foi feito nesta experiência.

II.4 - SISTEMA DE AQUISIÇÃO

O sistema de aquisição de dados é composto de uma série de módulos padrão NIM, ligados a um sistema CAMAC, por sua vez conectado a um minicomputador HARRIS (fig. II.2).

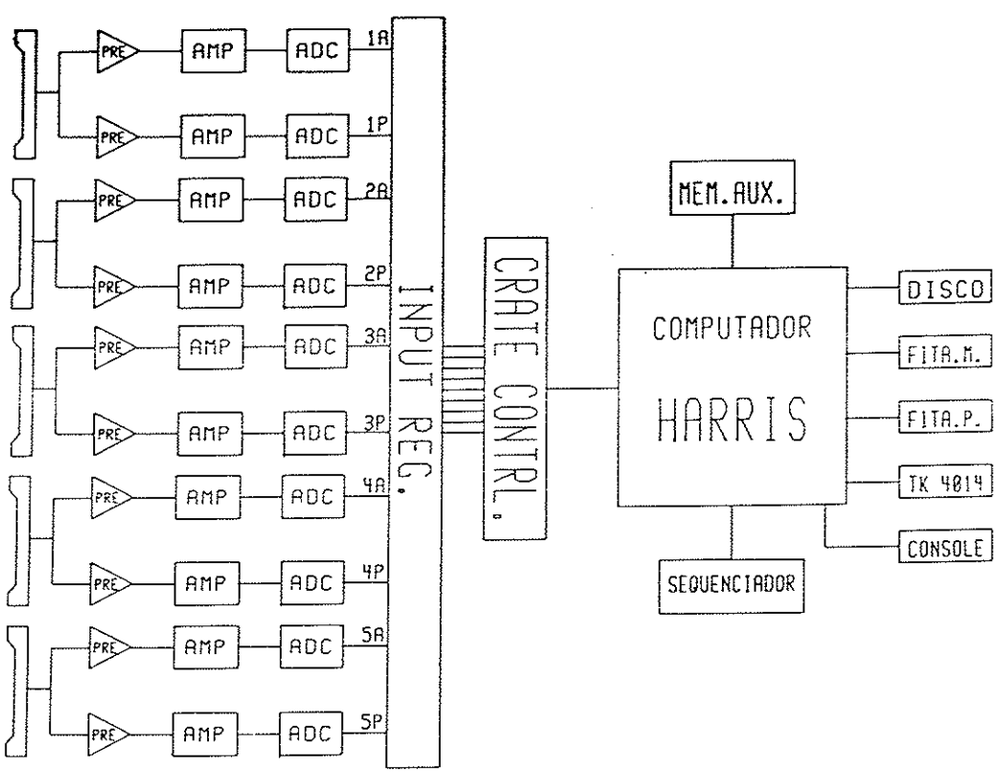


Figura II.2

Esquema da lógica do sistema de aquisição de dados. O "Crate controller" é o módulo Camac que interfaceia o bastidor ("crate") com o computador (Harris).

II.4.a - A eletrônica

A eletrônica associada aos detectores é composta de 10 préamplificadores, situados junto ao espectrômetro, ligados por longos cabos à sala de medida. Cada detector está ligado a dois pré-amplificadores.

Os pré-amplificadores, por sua vez, estão conectados cada um a um amplificador espectroscópico, o qual é ligado a um ADC . Há, portanto, para cada detector, 2 ADC's. A idéia por trás desta duplicação é poder ter dois ganhos distintos para poder melhor resolver as diferentes partículas carregadas que são detectadas.

Os pulsos convertidos têm na sua amplitude a informação sobre a perda de energia da partícula. Nos espectros de energia de feixe mais alta, é possível observar picos correspondentes a alfas, prótons, dêuterons, ^{3}He e ^{3}H, cada qual tendo uma perda de energia por unidade de comprimento diferente (fig. II.3). No painel, os amplificadores e ADC's associados são numerados de 1A a 5A e 1P a 5P, sendo os primeiros dedicados a ressaltar o pico das alfas e os últimos o pico dos prótons.

Durante a tomada de dados, cada vez que o campo magnético do espectrômetro é alterado, a posição do pico de interesse é verificada, sendo os ganhos eventualmente alterados de forma a manter o pico dentro da região de conversão e o mais destacado possível em relação ao ruido e aos picos das outras partículas.

II.4.b - O sistema CAMAC

Os ADC's estão ligados a um computador através de um sistema de módulos padrão CAMAC[1] . No bastidor CAMAC existem vários

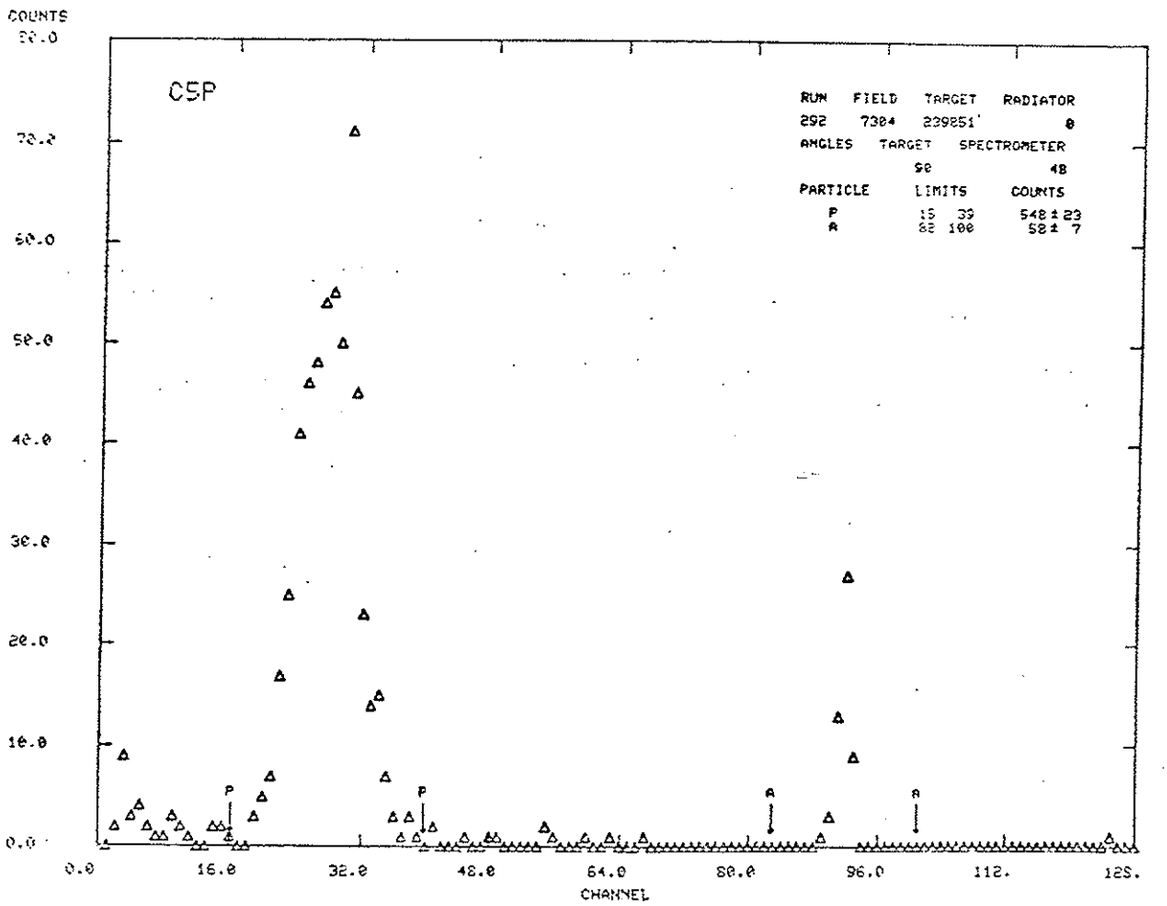


Figura II.3

Espectro de perda de energia típico, tal como aparece na tela do terminal Tektronix 4014. Pode-se observar os limites setados para alfas (A) e prótons (P). Os dados da irradiação em curso estão no canto superior direito.

---

[1] O sistema padrão CAMAC define um protocolo de transmissão de dados entre um computador e módulos capazes de efetuar algumas operações básicas de aquisição e controle. Por exemplo, módulos podem ser multiplexadores de entrada, lendo vários ADC's, contadores múltiplos, controlador de motor passo a passo, leitor de voltagens, memória de histogramação, só para citar alguns. O único módulo que depende do computador ligado ao CAMAC é o controlador do bastidor, o que permite uma padronização bastante grande dos experimentos, independentemente do computador usado na experiência.

módulos conversores de voltagem multiplexados. Estes são lidos no fim de cada medida, registrando entre outros, a posição vertical e angular do alvo e dos radiadores (não usados nesta experiência). Um módulo básico desta experiência, a base de tempo, que dispara um sequenciador (ver ítem seguinte), fixando o tempo da medida, também está neste sistema CAMAC.

II.4.c - O sequenciador

O controle da sequência de operações a serem executadas para a tomada de dados é feito por dois sequenciadores. Estes, reminiscentes de um sistema de controle usado anteriormente , são carregados pelo computador de controle através de uma fita de papel que contém uma lista de endereços de rotinas residentes na memória deste, que devem ser executadas sequencialmente (daí o nome). O experimentador tem acesso aos serviços oferecidos por estas rotinas através de "thumb wheels" numerados em base 8, divididos em 3 grupos de 3 dígitos : opção, parâmetro, programa.

A inicialização, o término, a transferência, tudo é controlado por este sequenciador, que pode ser ativado pelo experimentador, por meio de botões, ou pelo módulo de relógio (pulso elétrico).

II.4.d - O computador

Como mencionado acima, o sequenciador dispara uma sequência de rotinas no computador. O computador que executa estas instruções é um HARRIS, de 32 bits, bastante veloz para controle de processos e de alta confiabilidade. Sua única função, no entanto, é transferir os espectros adquiridos diretamente na sua memória pelo CAMAC para uma unidade de armazenamento e dela para uma fita magnetica (7 trilhas, 556 bpi). No inicio de uma medida,

alguns números são lidos da console, tais como a massa do alvo, o campo de espectrômetro, ângulos de espectrômetro e do alvo, entre outros.

Durante a tomada de dados é possível uma certa monitoração da medida. Algumas opções do sequenciador permitem olhar na tela de um terminal Tektronix cada um dos 10 espectros sendo adquiridos, ajustar limites para identificação dos picos para posterior integração e, eventualmente, corrigir dados de entrada errados.

É possível também visualizar durante a tomada de dados um espectro de número de alfas (ou prótons) em função da energia destas particulas, permitindo verificar o bom andamento da medida e definir o próximo campo de espectrômetro a ser usado. A análise, no entanto, só é possível quando não há medida em andamento. Como será visto adiante, para acelerar a redução dos dados, foram feitos uma série de programas para transformar os dados brutos do Harris para o PDP 11/44 disponível no local, através de um Univac, para converter as fitas de 556 para 1600 bpi.

II.5 - CALIBRAÇÕES

Para a determinação de uma seção de choque, é necessário conhecer de forma absoluta a eficiência de contagem do sistema, assim como conhecer a escala de energia do feixe de elétrons.

II.5.a - Calibração de energia do acelerador

O feixe de elétrons do acelerador é analisado por um sistema de ímãs e fendas , o BHS[2], antes de ser dirigido para a ala

[2] Beam Handling System

experimental. O experimentador tem acesso ao valor da queda de tensão sobre o resistor de shunt do ímã do BHS, que pode ser calibrada em função da energia do feixe.

A calibração de energia do acelerador foi feita mendindo-se o espalhamento elástico dos elétrons do feixe numa folha de alumínio, a 90 graus. A energia cinética K_o de um elétron incidente, em função da energia K' do elétron espalhado de um ângulo θ por uma massa M_A é dada por (MI-64) :

$$K_o = \frac{K'}{1 - \frac{K'}{M_A}(1 - \cos\theta)}$$

A energia do elétron espalhado K' é dada por (SK-72) :

$$K' = -m_e + (0.25 (H/H_c)^2 P_c^2 + m_e^2)^{1/2}$$

onde m_e é a massa de repouso do elétron, H o campo magnético do espectrômetro correspondente ao pico de espalhamento elástico, H_c o campo do espectrômetro correspondente a uma partícula alfa de energia conhecida (ver logo abaixo, na calibração de eficiência e ângulo sólido), de momento P_c.

A calibração foi feita em 18.0, 20.0, 30.0 e 40.0 MeV, determinando a energia total do elétron incidente em função do campo do BHS dado pelo operador e verificado pela tensão do shunt, lido pelo sistema de aquisição (ver abaixo). A calibração deu uma reta, como é esperado nesta faixa de energia.

II.5.b - Calibração de eficiência e ângulo sólido

Para o cálculo da seção de choque (ver III.1), é necessário conhecer o ângulo sólido visto pelo espectrômetro e a faixa de

momento dP visto pelo detector, ou seja, é preciso determinar $d\Omega dP/P$ para o sistema.

Um dado detector conta todas as particulas (supondo uma eficiência de 100%) que entram num certo ângulo sólido, com uma dada faixa de momento em torno do momento que leva a partícula ao centro do detector. Para determinar dP/P, basta notar que a trajetória de raio R de uma partícula carregada de carga Q com momento P num campo magnético B é dada por :

$$P = QBR$$

e que portanto, $dP/P=dB/B$. Por outro lado, o ângulo sólido é dado por :

$$d\Omega = 4\pi N/S_o$$

onde N é o número de partículas detectadas (supondo 100% de eficiência) e S_o o número de partículas emitidas. No caso, a eventual eficiência menor que 100% é absorvida pelo fato dela ser também necessária à determinação da seção de choque e, portanto, embutida neste fator $dP/P.d\Omega$.

Para efetuar esta calibração, usamos como padrão uma fonte de ^{241}Am, emitindo alfas de 5,486 MeV, de atividade nominal corrigida para a data da medida de 18519 Bq. O campo magnético do espectrômetro foi variado automaticamente em passos de cerca de 2 gauss, de forma que o pico de 5,486 MeV passasse sequencialmente pelos 5 detectores. A figura II.4 mostra um espectro típico. Da figura extrai-se a área (em gauss . contagens), a posição do centróide e determina-se :

$$\frac{dP}{P} d\Omega = 4\pi \frac{\text{área}}{B \cdot S_o}$$

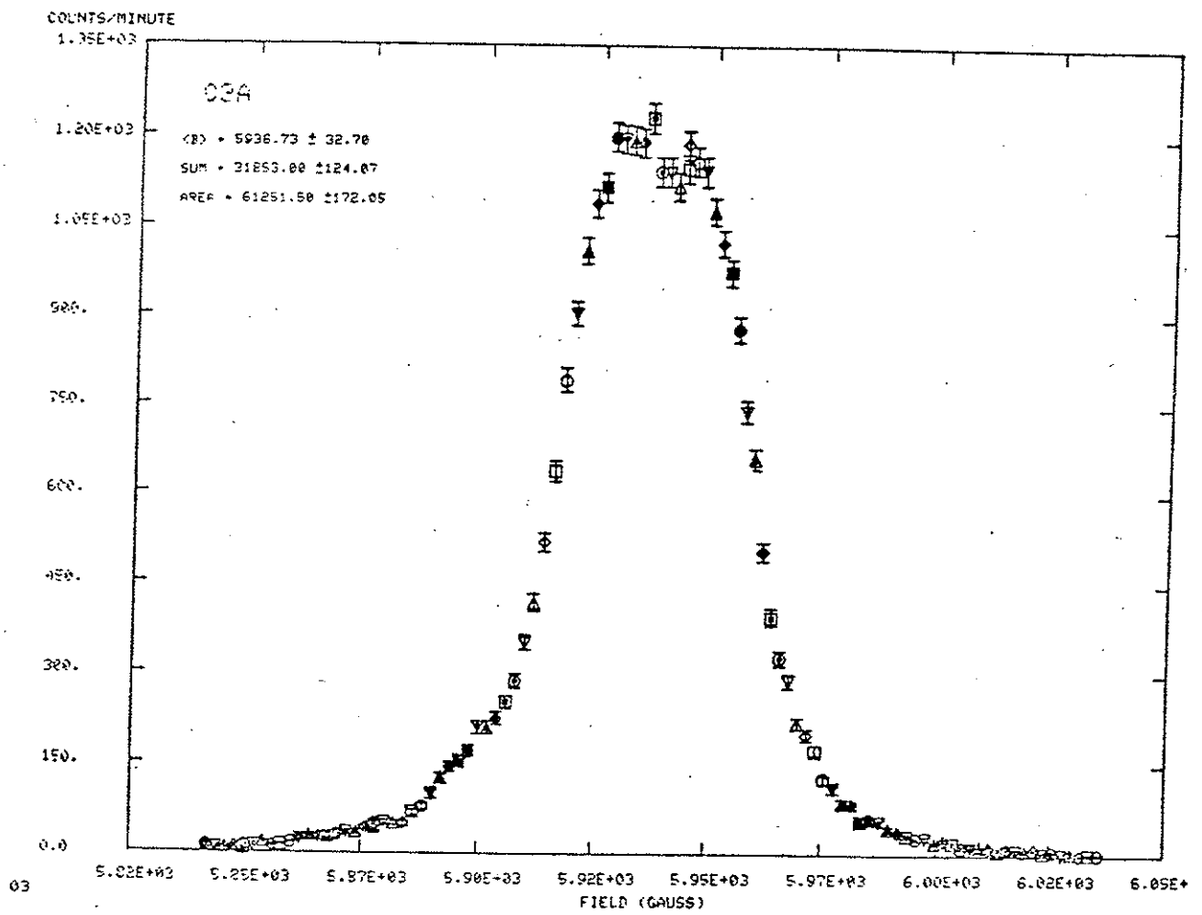


Figura II.4

Espectro de alfas de calibração obtido de uma fonte de ^{241}Am, para determinar o ângulo sólido e a razão dP/P.

Obtivemos, para os 5 detectores, a tabela abaixo :

Contador	$\frac{dP}{P} d\Omega \times 10^{-4}$	Eficiência Relativa	Campo Central[3]
C1A	0,752 ± 0,006	0,806 ± 0,006	5752 G
C2A	0,880 ± 0,006	0,943 ± 0,006	5839 G
C3A	0,933 ± 0,006	1,000	5937 G
C4A	0,951 ± 0,006	1,019 ± 0,006	6027 G
C5A	0,899 ± 0,006	0,964 ± 0,006	6116 G

[3] Campo magnético medido para o centro do detector usando uma fonte de ^{241}Am, emitindo alfas de 5,486 MeV.

II.6 - OS ALVOS

Para a realização desta experiência, foram comprados de Oak Ridge 3 alvos de magnésio enriquecido no isótopo 24, autosuportados, com as seguintes características :

Alvo 1 - 0.500 mg/cm²

Alvo 2 - 0.946 mg/cm²

Alvo 3 - 0.983 mg/cm²

Isótopo	Percentagem
24	99.94 ± 0,01
25	0.04 ± 0,01
26	0.02 ± 0,01

tendo como maiores contaminantes o zinco (<0.2%) e o silício (<0.1%). Durante toda a manipulação do alvo, foi evitado ao máximo a exposição do mesmo ao ar livre, mantendo-o em secador (de silica gel) em atmosfera de argônio. A colocação na câmara de espalhamento também foi feita em atmosfera de argônio ou nitrogênio.

Na primeira série de tomada de dados, os alvos 1 e 3 foram montados num suporte retangular que podia ser deslocado verticalmente dentro da câmara de espalhamento por controle remoto. Nesta "escada" de alvos estavam também colados uma folha de aluminio, usada para veficar o sistema de detecção de alfas, bem como uma folha de óxido de berílio usada para focalizar o feixe de elétrons na posição do alvo.

