

Departamento de Física, Faculdade de Filosofia, Ciências e
Letras da Universidade de São Paulo .

FLUTUAÇÕES NA ESTRUTURA FINA
DAS RESSONÂNCIAS ANÁLOGAS NO
41K.

Coraci Malta Olegário da Costa

Orientador : Prof. A.F.R. de Toledo Piza

Tese apresentada ao Departamento de Física como parte dos
requisitos para obtenção do grau de Mestre em Ciências .

AGOSTO, 1969

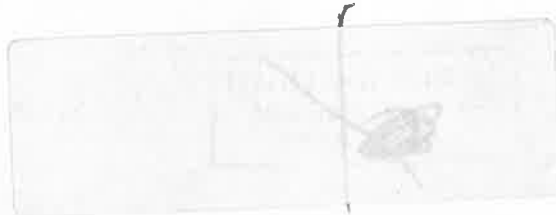
V.T. 77

FLUTUAÇÕES NA ESTRUTURA FINA
DAS RESSONÂNCIAS ANÁLOGAS NO
41 K

Coraci Malta Olegário da Costa

Departamento de Física, Faculdade de Filosofia, Ciências
e Letras da Universidade de São Paulo .

AGOSTO, 1969



Trabalho subvencionado pela FAPESP (1966-1969) e BNDE (1969)



DEDICATÓRIA E AGRADECIMENTOS

Não posso perder esta oportunidade (talvez seja a última) para dedicar ao Piza um trabalho meu; portanto, a êle é dedicada a minha parte nêsse trabalho que lhe é muito mais devido do que a mim mesma. Desejo também expressar-lhe meus maiores agradecimentos e reconhecimento pela amizade, cordialidade e infinita disposição para discutir e esclarecer minhas dúvidas.

Ao meu grande amigo Max, pelas sugestões e inestimável co operação na parte de programação; ao Emerson e ao Alfredo, pelas discussões que muito me auxiliaram; ao Prof. Kenji Hara, por sua amabilidade dando sugestões e prontificando-se sempre a esclarecer alguma dúvida; ao pessoal do computador, pela paciência e compreensão que tornaram possível a obtenção dos resultados em tempo; a todo o grupo de Física Nuclear na pessoa do Prof. Oscar Sala, pela amizade que sempre me dispensaram; a Dulce, pelo precioso auxílio na datilografia; a todos, a quem mais do que a mim é devido êsse trabalho, meus maiores e mais sinceros agradecimentos.

A Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo, meus agradecimentos pelo auxílio financeiro que possibilitou a execução dêste trabalho.

RESUMO

É tentado ajuste das ressonâncias análogas da reação $^{40}\text{Ar}(p,p)^{40}\text{Ar}$ (10) pelo método de mínimos quadrados utilizando um "modelo uniforme com ruído" que leva em conta as flutuações de núcleo composto. O desvio devido a essas flutuações contribuem para o desvio quadrático na expressão de χ^2 -quadrado. Devido à pobreza de estatística, tentamos o ajuste utilizando 3 expressões para as flutuações, um pouco diferentes entre si, obtidas a partir de hipóteses sobre o mecanismo da reação. Comparamos os fatores espectroscópicos resultantes do ajuste com o fator espectroscópico obtido numa análise com DWBA para concluirmos qual das 3 expressões descreve melhor as flutuações. A expressão obtida por nós para a estrutura fina contém um parâmetro de cujo anulamento decorre a existência ou não do ponto de supressão na anomalia isobárica. Esse parâmetro descreve as flutuações da correlação entre o acoplamento do estado análogo aos estados normais de núcleo composto e as amplitudes de escape. Nas expressões usuais para a estrutura fina (10), (11) esse parâmetro é nulo. Devido à pobreza de estatística, é impossível tirarmos conclusões fortes a partir dos resultados.

ÍNDICE

	PG.
Introdução	1
I. Formalismo	4
II. Aplicação do Formalismo	10
III. Cálculos e Resultados	11
Apêndice A	
Apêndice B	
Apêndice C	
Apêndice D	

INTRODUÇÃO

É um fato bastante conhecido a existência de ressonâncias análogas (14) em reações nas quais prótons de energia moderada (abaixo da barreira coulombiana) incidem em alvos constituídos de núcleos médios ou pesados. Descrevemos a ressonância análoga associando-a a um modo particular do sistema (próton + alvo (N, Z)), o estado análogo, definido por:

$$|A\rangle = \frac{1}{\sqrt{N-Z}} T_+ |\Phi\rangle$$
$$T_+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{j=1}^{A_1} (t_{xj}^{\dagger} + i t_{yj}^{\dagger})$$

e $|\Phi\rangle$ é o estado correspondente do sistema isobárico (neutron + alvo (N, Z)) cujos números quânticos são idênticos aos atribuídos à ressonância análoga. A diferença entre sua energia e a energia de ressonância é justamente a diferença de energia coulombiana entre o sistema (próton + alvo (N, Z)) e o sistema isobárico.

A ocorrência de ressonâncias análogas em processos (p, n) mostra que o acoplamento do estado análogo aos outros modos do sistema (núcleo composto, canal aberto) é importante pois o estado análogo não pode decair emitindo neutrons devido à não conservação de spin isotópico nesse processo. Isso indica que o estado análogo deve estar dissolvido pelos estados de núcleo composto para os quais tal decaimento é possível, daí, a ocorrência de ressonâncias análogas em processos (p, n).

De fato, no caso de reações em que a densidade de estados do núcleo composto que se forma é tal que $(\langle \Gamma_Q \rangle / D) < 1^x$, é possível observarmos, numa experiência com alta resolução, um bando de ressonâncias estreitas que interpretamos como a estrutura fina devido à dissolução do estado análogo pelos estados de núcleo composto. A estrutura grossa devida ao estado análogo é, pois, um caso típico de estrutura intermediária (4) onde a estrutura grossa (17) (anomalia isobárica) pode ser resolvida em termos de sua estrutura fina. No caso em que a largura total γ da anomalia é tal que $(\gamma / D) \gg 1$, é possível tratar estatisticamente os estados de núcleo composto. Devemos mencionar que, nos casos conhecidos, as duas condições $(\langle \Gamma_Q \rangle / D) < 1$ e $(\gamma / D) \gg 1$ dificilmente são satisfeitas simultaneamente de modo que, em geral, o número de ressonâncias observadas na estrutura fina não é suficiente para justificar um tratamento estatístico.

Utilizando o formalismo de reações de Feshbach (1), (2), (3) é possível descrevermos essa reação, de forma bastante simples (6), em termos dos acoplamentos do estado análogo aos estados de núcleo composto e canal aberto. Existem outros modos possíveis de descrição (9), (11), (12), (13) mas este foi o escolhido por nós pela sua simplicidade. Todos os tratamentos, desde que exatos, conduzem aos mesmos resulta-

x Γ_Q são larguras dos estados de núcleo composto
D separação média entre os estados de núcleo composto

dos. Esse não é o caso do tratamento em termos da matriz-R, feito na referência 9, onde é utilizada uma aproximação de mistura externa. As expressões obtidas utilizando o modelo de camadas (11) são formalmente idênticas às nossas.

A reação $^{40}\text{Ar}(p,p)^{40}\text{Ar}$, estudada com alta resolução no intervalo de energias de 1.63 a 2.6 MeV, apresenta duas ressonâncias análogas: uma em 1.87 MeV à qual atribuiu-se spin-paridade $3/2^-$ e outra em 2.45 MeV à qual atribuiu-se spin-paridade $1/2^+$. Os estados ascendentes são respectivamente o 4º e o 6º níveis do ^{41}Ar . Nessas ressonâncias as estruturas finas puderam ser observadas e analisadas em detalhe e o importante é que nesse caso é verificado $(\delta/D) \sim 1$ de modo que estamos no limiar de aplicabilidade de tratamento estatístico. Esse é o único caso nessas condições. Em todos os outros casos observados de estrutura fina $(\delta/D) \ll 1$ de modo que é impossível falar-se em estatística.

Já foram feitos ajustes desses dados (10), (11), (12) sendo as expressões teóricas utilizadas obtidas a partir de um modelo uniforme^x em que o acoplamento do estado análogo aos estados de núcleo composto é suposto constante. Dessa forma, não se descreve as flutuações de núcleo composto existentes no caso real. Diante disso, uma das possibilidades para se obter ajuste é eliminar essas flutuações fazendo média nos dados experimentais. Essa foi a alternativa escolhida na ref. 10. Outra possibilidade é obtermos uma expressão que descreva essas flutuações, sendo que essa alternativa permite a obtenção de informações a respeito dos estados de núcleo composto. Isso é realmente muito importante de forma que o nosso trabalho consiste numa tentativa de ajustar esses dados por essa 2ª. alternativa. O modelo utilizado por nós pode ser denominado modelo uniforme com ruído pela maneira como procura levar em conta as flutuações de núcleo composto.

O ajuste foi feito pelo método de mínimos quadrados utilizando expressão teórica obtida a partir do modelo uniforme e as flutuações de núcleo composto contribuem para o desvio quadrático na expressão de χ^2 quadrado. As dificuldades devidas à pobreza de estatística se manifestam claramente na obtenção dos ajustes pois, como já mencionamos, estamos no limiar de aplicabilidade de tratamento estatístico. Para contornarmos as dificuldades tentamos o ajuste com 3 expressões um pouco diferentes entre si obtidas a partir de hipóteses sobre o mecanismo da reação:

a) Flutuação 1 - supomos o desvio quadrático médio das flutuações constante e igual ao desvio quadrático médio das larguras fora da ressonância, de forma que o desvio relativo é variável, sendo atenuado na ressonância. O acoplamento do estado análogo aos estados de núcleo composto é suposto constante.

b) Flutuação 2 - supomos que as larguras da estrutura fina são o quadrado da soma de dois termos: um termo para o qual contribuem

x "picket fence model"

os estados de núcleo composto e outro devido à presença do estado análogo e que depende do acoplamento do estado análogo aos estados de núcleo composto. Supomos que apenas o termo de núcleo composto flutue, ou seja, a flutuação do acoplamento é suposta desprezível.

c) Flutuação 3 - supomos que, além da flutuação de núcleo composto, devemos considerar a flutuação do acoplamento. Essa flutuação foi obtida supondo que o acoplamento dominante seja devido a transições virtuais ao canal aberto (Apêndice A).

É realmente difícil dizermos qual das três expressões descreve melhor essas flutuações ou se nenhuma o faz bem devido à mencionada pobreza de estatística que torna impossível tirarmos conclusões fortes a partir dos resultados. Os resultados do ajuste com a flutuação-3 fornecem um fator espectroscópico um pouco grande em relação ao obtido numa análise com DWBA. As outras duas fornecem fatores espectroscópicos mais de acordo com os resultados dessa análise.

Devemos mencionar ainda que todas as expressões conhecidas para a estrutura fina consideram a existência de um ponto de supressão resultante da correlação entre as flutuações de núcleo composto e amplitudes de escape. Entretanto, examinando os dados experimentais, não podemos afirmar terminantemente se existe ou não tal ponto de supressão embora se observe uma assimetria pronunciada. Podemos dizer que existe um mínimo, bastante acentuado, um pouco acima da energia de ressonância que, eventualmente, pode ser igual a zero.