O suporte de alvos pode também ser rodado em torno de um eixo vertical, por controle remoto. Isto permite posicionar o alvo num ângulo conveniente para minimizar a perda de energia das alfas detectadas no espectrômetro dependendo do ângulo escolhido para a medida.

Na tomada definitiva de dados, apenas o alvo mais fino, de número 1, foi utilizado. A razão está no fato que quanto mais fina for a espessura a ser atravessada pela partícula alfa, menor será a degradação de energia por ela sofrida e, portanto, melhor será a resolução final dos picos do espectro de energia. Porém, quanto mais fino for o alvo, menor será o número de particulas emitidas e, consequentemente, maior o tempo de medida. No caso, o alvo 1 não era fino ao ponto de tornar a experiência demasiadamente longa. A perda máxima de energia sofrida por uma alfa de 10 MeV no alvo 1 (de 0,5 mg/cm^2) é de 200 keV (veja apêndice A).

II.7 - O PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

A experiência foi dividida em duas fases. Em janeiro e fevereiro 1984, foram feitas medidas preliminares, num total de 23 dias de máquina. Estes dados, por envolverem vários alvos, acertos e desacertos, não foram usados na análise final. O segundo período de tomada de dados foi de janeiro a março de 1985, quando foram feitas as calibrações de energia e eficiência e a tomada definitiva de dados, num total de 32 dias divididos em 7 séries (total de 768 horas de feixe).

O procedimento experimental foi o descrito a seguir. Para uma dada energia de feixe, o campo magnético do espectrômetro era variado em passos de 40 gauss, para cobrir uma região de energia

de excitação no ^{24}Mg de 19 a 23 MeV. Nesta varredura, os 5 detectores acabam por definir um intervalo entre pontos consecutivos da ordem de alguns gauss e, na região central, até fração de gauss, portanto, cada ponto se sobrepõe aos vizinhos, criando uma correlação entre pontos experimentais que não foi levada em conta na análise. A largura da janela de um detector é de 45 gauss, para um campo central de 5940 gauss, dando um intervalo de 0,75%. A largura de um detector em energia é, portanto, de 1,5%, ou seja, para alfas de 10 MeV, o detector não discrimina alfas separadas de menos de 150 keV.

O tempo de medida para cada campo era préfixado. O inicio era dado pelo experimentador, ao apertar um botão no painel do sequenciador. Na console, valores do campo, massa do alvo, hora, número do run e outros dados eram entrados. Durante a medida, após cerca de 10 minutos, o experimentador verificava os limites de integração dos picos de alfa e de próton e, se fosse o caso, os modificava. Se um pico se aproximava demais das bordas do espectro, o ganho do amplificador correspondente era modificado no início do run seguinte.

Para cada alvo medido, um fundo era também determinado, com metade do tempo. Os fundos são descontados dos espectros com alvo durante a fase de redução dos dados.

Entre uma medida e outra, tipicamente a cada 4 horas, a focalização e posição do feixe eram verificadas em três locais do sistema de transporte. De fato, para uma medida (e,x), é fundamental evitar a contaminação do feixe por gamas de

bremsstrahlung, gerados por choques dos elétrons no tubo do acelerador.

Regularmente, a razão dos monitores de ferrite para Faraday cup era determinada, mantendo-se constante. O campo do espectrômetro era verificado durante as medidas.

C A P Í T U L O III

REDUÇÃO E ANÁLISE DOS DADOS

III.0 - INTRODUÇÃO

Os dados brutos obtidos dos detectores estão longe dos valores finais que queremos extrair nesta experiência. É preciso primeiro passar por uma fase de redução dos dados e, em seguida, após transformá-los, passar à análise propriamente dita.

Este capítulo descreve os três passos seguidos para a obtenção dos resultados finais, cuja interpretação é descrita no capítulo seguinte.

Como foi dito no capítulo anterior, é possível, durante a tomada dos dados, inspecionar os resultados acumulados até o momento. Entretanto, qualquer tratamento mais detalhado só é possível fora de linha. O computador Harris usado na medida é essencialmente usado para aquisição. A análise completa depende de um tempo em que ele não esteja sendo usado para a aquisição, tempo este muito escasso.

Há, na mesma divisão de Física das Radiações, um computador PDP11/44 que, na época da tomada de dados, era pouco usado. Desenvolvemos, durante a primeira estadia, uma série de programas que convertiam os dados coletados, guardados em fitas magnéticas

de 7 trilhas, para um banco de dados brutos no PDP. A estrutura do banco de dados foi feita de tal forma a permitir um acesso rápido e aleatório a qualquer run, modificar parâmetros do run e reduzir os dados.

Entre a primeira e a segunda viagem, em São Paulo, no computador PDP11/45 do Acelerador Linear, desenvolvemos os programas de redução e análise. Três programas básicos foram escritos : o HARPA, que lê a fita Harris e monta a base de dados e permite manipulá-la; o HARVID, que permite a visualização dos espectros armazenados na base, alterar os limites de integração e modificar os parâmetros do run; e finalmente o HAREM, que faz a redução: a partir da base de dados, ele calcula a seção de choque, descontando o fundo.

Estes programas foram testados sobre os dados preliminares e transportados para permitir uma análise rápida dos dados no local. Os dados tirados durante a semana eram convertidos e analisados em seguida. No entanto, a análise final só foi feita bem depois, em 1986, em São Paulo, devido a dificuldades de interpretação, relatadas nas páginas seguinte, em III.3.

III.1 - A REDUÇÃO DOS DADOS

Como mostram as figuras II.3 e III.1, o que fica armazenado é um espectro do número de particulas em função da perda de energia. Disto, deseja-se calcular uma seção de choque. Antes de seguir na redução, devemos lembrar o que vem a ser uma seção de choque experimental. Queremos a seção de choque duplamente diferencial em ângulo sólido e energia , que pode ser expressa em termos de valores mensuráveis como :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dT} = \frac{Nr}{Ne \times Na \times \Delta\Omega \times \Delta T}$$

onde Nr é o número real de partículas emitidas, Ne o número de elétrons incidentes, Na o número de átomos alvos por unidade de área, $\Delta\Omega$ o ângulo sólido e ΔT o intervalo de energia cinética da partícula. Cada um destes parâmetros pode ser determinado ou calculado.

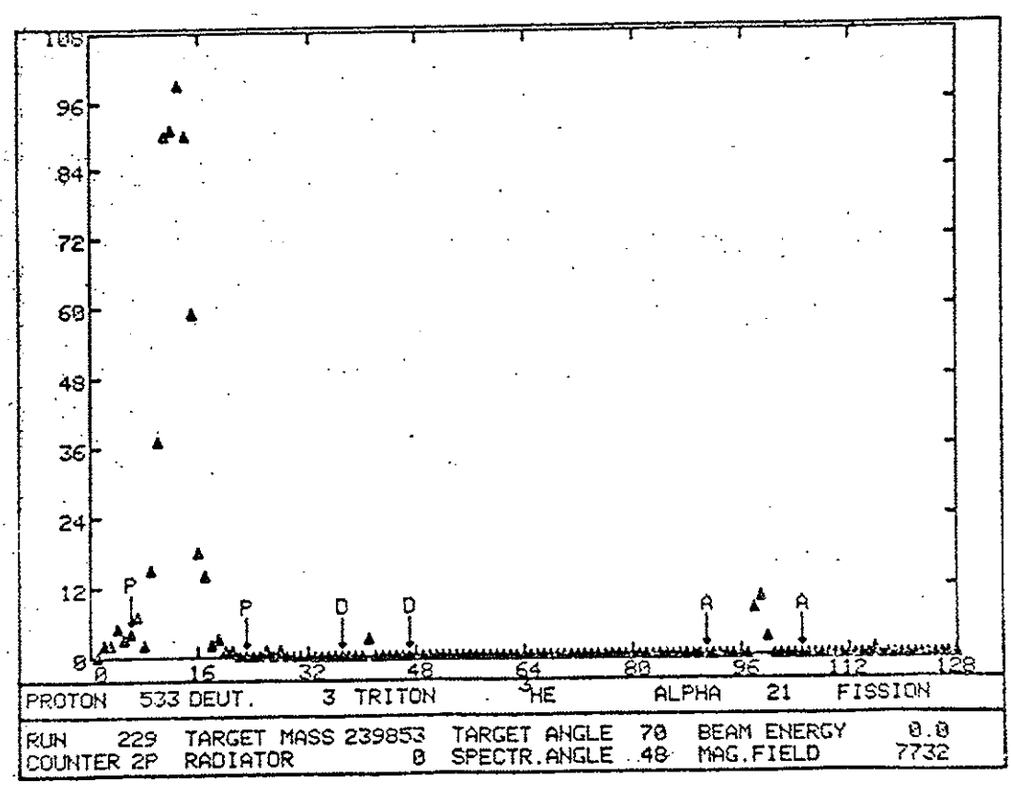


Figura III.1

Espectro de perda de energia gerado pelo programa HARVID, semelhante à figura II.3

O número de eventos reais é dados por $Nr = N/\varepsilon$, onde N é o número de eventos medidos e ε a eficiência de detecção. O número de eventos medido é o valor extraido integrando o número de

partículas que tiveram uma dada perda de energia. Isto é feito pelo programa HAREM, usando os limites prefixados pelo HARVID ou durante a tomada de dados[1]. A eficiência fica embutida no fator geométrico dado por $\Delta\Omega$. A eficiência é considerada 1 para o detector central C3. A eficiência relativa a este detector é determinada da medida de $d\Omega dP/P$ (veja II.5.b).

O número de elétrons Ne é determinado a partir da carga coletada. Ne é calculado como :

$$Ne = 0,6\ Q\ /\ e$$

onde Q é a carga medida pelo "Beam Dump", "e" a carga do elétron e o fator 0,6 converte a contagem do Beam Dump em unidades de carga.

O número de átomos alvo é determinado a partir da densidade superficial d do alvo. O alvo pode fazer um ângulo θ_T com o feixe, aumentando sua espessura efetiva de um fator 1./sen θ_T. Na fica então da seguinte forma :

$$Na = \frac{N_o\ d}{A\ \mathrm{sen}\ \theta_T}$$

onde A é a massa atômica do alvo e N_o o número de Avogadro.

O fator dT pode ser calculado a partir da definição da energia cinética T. Uma vez que é o momento da partícula que define a trajetória e como o valor de dP/P é determinado (ver

---

[1] O trabalho é muito facilitado quando os limites são setados corretamente durante a fase de tomada de dados, devendo ser feita, apenas, uma verificação rápida. Cada run tem 10 espectros que devem ter pelo menos 2 dos seus picos marcados. Cada energia medida tem cerca de 40 runs, o que representa 400 espectros a olhar e marcar por energia. São 30 energias ao todo...

II.5.b), é conveniente expressar dT em termos destes valores. De $T=P^2/2m$, tiramos :

$$dT = 2\ T\ dP/P$$

Juntando todas estas definições, a seção de choque desejada fica :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dT} = \frac{N\ A\ e\ \mathrm{sen}\ \theta_T}{1{,}2\ \mathcal{E}\ d\ N_o\ Q\ T\ d\Omega\ dP/P}$$

Na base de dados, junto aos 10 espectros de cada run, ficam armazenados a carga Q, a massa atômica[2] A, os ângulos do alvo e do espectrômetro, o campo magnético H_3 do espectrômetro, a energia do feixe e, é claro, o número do run[3].

Os valores das eficiências relativas e do termo $d\Omega dP/P$ são fornecidas pelo experimentador ao programa HAREM, pois poderiam mudar de uma experiência a outra.

A energia cinética T é determinada para cada detector a partir do respectivo campo de calibração correspondente à energia da partícula alfa do ^{241}Am (ver em II.5.b) : para o detector (i),

$$T(i) = T_c\ (\ H\ /\ H_c(i)\ )^2$$

---

[2] A massa atômica armazenada é usada para determinar o número do alvo. Por exemplo, o alvo 1 tinha A=239851, o alvo 2 A=239852, etc. e o fundo tinha A=0. A massa atômica real é dado de entrada no programa HAREM. Para descontar o fundo, usa-se a massa real do alvo

[3] Além destes números, ficam armazenados o número do radiador usado, os contadores de carga de ferrite, número de pulsos do acelerador, o campo de calibração de cada detector e a voltagem para determinar a posição do alvo e radiadores.

com T_α = 5,486 MeV . O fator $d\Omega dP/P$ também é individual a cada detector.

Extraida a seção de choque, algumas correções devem ser feitas, o que passamos a tratar.

III.2 - CORREÇÕES E TRANSFORMAÇÕES

A seção de choque extraída acima é um espectro de energia cinética das alfas. Como o objetivo é determinar, a partir da distribuição angular, qual é a intensidade de quadrupolo elétrico, é necessário passar do sistema de laboratório para o de centro de massa , ou seja, transformar os ângulos e passar de energia cinética para energia de excitação.

Porém, a primeira correção a ser feita, antes mesmo de mudar de sistema, é a da perda de energia no alvo. Os detalhes desta correção podem ser encontrados no apêndice A. Basicamente, esta correção trata de avaliar quanta energia a alfa perdeu ao sair do alvo. De fato, a alfa é emitida não apenas na superficie, mas dentro do alvo. Ao sair, ela perde uma certa energia por ionização. Esta perda é importante, mesmo em alvos finos, podendo chegar a 200 keV para uma alfa de 10 MeV, quando a partícula atravessa normalmente toda a espessura do alvo. Assim, a perda de energia ocorre numa faixa de 0 a 200 keV, o que leva a um alargamento do pico, que deve ser somado à resolução dos detectores. Devemos então esperar picos com largura da ordem de 300 keV. A correção de perda de energia é feita pelo HAREM.

Uma outra correção é a do fundo. Espectros sem alvo foram levantados para cada medida com alvo, mas com metade do tempo de irradiação. Em baixa energia, não há fundo. Mas em energias mais

altas, aparecem algumas contagens, que devem ser descontadas. Isto é feito diretamente usando a fórmula óbvia :

$$N' = Q \; (\; N/Q - N_F/Q_F \;)$$

onde N_F e Q_F são respectivamente a contagem de fundo e a carga de fundo e N' a contagem corrigida a ser usada.

A passagem para o centro de massa envolve três passos : converter as energias, converter os ângulos e converter as seções de choque. Muitos textos cobrem estes cálculos, mas, em geral, para física de altas energias ou colisões em que se deseja extrair informações sobre os produtos finais. Por exemplo, um resumo prático é o Michalowicz (MI-64). Mais adiantado e completo, pode-se consultar Byckling (BY-73). Entretanto, nenhum trata do processo estudado aqui : a partir da observação de uma partícula num dado ângulo, descobrir a energia de excitação do núcleo que a emitiu. Por outro lado, as transformações de seções de choque de um sistema para outro são cobertas com enfoques também diferentes. Por estas razões, vamos detalhar um pouco as transformações feitas.

Uma palavra precisa ser dita quanto às hipóteses e aproximações feitas nestes cálculos. Em primeiro lugar, os cálculos são feitos supondo fótons reais vindo na direção do feixe de elétrons. Na realidade, os fótons virtuais não vêm necessáriamente desta direção, o que pode levar a erros. O ideal seria fazer uma média a partir da distribuição angular destes fótons. Entretanto, não há expressões para esta distribuição para espectros de quadrupolo elétrico. Uma segunda hipótese é a de que todas as alfas detectadas sejam alfas emitidas para o estado fundamental. Esta hipótese está óbviamente errada, pois nada

impede às alfas decairem para os primeiros estados excitados do ^{20}Ne que lhes são acessíveis. Mas esta hipótese foi usada por dois motivos : primeiramente, não podemos distinguir uma α_0 (indo para o estado fundamental) de uma α_1 (indo para o primeiro estado excitado) e assim por diante, pois não detectamos o ^{20}Ne residual ou gamas de desexcitação que poderiam marcar a alfa emitida. Em segundo lugar, as alfas que nos interessam são justamente as que decaem para o estado fundamental, que têm uma distribuição angular conhecida. As outras podem ser consideradas como fundo e eliminadas como tal (ver adiante).

Isto posto, passamos aos cálculos cinemáticos da reação. Primeiramente, devemos dividir a reação em duas fases : o fóton incide sobre o núcleo, que recua excitado (fase 1) e em seguida decai em vôo (fase 2). Para os cálculos que visam determinar a energia de excitação, ou seja, o estado intermediário desta reação, vamos ver duas reações distintas : a primeira fase acima e uma segunda reação que é a formada pela incidência do fóton no núcleo parado e seu decaimento de duas partículas : α e ^{20}Ne.

Do segundo processo, extrai-se a energia do fóton dado o estado final de uma das partículas e, do primeiro, dada a energia do fóton, determina-se a energia de excitação.

Começamos por achar a energia do fóton. A reação é :

$$\gamma + {}^{24}Mg \longrightarrow {}^{20}Ne + \alpha$$

Sendo W_γ a energia total do fóton, W_0 a do magnésio, W_N a do neônio e W_α a da alfa e $\vec{P}_\gamma$, $\vec{P}_0$, $\vec{P}_N$ e $\vec{P}_\alpha$ os momentos respectivos, a conservação de energia e momento leva a :

$$W_\gamma + W_o = W_N + W_\alpha \qquad \text{(III.1)}$$

$$\vec{P}_\gamma + \vec{P}_o = \vec{P}_N + \vec{P}_\alpha \qquad \text{(III.1)}$$

Mas , sendo T_i a energia cinética, M_i a massa, temos ainda, usando c=1 :

$W_\gamma = T_\gamma \quad W_o = M_o \quad W_N = T_N + M_N \quad W_\alpha = T_\alpha + M_\alpha$

$P_\gamma = T_\gamma \quad P_o = 0 \quad P_N = (2M_N T_N + T_N^2)^{1/2} \quad P_\alpha = (2M_\alpha T_\alpha + T_\alpha^2)^{1/2}$

que, substituido em (III.1) e, após uma simples manipulação algébrica da equação dos momentos, nos leva a:

$$T_\gamma + M_o = T_N + M_N + T_\alpha + M_\alpha \qquad \text{(III.2)}$$

$$P_N^2 = P_\gamma^2 + P_\alpha^2 - 2P_\gamma P_\alpha \cos\theta_\alpha \qquad \text{(III.2)}$$

Definindo[4] $Q = M_o - M_\alpha - M_N = T_\alpha + T_N - T_\gamma$ e resolvendo (III.2) para T_γ em função de T_α, P_α e θ_α, obtemos finalmente

$$T_\gamma = \frac{M_o T_\alpha - Q\,(M_o - M_\alpha - Q/2)}{M_o - M_\alpha - T_\alpha + P_\alpha \cos\theta_\alpha} \qquad \text{(III.3)}$$

Podemos agora achar a energia de excitação , dado que é conhecida a energia do fóton que excitou o núcleo. A reação é :

$$\gamma + {}^{24}Mg \longrightarrow ({}^{24}Mg)^*$$

O processo agora é inelástico. Sendo M_r a massa de recuo do magnesio excitado $({}^{24}Mg)^*$ e E_o a energia de excitação, ou seja, $M_r = M_o + E_o$, temos, como acima, para conservação de energia e momento,

$$W_\gamma + W_o = W_r \qquad \text{(III.4)}$$

$$\vec{P}_\gamma + \vec{P}_o = \vec{P}_r \qquad \text{(III.4)}$$

---

[4] Q é a energia de separação, valendo 9,3125 MeV para alfa no ${}^{24}Mg$

Como antes, relacionamos W_i e P_i com as massas e energias cinéticas :

$$W_\gamma = T_\gamma \qquad W_o = M_o \qquad W_r = T_r + M_r$$

$$P_\gamma = T_\gamma \qquad P_o = 0 \qquad P_r = (2M_r T_r + T_r^2)^{1/2}$$

Substituindo estas relações em (III.4), obtemos finalmente

$$E_o = -M_o + (M_o^2 + 2T_\gamma M_o)^{1/2} \qquad \text{(III.5)}$$

A expressão (III.5) foi aplicada a cada ponto medido para transformar a energia cinética da alfa em energia de excitação, supondo, repetindo, que todas as alfas estejam decaindo para o estado fundamental.

A transformação dos ângulos do sistema de laboratório para o centro de massa é clássica. De Michalowicz, temos diretamente :

$$\text{tg}\ \overline{\theta}_\alpha = \frac{\text{sen}\ \theta_\alpha}{\Gamma (\cos \theta_\alpha - K_\alpha')} \qquad \text{(III.6)}$$

onde $\overline{\theta}_\alpha$ é o ângulo no CM e

$$K_\alpha' = B / b_\alpha$$

$$\Gamma = (1 - B^2)^{-1/2}$$

sendo B a velocidade do centro de massa e b_α a velocidade da partícula alfa no laboratório. :

$$b_\alpha = P_\alpha / (M_\alpha + T_\alpha)$$

e $$B = T_\gamma / (T_\gamma + M_o)$$

Para energias de excitação na região de 20.14 MeV, os ângulos medidos 48°, 90° e 132° passam, no centro de massa, a valer 48,55°, 90,74° e 132,55°. Esta correção é pequena, mas mostra que a 90°, pode existir uma pequena contaminação de quadrupolo elétrico (vide adiante).

A última modificação, a da seção de choque propriamente dita, encontra-se detalhada no apêndice B, pois os cálculos são demasiadamente longos para figurar no texto. A transformação da seção de choque se deduz de um princípio : da conservação do número de partículas detectadas. Este número independe do sistema de referência e é proporcional à integral da seção de choque diferencial, integral feita em energia e ângulo. Mudar de sistema corresponde a mudar de variáveis. A mudança de variavéis se faz pelo jacobiano da transformação. Este jacobiano é calculado no apêndice B. Ele é composto de 4 termos, cujos valores calculamos a título de exemplo, para um ângulo de 48° e alfas de energia cinética 10,0 MeV, correspondendo a uma energia de excitação de 21,1 MeV :

$$\frac{d\bar{\Omega}}{d\Omega} = 1{,}01748 \qquad \frac{d\bar{\Omega}}{dT_\alpha} = -0{,}000278684$$

$$\frac{dE_o}{d\Omega} = -0{,}04885 \qquad \frac{dE_o}{dT_\alpha} = 1{,}1790$$

dando um jacobiano de 1,19958. Aqui, $d\bar{\Omega}$ é o ângulo sólido no centro de massa. Portanto, é preciso dividir a seção de choque por 1,2 para passar para o sistema do centro de massa. O fator preponderante é a mudança de energia: 1,0 MeV de energia cinética no laboratório corresponde a 1,18 MeV de energia de excitação.

Aplicadas todas estas transformações e correções, estamos agora de posse de uma seção de choque duplamente diferencial em ângulo e energia de excitação, dada em μb/sr.MeV, medida em três ângulos distintos, mas todos na mesma escala de energia de excitação. As figuras III.2a a III.2j mostram os espectros

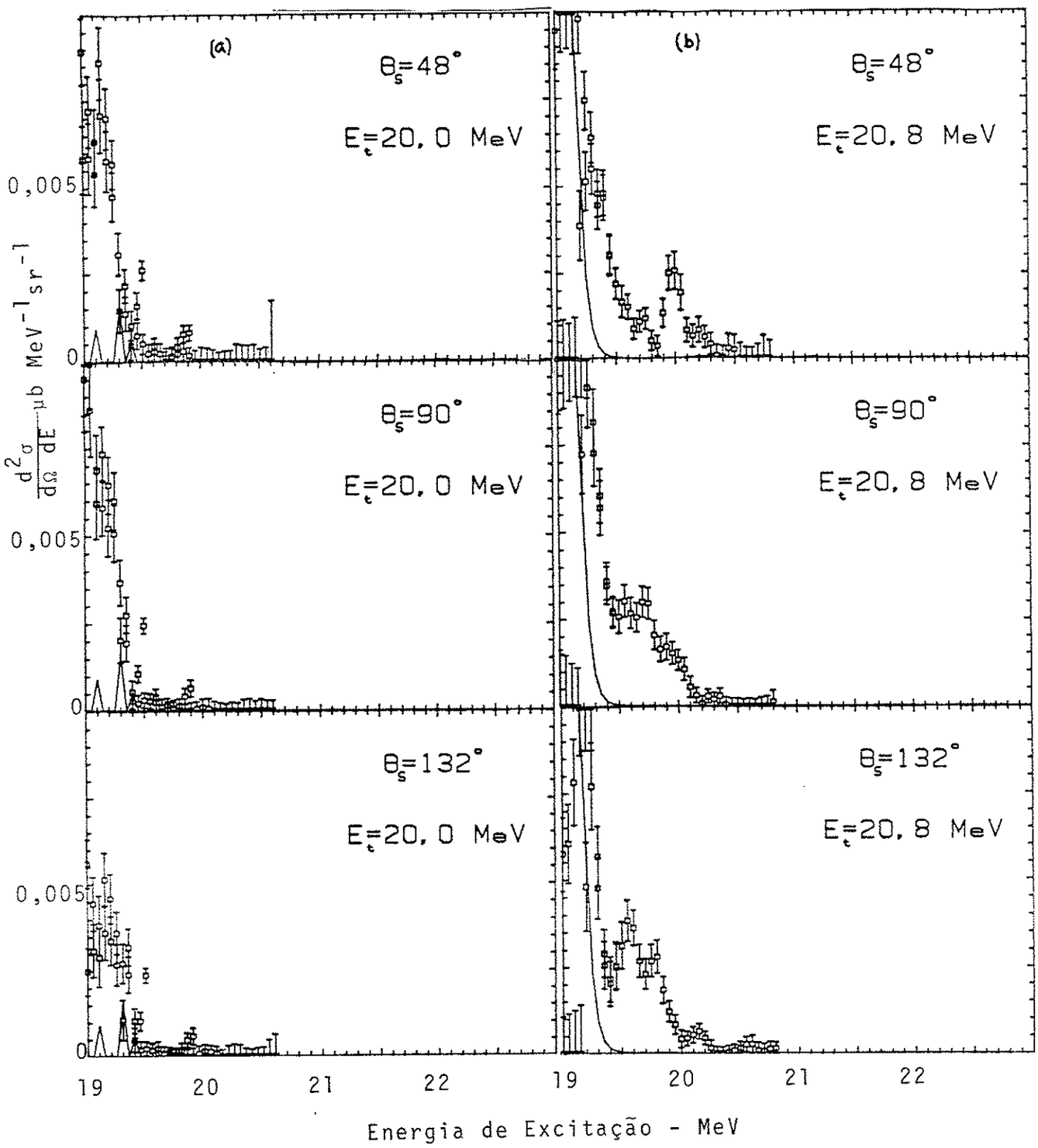


Figura III.2a e b

Espectros de energia das alfas a 48°, 90° e 132° para 20,0 e 20,8 MeV. Os pontos superiores são os valores interpolados dos dados originais. A curva lisa é o fundo ajustado (veja III.3.c). Os pontos inferiores são a diferença entre os valores interpolados e o fundo

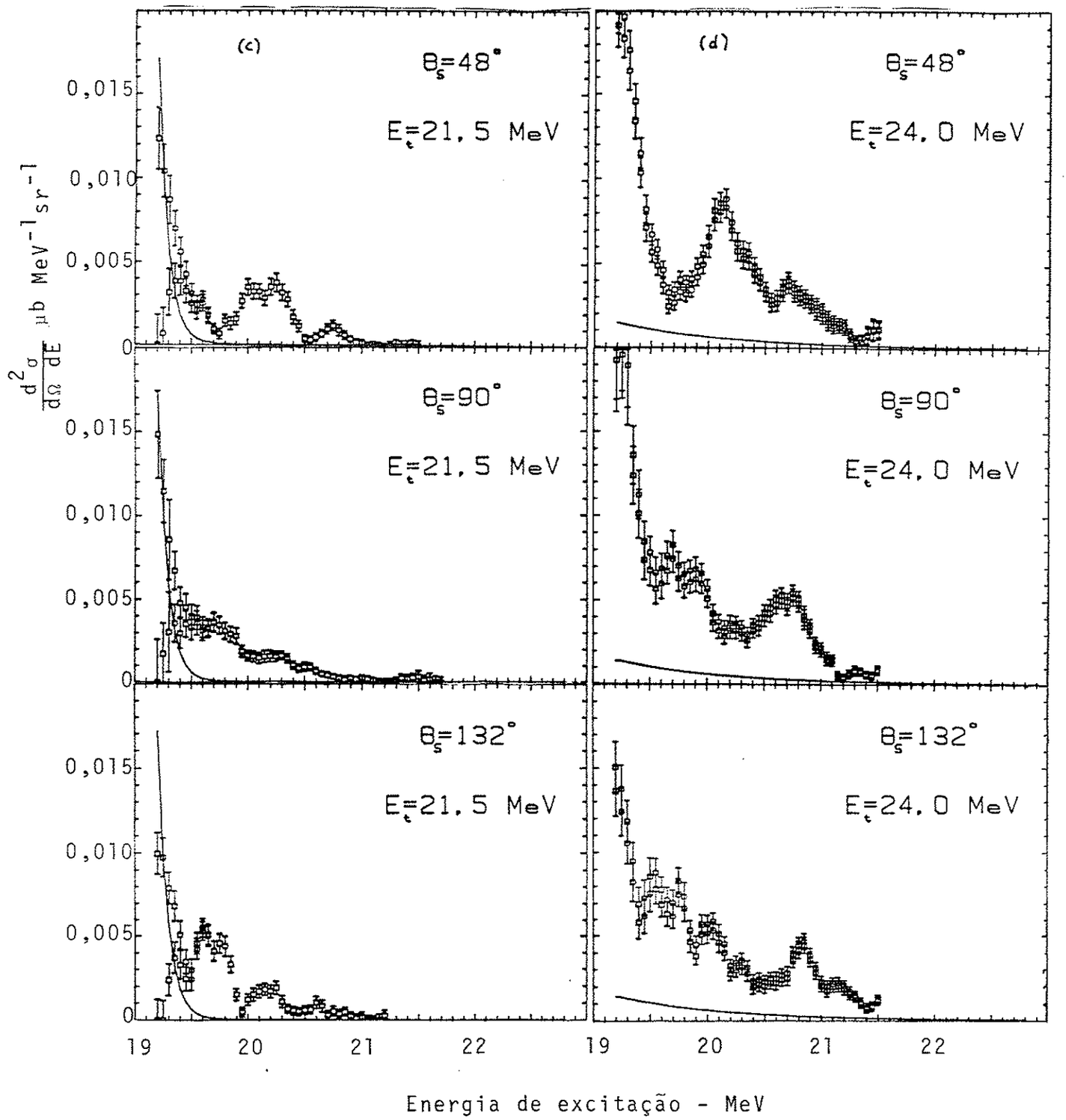


Figura III.2c e d

Espectros de energia das alfas a 48°, 90° e 132° para 21,5 e 24,0 MeV. Os pontos superiores são os valores interpolados dos dados originais. A curva lisa é o fundo ajustado (veja III.3.c). Os pontos inferiores são a diferença entre os valores interpolados e o fundo

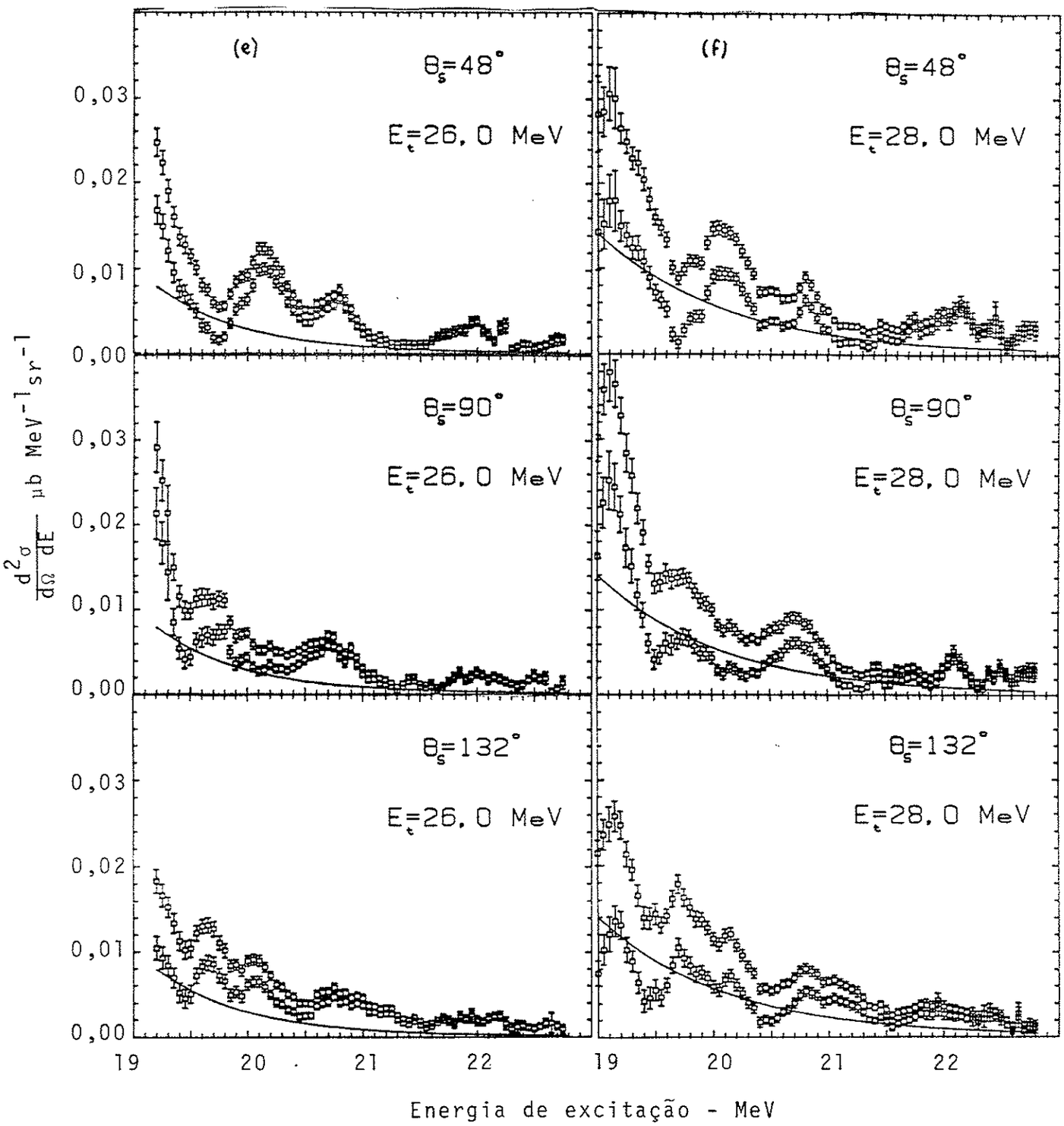


Figura III.2e e f

Espectros de energia das alfas a 48°, 90° e 132° para 26,0 e 28,0 MeV. Os pontos superiores são os valores interpolados dos dados originais. A curva lisa é o fundo ajustado (veja III.3.c). Os pontos inferiores são a diferença entre os valores interpolados e o fundo

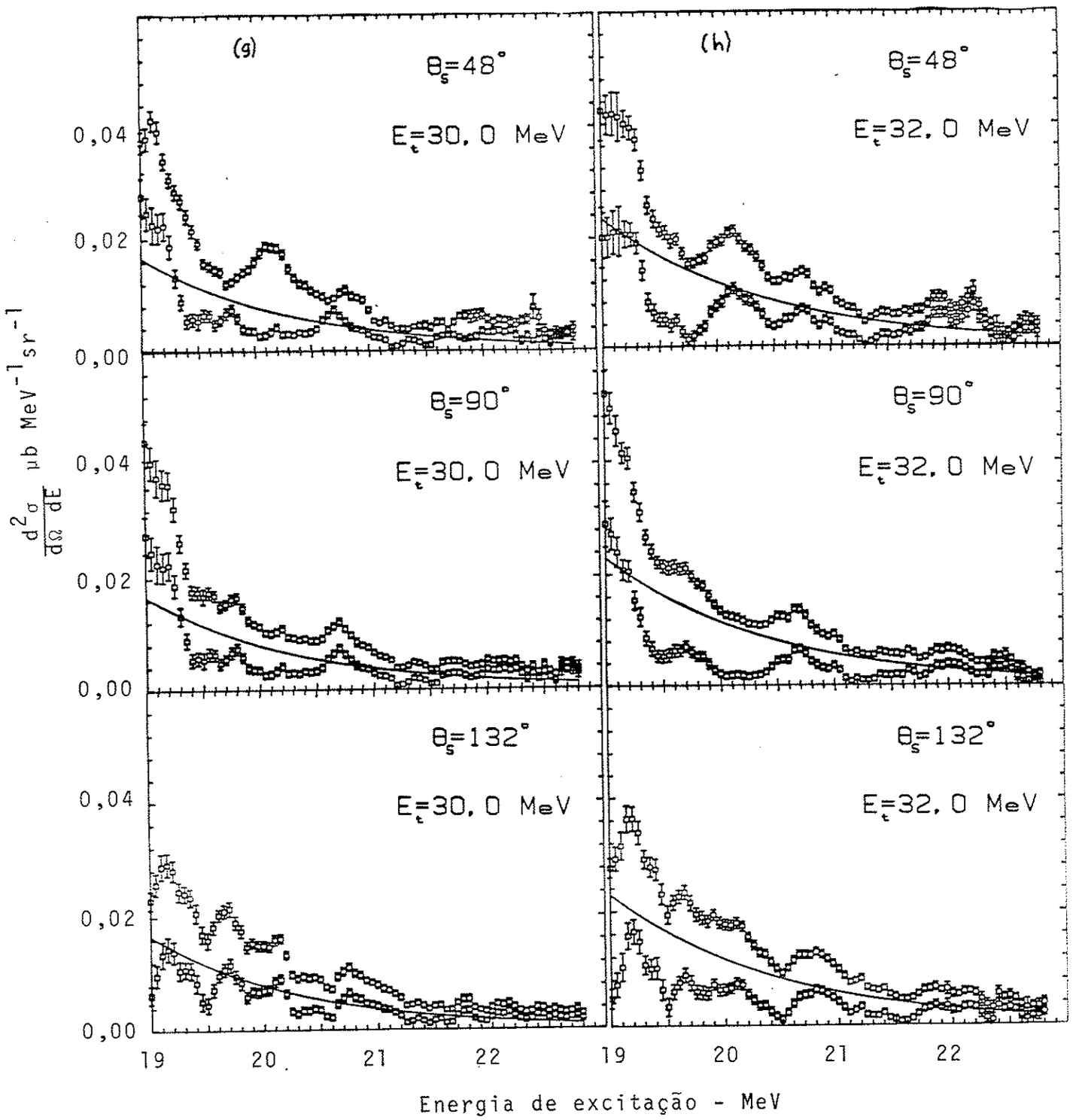


Figura III.2g e h

Espectros de energia das alfas a 48°, 90° e 132° para 30,0 e 32,0 MeV. Os pontos superiores são os valores interpolados dos dados originais. A curva lisa é o fundo ajustado (veja III.3.c). Os pontos inferiores são a diferença entre os valores interpolados e o fundo