A expressão obtida por nós contém um parâmetro a mais que descreve pequenas flutuações dessa correlação entre o acoplamento e as amplitudes de escape. No caso em que esse parâmetro é nulo, a nossa expressão se reduz às tantas expressões usualmente utilizadas para a análise da estrutura fina da ressonância análoga. O ajuste foi feito tanto com esse parâmetro diferente de zero quanto igual a zero para compararmos com os resultados dos ajustes já existentes (10), (11), (12). Como é de se esperar, para o caso $\alpha \neq 0$, obtemos um χ^2 menor (temos um parâmetro a mais variando), mas não é tão grande a diferença entre esse χ^2 e aquele para $\alpha = 0$ para que se possa concluir seja esse o mecanismo da reação. Devido à pobreza de estatística, a superfície de χ^2 possui muitos mínimos locais o que dificulta tremendamente a obtenção do ajuste.

Na seção I apresentamos o formalismo e dedução da expressão para a estrutura fina. Na seção II é apresentada a aplicação dessa expressão. Na seção III-a são apresentados os resultados do ajuste e em III-b temos o cálculo teórico do acoplamento entre estado análogo e estados de núcleo composto. No apêndice C são apresentados resultados da análise com DWBA. No apêndice A apresentamos a dedução das 3 expressões para a flutuação. No apêndice D apresentamos resultados do ajuste que fizemos utilizando o método da referência 10.

I - FORMALISMO

Vamos resolver a equação de Schrödinger para o sistema próton-alvo (N, Z) (6) :

$$(E - H) |\Psi\rangle = 0 \quad (\text{I-1})$$

utilizando o formalismo de reações de Feshbach (1), (2), (3) . Consideraremos apenas um canal aberto e o alvo com spin zero , que é o caso da reação em estudo . No caso em que o alvo tem spin zero, a ressonância análoga aparece numa única onda $f^{(l)}$ de forma que o espalhamento é bem descrito por uma defasagem S :

$$S = e^{2i\delta}$$

O nosso sistema será descrito considerando 3 modos : canal e lástico, estado análogo e estados normais que são os estados de núcleo composto restantes . As propriedades da estrutura fina da ressonância a náloga isobárica serão estudadas associando a ressonância análoga à estrutura intermediária (4) que é gerada pelo estado análogo do sistema próton-alvo (N, Z) . O acoplamento do estado análogo aos outros modos reproduz as várias características observadas no espalhamento .

Sejam A, P e q operadores de projeção ortogonais que projetam respectivamente sobre o estado análogo, canal aberto (elástico) e estados normais, tais que :

$$A + P + q = 1$$

$$AP = PA = 0$$

$$Aq = qA = 0$$

$$Pq = qP = 0$$

Existe um único estado análogo de modo que

$$A = |A\rangle \langle A|$$

O operador P é dado por (5), (6), (7)

$$P = P_0 - |\mu_{A0}\rangle \langle \mu_{A0}| + |\bar{A}\rangle \langle \bar{A}|$$

sendo P_0 o operador que projeta no sub-espaco em que o alvo está no estado fundamental ; $|\mu_{A0}\rangle$ é a componente de próton independente do estado análogo, e $|\bar{A}\rangle$ é o estado antianálogo (5), (6), (11), (12), (13) .

O operador q é o resto :

$$q = 1 - (A + P)$$

Considerando os operadores P e $Q = A + q$ obtemos, a partir de (I.1), um sistema de equações acopladas do qual eliminamos o canal

aberto, pois o nosso objetivo é estudar a estrutura fina da ressonância a náloga .

Dessa forma, a matriz de reação K que de acôrdo com a teoria geral de espalhamento é dada por :

$$K = K^{(\Phi)} + \langle \Phi^P | H Q | \Psi \rangle$$

sendo $|\Phi^P\rangle$ solução da equação :

$$(E - H_{pp}) |\Phi^P\rangle = 0 \tag{I.2}$$

com condições de contôrno de ondas estacionárias assintôticamente e $K^{(\Phi)}$ dado em têrmos de defasagem ligada apenas a $|\Phi^P\rangle$, resulta:

$$K = K^{(\Phi)} + \frac{1}{2\pi} \sum_Q \frac{\Gamma_Q}{E - \epsilon_Q} \tag{I.3}$$

sendo Γ_Q definido por :

$$\Gamma_Q = 2\pi |\langle Q | H | \Phi^P \rangle|^2 \tag{I.4}$$

onde os estados $|Q\rangle$ são tais que :

$$(\epsilon_Q - \mathcal{H}) |Q\rangle = 0 \tag{I.5}$$

sendo

$$\mathcal{H} = H + H \frac{\mathcal{Q}}{E - H_{pp}} H = H + H \frac{P}{E - H_{pp}} H - Z H S(E - H_{pp}) H \tag{I.6}$$

$$Z = -\frac{\pi}{2} \operatorname{sen} 2\delta$$

Como vemos das expressões acima, estamos utilizando a matriz K completa utilizada na ref. 6 e não a matriz K reduzida que é utilizada nas refs. (1), (2), (3), (11), (12), (13) .

Para explicitarmos o estado análogo, bem como o espalhamento de sua intensidade pelos estados de núcleo composto, vamos considerar os projetores A e q , de modo que os estados $|Q\rangle$ podem ser expandidos :

$$|Q\rangle = A|Q\rangle + q|Q\rangle$$

Substituindo essa expressão em (I.5) obtemos um sistema de equações acopladas das quais resultam :

$$|\langle A|Q\rangle|^2 = \left[1 + \sum_q \frac{V_q^2}{(E_Q - E_q)^2} \right]^{-1} \quad (\text{I. 7})$$

e a relação de dispersão :

$$E_Q - E_A = \sum_q \frac{V_q^2}{E_Q - E_q} \quad (\text{I. 8})$$

onde ,

$$V_q = \langle A|H_0|q\rangle , \quad E_A = \langle A|H_0|A\rangle$$

e os estados $|q\rangle$ são dados por :

$$(E_q - H_{0qq})|q\rangle = 0$$

A expressão (I. 7) mostra esplicitamente a dependência do espalhamento da intensidade do estado análogo sobre os estados de núcleo composto com o acoplamento V_q dependente de carga .

Da definição (I. 4) de Γ_Q , utilizando resultados da solução do sistema de equações acopladas resultantes de (I. 5), obtemos :

$$\Gamma_Q = 2\pi |\langle A|Q\rangle|^2 \left(\delta_A + \sum_q \frac{V_q \delta_q^A}{E_Q - E_q} \right)^2 \quad (\text{I. 9})$$

onde

$$\delta_A = \langle A|H|A\rangle$$

$$\delta_q = \langle \Phi^P|H|q\rangle$$

e $|\langle A|Q\rangle|^2$ é dado pela expressão (I. 7) .

Essa expressão (I. 9) mostra que contribuem para a largura de núcleo composto Γ_Q : i) o espalhamento da intensidade do estado análogo sobre os estados de núcleo composto , ii) as amplitudes de decaimento dos estados normais e análogo , e iii) o acoplamento efetivo V_q entre estados normais e análogos . Em particular notamos que a interferência entre as amplitudes de decaimento análoga e normal depende do acoplamento efetivo V_q .

Vejamos como V_q se relaciona com δ_A e δ_q :

$$\begin{aligned}
 V_q &= \langle A | \mathcal{H} | q \rangle = \langle A | H | q \rangle + \langle A | H \frac{P}{E - H_{PP}} H | q \rangle + z \langle A | H \delta(E - H_{PP}) | q \rangle = \\
 &= \langle A | H | q \rangle + \text{V.P.} \int \frac{\langle A | H | \Phi_{E'}^P \rangle \langle \Phi_{E'}^P | H | q \rangle dE' + z \int \langle A | H | \Phi_{E'}^P \rangle \langle \Phi_{E'}^P | H | q \rangle \delta(E - E') dE'
 \end{aligned}$$

Como o V. P. tem máximo perto de $E = E'$, a integral é aproximadamente da ordem de grandeza do resíduo. Introduzindo os parâmetros μ_q e λ_q , podemos escrever:

$$V_q = 2\pi(\mu_q + \lambda_q) \delta_A \delta_q \quad (\text{I. 10})$$

sendo μ_q relacionado ao 1º termo e λ_q aos 2º e 3º termos.

Utilizando essa expressão (I. 10) na relação de dispersão (I. 8) vamos reescrever esta última introduzindo um parâmetro l_Q :

$$\begin{aligned}
 \frac{E_Q - E_A}{\Gamma_A} &= \sum_q \frac{(\mu_q + \lambda_q)^2}{E_Q - E_q} \Gamma_q = l_Q \sum_q \frac{(\mu_q + \lambda_q)}{E_Q - E_q} \Gamma_q + \\
 &+ \sum_q \frac{(\mu_q + \lambda_q)(\mu_q + \lambda_q - l_Q)}{E_Q - E_q} \Gamma_q
 \end{aligned}$$

$$(\Gamma_q = 2\pi \delta_q^2 \text{ e } \Gamma_A = 2\pi \delta_A^2)$$

que é determinado pela condição de anulamento do 2º termo para todo Q :

$$\sum_q \frac{(\mu_q + \lambda_q)(\mu_q + \lambda_q - l_Q)}{E_Q - E_q} = 0 \quad (\text{I. 11})$$

Essa condição é equivalente a uma média sobre $(\mu_q + \lambda_q)$

Se todos os $(\mu_q + \lambda_q)$ forem iguais a l , então, todos os l_Q também o serão.

Com essa condição obtemos:

$$\sum_q \frac{(\mu_q + \lambda_q)}{E_Q - E_q} = \frac{1}{l_Q} \frac{E_Q - E_A}{\Gamma_A}$$

e substituindo essa expressão juntamente com (I. 10) na expressão (I. 9), resulta:

$$\Gamma_Q = |K A | Q \rangle|^2 \Gamma_A \frac{(E_Q - E_A + l_Q \Gamma_A)^2}{l_Q^2 \Gamma_A^2} \quad (\text{I. 9'})$$

No caso do modelo uniforme, temos para a relação de dispersão (8) :

$$E_Q - E_A = \sum_q \frac{V_q^2}{E_Q - E_q} = \frac{\pi V_q^2}{D} \cotg \frac{\pi E_Q}{D}$$

onde $1/D$ é a densidade de níveis .

Temos ainda :

$$\sum_q \frac{V_q^2}{(E_Q - E_q)^2} = - \frac{d}{dE_Q} \left(\sum_q \frac{V_q^2}{E_Q - E_q} \right)$$

Resultando :

$$|K(A|Q)|^2 = \left[1 + \sum_q \frac{V_q^2}{(E_Q - E_q)^2} \right]^{-1} = \frac{V_q^2}{V_q^2 \left(1 + \pi^2 \frac{V_q^2}{D^2} \right) + (E_Q - E_A)^2} \quad (I. 12)$$

Utilizando a expressão (I. 12) em (I. 9'), supondo que $l_Q =$ const. = l , obtemos :

$$\Gamma_Q = \Gamma_q \frac{(E_Q - E_A + l \Gamma_A)^2}{(E_Q - E_A)^2 + V_q^2 \left(1 + \pi^2 \frac{V_q^2}{D^2} \right)}$$

que tem a mesma forma da expressão de Robson (9) . A diferença é que a largura da distribuição no caso de Robson é Γ_A (largura da ressonância análoga) e no nosso caso, é $V_q^2 \left(1 + \pi^2 \frac{V_q^2}{D^2} \right) = l^2 \Gamma_A^2 \left(1 + \pi^2 \frac{l^2 \Gamma_A^2}{D^2} \right)$

A presença do estado análogo causa, portanto, uma redistribuição das larguras dos estados de núcleo composto resultando essa distribuição assimétrica para as larguras Γ_Q . De acordo com essa expressão, Γ_Q se anula em um ponto da anomalia determinado pelo valor de l_Q : $E_Q = E_A - l \Gamma_A$. Os resultados experimentais demonstram realmente existir um mínimo em uma região acima da energia de ressonância mas não podemos afirmar seja esse mínimo zero, de modo que é possível os l_Q não serem constantes , mas oscilarem em torno de um valor l diferente de zero . Vamos supor que essas oscilações sejam pequenas :

$$l_Q = l + \Delta l_Q \quad \text{sendo} \quad \langle \Delta l_Q \rangle = 0 \quad (I. 13)$$

Além disso, supomos o mecanismo da reação devido apenas à mistura externa, ou seja, o responsável pelo aparecimento da anomalia análoga é a correlação entre os elementos de matriz λ_q , correlação essa devida à dependência lenta dos Φ_E^P com a energia. O Acoplamento direto do estado análogo aos estados normais via interação coulombiana será suposto desprezível (7), (14).