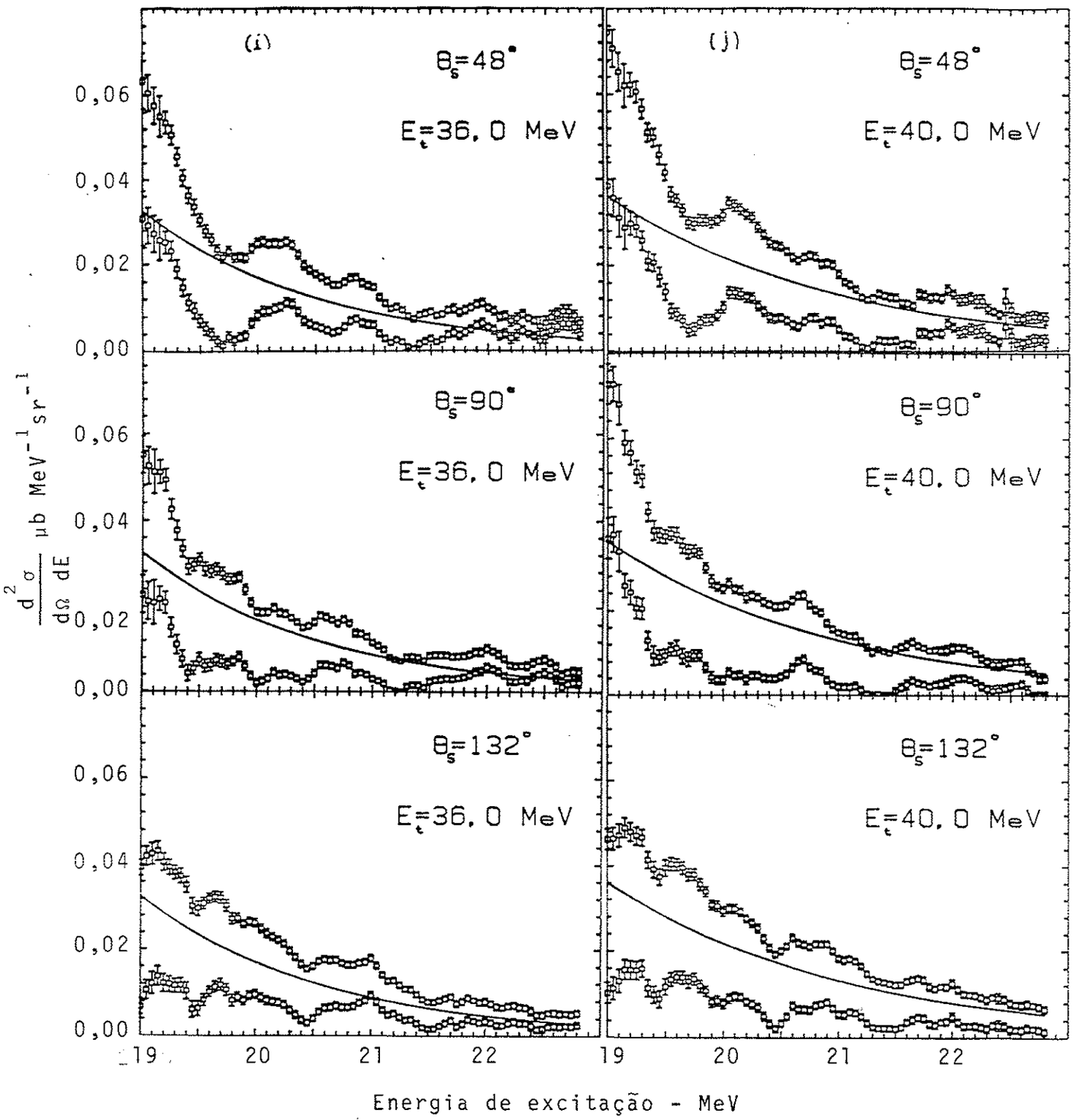


Figura III.2i e j

Espectros de energia das alfas a 48°, 90° e 132° para 36,0 e 40,0 MeV. Os pontos superiores são os valores interpolados dos dados originais. A curva lisa é o fundo ajustado (veja III.3.c). Os pontos inferiores são a diferença entre os valores interpolados e o fundo

obtidos, assim como os fundos subtraidos e o resultado da subtração. Estes podem ser manipulados para a extração da intensidade de quadrupolo elétrico.

III.3 - ANÁLISE DA DISTRIBUIÇÃO ANGULAR

A distribuição angular deve ser a esperada para uma transição $0^+ \longrightarrow 2^+ \longrightarrow 0^+$ com emissão de uma partícula 0^+ que leva o momento angular necessário. Usando tabelas de coeficientes para distribuições angulares, tais como a de Carr e Baglin (CA-71), podemos escrever a distribuição angular, para uma reação em que um gama real é absorvido, como :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\lambda\!\!\!^{-2}}{8} \Big[R^2(E1,110)\ (3P_0 - 3P_2) + R^2(E2,200)\ (5P_0 + 3.571P_2 - 8.571P_4) + R(E1,110)R(E2,220)\ (10.392P_1 - 10.392P_3) \Big] \quad \text{(III.7)}$$

onde R(E1,110) e R(E2,220) são amplitudes de transição de dipolo e quadrupolo elétricos respectivamente, sendo os P_i os polinômios de Legendre e $\lambda\!\!\!^{-}$ o comprimento de onda do fóton. Esta expressão pode ser re-escrita em forma mais reduzida, exprimindo os polinômios em função de senos e cosenos :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(3\,\frac{\lambda\!\!\!^{-}}{4}\, a_1 \operatorname{sen}\theta + \frac{5\lambda\!\!\!^{-}}{4}\, 3^{1/2}\, a_2 \operatorname{sen}\theta \cos\theta \right)^2 \quad \text{(III.8)}$$

Esta expressão vale para fótons reais e prevê uma interferência direta entre oscilações de dipolo e quadrupolo elétricos.

Kuhlmann (KU-83) e Hirooka (HI-84) consideram a possibilidade de uma interferência entre dipolo e quadrupolo menos forte que a da equação (III.8). Eles incluem um fator $\cos\delta$ que corresponde a uma interferência entre ondas P do dipolo

elétrico e ondas D do quadrupolo elétrico. Este fator permite uma assimetria entre ângulos frontais e traseiros podendo variar com a energia de excitação. A expressão sugerida é :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = a_1^2 \operatorname{sen}^2 \theta + a_2^2 \operatorname{sen}^2 \theta \cos^2 \theta$$

$$+ 2a_1 a_2 \cos \delta \operatorname{sen}^2 \theta \cos \theta \qquad \text{(III.9)}$$

Kuhlmann chega a ajustar este fator $\cos \delta$ e a graficá-lo. Da figura que ele mostra e comenta, o $\cos \delta$ varia de forma brusca, superposta a uma variação lenta, com a energia, tendo o valor aproximado de 0,5 na região do pico. Hirooka não fornece seu valor, mas Dodge (DO-86), num ajuste a partir de uma figura do artigo de Hirooka, avalia o $\cos \delta$ como sendo da ordem de 0,2.

Para extrair a_2^2 dos dados, várias tentativas foram feitas, antes de finalmente convergir num método pouco ortodoxo, mas eficaz. Passaremos a descrever algumas destas tentativas, por mostrarem bem o problema da interpretação de dados, bem como da consistência dos dados. Foram essencialmente 3 fases : ajuste sem fundo, com fundo e método autoconsistente. Todo o problema resume-se a ter que tirar 3 ou mais valores a partir de 3 pontos!

Antes de entrar neste relato, convém abrir um parêntese comum a toda a análise daqui para a frente. Como a_1^2 e a_2^2 são funções da energia, para extrair seu valor em função da energia de excitação, existem apenas duas formas possíveis : tentar um ajuste por mínimos quadrados, por exemplo, para o que seria necessário representar os dados por uma curva analítica, o que é impraticável, ou então resolver a equação da distribuição angular, energia a energia (podendo-se neste caso, fazer um ajuste). Entretanto, para usar este segundo método, é necessário

ter a seção de choque medida nos três ângulos nas mesmas energias de excitação! Isto não aconteceu, cada espectro de cada ângulo tendo energias diferentes.

Para poder contornar este problema, tivemos que interpolar os dados experimentais, de forma a ter valores nas mesmas energias nos três ângulos. A interpolação pode ser feita de duas formas. A primeira consiste em ajustar um polinômio de grau suficientemente alto para poder acompanhar as variações rápidas da seção de choque nas vizinhanças de picos. Foi usado um polinômio de terceiro grau (eventualmente reduzido ao segundo ou primeiro grau, quando não havia número suficiente de pontos), ajustado por mínimos quadrados numa janela pre-fixada (200 keV) centrada no ponto onde se deseja fazer a interpolação. Este procedimento suaviza o espectro e introduz uma complicação de ordem estatística : todos os pontos, que já eram fisicamente correlacionados pelo fato da janela de energia do detector ser bem maior que a separação entre os pontos, tornam-se agora estatisticamente dependentes, o que implica numa covariância estatística que deveria ser leveda em conta nos cálculos de erros. Este aspecto é discutido em III.4.a.

A segunda forma consiste em substituir os pontos dentro de uma janela centrada no ponto desejado por um ponto tal que a área definida pelo retângulo formado por este ponto interpolado e a janela seja a mesma que a área original dos dados dentro da janela. Este método tem a grande vantagem de não criar correlações entre pontos vizinhos, já que um ponto experimental pertence a apenas uma janela.

A análise detalhada em III.3.a e III.3.b foi feita com valores interpolados segundo este último método, enquanto que a análise de III.3.c , a definitiva, foi feita segundo o primeiro.

III.3.a - A análise sem fundo

Duas tentativas, que foram as primeiras, usaram as equações (III.8) e (III.9). Elas se baseiam na hipótese de que todas as alfas detectadas decaiam para o estado fundamental.

A primeira, usando (III.8), foi aplicada sobre os dados a 48 e 90 graus, sendo (III.8) resolvida como duas equações a duas incógnitas. Os dados a 132 graus não foram usados, por terem uma incerteza maior (menor estatística). A figura III.3a mostra a razão entre a área do pico extraida por este método e o número de fótons virtuais correspondente. Note o bom acordo, tentador. Entretanto, a figura III.3b, que mostra um espectro medido a 132° juntamente com o previsto pela equação (III.8), usando os valores de a_1^2 e a_2^2 extraídos de 48° e 90°, é uma prova definitiva que a equação (III,8) não pode ser usada.

A outra tentativa foi feita com a equação (III.9). Trata-se de novo de extrair 3 valores de 3 pontos. Os resultados foram catastróficos. As curvas do fator de interferência mostravam que a amplitude do cosδ diminuia com o aumento da energia do elétron incidente. Ora, se este cosδ representa uma diferença de fase na região do pico, ele deve depender apenas da energia de excitação, ou seja, da energia do fóton virtual e não da energia do elétron incidente. A tentativa foi abandonada por esta razão, entre outras.

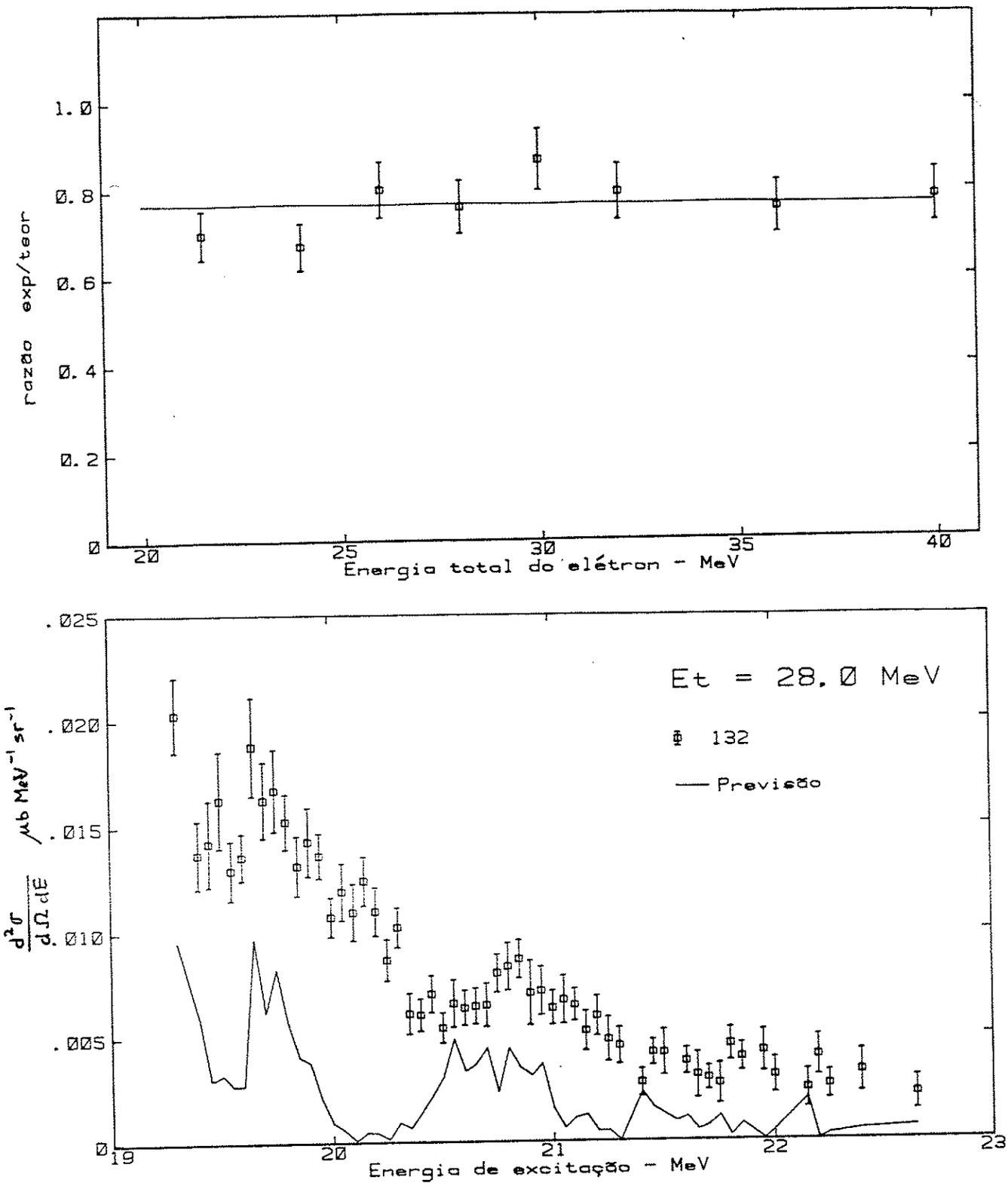


Figura III.3

(a) - razão entre a área do pico situado em 20,14 MeV no espectro de a_2^2 e o número de fótons virtuais de quadrupolo elétrico correspondente, usando dados de 48° e 90° e a equação (III.8).

(b) - comparação entre os dados a 132° e a previsão usando os valores obtidos pela equação (III.8) a partir dos dados de 48° e 90°, para elétrons de 28,0 MeV.

III.3.b - A análise com fundo

A validade da equação (III.9) é restrita a uma medida que não tenha fundo, ou cujo fundo seja tipo quadrupolo elétrico e interfira com o dipolo como o pico. Isto vale para medidas que distinguam α_0 do resto, como as de Hirooka e colaboradores, por exemplo. Aqui, medimos todas as alfas e, portanto, pode haver um fundo. Nesta situação, a equação (III.9) transforma-se em :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = a_1^2 \operatorname{sen}^2 \theta + a_2^2 \operatorname{sen}^2 \theta \cos^2 \theta + 2a_1 a_2 \cos\delta \operatorname{sen}^2 \theta \cos \theta + a_0^2 \qquad \text{(III.10)}$$

onde a_0^2 é um fundo isotrópico. A justificativa para este fundo é que para energias de excitação acima da região estudada (19 a 23 MeV), as alfas podem decair não apenas para o estado fundamental ou primeiro estado excitado, mas para qualquer estado acessível, partindo da região do contínuo, onde estados das mais variadas multipolaridades se localizam e interferem entre sí. Se a diferença de energia entre o nível excitado pelo fóton virtual e o nível final for da ordem de 7,5 a 10 MeV, a alfa emitida com esta energia cinética será detectada e confundida com uma alfa da região do nível estudado. Estas alfas de fundo, por virem de estados de diversos momentos angulares, indo para outros, tem uma distribuição angular práticamente isotrópica, o que justifica a fórmula (III.10).

Entretanto a equação (III.10) não pode ser usada diretamente nos dados. De fato, devem ser extraidos de (III.10) 4 parâmetros, a saber, a_1^2, a_2^2, $\cos\delta$ e a_0^2, com apenas três pontos: as medidas para θ=48° 90° e 132°. Uma tentatitiva foi feita para usar (III.10), eliminando-se um dos parâmetros .

Primeiro, fixando cos δ num valor constante , que foi variado de 0 a 1, em passos de 0.1. Para cada valor deste parâmetro, extraimos os valores dos outros três. Para cada valor de cos δ , integramos o pico situado em 20.1 MeV e comparamos sua área com a isocromata[5] de quadrupolo elétrico nesta energia. A razão destas curvas muda bastante, porém, como uma razão constante é esperada, calculamos o chi quadrado para o ajuste de uma constante para cada valor de cos δ . Isto feito, observamos que para cos δ =0,4, o chi quadrado era o menor, nitidamente.

Vale a pena observar que este valor é condizente com o valor extraido da fórmula (III.9) para energias baixas (até 24 MeV), quando praticamente não existe fundo. A razão neste caso é razoavelmente constante (como não poderia deixar de ser, já que o chi quadrado está no mínimo) e flutua cerca de 10% acima e abaixo da média.

Nesta situação, com cos δ =0.4, tivemos a curiosidade de olhar o fundo para as várias energias. Este fundo não é liso, mas mostra algumas estruturas em 20.8 MeV, o que não faz muito sentido e que foram atribuidas ao fato de termos fixado o valor de cos δ , valor que deveria variar com a energia. Mas o fundo apresentava uma forma exponencial, esperada para um fundo cuja origem é essencialmente de evaporação.

Foi numa brincadeira com o programa Lotus-123 (de um IBM-PC) que surgiu uma idéia, a qual levou ao método que finalmente

---

[5] A isocromata calculada é o número de fótons virtuais de uma dada energia (aqui, 20.14 MeV) e multipolaridade definida (aqui, E2), "emitidos" pelo elétron nas vizinhaças de um núcleo, em função da energia deste elétron. O resultado final desta experiência é a comparação de uma isocromata experimental com uma calculada.

usamos. Estavamos tentando, manipulando a equação (III.10) nos três ângulos, extrair duas equações tipo $a_1^2 + a_0^2$ e $a_2^2 + a_0^2$. Isto é trivial, eliminando o termo cruzado. Mas como a_0^2 é comum a ambas as expressões, veio a idéia de graficar os valores superpostos. Transferimos os dados para o micro, calculamos estas expressões com o Lotus e fizemos o gráfico. O que apareceu na tela foi uma linha inferior suave sobre a qual estavam algumas estruturas (os picos). Esta curva suave só poderia ser o fundo, a_0^2. Foi feito um programa que gerava gráficos no plotter com estas duas curvas para as 10 energias medidas. Estes gráficos foram feitos em papel milimetrado, copiados e entregues a três pessoas, a quem foi pedido traçar à mão um fundo razoável, sendo este razoável definido pelo vago critério de que a curva deveria ser suave e decrescente. Os fundos obtidos independentemente foram compatíveis entre si, o que indica que por trás de um fundo subjetivo, deve haver algo objetivo.