Substituindo (I. 12), (I. 10) e (I. 13) em (I. 9'), obtemos :

$$\Gamma_Q = \Gamma_Q \frac{(\mu_q + \lambda_q)^2}{l_Q^2} \left[\frac{(E_Q - E_A + l \Gamma_A)^2}{\left(1 + \frac{\pi^2 V_q^2}{D^2}\right) V_q^2 + (E_Q - E_A)^2} + \frac{\Delta l_Q^2 \Gamma_A^2}{\left(1 + \frac{\pi^2 V_q^2}{D^2}\right) V_q^2 + (E_Q - E_A)^2} + 2 \frac{(E_Q - E_A + l \Gamma_A) \Delta l_Q \Gamma_A}{\left(1 + \frac{\pi^2 V_q^2}{D^2}\right) V_q^2 + (E_Q - E_A)^2} \right] \quad (I. 14)$$

Vamos supor que as flutuações do denominador (V_q é dado por (I. 10)) da expressão entre colchetes são pequenas em relação às flutuações do numerador. Podemos escrever esse denominador como a soma de dois termos : um termo sem flutuações : $[(E - E_A)^2 + \gamma^2]$, e outro, pequeno, que flutua.

Utilizaremos nessa expressão (I. 14) a aproximação

$$\frac{(\mu_q + \lambda_q)^2}{l_Q} \approx 1$$

que é justificável porque estamos supondo que l_Q flutua muito pouco (expressão (I. 13)) e essa relação é exata no caso l_Q constante.

Nessas condições, fazendo a média nessa expressão (I. 14), resulta :

$$\langle \Gamma_Q \rangle = \langle \Gamma_Q \rangle \left[\frac{(E - E_A + \Delta)^2}{(E - E_A)^2 + \gamma^2} + \frac{\alpha^2}{(E - E_A)^2 + \gamma^2} \right] \quad (I. 15)$$

onde $\Delta = l \Gamma_A$

A média do 3º termo de (I. 14) é zero no limite de validade das hipóteses estatísticas ($(\gamma/D) \gg 1$). A média do 1º termo é obtida desprezando as flutuações do denominador. Isso é razoável porque, longe da ressonância, o numerador desse termo torna-se muito grande sendo, então, desprezíveis as flutuações do denominador ; por outro lado, no ponto de supressão, onde essas flutuações seriam importantes, há o anulamento do numerador. As flutuações de Γ_Q no ponto de supressão provém, então, do 2º termo de (I. 14) que podemos reescrever mantendo no denominador apenas o termo que não flutua e introduzindo no numerador um novo parâmetro Λ_Q^2 que descreve todas as flutuações desse termo. Na média é conservada a distribuição lorentziana desse termo e obtemos o 2º termo de (I. 15) onde

$$\alpha^2 = \langle \Lambda_Q^2 \rangle \Gamma_A^2$$

O parâmetro γ^2 é escrito como :

$$\gamma^2 = V^2 \left(1 + \frac{\pi^2}{D^2} V^2 \right) \quad (\text{I.16})$$

onde interpretamos V^2 como um acoplamento médio :

$$V^2 \sim \langle V_q^2 \rangle$$

Essa expressão (I.15) é exata no limite $\alpha \rightarrow 0$; nêsse limite também é válido $\langle \Lambda_Q^2 \rangle \rightarrow \langle \Delta_Q^2 \rangle$

α^2 deve ser pequeno devido às hipóteses feitas das flutuações serem pequenas .

II. APLICAÇÃO DO FORMALISMO

A expressão (I.15) para a estrutura fina foi a expressão utilizada para ajustar os dados da reação $^{40}\text{Ar}(p,p)^{40}\text{Ar}$. Essa expressão é uma função contínua da energia e, portanto, não descreve as flutuações de núcleo composto existentes nos dados experimentais . Como foi discutido na introdução, pretendemos fazer o ajuste levando em conta essas flutuações através de suas contribuições para o desvio quadrático na expressão de χ -quadrado . As três expressões para as flutuações, com as quais, devido à pobreza de estatística, tentamos o ajuste, são deduzidos no apêndice A . O ajuste foi feito para $\alpha \neq 0$ e $\alpha = 0$ sendo os resultados dêste último caso comparados com os resultados dos ajustes existentes (10), (11), (12) .

No caso $\alpha = 0$, a partir dos parâmetros γ e Δ podemos determinar o elemento de matriz V_q a partir do qual obtemos o fator espectroscópico (secção III-a) que pode ser comparado com o valor resultante de uma análise com DWBA (Apêndice C) .

O elemento de matriz V_q pode também ser obtido teoricamente a partir do potencial óptico para o canal incidente . A partir dêste valor de V_q obtemos o parâmetro Δ que podemos comparar com o resultado obtido do ajuste . Essa comparação é feita na secção III-b .

Devemos salientar a impossibilidade de conclusões fortes a partir dos resultados obtidos devido à pobreza de estatística .

A fim de melhor comparar o método presente com aquêle u

utilizado na ref. 10, fizemos também um ajuste utilizando esse método, os resultados sendo apresentados no apêndice D .

III. CÁLCULOS E RESULTADOS

Os cálculos foram efetuados no computador IBM/360 mod. 44 do Departamento de Física da Faculdade de Filosofia, Ciências e Letras da Universidade de São Paulo . Para o ajuste com mínimos quadrados utilizamos a subrotina 'LSQ' de J. Max Cohenca . Para cálculo do fator espectroscópico através de análise com DWBA utilizamos o programa de potencial óptico e o programa de DWBA de J. Max Cohenca . Para o cálculo teórico do elemento de matriz \sqrt{q} utilizamos a subrotina 'TABU' de A. F. R. de Toledo Piza .

a) Ajuste

O formalismo foi desenvolvido em termos de parâmetros de ressonância expressos na linguagem da matriz de reação K enquanto que os dados experimentais são analisados em termos da matriz S . Supondo que as ressonâncias de núcleo composto sejam isoladas, a relação entre os parâmetros é (5), (6) :

$$E_0^S = E_0^K - \frac{\pi}{2} \Gamma_0^K \frac{K_F}{1 + \pi^2 K_F^2}$$

$$\Gamma_0^S = \frac{\Gamma_0^K}{1 + \pi^2 K_F^2}$$

sendo

$$K_F = K^{(\Phi)} + \frac{1}{2\pi} \sum_Q' \frac{\Gamma_Q^K}{E - E_Q^K}$$

onde da última somatória exclui-se o termo de ressonância

$(1/2\pi) \left(\Gamma_0^K / E - E_0^K \right)$. O cálculo de K_F é apresentado no Apêndice B .

Para a largura média $\langle \Gamma_q \rangle$ utilizamos o valor dado na referência (10) que é obtido supondo que as larguras têm uma distribuição de Porter-Thomas (15) . Supõe-se que a densidade de níveis é constante e isso equivale a dizer que a precisão experimental não é muito boa e não são observadas 58% das ressonâncias . No caso da ressonância $1/2^+$ é como se não fossem observadas as larguras menores do que 15 ev. e no caso da ressonância $3/2^-$ as larguras menores do que 25 ev.

Para obtermos o desvio quadrático médio (Apêndice A), leva-

mos em conta êsses níveis perdidos nas médias efetuadas . Somamos as larguras fora da ressonância e dividimos pelo n^o delas acrescido de 58% .

No caso $\alpha = 0$, é possível obtermos o fator espectroscópico a partir dos parâmetros δ e Δ pois, sendo

$$V_q = 2\pi \lambda \delta_A \delta_q \quad (\text{III. 1})$$

como $\Delta = \lambda \Gamma_A$, resulta :

$$\Gamma_A = \Gamma_q \frac{\Delta^2}{V_q^2}$$

sendo V_q^2 calculado a partir da expressão para δ^2 (I. 15)

Como $\Gamma_A = \Gamma_A^{SP} S_A$, temos :

$$S_A = \frac{\Gamma_q}{\Gamma_A^{SP}} \frac{\Delta^2}{V_q^2}$$

sendo a largura espectroscópica Γ_A^{SP} obtida no cálculo teórico do elemento de matriz V_q .

O ajuste foi feito impondo a condição $S_A \leq 1$ e inicializado com os resultados para os parâmetros obtidos no ajuste da ref. (10). Os erros experimentais contribuem para o desvio quadrático da expressão para χ^2 -quadrado ; o desvio quadrático é a soma da flutuação ao quadrado e erro experimental ao quadrado .

No caso $\alpha \neq 0$ essas expressões não são válidas a não ser aproximadamente, porque nêsse caso temos :

$$V_q = 2\pi \lambda_q \delta_A \delta_q$$

sendo a expressão (III. 1) válida apenas aproximadamente .

Os resultados obtidos para $\alpha = 0$ são apresentados nas tabelas 1 e 2 para as ressonâncias $3/2^-$ e $1/2^+$ respectivamente . Os resultados para $\alpha \neq 0$ são apresentados nas tabelas 3 e 4 para $3/2^-$ e $1/2^+$ respectivamente .

TABELA 1

($J = 3/2^-$, $\alpha = 0$)

	χ^2	Δ (MeV)	E_A (MeV)	δ (MeV)	S_A
Bilpuch et al (30)		-.074	1.878	.010	.59
Mekijian e Mac Donald (12)		-.100	1.87	.010	1.0
Flutuação 1	2.0	-.064	1.865	.005	.81
Flutuação 2	4.1	-.053	1.866	.005	.73
Flutuação 3	3.1	-.101	1.370	.009	.999

TABELA 2

($J = 1/2^+$, $\alpha = 0$)

	χ^2	Δ (MeV)	E_A (MeV)	δ (MeV)	S_A
Bilpuch et al. (10)		-.045	2.455	.008	.03
Mekijian e Mac Donald (11) x		-.112	2.45	.016	.1
Flutuação 1	.7	-.057	2.452	.012	.14
Flutuação 2	.8	-.057	2.452	.012	.14
Flutuação 3	1.2	-.025	2.455	.004	.12

x os valores para Δ e δ foram calculados por nós a partir dos valores de \sqrt{q} , Γ_A e Γ_q dados na ref. (11).

TABELA 3

(J = 3/2⁻)

		χ^2	Δ (MeV)	E_A (MeV)	γ (MeV)	α^2 (MeV)	S_A
Flutuação	1	2.0	-.064	1.365	.005	0	~ .31
Flutuação	2	3.5	-.033	1.368	.002	.002	~ .56
Flutuação	3	.9	-.105	1.389	.010	.260	~ .97

TABELA 4

(J = 1/2⁺)

		χ^2	Δ (MeV)	E_A (MeV)	γ (MeV)	α^2 (MeV)	S_A
Flutuação	1	.5	-.020	2.448	.012	.003	~ .02
Flutuação	2	.5	-.027	2.449	.013	.003	~ .03
Flutuação	3	.4	-.020	2.448	.013	.003	~ .45

Os fatores espectroscópicos obtidos no ajuste com a flutuação 3 são demasiado grandes em relação aos valores que se obtém numa análise com DWBA (Apêndice C). A flutuação 2 no caso $\alpha \neq 0$ re^u produz os fatores espectroscópicos obtidos por Bilpuch numa análise com DWBA. Observa-se que os resultados para as flutuações 1 e 2 são bastante semelhantes.

A expressão para a flutuação 3 é válida para o caso $\alpha = 0$ sendo uma aproximação grosseira para o caso $\alpha \neq 0$ especialmente no caso da ressonância 3/2⁻ onde as flutuações são maiores. É devido a isso que obtemos um valor tão grande para α nêsse caso (tabela 3).

A ressonância 3/2⁻ é crítica; enquanto obtemos sempre um bom ajuste para a ressonância 1/2⁺, para a ressonância 3/2⁻ é sempre apenas razoável (Figs. 1, 2, 3, 4). Isso é porque os dados experimentais têm muito mais flutuações para o caso 3/2⁻ do que para

o caso $1/2^+$. Além disso, existe uma dificuldade intrínseca no nos - so cálculo proveniente da transformação dos parâmetros da matriz S para a matriz K, transformação essa feita por iteração, sendo que a expressão de transformação depende dos parâmetros do ajuste. No caso da ressonância $1/2^+$ existe muito pequena diferença entre os parâmetros da matriz K e os parâmetros da matriz S devido à grande penetrabilidade. No caso da ressonância $3/2^-$ essa diferença é grande, daí as dificuldades para o ajuste.

b) Cálculo teórico do parâmetro Δ .

No caso $\alpha = 0$, como já vimos, o acoplamento é dado por:

$$V_q = 2\pi \delta_A \delta_q$$

Por outro lado, supondo $\mu_q = 0$, obtemos:

$$V_q = \langle A | H \frac{d_q}{E - H_{PP}} H | q \rangle = \langle A | H \frac{P}{E - H_{PP}} H | q \rangle + Z \delta_A \delta_q$$

Suporemos, também, seja válida a aproximação:

$$\langle A | H \frac{P}{E - H_{PP}} H | q \rangle \approx \frac{\langle \delta_q \rangle}{\delta_A} \langle A | H \frac{P}{E - H_{PP}} H | A \rangle \quad (\text{III.2})$$

O estado análogo, como sabemos, pode ser escrito (5), (6), (7):

$$|A\rangle = \sqrt{S_A} |\mu_{AO}\rangle + \sqrt{1-S_A} |x\rangle$$

onde $|\mu_{AO}\rangle$ é a parte de próton independente e S_A o fator espectroscópico.

Podemos então, resolver a equação:

$$(E - H_{PP}) |\Phi^P\rangle = 0$$

Para isso, substituímos o operador P que, como vimos, é dado por:

$$P = P_0 - |\mu_{AO}\rangle \langle \mu_{AO}| + |\bar{A}\rangle \langle \bar{A}|$$

Como a contribuição importante vem da componente de próton independente, obtemos a equação:

$$(E - H) |\Phi^P\rangle = -|\mu_{AO}\rangle \alpha$$



onde $\alpha = \langle \mu_{A0} | H | \Phi^P \rangle$ quando $\langle \mu_{A0} | \Phi^P \rangle = 0$.

Essa equação é facilmente resolvida .

Fazendo a mesma coisa com a equação inhomogênea, obtemos :

$$(E-H) | \tilde{\Phi} \rangle = - \tilde{\alpha} | \mu_{A0} \rangle + (1 - | \mu_{A0} \rangle \langle \mu_{A0} |) V_C \sqrt{S_A} | \mu_{A0} \rangle$$

Novamente, $\tilde{\alpha}$ é determinado pela condição de ortogonalidade $\langle \tilde{\Phi} | \mu_{A0} \rangle = 0$.

Podemos então calcular o elemento de matriz V_q (utilizando a aproximação III-2) :

$$V_q = \frac{\langle \delta_q \rangle}{\delta_A} S_A \langle \mu_{A0} | V_C \frac{P}{E - H_{PP}} V_C | \mu_{A0} \rangle + \delta'_A \delta'_q Z$$

onde V_C é o potencial coulombiano dado por :

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

$r_c = 1.25 A^{1/3}$ é o raio coulombiano .

O parâmetro Δ será dado por :

$$\Delta = V_q \frac{\delta_A}{\langle \delta_q \rangle}$$

Os resultados obtidos foram :

$$3/2^- \quad \Delta = - 12 \text{ KeV}$$

$$1/2^+ \quad \Delta = -.6 \text{ KeV}$$

Esses valores são muito pequenos em relação aos valores resultantes do ajuste, principalmente o caso $1/2^+$: Isso pode ser devido à aproximação (III.2) que pode não ser uma boa aproximação . No caso $1/2^+$ a aproximação de partícula independente não é muito boa . Se utilizarmos a energia de ligação correta do 6º nível do ^{41}Ar , que é o estado ascendente, obtemos um poço com pouca profundidade (enquanto para o próton é 49.75, para o neutron obtém-se 40.6). Tivemos que utilizar uma energia de ligação maior (~ 3 MeV a mais) para que a profundidade do poço seja razoável (obtemos 45.26 nêsse caso). Considerando a energia de ligação correta, obtemos