Os fundos foram ajustados por uma exponencial, que passou quase que exatamente no traçado à mão. Este fundo ajustado foi descontado dos dados brutos e a equação (III.9) usada para extrair novos valores de a_1^2, a_2^2 e $\cos\delta$. Os valores achados foram transferidos para o micro e, utilizando o Lotus, mais uma vez, gráficos foram superpostos. A supresa foi a superposição das curvas de $\cos\delta$. Para todas as energias, elas se sobrepunham quase que exatamente, tanto em forma como em amplitude, confirmando a idéia exposta no fim de III.3.a. Desta superposição das curvas de $\cos\delta$ nasceu o processo final de análise, que passamos a descrever.

III.3.c - O método autoconsistente

Duas hipóteses são inerentes ao método : o fundo tem uma forma exponencial e varia em forma e amplitude com a energia de irradiação; e o cos δ é uma curva independente da energia do elétron incidente, dependendo apenas da energia de excitação. Vamos portanto procurar um conjunto de fundos (um para cada energia, independemente do ângulo) e uma curva de cos δ .

Para obter este conjunto, adotamos um processo iterativo de autoconsistência :

1 - De uma curva de cos δ , os fundos para todas as energias são extraidos, usando a equação (III.10)

2 - Uma exponencial é ajustada por mínimos quadrados (GO-83) aos fundos achados em 1 e fundos lisos calculados.

3 - Usando os fundos calculados em 2, cos δ é extraido para cada energia, usando a expressão (III.10).

4 - A média dos cos δ obtidos em 3 é calculada e usada para o passo 1.

5 - Volta-se ao passo 1.

O ciclo é repetido até obter um conjunto de fundos e cos δ que seja auto consistente, isto é, quando a variação de uma iteração para a outra for menor que um certo valor.

Para este trabalho, efetuamos 6 iterações[6], partindo da média dos cos δ obtidos a partir dos fundos estimados pelas três

---

[6] Uma iteração leva cerca de duas horas, a fase mais demorada sendo a do ajuste dos fundos. A equação (10) é ajustada aos dados nos três ângulos por mínimos quadrados.

pessoas. Após 6 iterações, a variação máxima era inferior a 2%, tanto no fundo quanto na fase, o que consideramos adequado, visto as incertezas dos pontos experimentais. Os valores finais dos fundos e da fase, que foram usados na análise final, podem ser vistos nas figuras III.2 e III.4, respectivamente.

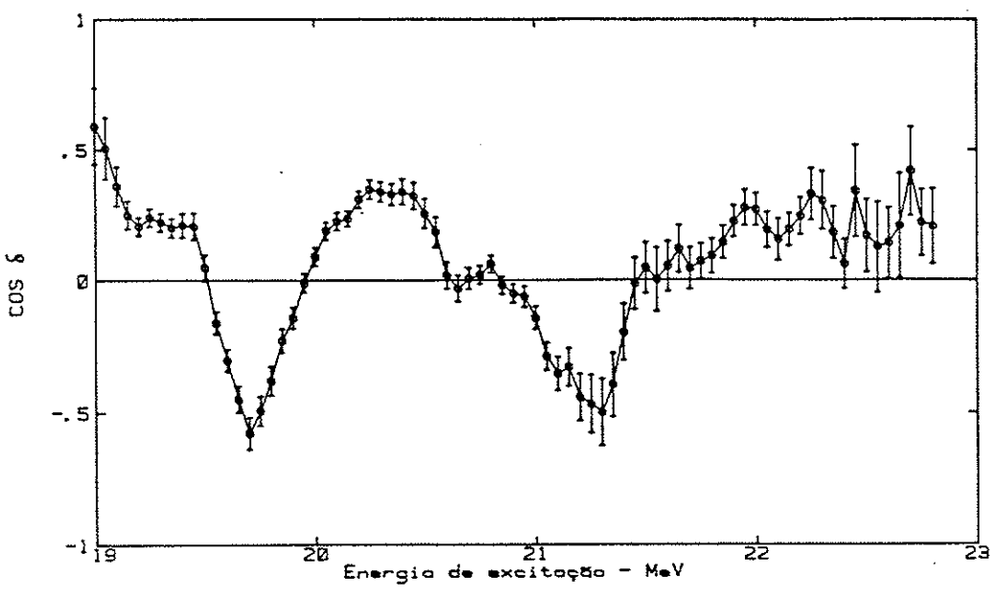


Figura III.4

Valor final de cos δ em função da energia de excitação.

De posse de um conjunto de curvas de fundo e uma curva de cos δ, passamos à fase final da extração dos resultados, que descrevemos a seguir.

III.4 - OS CÁLCULOS FINAIS

A partir de uma curva de intensidade de quadrupolo elétrico, devemos integrar o pico de interesse, para poder efetuar a comparação com o espectro de fótons virtuais. Antes de passar a esta fase, vamos avaliar o erro dos resultados até o presente momento, discutindo, depois, os métodos de integração.

III.4.a - Um pouco de estatística

A expressão (III.10) foi ajustada aos dados, mas agora com cos δ fixado para cada energia de excitação e com um fundo para cada energia de irradiação. Estamos, agora, na presença de um ajuste mais razoável, em que temos três pontos experimentais para ajustar dois parâmetros. Isto foi feito por mínimos quadrados.

Existe ainda o problema da interpretação do valor do chi quadrado. Em primeiro lugar, quantos graus de liberdade existem de verdade ? Como primeira aproximação, podemos dizer que para uma energia de irradiação, temos 3N pontos (N em cada ângulo), dos quais extraimos 2N parâmetros no ajuste da expressão (III.10), 2 parâmetros no ajuste do fundo exponencial e aproximadamente 11 do cos δ. Este valor 11 é obtido do seguinte raciocínio : foram usadas 7 energias[7], com 77 pontos[8] cada, para extrair 77 valores de cos δ (a média). Existem portanto 77x6 graus de liberdade, divididos entre os 7 conjuntos, ou seja 66 por conjunto. Portanto, na operação de extrair cos δ, cada conjunto colaborou com 77-66=11 pontos, que é o número acima. Os ajustes têm portanto 3N-2N-2-11 graus de liberdade. Na maioria dos casos, N=77, o que dá 64 graus de liberdade por ajuste. A uma faixa de aceitação de 5-95%, o chi quadrado total pode variar de 46.6 a 83.7. A tabela abaixo resume os resultados em termo de chi quadrado. Nem todas as energias tinham 77 pontos, de forma que indicamos o número de pontos e o número de graus de liberdade estimado, o chi quadrado total e o reduzido.

---

[7] Não foram usadas as medidas em 20.0, 20.8 e 21.5 MeV por terem menos pontos que as outras energias.

[8] O ponto de 24,0 MeV só tem 42 pontos e foi introduzido nas duas últimas iterações, para determinar melhor o cos δ na região do pico

E_o	Np	GL	X^2	X^2/GL
20.0	24	22	4.07	0.185
20.8	33	31	46.73	0.671
21.5	40	38	63.63	1.674
24.0	47	38	74.28	1.955
26.0	72	60	123.14	2.052
28.0	77	64	91.03	1.400
30.0	77	64	99.60	1.556
32.0	77	64	89.64	1.401
36.0	77	64	113.38	1.772
40.0	77	64	87.68	1.370

O chi quadrado médio reduzido é de 1,404, o que é um pouco alto. Mas já chamamos a atenção que ao interpolar os pontos, o erro torna-se difícil de ser avaliado. A interpolação gera erros menores que os erros dos dados experimentais, o que faz algum sentido, já que o valor interpolado representa uma média dos pontos vizinhos. Este erro, no entanto, pode ser sub ou super estimado por causa da covariância. Pelo valor dos chi quadrados acima listados, duas inferências poderiam ser feitas : ou os erros estão levemente subestimados, ou o modelo usado (eq. (III.10)) está errado. Ao verificar a origem dos chi quadrados altos diretamento dos ajustes, notamos que alguns poucos pontos são responsáveis pelo grosso do valor. Por exemplo, para 26 MeV, 4 pontos respondem por 43% do chi quadrado (4 pontos com chi quadrado acima de 10). Pontos assim sempre aparecem isolados da curva, ora despencados, ora altos, sozinhos. Não há desvios sistemáticos causando chi quadrado alto, o que reforça a idéia de um modelo correto.

Removendo estes pontos, o chi quadrado reduzido se aproxima de 1, indicando que os erros estão aproximadamente corretos, se o modelo for correto. Visto isto, vamos proceder sem alterar os erros.

III.4.b - Cálculo das áreas

Observando as figuras III.5, notamos nos espectros de intensidade de quadrupolo elétrico a_2^2 alguns picos. O de interesse está em torno de 20.1 MeV, aparecendo um pico mais largo a 21,0 MeV e um mais intenso, mas aparentemente incompleto, em 19,0 MeV.

Para poder extrair a área de um pico, dois métodos podem ser utilizados : integrar usando a regra dos paralelogramas (ou então pela regra de Simpson), descontando um eventual fundo à mão, ou ajustar uma forma analítica de pico, da qual se extrai a área.

Para o pico de 20.1 MeV, optamos pelo segundo método, enquanto que para o pico de 21,0 MeV, o primeiro foi usado. Isto porque o primeiro pico está à direita de um pico mais alto cuja cauda passa por baixo, gerando um fundo difícil de se avaliar, enquanto que parte do pico de interesse passa por baixo do pico da esquerda. O segundo pico está mais isolado e permite uma integração por soma.

O ajuste do pico de 20.1 MeV foi feito pelo programa AJUSTE (GO-83), ajustando por mínimos quadrados a soma de 3 gaussianas com posição, largura e amplitude livres. A tabela III.1 lista os resultados destes ajustes. Podemos observar que o chi quadrado é baixo, o que indica um bom ajuste (ou erros superestimados). Cada ajuste foi verificado visualmente e poucas ações foram necessárias para obter valores razoáveis.

Os ajustes das curvas de 20.8 e 21.5 MeV foram feitos apenas com duas gaussianas, pois o pico de 21,0 MeV não aparece. Em 21.5 MeV, os pontos de 19.90 e 19.95 foram eliminados do ajuste, pois

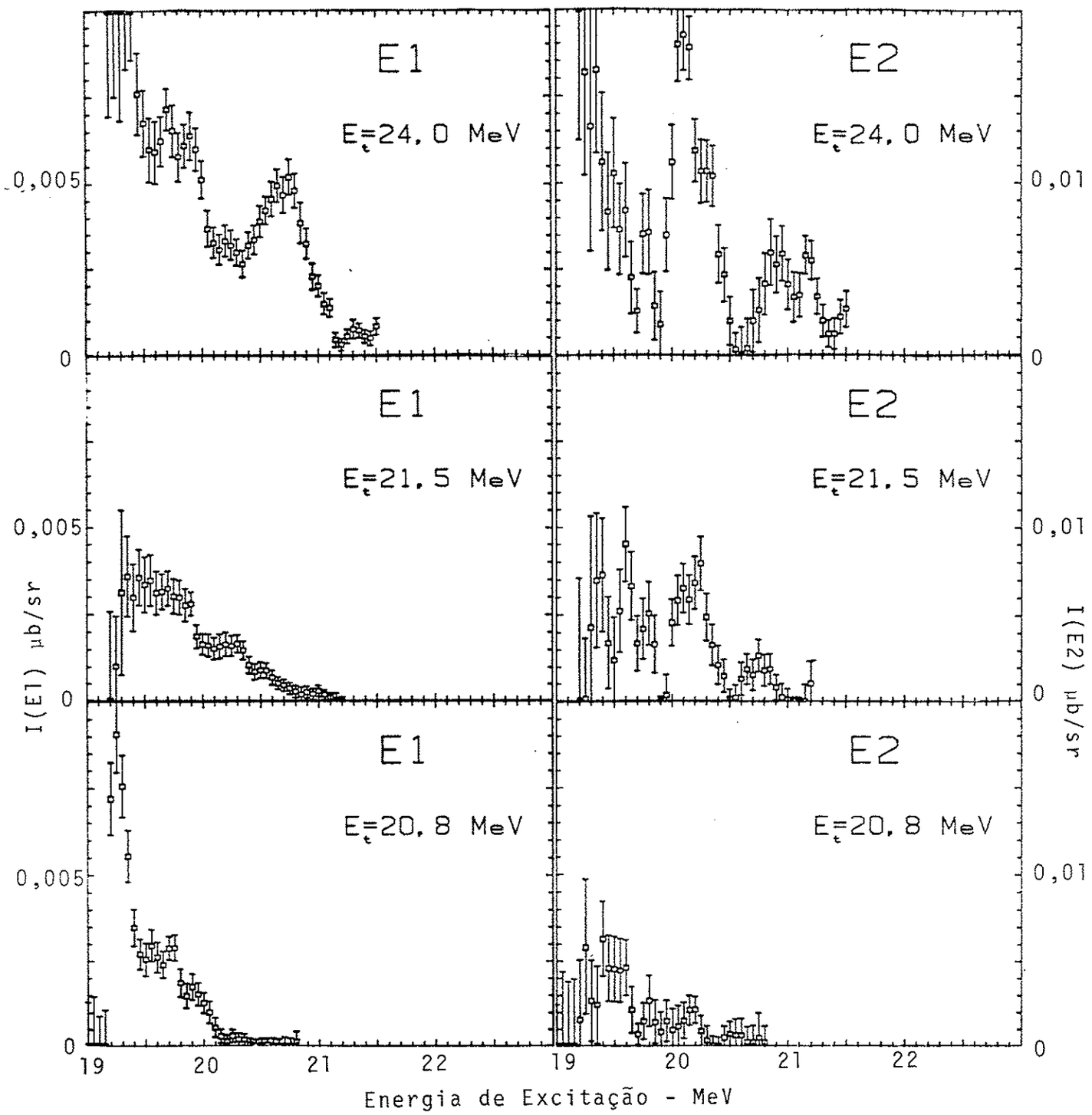


Figura III.5.a

Espectros finais de intensidade de dipolo (E1) e quadrupolo (E2) elétricos para 20.8, 21.5 e 24.0 MeV

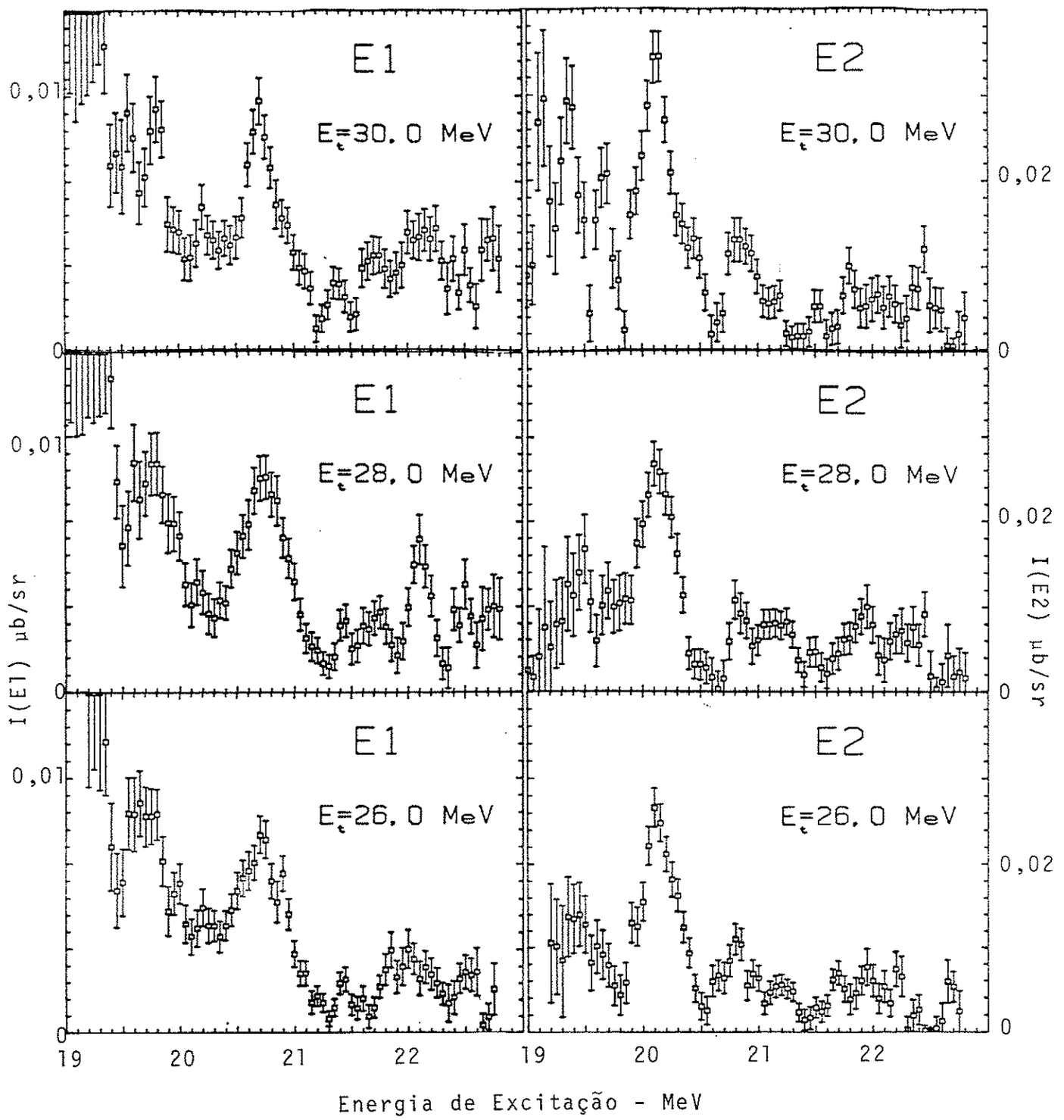


Figura III.5.b

Espectros finais de intensidade de dipolo (E1) e quadrupolo (E2) elétricos para 26.0, 28.0 e 30.0 MeV

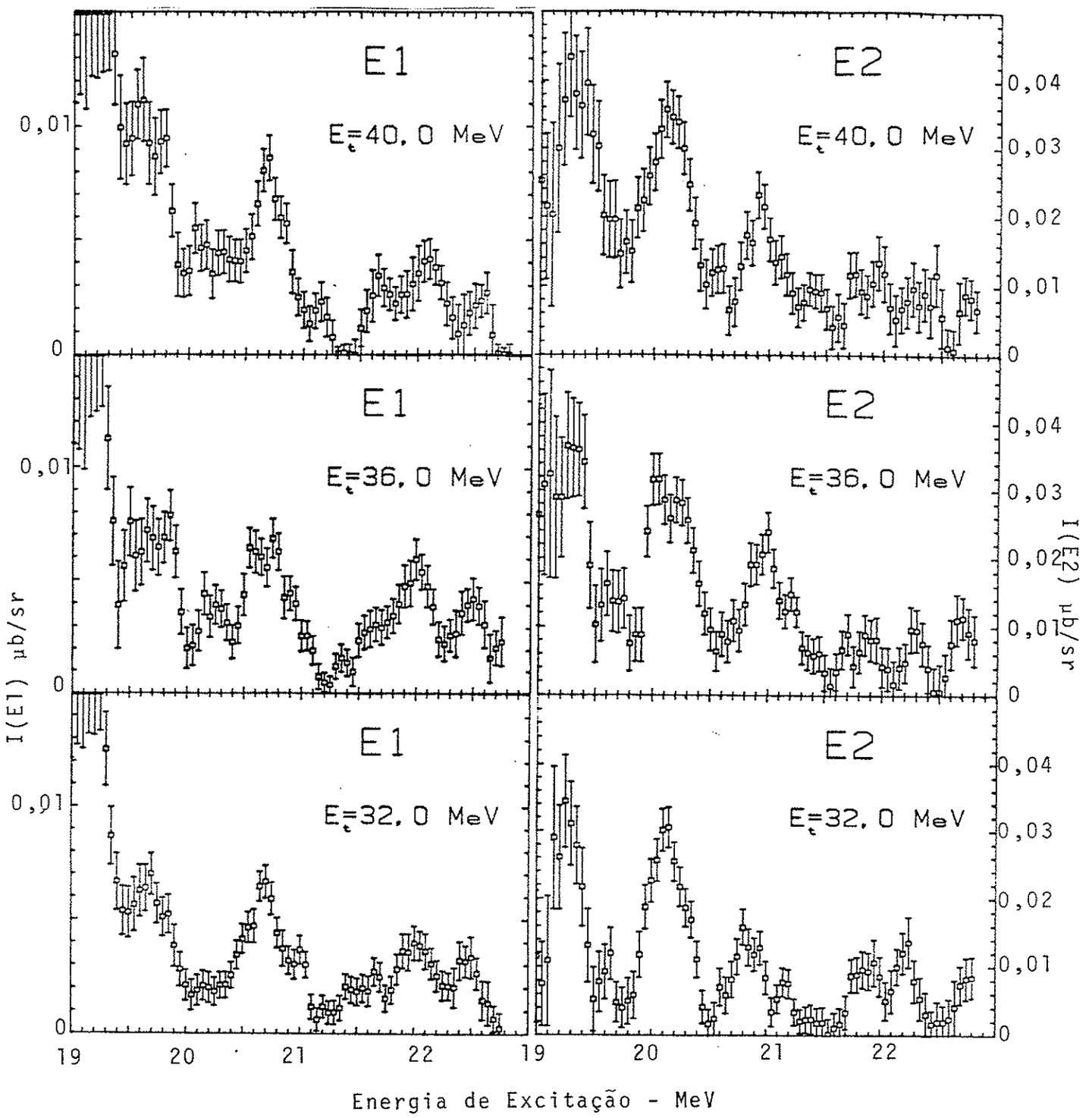


Figura III.5.c

Espectros finais de intensidade de dipolo (E1) e quadrupolo (E2) elétricos para 32.0, 36.0 e 40,0 MeV

valiam quase zero, com uma barra de erro muito pequena, o que forçava a curva a passar por eles, distorcendo os picos.