$$1/2^+ \quad \Delta = - 2.00 \text{ KeV}$$

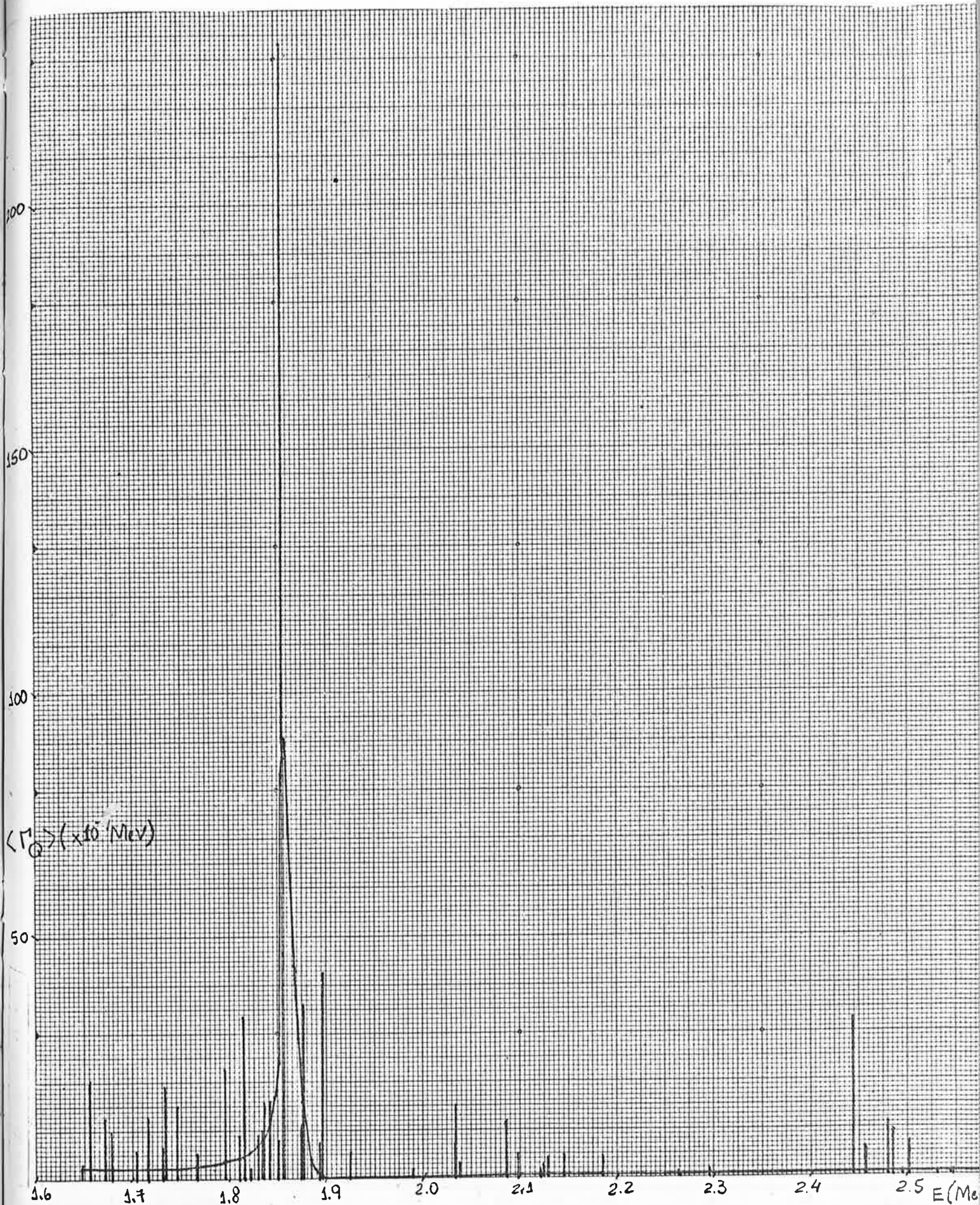


Figura 1 - (Flutuação 1) - $J = 3/2^-$, $\alpha = 0$

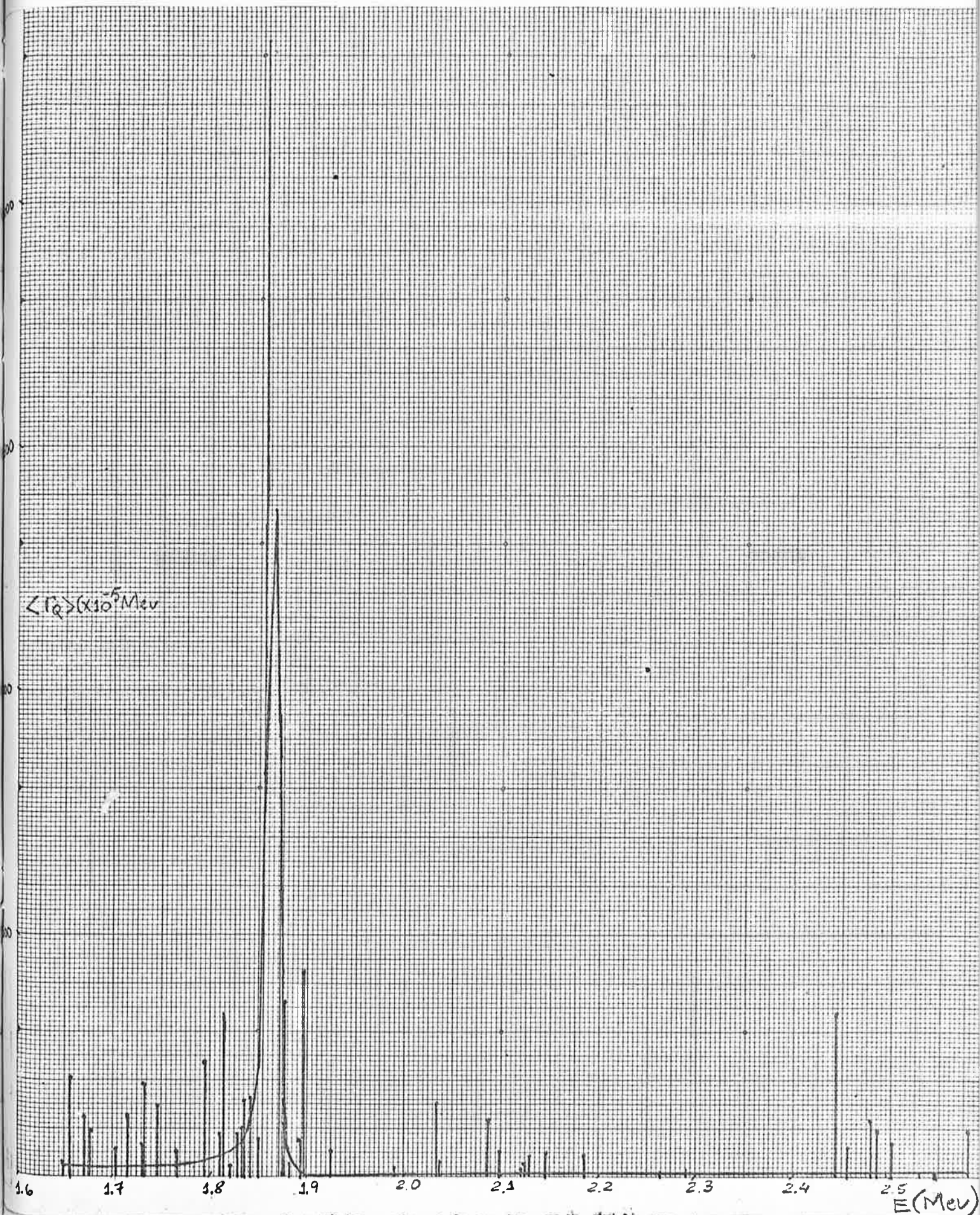


Figura 2 - (Flutuação 1) - $J = 3/2^-$, $\alpha \neq 0$

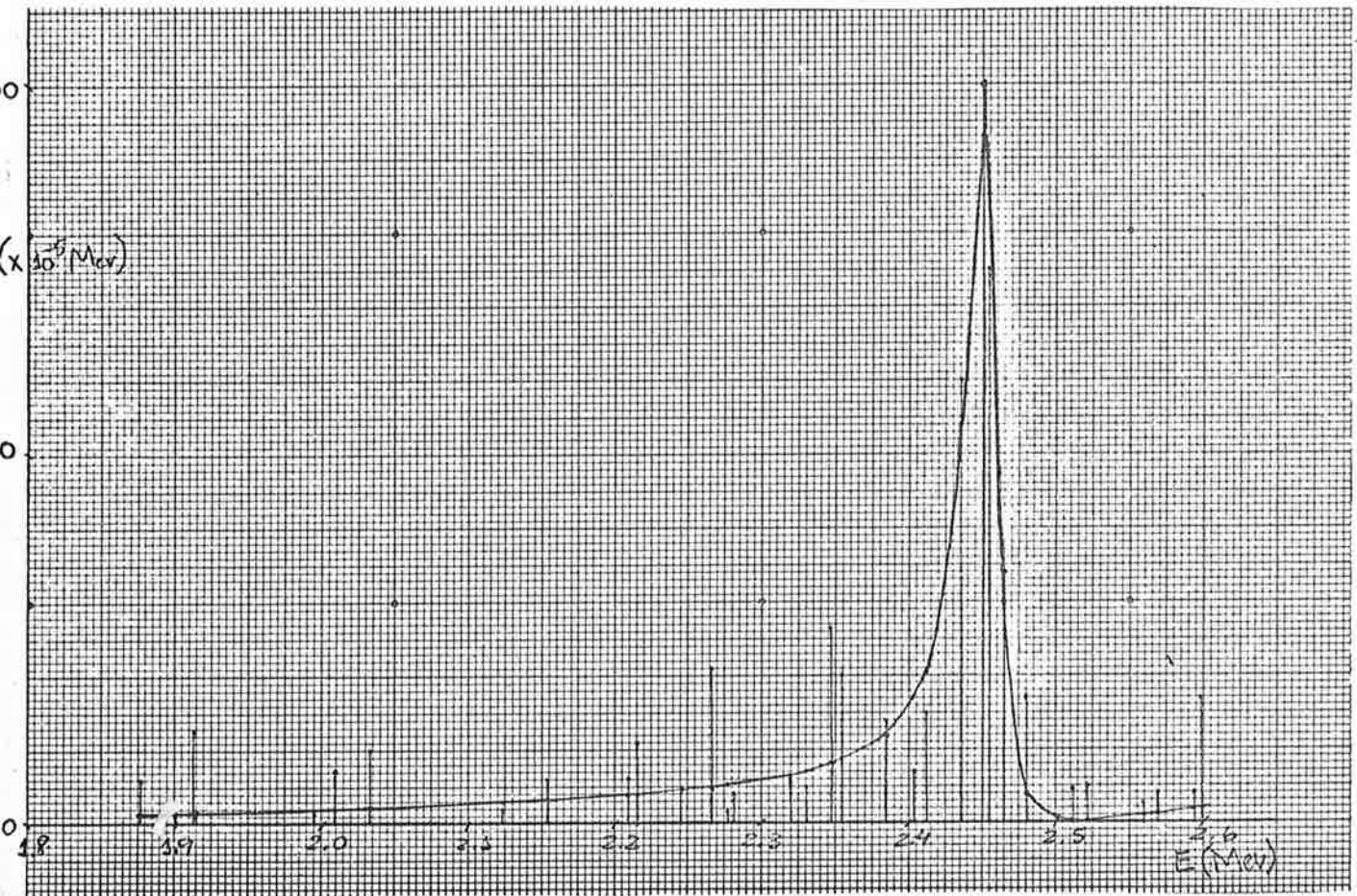


Figura 3 - (Flutuação 1) - $J = 1/2^+$, $\alpha = 0$

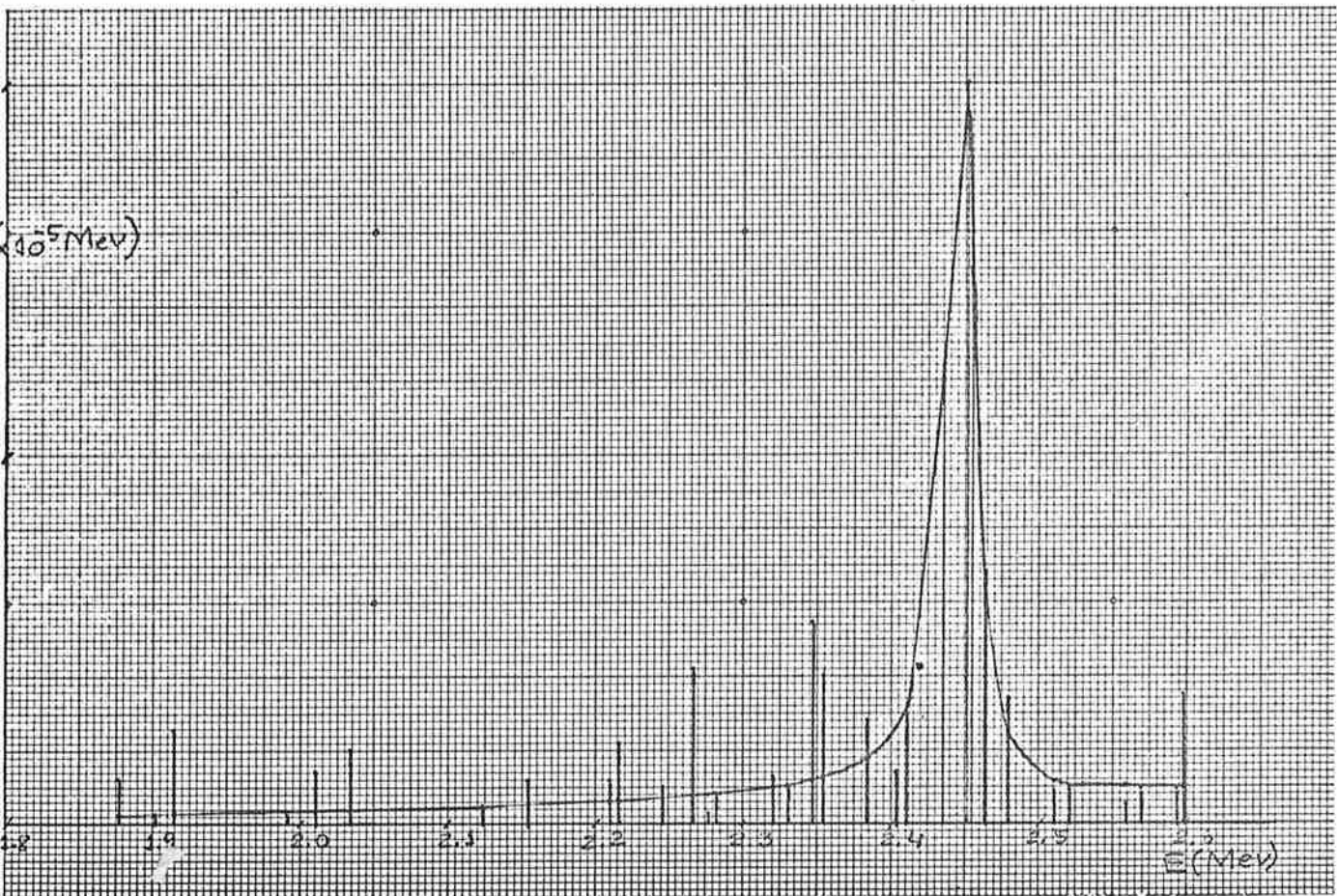


Figura 4 - (Flutuação 1) - $J = 1/2^+$, $\alpha \neq 0$

IV - CONCLUSÃO

A partir dos resultados obtidos podemos concluir apenas que existem indícios da inexistência do ponto de supressão. Como era esperado, obtém-se uma diminuição do parâmetro Δ quando no ajuste se permite a variação do parâmetro α . O χ^2 -quadrado nesse caso é realmente menor, o que é de se esperar, pois, temos um grau de liberdade a mais. Entretanto, não é tão menor de modo a se poder afirmar terminantemente existirem flutuações da correlação entre o acoplamento \sqrt{q} e as amplitudes de escape. Os valores para Δ calculados teoricamente são pequenos, especialmente no caso $1/2^+$ e isso vai a favor da existência de flutuações dessa correlação. Entretanto, a aproximação (III-2) utilizada nesse cálculo teórico pode não ser muito boa de modo que, talvez, seja essa a causa dos valores pequenos para Δ . Outro indício da possibilidade de inexistência do ponto de supressão é o fato da flutuação-2 reproduzir os fatores espectroscópicos obtidos numa análise com DWBA (Apêndice C, ref. 10) quando $\alpha \neq 0$. Esse último resultado serviria também para concluirmos qual das 3 flutuações 1, 2 ou 3 descreve melhor as flutuações de núcleo composto. Entretanto, a mencionada pobreza de estatística diminui bastante a intensidade de qualquer tipo de afirmação que se poderia fazer nesse sentido. Os fatores espectroscópicos obtidos do ajuste utilizando a flutuação 3 são grandes em relação aos valores resultantes da análise com DWBA enquanto que as flutuações 1 e 2 fornecem melhores resultados. Quanto aos ajustes, fornecidos pelas 3 flutuações, são igualmente razoáveis para a ressonância $3/2^-$ e bons para a ressonância $1/2^+$.

APÊNDICE Aa) Flutuação 1

A distribuição das larguras Γ_q no caso real não é uniforme. Supomos então o desvio devido à flutuação de núcleo composto constante e igual ao desvio quadrático médio :

$$\sigma_q = (\langle \Gamma_q^2 \rangle - \langle \Gamma_q \rangle^2)^{1/2}$$

(as médias são efetuadas fora da ressonância sendo o nº de larguras acrescentado de 58%) .

Dessa forma, o desvio relativo é variável sendo menor na ressonância pois as larguras são bastante amplificadas nessa região . Isso significa que na ressonância há atenuação das flutuações de núcleo composto .

b. Flutuação 2

Supomos que a largura Γ_Q pode ser escrita como :

$$\Gamma_Q = (\gamma_Q + \gamma_q)^2$$

onde γ_q é a contribuição de núcleo composto e γ_Q é devido à presença do estado análogo e depende do acoplamento entre estado análogo e estados de núcleo composto .

Supomos que a flutuação de Γ_Q é devida apenas à flutuação de γ_q , ou seja, supomos que o acoplamento não flutua muito . Sabemos a flutuação em γ_q^2 que é σ_q e, por propagação de erros, obtemos :

$$\sigma_{\Gamma_Q} = \frac{\sigma_q}{2} \left[1 + \sqrt{\frac{(E - E_A + \Delta)^2 + \alpha^2}{(E - E_A)^2 + \gamma^2}} \right]$$

c. Flutuação 3

A expressão (I-15) foi deduzida utilizando a aproximação de modelo uniforme que, nos casos reais, não é uma boa aproximação. No caso $\alpha = 0$, e, portanto, $l_Q = \text{const.} = l$, supondo que as larguras de núcleo composto não sejam uniformes mas flutuem um pouco e que a mais importante contribuição para a flutuação de Γ_Q provém dessa flutuação de Γ_q , por propagação de erros obtemos a partir da expressão (I. 15), para $\alpha = 0$:

$$\sigma_{\Gamma_Q} = \sigma_q \frac{(E - E_A + \Delta)^2 + \alpha^2}{[(E - E_A)^2 + \gamma^2]^2} \left[(E - E_A)^2 - \gamma^2 \right]$$

Estamos levando em conta a flutuação do acoplamento entre estado análogo e estados de núcleo composto devido às flutuações de

Essas foram as expressões para as flutuações utilizadas no ajuste .

APÊNDICE B

Cálculo de K_F

a) Cálculo de $K^{(\Phi)}$

Temos :
$$K^{(\Phi)} = -\frac{1}{\pi} \operatorname{tg} \delta_\ell$$

onde δ_ℓ é a defasagem devida a um potencial de esfera dura mais potencial coulombiano (18) :

$$\delta_\ell = \delta'_\ell + \sigma_\ell$$

$$\therefore K^{(\Phi)} = -\frac{1}{\pi} \frac{\operatorname{tg} \sigma_\ell - \frac{F_\ell(r_0)}{G_\ell(r_0)}}{1 - \frac{F_\ell(r_0)}{G_\ell(r_0)} \operatorname{tg} \sigma_\ell}$$

$$r_0 = 1.2 A^{1/3} \text{ fm.}$$

F_ℓ e G_ℓ são as funções coulombianas cujo comportamento assintótico é :

$$F_\ell \underset{n \rightarrow \infty}{\sim} \cos\left(kr - \frac{l\pi}{2} - \gamma \ln 2kr + \sigma_\ell\right)$$

$$G_\ell \underset{n \rightarrow \infty}{\sim} \sin\left(kr - \frac{l\pi}{2} - \gamma \ln 2kr + \sigma_\ell\right)$$

$$\gamma = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{k v}$$

v velocidade da partícula incidente

Z_1 nº de prótons da partícula incidente

Z_2 nº de prótons do alvo

b) Cálculo de
$$\frac{1}{2\pi} \sum_Q' \frac{\Gamma_Q^k}{E - E_Q^k}$$

Temos :

$$\frac{1}{2\pi} \sum_Q' \frac{\Gamma_Q^k}{E - E_Q^k} = \text{V.P.} \int \frac{\Gamma(E')}{E - E'} \frac{dE'}{2\pi D}$$

($1/D$ é a densidade de níveis)

Utilizamos a expressão (I-15) para $\Gamma(E')$ e por cálculo direto obtemos :

$$\frac{1}{2\pi} \sum_Q' \frac{\Gamma_Q^k}{E - E_Q^k} = \frac{\langle \Gamma_Q \rangle}{2D} \frac{1}{\gamma} \frac{(E - E_A)(\Delta^2 - \alpha^2 - \gamma^2) + 2\Delta\gamma^2}{(E - E_A)^2 + \gamma^2}$$

APENDICE C

Para a obtenção dos fatores espectroscópicos dos estados ascendentes (4° e 6° níveis do ^{41}Ar), fizemos um ajuste, com DWBA, das secções de choque da reação $^{40}\text{Ar}(d,p)^{41}\text{Ar}$ (19). A energia do deuteron incidente é 7,5 MeV. Tentamos dois potenciais diferentes para o deuteron:

V	r_V	a_V	W_D	r_W	a_W
109.235	1.011	.970	17.155	1.697	.414
145.100	.803	.987	9.6	1.718	.57

O 1º foi obtido fazendo interpolação de $\sigma/\sigma_{\text{Rutherford}}$ resultantes dos ajustes das secções de choque da reação $^{40}\text{Ca}(d,d)^{40}\text{Ca}$ para deuteron incidindo com energias 7 e 8 MeV. Os potenciais para essas energias são dados na ref. 20. O 2º é o potencial para o caso do deuteron incidindo com 7 MeV.

Para o próton utilizamos o potencial dado na ref. 21 que é obtido da análise do espalhamento elástico de prótons pelo ^{40}Ar (22).

V	r_V	a_V	W_D	r_W	a_W	V_{SO}	W_{SO}	r_{SO}	a_{SO}
55.700	1.200	.650	11.000	1.250	.470	8.0	0	1.200	.650

Os fatores espectroscópicos obtidos com os dois potenciais para o deuteron foram praticamente os mesmos.

Para o 1º obtivemos :

$$3/2^- \quad S_A = .467$$

$$1/2^+ \quad S_A = .038$$

Para o 2º :

$$3/2^- \quad S_A = .507$$

$$1/2^+ \quad S_A = .038$$

O ajuste é apresentado na figura C1.