A média da posição do pico de 20,1 é de 20,14 ± 0,02 MeV, mostrando-se estável. A largura média é de 380 ± 14 keV, também estável, o que indicaria que o pico é a manifestação de um nível isolado.Há apenas um leve alargamento do pico em 36,0 e 40,0 MeV.

O pico de 21,0 MeV, cujo ajuste é um subproduto do ajuste do pico de 20,14, tem uma posição média de 20,95 ± 0,05 MeV e uma largura a meia altura de 582 ± 101 keV, bem mais largo que o anterior. Olhando bem a figura, pode-se observar que ele muda um pouco de forma, parecendo mais um dubleto não resolvido. Isto impede de se acreditar na área ajustada, que deve ser feita por soma.

O pico perto de 19,0 MeV não foi analisado, por ser ajustado apenas com o intuito de descontar um fundo razoável.

O cálculo da área do pico em 21,0 MeV foi feito, como dito acima, por soma, integrando por retângulos. Os resultados estão na tabela III.1, também.

Os espectros de intensidade de dipolo elétrico apresentam um pico bem marcado perto de 20,7 MeV. Este pico foi também analisado, ajustando-se dois picos, um perto de 19 MeV, como fundo e um em 20,7 MeV. Os resultados estão na tabela III.2. O pico mostra um comportamento estranho, mantendo a posição e a largura, mas tendo a área quase que constante em função da energia, desaparecendo súbitamente no espectro de 21,5 MeV, onde ele deveria ainda estar presente. Uma explicação plausível deste desaparecimento é a de que o pico não seja um decaimento para o estado fundamental, mas para o primeiro estado excitado, em 1,632

E_o	Posição	FWHM	Area	chi quadrado
20,8	20,072 (59)	0,38 (13)	0,00076 (33)	0,356 (99,96%)
21.5	20,140 (fx)	0,381 (fx)	0,00288 (42)	0,404 (99,74%)
24.0	20,147 (10)	0,377 (29)	0,00663 (65)	1,239 (14,87%)
26.0	20,132 (11)	0,362 (29)	0,00936 (87)	0,890 (65,69%)
28.0	20,134 (15)	0,366 (30)	0,00998(105)	0,643 (96,12%)
30.0	20,138 (10)	0,396 (27)	0,0129 (11)	2,356 (0,00%)
32.0	20,127 (10)	0,398 (26)	0,0126 (10)	0,908 (64,29%)
36.0	20,146 (15)	0,485 (41)	0,0159 (16)	0,792 (83,36%)
40.0	20.120 (18)	0.511 (49)	0,0189 (20)	0,338 (99,99%)

E_o	Posição	FWHM	Area	Area por soma	Região
21,5	20,756 (27)	0,230 (60)	0,00061 (22)	0,00065 (40)	(20,50-21,00)
24,0	21,031 (33)	0,562 (75)	0,00302 (54)	0,00275 (30)	(20,55-21,40)
26,0	20,883 (41)	0,787(116)	0,00599 (89)	0,00497 (30)	(20,55-21,40)
28,0	21,048 (29)	0,624 (81)	0,00565 (90)	0,00491 (40)	(20,65-21,40)
30,0	20,874 (24)	0,525 (60)	0,00620 (91)	0,00539 (40)	(20,60-21,40)
32,0	20,882 (24)	0,504 (56)	0,00638 (94)	0,00673 (50)	(20,50-21,55)
36.0	20,990 (19)	0,572 (48)	0,0118 (12)	0,01180 (60)	(20,55-21,55)
40,0	20,933 (21)	0,496 (60)	0,0102 (15)	0,01140 (70)	(20,60-21,55)

TABELA III-1

Esta tabela lista os valores ajustados para a posição do pico de 20,14 MeV (tabela de cima) e o pico de 20,95 MeV (tabela de baixo). A posição e seu erro estão em MeV, assim como a largura a meia altura (FWHM). A área é dada em ub/sr. Para a área por soma do pico 2, a região de integração está indicada entre parenteses. O chi-quadrado é o chi-quadrado reduzido, o ajuste incluindo um terceiro pico não listado em torno de 19 MeV, usado como fundo.

E_0	Posição	FWHM	Area	chi-quadrado
24.0	20,683 (19)	0,583 (32)	0,00295 (26)	1.528 (2.68%)
26.0	20,702 (21)	0,625 (38)	0,00342 (26)	0.775 (80.92%)
28.0	20,728 (14)	0,582 (31)	0,00370 (26)	0.303 (99.99%)
30.0	20,737 (24)	0,584 (45)	0,00343 (36)	1.502 (3.61%)
32.0	20,693 (15)	0,615 (36)	0,00361 (28)	0.731 (86.05%)
36.0	20,708 (24)	0,565 (45)	0,00368 (37)	1.136 (27.52%)
40.0	20.672 (20)	0.556 (44)	0,00403 (40)	1.086 (33.62%)

TABELA III-2

Esta tabela lista os valores ajustados para a posição do pico de 20,71 MeV do espectro decomposto como sendo de dipolo elétrico. A posição e seu erro estão em MeV, assim como a largura a meia altura (FWHM). A área é dada em μb/sr. O chi-quadrado é o chi-quadrado reduzido, o ajuste incluindo um segundo pico não listado em torno de 19 MeV, usado como fundo.

MeV. A média da posição do pico sendo 20,71, o estado excitado estaria em 22,34 MeV. Como este valor está no limite da região estudada e as alfas indo para o estado fundamental devendo aparecer nesta energia, a não ser que sejam inibidas, a explicação fica sem verificação.

Terminada a redução e análise dos dados propriamente ditos e com valores finais da área do nível estudado, podemos passar à fase de interpretação dos resultados e à comparação com os cálculos de espectros de fótons virtuais.

C A P Í T U L O IV

RESULTADOS FINAIS

IV.0 - INTRODUÇÃO

A isocromata experimental medida para o nível de 20,14 MeV do ^{24}Mg já é um resultado em sí. Mas o objetivo desta experiência é verificar um cálculo teórico. Neste capítulo, será feita a comparação desta isocromata com a isocromata calculada segundo 3 aproximações, da qual tentaremos definir que cálculo se adapta melhor aos dados experimentais.

Em seguida, esta análise será feita também sôbre o pico centrado em 20,95 MeV, para reforçar as conclusões do nível de 20,14 MeV. Também será feita uma comparação com o pico de 20,71 MeV encontrado nos espectros de dipolo elétrico.

Por fim, o elemento de matriz reduzido B(E2) será calculado para o nível de 20,14 e a região de 20,95 MeV, assim como a fração da regra de soma esgotada. Estes valores serão comparados aos valores encontrados em outras experiências.

IV.1 - CALCULOS FINAIS DE a_2^2

Os valores obtidos de a_2^2 até agora são em $\mu b/sr$. Para converter o valor para microbarns, é preciso integrar a distribuição angular sobre todo o espaço. Removido o fundo, a distribuição angular é a dada por (III.9). Integrada sobre todo o

ângulo sólido, o termo cruzado se anula, sobrando apenas um termo de dipolo e um termo de quadrupolo separados. O termo de quadrupolo elétrico é :

$$I(E2) = \int a_2^2 \, sen^2\theta \, cos^2\theta \, d\Omega \qquad (IV.1)$$

Sendo $d\Omega = 2\pi \, d(cos\theta)$, o valor desta integral é $8\pi \, a_2^2/15$. Portanto, temos

$$I(E2) = 1,68 \; a_2^2 \qquad (IV.2)$$

Da mesma forma, para os valores de a_1^2 , temos :

$$I(E1) = \int a_1^2 \, sen^2\theta \, d\Omega = 8\pi a_1^2/3 = 8,38 \; a_1^2 \qquad (IV.3)$$

Os valores de I(E2) finais para o nível de 20,14 MeV estão na tabela IV.1, para o nível 20,95 MeV na tabela IV.2. A tabela IV.3 lista os valores para o pico encontrado no espectro de dipolo elétrico.

IV.2 - COMPARAÇÃO COM A ISOCROMATA DO NÍVEL 20,14 MeV

Os valores obtidos, aplicando-se à equação (IV.2) os valores a_2^2, foram comparados a três cálculos de espectros de fótons virtuais, na tentativa de verificar qual é o que mais se aproxima dos resultados. O ponto de 20,8 MeV foi descartado das comparações, pois ele se encontra próximo demais da energia do nível: os fótons de maior energia tem apenas 20,3 MeV, logo, 160 keV acima do nível. Devido à resolução de energia do feixe, 400 keV, bem como dos detectores, torna-se quase impraticável avaliar uma correção a ser aplicada. A medida deste ponto e o de 20,0 MeV é importante para verificar-se que a transição se dá para o estado fundamental.

Da mesma forma, o ponto de 20,15 MeV está sistematicamente baixo, sem explicação. Como se pode ver da figura IV.1, um erro de 200 keV em energia seria suficiente para trazer o ponto à curva. Dada esta sensibilidade à energia, temos duas alternativas para analisar os valores : incluir este ponto na análise, sendo que neste caso, é necessário incluir o erro na energia[1] neste e em todos os pontos, ou deixar de lado o ponto durante o cálculo da razão, reintegrando-o na discussão final. Optamos pela segunda escolha, pois um ponto com uma barra de erro tão grande não traz muita informação, embora possa ajudar numa comparação posterior.

A figura IV.1 mostra a curva experimental e as três curvas calculadas, além da isocromata de dipolo elétrico. As figuras IV.2 mostram a razão da curva experimental para a calculada, para cada um dos cálculos. A tabela IV.1 lista os valores encontrados, que são comentados em seguida.

A primeira comparação é com uma isocromata de quadrupolo elétrico para fótons de 20,14 MeV, calculada em ondas planas. Da figura IV.1, pode-se ver que a aproximação em ondas planas (PWBA) não difere muito em forma do cálculo de ondas distorcidas tanto de núcleo finito como pontual. Como foi dito na introdução, os erros experimentais são grandes demais para uma clara definição de que curva representa melhor os dados. A razão da seção de choque para o espectro de fótons virtuais encontra-se graficada na figura IV.2. Esta figura confirma a impressão de que os pontos experimentais não distinguem os cálculos, e que a razão é constante.

---

[1] a correção de erro se faz em primeira aproximação segundo a fórmula: $S'^2 = S^2 + (S_E\ dN/dE)^2$, onde dN/dE é a derivada do espectro (isocromata) em relação à energia do elétron, S' o novo desvio padrão, S o anterior, e S_E a incerteza na energia.

E_0	I(E2)	E2-Onley	Razão	X^2	E2-DWBA	Razão	X^2	E2-PWBA	Razão	X^2
20,8	0,00128 (55)	0,00201	0,64 (27)	10,86	0.00206	0.62 (27)	10,64	0,00179	0,71 (31)	8,617
21,5	0,00484(108)	0,00413	1,17 (26)	1,967	0.00419	1,16 (26)	1,718	0,00398	1,22 (27)	2,183
24,0	0,0111 (11)	0,00741	1,50 (15)	0,075	0,00746	1,49 (15)	0,001	0,00710	1,56 (16)	0,120
26,0	0,0157 (15)	0,00923	1,70 (16)	0,998	0,00937	1,68 (16)	1,309	0.00879	1,79 (17)	0,982
28,0	0,0168 (18)	0,0109	1,54 (16)	0,000	0,01111	1,51 (16)	0,017	0,0104	1,61 (17)	0,000
30,0	0,0217 (18)	0,0126	1,72 (15)	1,652	0,0128	1,70 (14)	2,082	0,0119	1,82 (15)	1,863
32,0	0,0212 (17)	0,0143	1,48 (12)	0,223	0,0147	1,44 (12)	0,189	0,0135	1,57 (13)	0,137
36,0	0,0267 (27)	0,0178	1,50 (15)	0,065	0,0188	1,42 (14)	0,253	0,0169	1,58 (16)	0,054
40,0	0,0318 (34)	0,0215	1,48 (16)	0,142	0,0232	1,37 (15)	0,690	0,0206	1,54 (17)	0,198
		Média :	1,554(55)		Média :	1,492(53)		Média :	1,617(57)	
		X^2 total	(7 GL) :	5,121	X^2 total	(7 GL) :	6,252	X^2 total	(7 GL) :	5,538

TABELA IV-1

Resultados finais para a intensidade de quadrupolo elétrico I(E2) do nível 20,14 MeV, em ub, em função da energia de excitação E_0 em MeV. A tabela lista os valores dos espectros calculados por Onley (tamanho finito), DWBA com núcleo puntiforme, e PWBA. A coluna razão é a razão I(E2)/N(E2), onde N(E2) é o espectro de fótons virtuais. O chi-quadrado é o chi-quadrado do ponto, ajustando uma razão contante pelos pontos de 24,0 a 40,0 MeV. Os valores médios das razões e dos chi-quadrados calculados por esta tabela pode dfiferir um pouco dos valores do texto por arredondamento.

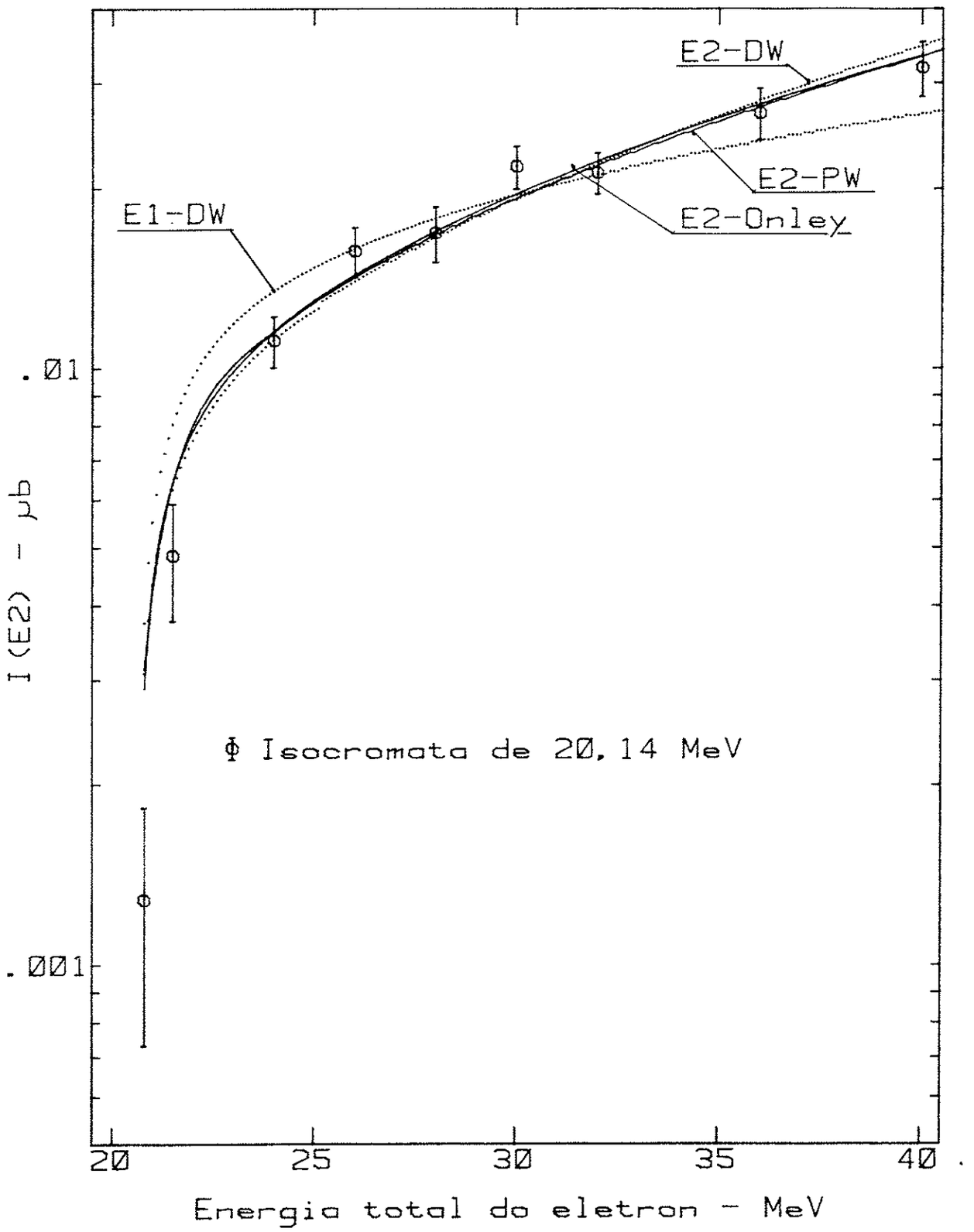


Figura IV.1

Isocromata experimental do nível 20,14 MeV, e curvas calculadas em onda plana (E2-PW), onda distorcida com núcleo pontual (E2-DW e E1-DW), e onda distorcida com núcleo finito (Onley). As curvas foram normalizadas pelas razões médias.