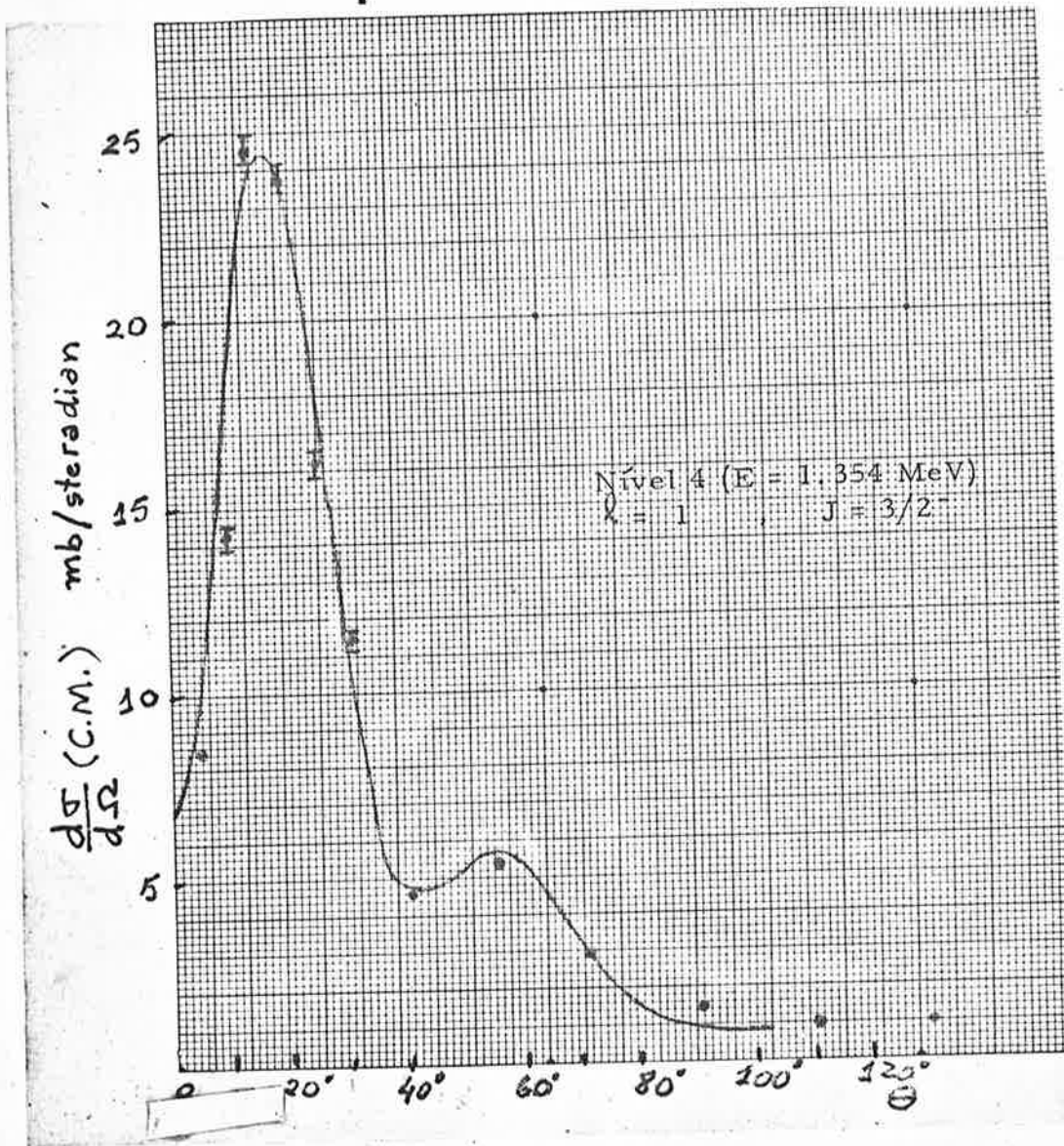


Figura C1

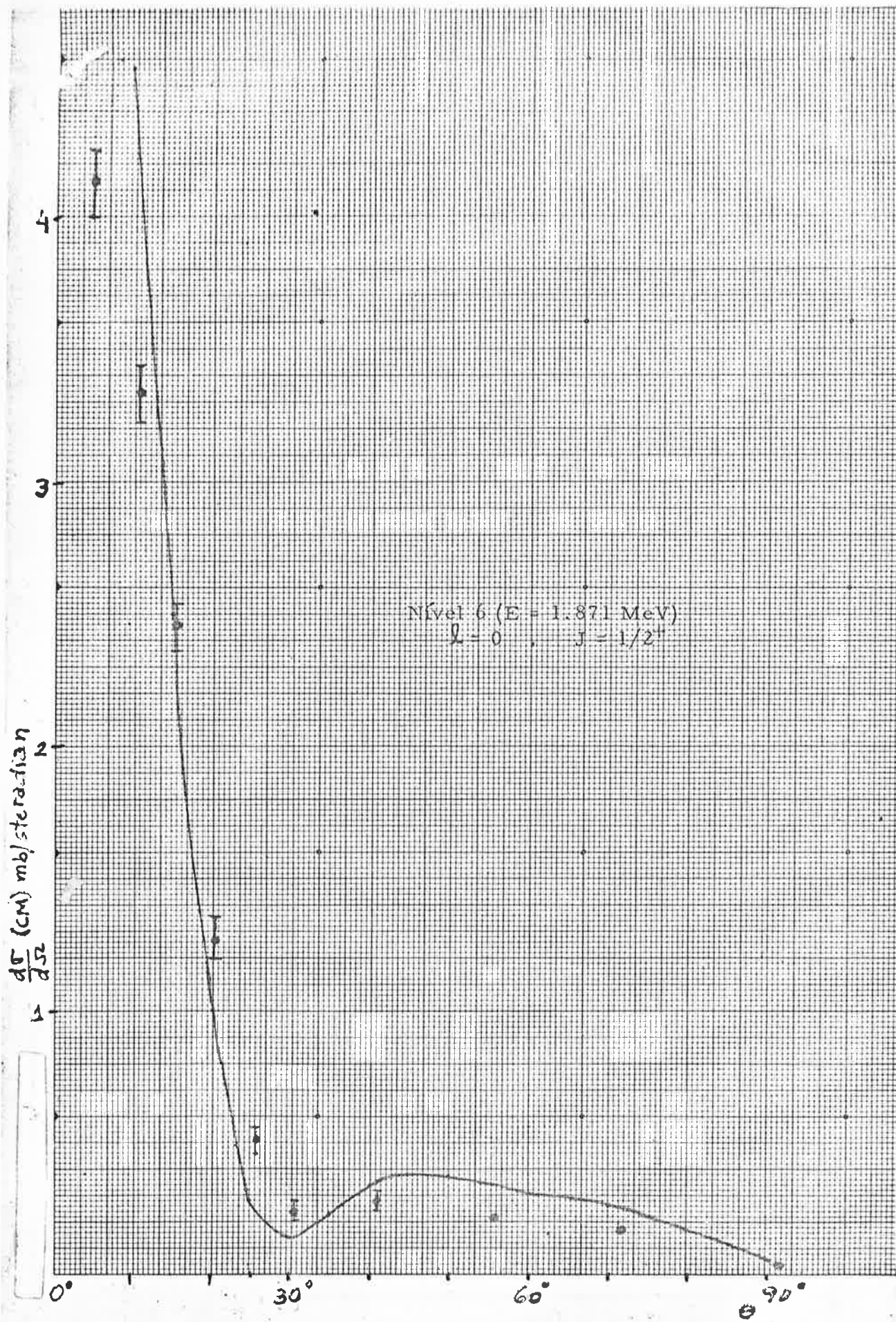


Figura C2

APÊNDICE D

Apresentamos aqui os resultados do ajuste utilizando o método da ref. 10 onde são feitas médias das larguras experimentais e teóricas num intervalo de energia $\Delta E = 40 \text{ KeV}$. Fizemos o ajuste para vários valores desse intervalo ΔE . Os resultados para $\Delta E = 40 \text{ KeV}$ e $\Delta E = 20 \text{ KeV}$, foram :

$$\underline{\Delta E = 40 \text{ KeV } (\alpha=0)}$$

J	Δ (MeV)	E_A (MeV)	γ (MeV)
1/2 ⁺	-.021	2.454	.003
3/2 ⁻	-.112	1.871	.011

$$\underline{\Delta E = 20 \text{ KeV } (\alpha=0)}$$

J	Δ (MeV)	E_A (MeV)	γ (MeV)
1/2 ⁺	-.014	2.465	.003
3/2 ⁻	-.079	1.871	.008

$$\underline{\Delta E = 40 \text{ KeV } (\alpha \neq 0)}$$

J	Δ (MeV)	E_A (MeV)	γ (MeV)	α^2 (MeV)
1/2 ⁺	-.021	2.453	.005	.0004
3/2 ⁻	-.042	1.878	.015	.014

$$\underline{\Delta E = 20 \text{ KeV } (\alpha \neq 0)}$$

J	Δ (MeV)	E_A (MeV)	γ (MeV)	α^2 (MeV)
1/2 ⁺	-.026	2.458	.006	$\sim 10^{-6}$
3/2 ⁻	-.044	1.872	.007	.004

Nas figuras D1, D2, D3 e D4 estão os ajustes com $\Delta E = 40 \text{ KeV}$ para $\alpha = 0$ e $\alpha \neq 0$.

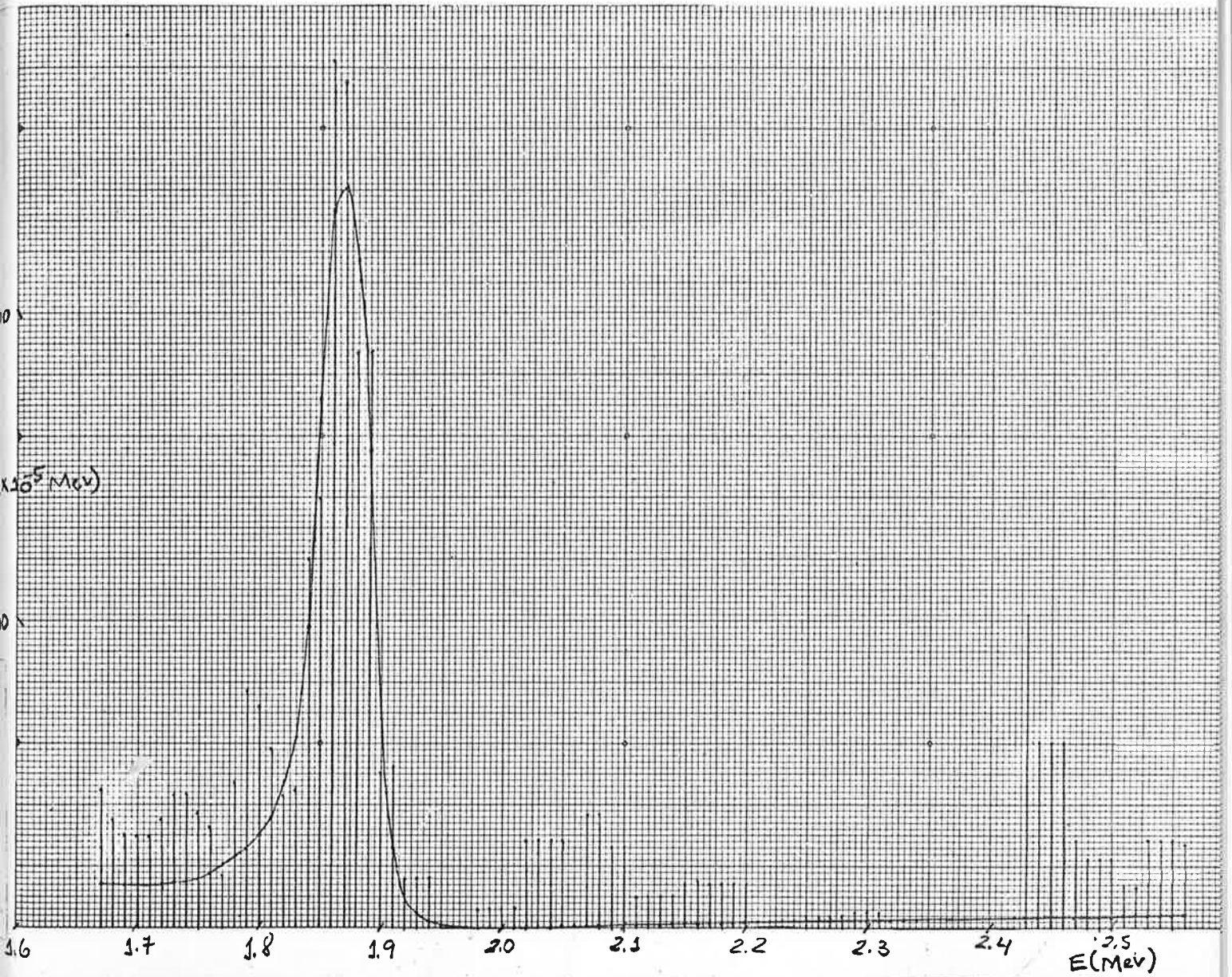


Figura D1 - $J = 3/2^-$, $\alpha = 0$ ($S_A = .997$)

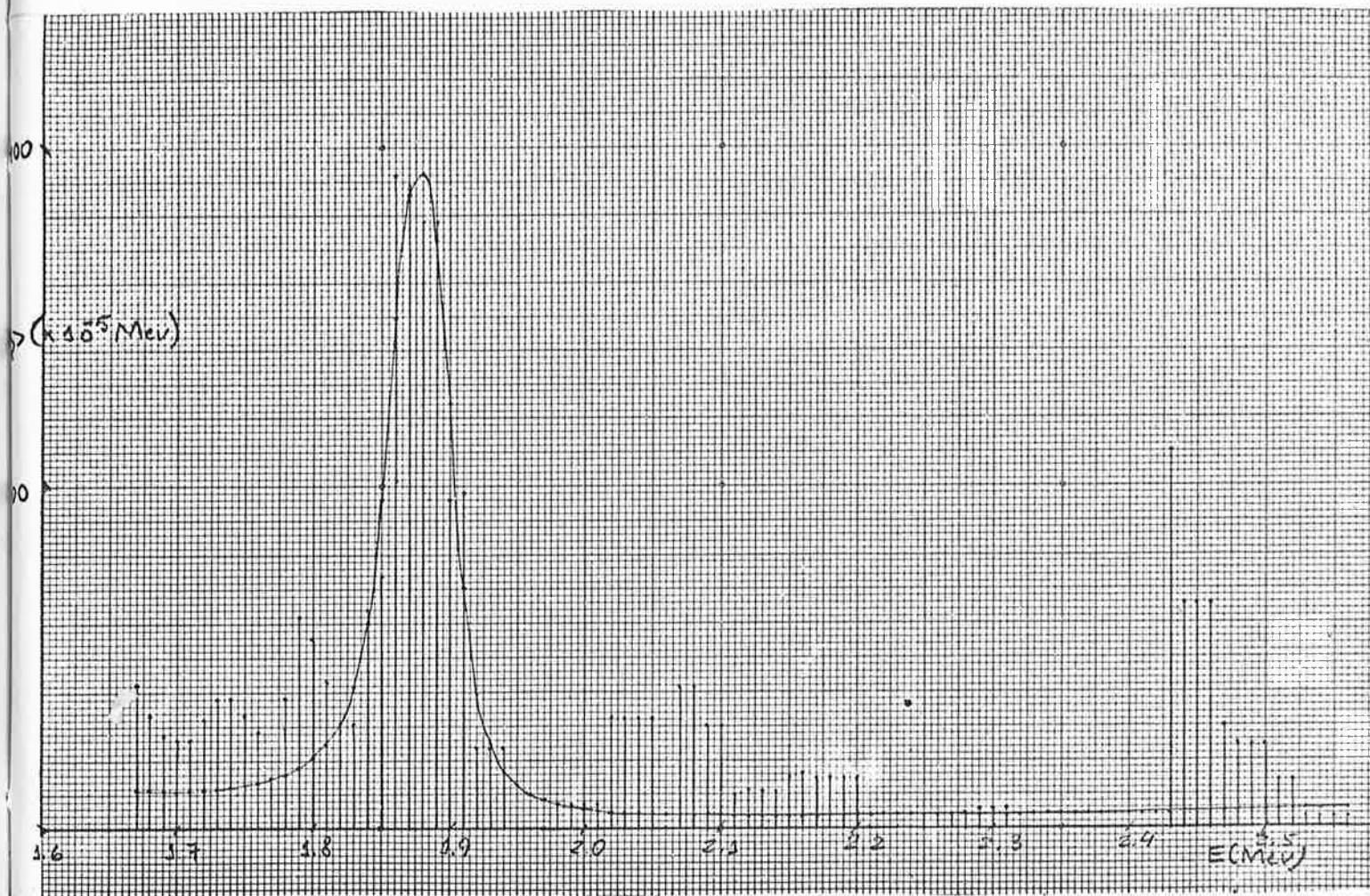


Figura D2 - $J = 3/2^-$, $\alpha \neq 0$. ($S_A = .1$)

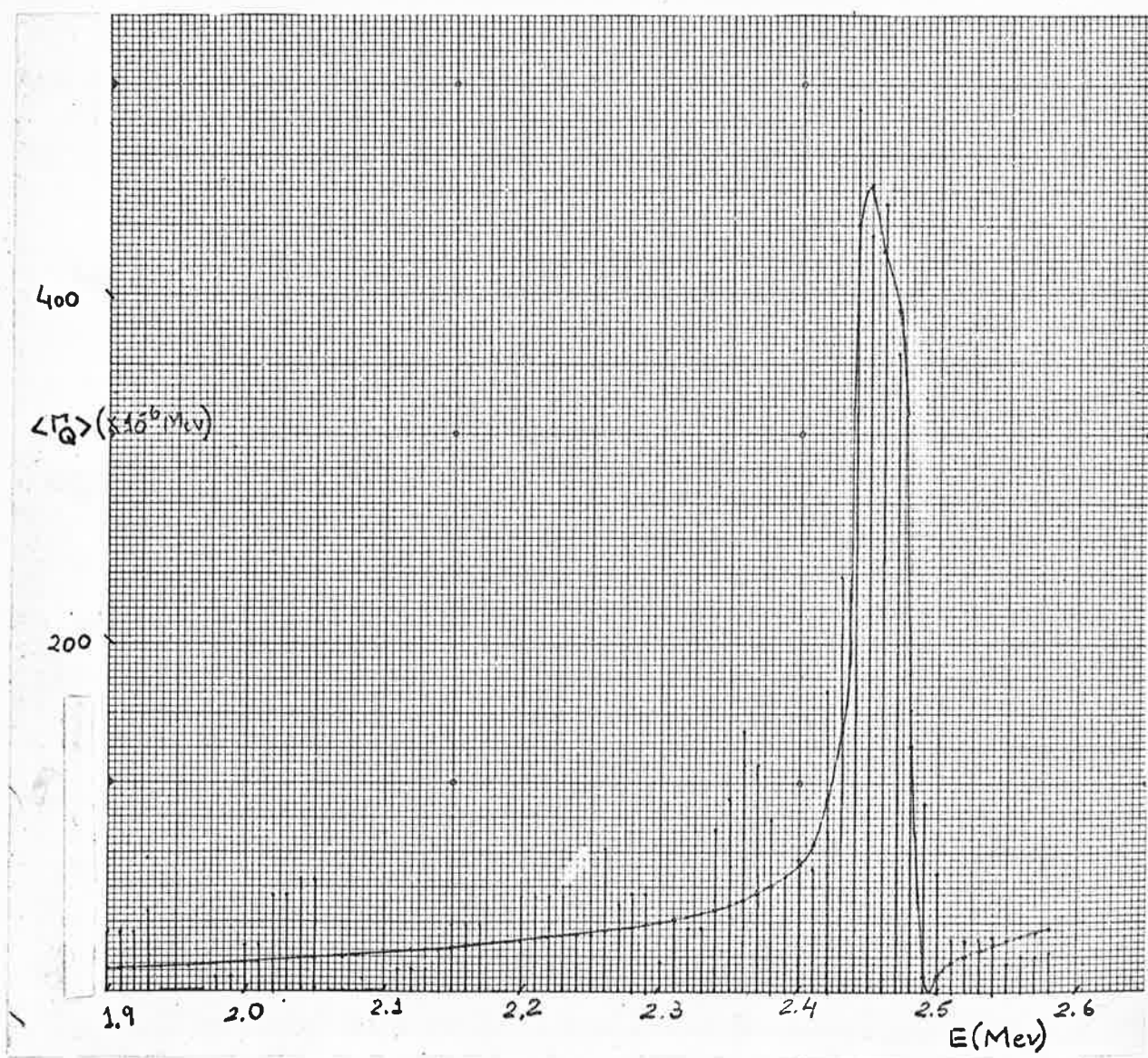


Figura D3 - $J = 1/2^+$, $\alpha = 0$ ($S_A = .11$)

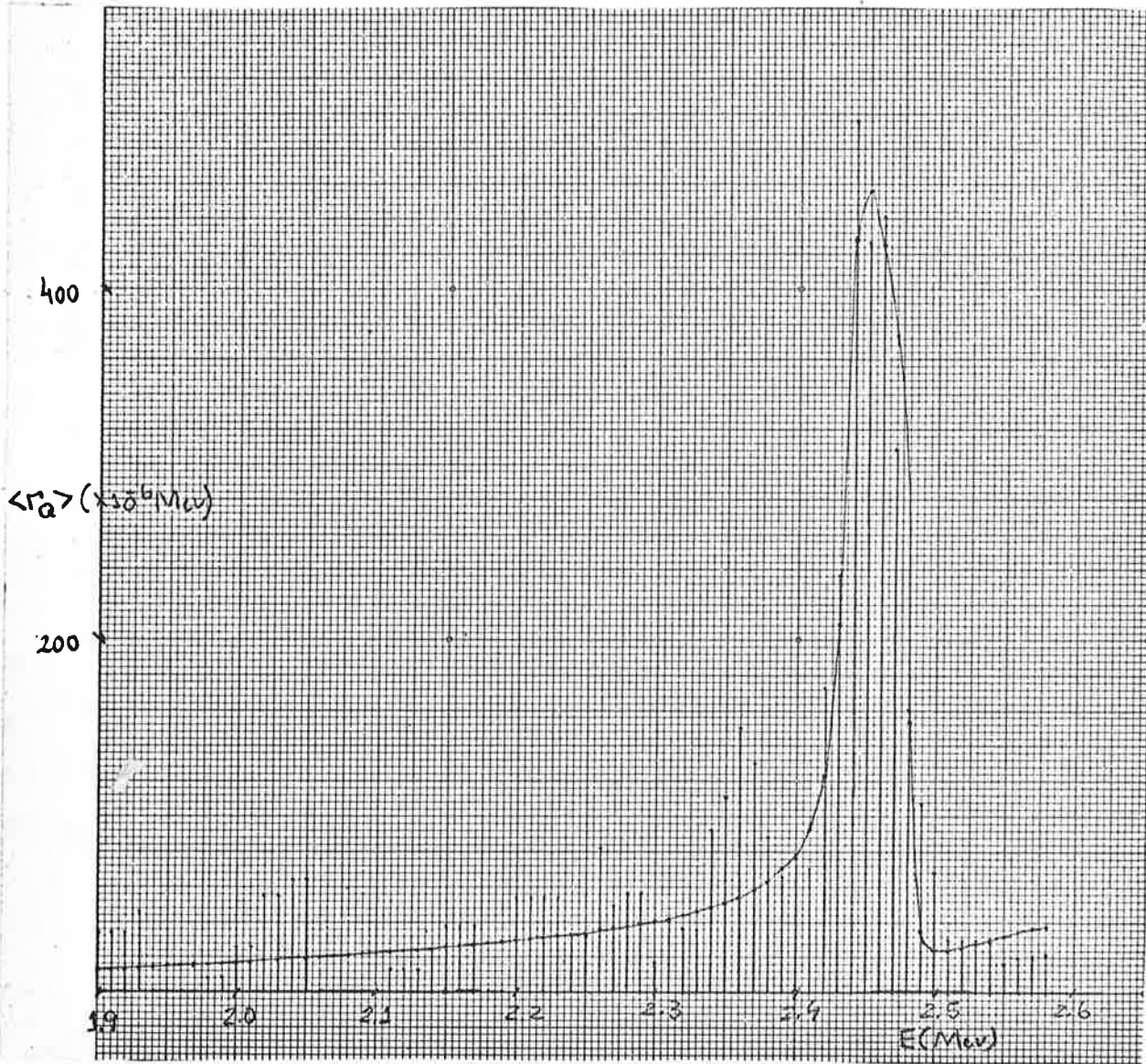


Figura D4 - $J = 1/2^+$, $\alpha \neq 0$ ($S_A = .05$)

BIBLIOGRAFIA

1. H. Feshbach, Ann. of Phys. (N. Y.) 5, 357(1958)
2. H. Feshbach, Ann. of Phys. (N. Y.) 19, 287(1962)
3. H. Feshbach, Ann. of Phys. (N. Y.) 43, 410(1967)
H. Feshbach, Notas do curso dado na E. L. A. F. 1968
4. H. Feshbach, A. K. Kerman e R. H. Lemmer, Ann. of Phys. (N. Y.) 41, 230(1967) .
5. A. F. R. de Toledo Piza, Tese de livre docência, (1967) .
6. A. F. R. de Toledo Piza e A. K. Kerman, Ann. of Physics 48, 173(1967)
7. A. F. R. de Toledo Piza - notas do curso dado no 2º Congresso Brasileiro de Física Teórica (1969) .
8. P. A. Moldaner, Phys. Rev. 157, 907(1967) :
9. D. Robson, Phys. Rev. 137, B535(1965)
10. G. A. Keyworth et al. , Nucl. Phys. 89, 590(1966)
11. A. Mekjian e W. Mac Donald, Phys. Rev. Letters 18, 706(1967)
12. A. Mekjian e W. Mac Donald, Nucl. Phys. A121, 385(1968)
13. A. Mekjian e S. Mac Donald, Phys. Rev. 160, 730(1967)
14. D. Robson, Ann. Rev. of Nuclear Science 16, 119(1966) ,
Proceedings of the Conference on Isobaric Spin in Nuclear Physics,
Tallahassee (1966) ,
Proceedings of the 2nd. Conference on Isospin in Nuclear Physics,
Asilomar (1969) (to be published) .
15. C. E. Portes e R. G. Thomas, Phys. Rev. 104(1956)483
16. A. F. R. de Toledo Piza et al. , Nucl. Phys. 89, 369(1966)
17. A. F. R. de Toledo Piza e A. K. Kerman, Ann. of Phys. (N. Y.) 43(1967)
363 .
18. Albert Messiah - cap. 11, pg. 428
19. E. Kashy et al. , Phys. Rev. 124, 1917(1961)
20. R. H. Bassel et al. , Phys. Rev. 136 , B961(1964)
21. L. L. Lee Jr. et al. , Phys. Rev. 136, B971(1964)
22. F. G. Perey, Phys. Rev. 131, 745(1963)