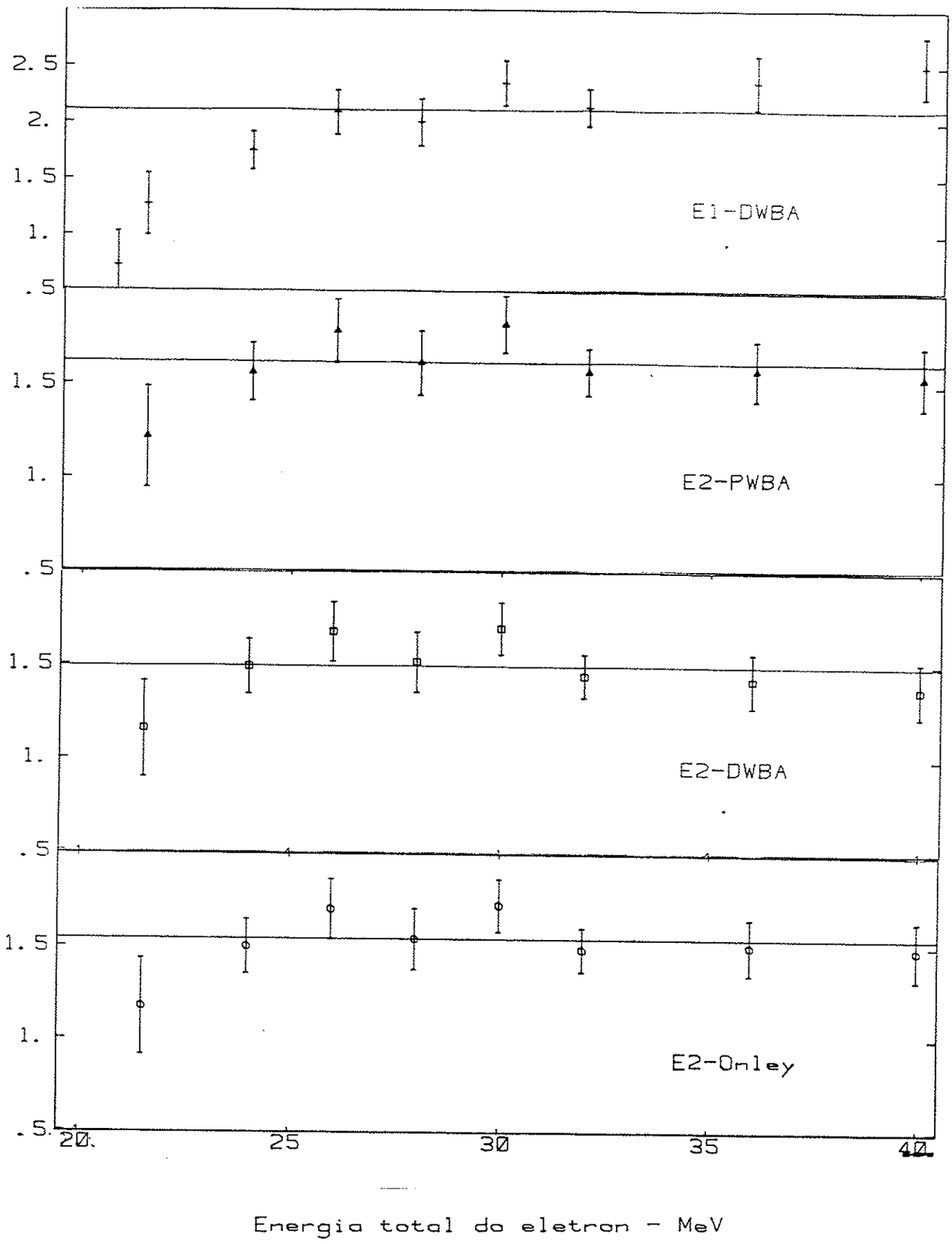


Figura IV.2

Razões da intensidade de quadrupolo para o nível de 20,14 MeV, para diversos cálculos.

O chi quadrado do ajuste de uma constante para a razão usando o espoectro em ondas planas é 3,355 com 6 graus de liberdade (o ponto 21,5 de MeV excluido). Incluindo o ponto de 21,5 MeV, o chi-quadrado aumenta para 5,538, levando-se em conta a incerteza na energia).

A segunda comparação é feita com o cálculo em ondas distorcidas DWBA, considerando o núcleo puntiforme. A razão é bastante plana, como se vê na figura IV.2.c. O chi-quadrado do ajuste de uma razão constante é de 4.534 com 6 graus de liberdade, excluido o ponto de 21,5 MeV, ou de 6,252 se incluido com a incerteza em energia.

A terceira comparação é com o novo cálculo de Onley (ON-86), que considera o núcleo de tamanho finito. A razão é também bastante plana. O chi quadrado do ajuste de uma razão constante é de 3,154 excluido o ponto de 21,5 MeV, 5,121 se incluido com a incerteza na energia. A tabela abaixo resume as comparações :

	PWBA	DWBA puntiforme	ONLEY (DWBA finito)
Razão	1,617 (57)	1,492 (53)	1,554 (55)
X^2 total	3,355	4,534	3,154
Gr. Lib.	6	6	6
$P(X^2)$	75 %	61 %	79 %

Incluindo 21,5 MeV com erro incluindo a incerteza na energia

X^2 total	7,510	6,151	5,248
Gr. Lib	7	7	7
$P(X^2)$	60 %	51 %	65 %

Desta tabela, observamos que todos os valores ajustados geram um Chi quadrado de probabilidade alta. Portanto, só o teste de chi quadrado não consegue desempatar entre os três cálculos. Com a ajuda do gráfico, porém, podemos ser levados a preferir os cálculos em ondas distorcidas com tamanho finito ou ondas planas.

E_γ	I(E2)	E2-DWBA	Razão	X^2	E2-PWBA	Razão	X^2
21,5	0,00109 (67)	0.00124	0,88 (54)	0,00	0,00093	1,18 (73)	0,10
24,0	0,00462 (50)	0,00658	0,702 (77)	5,17	0,00628	0,736 (80)	6,86
26,0	0,00835 (50)	0,00844	0,989 (60)	1,29	0.00807	1,035 (62)	0,73
28,0	0,00825 (67)	0,0102	0,809 (66)	1,05	0,00961	0,858 (70)	1,57
30,0	0,00906 (67)	0,0119	0,761 (56)	4,18	0,0111	0,816 (61)	4,62
32,0	0,01131 (84)	0,0136	0,831 (62)	0,53	0,0126	0,897 (67)	0,53
36,0	0,0198 (10)	0,0174	1,139 (58)	20,6	0,0158	1,255 (64)	23,4
40,0	0,0192 (12)	0,0216	0,887 (57)	0,04	0,0193	0,992 (61)	0,58
		Média :	0,876 (24)		Média :	0,946 (26)	
		X^2 total (7 GL):		32,86	X^2 total (7 GL):		38,41

TABELA IV-2

Resultados finais para a intensidade de quadrupolo elétrico I(E2) em μb, para o pico de 20,95 MeV, em função da energia de excitação E_γ em MeV. A tabela lista os valores dos espectros calculados em DWBA com núcleo puntiforme e PWBA. A coluna razão é a razão I(E2)/N(E2), onde N(E2) é o espectro de fótons virtuais. O chi-quadrado é o chi-quadrado do ponto, ajustando uma razão constante pelos pontos de 21,5 a 40,0 MeV. Os valores médios das razões e dos chi-quadrados calculados por esta tabela pode diferir um pouco dos valores do texto por arredondamento.

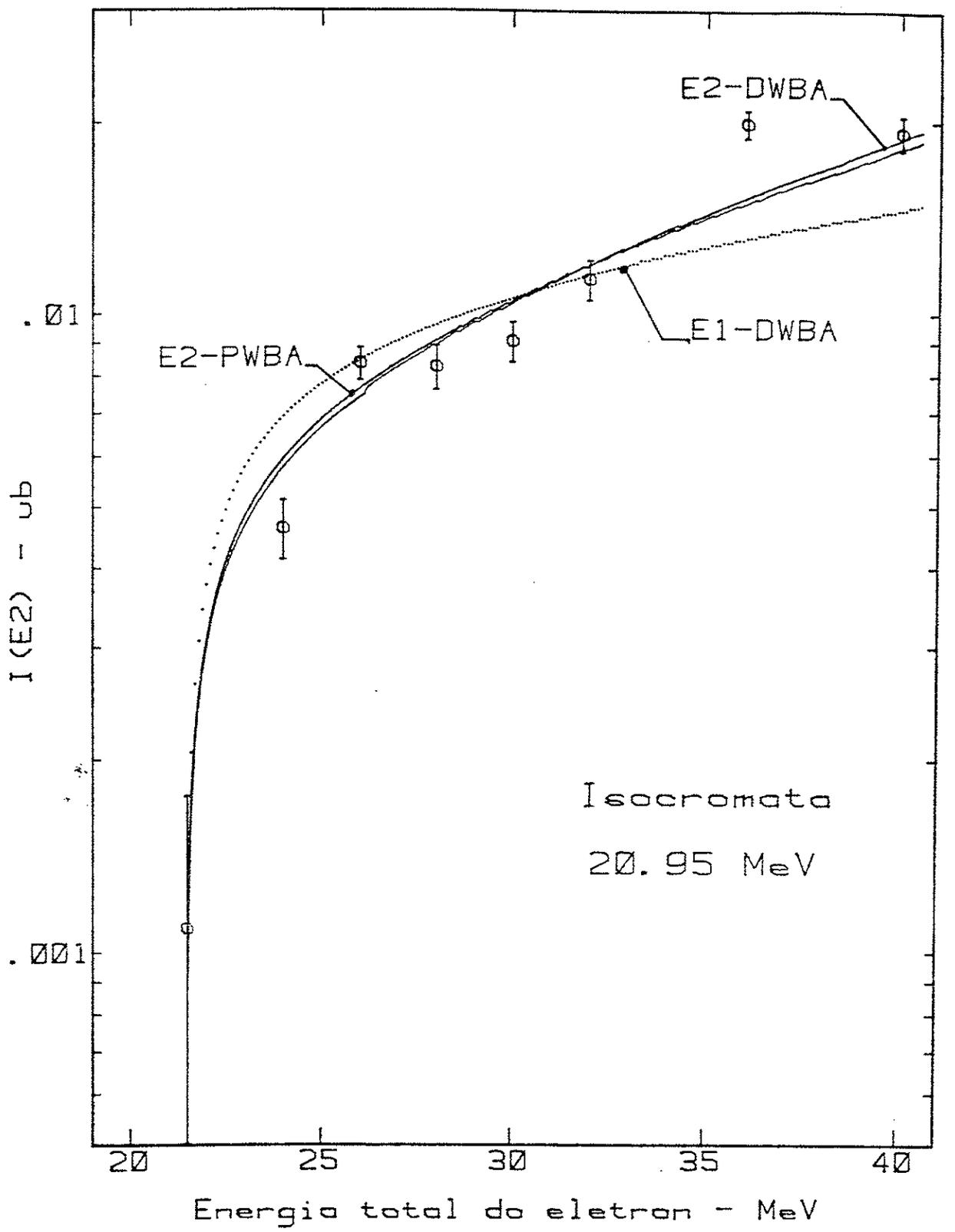


Figura IV.3

Isocromata experimental do nível 20,95 MeV, e curvas calculadas em onda plana (E2-PW) e onda distorcida com núcleo pontual (E2-DW e E1-DW) As curvas foram normalizadas pelas razões médias.

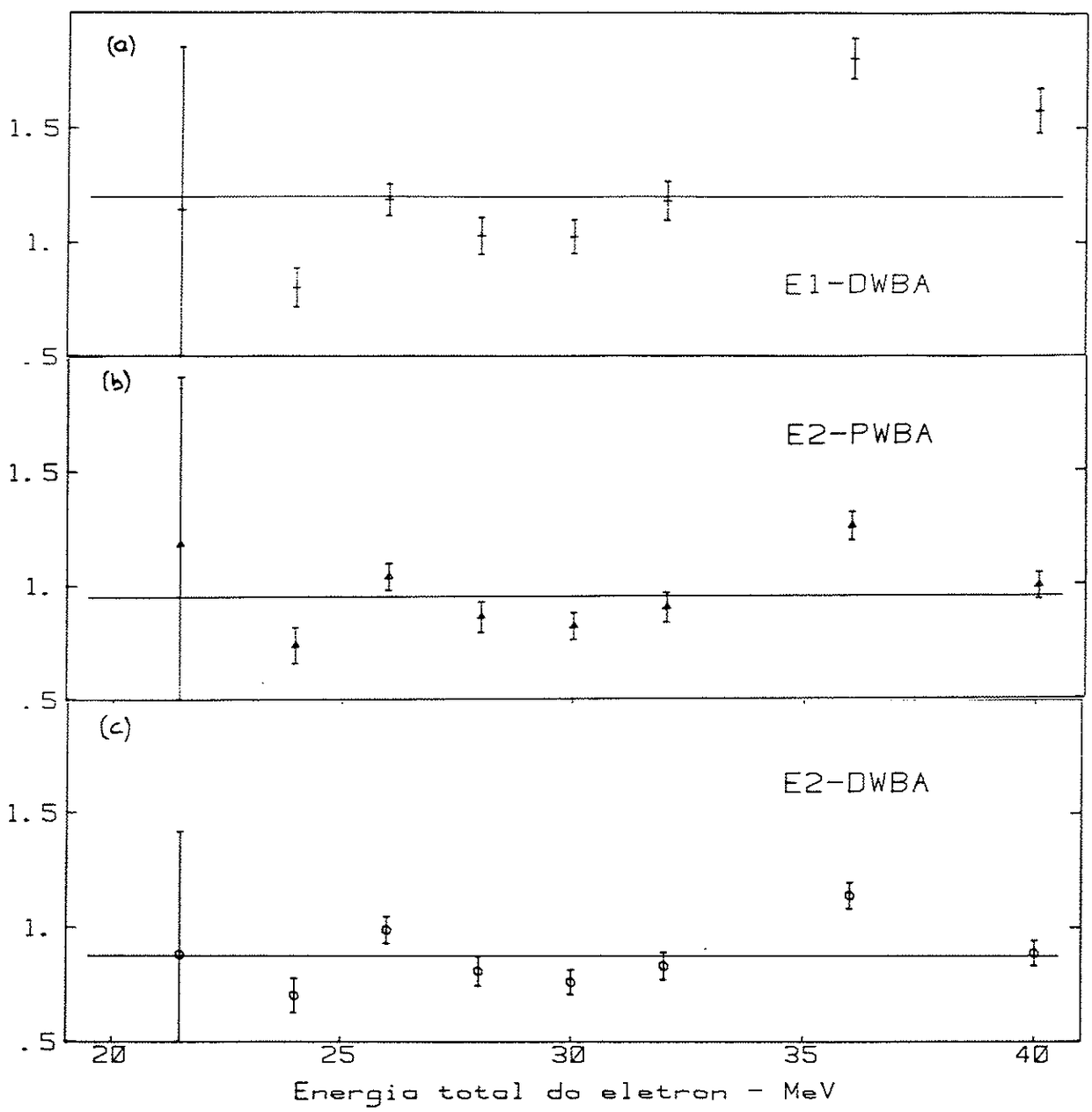


Figura IV.4

Razões da intensidade de quadrupolo elétrico da região de 20,95 MeV para diversos espectros.

Entre os vários cálculos de ondas distorcidas e planas, temos resultados um tanto equilibrados, pois a inclusão ou não do ponto de 21,5 MeV continua favorecendo o cálculo para núcleo finito de Onley, não alterando o resultado obtido sem o ponto de 21,5 MeV. Em conclusão, o novo cálculo de Onley é o que mais se aproxima dos nossos resultados experimentais, sendo pouco distinguível do cálculo do modelo puntiforme de ondas planas ou ondas distorcidas. A única distinção poderia ser feita pelo valor, não pela forma, já que a razão muda cerca de 10%.

IV.3 - OUTRAS COMPARAÇÕES

Dos nossos dados, extraímos também a intensidade de uma região centrada em 20,95 MeV no espectro de quadrupolo elétrico, e de um pico em 20,71 MeV no espectro de dipolo. Vamos comparar estas áreas com alguns cálculos.

Começando com a região de 20,95 MeV, as figuras IV.3 e IV.4 mostram respectivamente a isocromata experimental com as curvas calculadas em onda plana e distorcida e as razões delas decorrentes. A tabela IV.2 lista os valores encontrados, que são discutidos abaixo. A tabela que segue resume os resultados, com todos os pontos incluidos.

	PWBA	DWBA
Razão	0,946 (26)	0,876 (24)
X^2 total	38,41	32,86
Gr. Lib.	7	7
$P(X^2)$	0,0 %	0,003 %

O cálculo de Onley não foi incluido por não termos os valores no momento da análise. Os valores altos de chi quadrado são certamente devido a erros pequenos. As áreas foram obtidas

E_0	I(E1)	E1-DWBA	Razão	M1-PWBA	Razão
24,0	0,00496 (44)	0,00595	0,833 (74)	0,00638	0,472 (42)
26,0	0,00575 (44)	0,00718	0,800 (61)	0.00788	0,413 (32)
28,0	0,00622 (44)	0,00812	0,766 (54)	0,00906	0,403 (29)
30,0	0,00576 (60)	0,00893	0,645 (67)	0,0101	0,356 (37)
32,0	0,00606 (47)	0,00967	0,627 (49)	0,0110	0,306 (24)
36,0	0,00618 (62)	0,0114	0,563 (56)	0,0127	0,304 (31)
40,0	0,00677 (67)	0,0122	0,554 (55)	0,0143	0,299 (30)

TABELA IV-3

Resultados finais para a intensidade de dipolo elétrico I(E1) em μb, para o pico de 20,71 MeV, em função da energia de excitação E_0 em MeV. A tabela lista os valores dos espectros de dipolo elétrico calculados em DWBA com núcleo puntiforme e dipolo magnético M1 em PWBA. A coluna razão é a razão I(E1)/N(E1) (ou I(E1)/N(M1)), onde N(E1) (N(M1)) é o espectro de fótons virtuais.

por soma, o que leva a um erro bem menor que o erro do ajuste. De novo, o cálculo em ondas distorcidas é um pouco melhor que o em ondas planas, mas nada conclusivo, mostrando apenas que ambos os cálculos representam razoavelmente os dados.

A comparação do pico em 20,71 MeV do espectro de intensidade de dipolo elétrico foi feita com uma isocromata E1 desta energia. A razão é decrescente. O mesmo ocorre com a comparação com uma isocromata M1, que teria a mesma distribuição angular. A tabela IV.3 lista os valores obtidos. A ausência de um pico no espectro de 21,5 MeV poderia indicar que se trata de um decaimento para um nível excitado do ^{20}Ne. Neste caso, a distribuição angular poderia ser outra que a usada da decomposição para separar E1 de E2.

IV.4 - CALCULO DE B(E2)

Da intensidade do decaimento de um nível 2^+ para um estado 0^+, via emissão de uma alfa de quadrupolo elétrico, é possível extrair o valor do elemento de matriz reduzido correspondente a este processo.

A seção de choque fotonuclear se relaciona com os elementos de matriz reduzidos eletricos como (WO-85) :

$$\int \sigma_{\gamma x}^{EL}(E)dE = 8\pi^3 \alpha \frac{L+1}{L((2L+1)!!)^2} \frac{E^{2L-1}}{(\hbar c)^{2L-2}} \frac{B(EL,E)}{e^2} \qquad (IV.4)$$

onde L é a multipolaridade e E a energia do nível. Para o quadrupolo elétrico, EL=E2 (L=2), e temos

$$\int \sigma_{\gamma x}^{E2}(E)dE = 8\pi^3 \alpha \frac{3}{2\ 15^2} \frac{E^3}{(\hbar c)^2} \frac{B(E2,E)}{e^2} \qquad (IV.5)$$

Usando a equação I.2, que relaciona a seção de choque fotonuclear com a de eletrodesintegração através do espectro de fótons virtuais, chegamos à expressão :

$$B(E2,E) = \frac{(15\ \hbar c)^2}{12\ \pi^3\ \alpha\ E^2} \frac{I(E2,Eo)}{N^{E2}(E,Eo,12)} e^2 \qquad (IV.6)$$

onde I(E2) foi definido acima como a intensidade de quadrupolo elétrico em μb, e $N^{E2}(E,Eo,12)$ o número de fótons virtuais de quadrupolo elétrico na energia E para eletrons de energia Eo espalhados por um núcleo de Z=12. Usando $\hbar c$=197 MeV.fm, α=1/137, e I/N a razão achada para o cálculo em DWBA para núcleo finito de Onley, 1,554, obtemos :

$$B(E2,20.14) = (\ 1,232 \pm 0,044\ )\ fm^4\ e^2$$

Este valor deve ser comparado aos valores listados por Itoh (IT-81). Como foi mencionado no início deste trabalho, os valores tabelados são discordantes. Nosso valor pode ser comparado com o obtido por Kuhlmann, por balanço detalhado da reação (α,γ_o), que é dado em termos de regra da soma, o que vamos calcular a seguir.

A regra da soma de quadrupolo elétrico ponderada em energia dá um valor de referência para a intensidade de quadrupolo elétrico existente numa dada região de energia:

$$EWSR(E2) = 0,22\ Z^2\ A^{-1/3}\ \mu b/MeV = 10,98\ \mu b/MeV$$

Esta soma é relacionada com a seção de choque fotonuclear e, portanto, com a de eletrodesintegração, por :

$$\int \frac{\sigma_\gamma^{E2}\, dE}{E^2} = 20,14^{-2}\, \frac{\sigma_{max}^{E2}(E)}{N(E2,E)}\, 20,14 = 0,07714$$

Portanto, a fração usada da regra da soma é 0,07714/10,98, ou seja, o decaimento para o estado fundamental do nível 2+ em 20,14 MeV do ^{24}Mg esgota (0,703 $\pm$ 0,025) porcento da regra da soma.

Este valor pode ser comparado com o valor acima mencionado, de 1%, que tem uma incerteza de 20%. Nosso valor está portanto em razoável concordância, embora um pouco baixo.

Para a região de 20,95 MeV, obtemos da mesma forma :

$B(E2,20.95) = (0,642 \pm 0,018)\ fm^4\ e^2$

e para a regra da soma, (0.381 $\pm$ 0,007)%. Não temos valores para comparação.

C O N C L U S Ã O

O método dos fótons virtuais tem sido usado com bastante sucesso na análise de seções de choque de eletrodesintegração e eletrofissão. Os bons ajustes obtidos, principalmente usando os novos espectros em DWBA com tamanho finito do núcleo, indicam que os espectros estão sendo corretamente calculados, pelo menos na faixa de energia em que são usados.

O teste de dipolo elétrico feito por Dodge e colaboradores confirmou este fato quanto ao espectro de dipolo elétrico de forma clara.

O presente trabalho não teve, infelizmente, a mesma precisão e força do teste de dipolo. Os resultados obtidos, no entanto, mostram claramente que o espectro de quadrupolo elétrico tem a forma correta e que os cálculos em ondas distorcidas estão em melhor acordo com os valores medidos.

O teste quanto ao valor absoluto do cálculo não pode ser feito, devido à inexistência, na literatura, de valores precisos para o B(E2) do nível estudado.

Uma decorrência deste trabalho é que o método usado parece ser adequado para a determinação do momento angular de níveis isolados num núcleo. A forma como a isocromata de dipolo diverge

dos dados enquanto a de quadrupolo se ajusta, mostra a potencialidade do método.

Em conclusão final, podemos dizer que os cálculos atuais dos espectros de quadrupolo elétrico estão em bom acordo com nossos resultados, reforçando a confiança no método dos fótons virtuais.

A P Ê N D I C E A

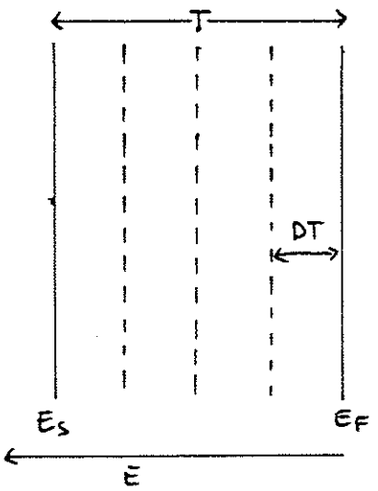
CALCULO DA PERDA DE ENERGIA

A perda média de energia da alfa no alvo é calculada para corrigir em parte o efeito de degradação da energia cinética da alfa. Como não é possível distinguir alfas emitidas da superficie de alfas emitidas com um pouco mais de energia, mas de dentro do alvo, de tal forma que ambas tenha a mesma energia final, a única correção possível de ser feita é achar a média da energia da alfa, dada sua energia final.

A energia média pode ser calculada diretamente por :

$$\langle E \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T E(x)\, dx \qquad (A.1)$$

onde T é a espessura do alvo em átomos/cm² e E(x) a energia cinética da alfa em função da espessura. Esta função pode ser calculada a partir de uma tabela de perdas de energia, como descrito abaixo.



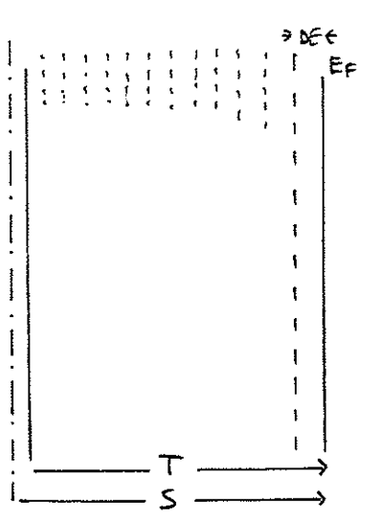
Para efeito de algoritmo computacional, a integral A.1 deve ser transformada numa soma. A figura ao lado mostra a divisão de uma espessura T em 4 fatias de espessura DT=T/4. Usando a regra de Simpson para 3 pontos, (A.1) toma a forma de :

$$\langle E \rangle = (E(0) + 4.E(DT) + 2.E(2.DT) + 4.E(3.DT) + E(T))/12. \qquad (A.2)$$

onde $E(0)=E_F$, a energia final, e E(T) seria a energia inicial de uma alfa emitida na outra superficie. A função E(x) é calculada segundo o seguinte algoritmo. O problema é achar que energia deve ter uma alfa ao ser emitida, quando após atravessar uma espessura T, ela tem uma energia E_F. O algoritmo é :

1 - achar a energia E que uma alfa teria antes de atravessar uma espessura S, maior ou igual a T.

2 - Achado S, voltar atras para achar a energia correspondente a T



O primeiro passo é feito dividindo uma espessura T do alvo em N fatias, não definidas por espessura, mas por energia perdida. A figura ao lado define as distancias envolvidas. S é calculado como :

$$S = \int dx = \int \frac{dx}{dE}\, dE = \int_{E_F}^{E_S} \frac{1}{dE/dx}\, dE \qquad (A.3)$$

O valor de dE/dx é extraído da tabela de perdas de energia de Ziegler (ZI-85). Esta integral é substituida por uma soma segundo a regra de Simpson, o passo de integração valendo 10 keV. A cada passo, o valor de S é comparado com T, até que S seja maior ou igual à espessura da fatia do alvo. Neste ponto, à espessura S corresponde uma energia inicial E_s.

Os valores de espessura por perda de energia (dx/dE) para E_s, $E_s - \Delta E$ e $E_s - 2\Delta E$ são calculados e coeficientes para uma interpolação segundo a fórmula de Lagrange para 3 pontos são computados. Em seguida, partindo de S, integrando este polinômio de interpolação, o valor da energia correspondente à espessura que mais se aproxima de T é calculado. Isto é feito até a variação da energia alcançar 100 eV.

A P Ê N D I C E B

CALCULO DO JACOBIANO DA TRANSFORMAÇÃO DO SISTEMA DE LABORATORIO PARA O DE CENTRO DE MASSA

Como explicado no capítulo III do texto, para transformar uma seção de choque do sistema do laboratório para o sistema de centro de massa, é necessário multiplicar os valores por um jacobiano.

A mudança de variáveis é feita do par $(T_\alpha, d\Omega)$ para o par $(E_o, d\bar{\Omega})$, onde T_α é a energia cinética da alfa no laboratório, $d\Omega$ o ângulo sólido neste sistema, E_o a energia de excitação e $d\bar{\Omega}$ o ângulo sólido no centro de massa:

$$\frac{d^2\sigma}{d\bar{\Omega}\, dE_o} = \frac{\partial(\Omega, T_\alpha)}{\partial(\bar{\Omega}, E_o)} \frac{d^2\sigma}{d\Omega\, dT_\alpha} \qquad (B.1)$$

Para facilitar o cálculo, vamos considerar a transformação inversa, do centro de massa para o laboratório :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega\, dT_\alpha} = \frac{\partial(\bar{\Omega}, E_o)}{\partial(\Omega, T_\alpha)} \frac{d^2\sigma}{d\bar{\Omega}\, dE_o} \qquad (B.2)$$

Este segundo jacobiano é o inverso do primeiro. Vamos calcular suas 4 componentes. Não há expressão compacta para o resultado.

Vamos deixar cada componente escrita em termos das derivadas que ali aparecem. O jacobiano é composto por :

$$\frac{\partial(\bar{\Omega},E_o)}{\partial(\Omega,T_a)} = \begin{vmatrix} \dfrac{\partial\bar{\Omega}}{\partial\Omega} & \dfrac{\partial\bar{\Omega}}{\partial T_a} \\ \dfrac{\partial E_o}{\partial\Omega} & \dfrac{\partial E_o}{\partial T_a} \end{vmatrix} \tag{B.3}$$

B.1 - TERMO $\partial\bar{\Omega}/\partial\Omega$.

Havendo simetria no ângulo polar, este termo reduz-se a :

$$\frac{\partial\bar{\Omega}}{\partial\Omega} = \frac{\partial(\cos\bar{\theta})}{\partial(\cos\theta)} = \frac{\partial(tg\bar{\theta})}{\partial(\cos\theta)} \Big/ \frac{\partial(tg\bar{\theta})}{\partial(\cos\bar{\theta})} \tag{B.4}$$

mas

$$\frac{\partial(tg\bar{\theta})}{\partial(\cos\bar{\theta})} = \frac{-1}{sen\bar{\theta}\,\cos^2\bar{\theta}} \tag{B.5}$$

Da equação (III.6), temos

$$\frac{\partial(tg\bar{\theta})}{\partial(\cos\theta)} = \frac{\Gamma(\cos\theta-K')\dfrac{\partial(sen\theta)}{\partial(\cos\theta)} - sen\theta\left[\dfrac{\partial\Gamma}{\partial(\cos\theta)}(\cos\theta-K')+\Gamma(1-\dfrac{\partial K'}{\partial(\cos\theta)})\right]}{\Gamma^2\,(\cos\theta - K')}$$

Da definição de K' que segue a eq (III.6), e de T, eq. (III.3) e após uma certa manipulação, obtemos :

$$\frac{\partial\bar{\Omega}}{\partial\Omega} = \frac{sen^2\bar{\theta}\,\cos\bar{\theta}\,\cos\theta}{sen^2\theta} + \frac{sen^3\bar{\theta}}{sen\theta}\left[\Gamma - \frac{B\,\Gamma^3\,M_o\,P_a\,(B^2\cos\theta - K')}{M_o\,T_a - Q\,(M_o - M_a - Q/2)}\right] \tag{B.6}$$

B.2 - O TERMO $\partial\bar{\Omega}/\partial T_a$

Como acima, vamos decompor este termo em duas partes :

$$\frac{\partial\bar{\Omega}}{\partial T_a} = 2\pi\frac{\partial(tg\bar{\theta})}{\partial T_a} \Big/ \frac{\partial(tg\bar{\theta})}{\partial(\cos\bar{\theta})}$$

$$= -2\pi\,sen\bar{\theta}\,\cos^2\bar{\theta}\,\frac{\partial(tg\bar{\theta})}{\partial T_a} \tag{B.7}$$

A derivada $\partial(tg\bar{\theta})/\partial T_a$ se faz a partir da eq. (III.6) e definições seguintes de b_a, B e K'. Muito cuidado deve ser tomado para desmembrar cada uma destas expressões, pois são interdependentes. Após alguns cálculos, obtém-se :

$$\frac{\partial(tg\bar{\theta})}{\partial T_a} = -\frac{\Gamma\, tg^2\bar{\theta}}{sen\theta}\left[\frac{\Gamma^2\, M_o\, (1-K'cos\theta)(cos\theta-K')}{(M_oT_a-Q\,(M_o-M_a-Q/2))} + \frac{K'^2 - B^2}{B\, P_a}\right] \qquad (B.8)$$

que, substituido em (B.7), nos dá o termo desejado :

$$\frac{\partial\bar{\Omega}}{\partial T_a} = 2\pi\,\frac{sen^3\bar{\theta}}{sen\theta}\left[\frac{\Gamma^2\, M_o\, (1-K'cos\theta)(cos\theta-K')}{(M_oT_a-Q(M_o-M_a-Q/2))} + \frac{K'^2 - B^2}{B\, P_a}\right] \qquad (B.9)$$

<u>B.3 - O TERMO $\partial E_o/\partial T_a$</u>

Pela regra da cadeia, temos :

$$\frac{\partial E_o}{\partial T_a} = \frac{\partial E_o}{\partial T_\gamma}\Big/\frac{\partial T_\gamma}{\partial T_a} \qquad (B.10)$$

A primeira derivada é feita a partir da eq. (III.5) :

$$\frac{\partial E_o}{\partial T_\gamma} = \frac{M_o}{E_o + M_o} \qquad (B.11)$$

A segunda se deduz da equação (III.3) :

$$\frac{\partial T_\gamma}{\partial T_a} = \frac{M_o + T\ \ (1 - (M_a + T_a)/P_a cos\theta)}{(M_o - M_a - T_a + P_a\ cos\theta)} \qquad (B.12)$$

Juntando estas equações, obtemos o termo desejado :

$$\frac{\partial E_o}{\partial T_a} = \frac{M_o}{E_o + M_o}\ \frac{M_o + T_\gamma\ \ (1 - (M_a + T_a)/P_a cos\theta)}{(M_o - M_a - T_a + P_a\ cos\theta)} \qquad (B.13)$$

B.4 - O TERMO $\partial E_o/\partial\Omega$

De novo, pela definição de $d\Omega$ e a regra da cadeia, temos

$$\frac{\partial E_o}{\partial\Omega} = \frac{1}{2\pi}\frac{\partial E_o}{\partial(\cos\theta)} = \frac{1}{2\pi}\frac{\partial E_o}{\partial T_\gamma}\frac{\partial T_\gamma}{\partial(\cos\theta)} \qquad (B.14)$$

A primeira derivada está calculada acima. A segunda, usando a equação (III.3), vale :

$$\frac{\partial T_\gamma}{\partial(\cos\theta)} = \frac{-P_\pi\ T^2}{(M_o T_\pi - Q\ (M_o - M_\pi - Q/2))} \qquad (B.15)$$

Juntando estas expressões, obtemos para o último termo :

$$\frac{\partial E_o}{\partial\Omega} = -\frac{1}{2\pi}\frac{M_o}{E_o + M_o}\frac{P_\pi\ T^2}{(M_o T_\pi - Q\ (M_o - M_\pi - Q/2))} \qquad (B.16)$$

B I B L I O G R A F I A

BE-78 F.E.Bertrand et al., Phys. Rev. Let. 40, 635(1978)

BO-75 A.Bohr, B.Mottelson, Nuclear Structure, vol II, W.A.Benjamin, 1975

BY-73 E.Byckling, K.Kajantie, "Particle Kinematics", J.Wiley 1973

CA-71 R.W.Carr, J.E.E.Baglin, Nuclear Data Tables 10, 143(1971)

CA-86a M.I.Cataldi, tese de mestrado, em andamento, IFUSP 1986

CA-86b M.C.A.Campos, tese de mestrado, em andamento, IFUSP 1986

CS-85 J.Cseh, I.Fodor, J.Phys.G:Nucl.Phys 11, 103(1985)

DA-57 R.H.Dalitz, D.R.Yennie, Phys. Rev. C105, 1598(1957)

DO-66 W.R.Dodge et al., Rev. Sci. Inst. 37, 1151(1966)

DO-83 W.R.Dodge, E.Hayward, E.Wolynec, Phys. Rev. C28, 150(1983)

DO-86 W.R.Dodge, comunicação pessoal

EV-72 R.Evans, The Atomic Nucleus, Mc Graw Hill, 14th edition, 1972

GA-71 W.W.Gagaro, D.S.Onley, Phys. Rev. C4, 1032(1971)

GE-86 F.Gerab, tese de mestrado, em andamento, IFUSP 1986

GO-83 P.Gouffon, Programa AJUSTE, Acel. Linear IFUSP 1983

HI-84 M.Hirooka et al., Nucl. Phys. A431, 269(1984)

IT-81 K.Itoh et al., Phys. Rev. C23, 945(1981)

KN-79 G.F.Knoll, Radiation Detection and Measurement, J.Wiley 1979

KU-75 E.Kuhlmann et al., Phys. Rev. C11, 1525(1975)

KU-83 E.Kuhlmann, K.A.Snover, G.Feldman, M.Hindi, Phys. Rev. C27, 948(1983)

MA-82 M.N.Martins, A eletrodesintegração do cobre e o método dos fótons virtuais, Tese de Doutoramento, IFUSP 1982

MA-77 M.N.Martins et al., Phys. Rev. C16, 613(1977)

MI-64 A.Michalowicz - Cinématique des réactions nucléaires, Monographie DUNOD, 1964

NA-75 I.C.Nascimento et al., Nucl. Phys. A246, 210(1975)

ON-86 D.S.Onley, F.Zamani-Noor, Phys. Rev. C33, 1353(1986)

PA-86 S.Paschoal, tese de mestrado, em andamento, IFUSP 1986

RA-83 P.J.Ryan, M.N.Thompson, K.Shoda, T.Tanaka, Nucl. Phys. A411, 105(1983)

SE-85 V.A.Serrão, tese de mestrado, IFUSP 1985

SH-79a A.C.Shotter et al., Nucl. Phys. A330, 325(1972)

SH-79b A.C.Shotter, J. of Phys. G 5, 371(1979)

SK-72 D.M.Skopik, W.R.Dodge, Phys. Rev. C6 , 43(1972)

SO-77 C.W.Soto Vargas, D.S.Onley, L.E.Wright, Nucl. Phys. A228, 43(1977)

TE-86 A.Terremoto, tese de mestrado, em andamento, IFUSP 1986

TH-52 J.A.Thie, C.J.Mullin, E.Guth, Phys. Rev. C87, 962(1952)

WE-34 F.Weizsacker, Z.Phys. 88, 56(1934)

WO-75a E.Wolynec et al., Nucl. Phys. A244, 205(1975)

WO-75b E.Wolynec et al., Phys. Rev. C11, 1083(1975)

WO-85 E.Wolynec, "Espalhamento de elétrons pelos núcleos", IFUSP 1985

ZI-85 J.F.Ziegler, "Helium stopping powers and ranges in all elemental matter", Vol 4 of "the stopping and range of ions in matter", Pergamon Press

ZW-85 F.Zwartz et al., Nucl. Phys. A439, 117(1985)