

U.T. 86

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



DETERMINAÇÃO DO VALOR $-Q_0$ DA REAÇÃO
 $^{20}\text{Ne}(d, \alpha)^{13}\text{F}$

LUIZ CARLOS SOARES BOUÉRES

Tese de Mestrado
Orientador : C. Dietzsch



Trabalho realizado graças a subvenções da FAPESP e BNDE

3-10-69

SETEMBRO, 1969

A meus pais

ÍNDICE

I.	INTRODUÇÃO	1
II.	MÉTODO EXPERIMENTAL	3
	II.1 A Aparelhagem e o Arranjo Experimental	
	II.2 O Procedimento Experimental	
III.	DADOS OBTIDOS	8
IV.	TRATAMENTO DOS DADOS	10
	IV.1 As Aproximações Adotadas	
	IV.2 A Sequência dos Cálculos	
V.	ANÁLISE DOS DESVIOS	16
VI.	RESULTADOS E COMENTÁRIOS	20
	TABELAS	22
	REFERÊNCIAS	25

AGRADECIMENTOS

O autor sente-se grato a :

Olácio Dietzsch

Oscar Sala

Trentino Polga

a quem devo minha iniciação à pesquisa científica

Ross A. Douglas

Wayne A. Seale

pelas discussões e sugestões durante a análise dos dados .

Dulce C. Loreto

pelo esforço e dedicação na datilografia deste .

I. INTRODUÇÃO

Valores $-Q$ de reações nucleares são dados importantes para o cálculo de massas de núclídeos e mesmo de diferença de massas. Para a medida do valor Q de uma reação nuclear, duas energias de partículas - a energia das partículas primárias e a energia do produto da reação - devem ser determinadas .

Desde 1947, quando as primeiras medidas de valores Q de reações foram realizadas (ref. 1), tem sido utilizado frequentemente o mesmo método ao fazer essas medidas; ou seja, o método de empregar um campo magnético uniforme para defletir as partículas carregadas envolvidas na reação e a medida do campo magnético e do raio da trajetória, obtendo assim a rigidez magnética, ou $B\rho$ da partícula . A energia incidente é usualmente determinada diretamente pela medida das partículas espalhadas elásticamente, em um ângulo particular, pelo núcleo em estudo . O uso da cinemática das reações que envolve as leis de conservação de energia e momentum, junto a essas medidas de energias, levam-nos à determinação da diferença de massa entre os estados inicial e final da reação ; o assim chamado valor $-Q$.

A idéia de uma medida direta do Q da reação $^{20}\text{Ne}(d,\alpha)^{18}\text{F}$ (e.f.) surgiu em 1966 quando foi sugerida pelo Prof. O. Dietzsch . Nessa época o Prof. T. Polga realizava, no Laboratório do Acelerador Eletrostático da Universidade de São Paulo, um estudo experimental de reações induzidas por deuteronos, usando neônio natural na forma gasosa como alvo . Este estudo constitui-se mais tarde em sua tese de doutoramento (ref. 2).

Naquela ocasião se havia constatado na literatura, que a energia liberada na reação em questão tinha sido medida anteriormente por duas vezes, e que os valores obtidos em tais determinações :

$$\left. \begin{aligned} Q &= 2795 \pm 9 \text{ KeV} \text{ devido a Mileikowsky e} \\ Q &= 2766 \pm 20 \text{ KeV} \text{ devido a López e Almén (x)} \end{aligned} \right\}$$

apresentam, como se pode observar, uma discrepância pouco justificável por argumentos puramente estatísticos . Esta afirmação é corroborada ainda pelos seguintes fatos :

i) Mileikowsky, na ref. 4, apresenta um teste do seu resultado baseado no fato de que a reação $^{20}\text{Ne}(d,\alpha)^{18}\text{F}$ faz parte de um ciclo de reações nucleares cujos valores Q , para as outras reações do ciclo, eram bem conhecidos através de medidas feitas com métodos de análise magnética ou de limiar de reação . A partir deste ciclo ele determinou (usando os valores Q e a diferença de massa $n + 1\text{H} - 2\text{H}$, que é bem conhecida)

(x) Valores recalibrados por Rytz em 1965 (ref. 3) . Os valores originais são : $Q = 2791 \pm 9 \text{ KeV}$ por Mileikowsky em 1959 (ref. 4) e $Q = 2766 \pm 20 \text{ KeV}$ por López e Almén em 1961 (ref. 5) .

a diferença de massa fundamental $2(^2\text{H}) - ^4\text{He}$. Comparou-a com um valor médio derivado de outros ciclos nucleares na região de núcleos leves e obteve um acôrdo de 2 partes em 10^4 .

ii) Os valores obtidos para o Q da reação $^{20}\text{Ne}(d,\alpha)^{18}\text{F}$ a partir de um ajuste de massas - $Q_m = 2784 \text{ KeV}$, devido a Ajzenberg-Selove e Lauritzen (ref. 14) e $Q_m = 2797.2 \pm 9 \text{ KeV}$, devido a Mattauch, Thiele e Wapstra (ref. 15) - estão em melhor acôrdo com o resultado de Mileikowsky.

iii) Na última referência é mencionado o fato de que os valores de Q acima de 10 MeV medidos pelo grupo do México apresentam um desvio sistemático com relação aos correspondentes medidos em outros laboratórios.

iv) Verificamos ainda que todos os valores de Q para reações (d,α) apresentados por López e Almén na Revista Mexicana de Física (ref. 5) também mostram um desvio sistemático com relação aos resultados de outros grupos.

O método proposto no presente trabalho baseia-se essencialmente na medida da energia dos deuterons no canal de entrada (ao iniciar a reação) e a dos alfas - no canal de saída - que deixam o núcleo residual (^{18}F) no estado fundamental. Utilizando alvo gasoso e espectrômetro com detetor de barreira de superfície; a energia do grupo de alfas foi determinada a partir da calibração relativa dos espectros por meio de alguns grupos de prótons provenientes de reações (d,p) com os núcleos-alvo ^{20}Ne e ^{16}O , e tomando-se como referência o pico do grupo de alfas produzido pela reação $^{16}\text{O}(d,\alpha)^{14}\text{N}$ (e. f.) cujo conhecimento do ponto de vista energético, afóra os outros argumentos mencionados no texto (seção III), credenciaram-na à finalidade acima. O valor Q desta reação foi medido com boa precisão (aproximadamente 5 KeV, em média) por vários grupos distintos de pesquisadores tendo sido obtidos acôrds aceitáveis entre os diversos resultados encontrados (vêr, p. ex., tabelal).

Assim, com a facilidade de podermos utilizar o mesmo arranjo experimental que Polga usou em seu trabalho de doutoramento, foram realizadas em 1967 as medidas de laboratório que nos permitiram obter uma nova determinação do valor Q da reação $^{20}\text{Ne}(d,\alpha)^{18}\text{F}$ (e. f.).

II. MÉTODO EXPERIMENTAL

II.1. A Aparelhagem e o Arranjo Experimental

O equipamento usado para a nossa finalidade já foi descrito - em várias publicações de trabalhos realizados anteriormente neste laboratório (refs. 2, 6, 7) . Entretanto, para facilitar a compreensão ao leitor , vamos fazer uma breve descrição do arranjo experimental utilizado nestas ocasiões que a menos de pequenas modificações, têm essencialmente a mesma configuração .

A fig. 1 apresenta a configuração geral do arranjo experimental . O feixe de deuteron produzido pelo acelerador eletrostático (1) da Universidade de São Paulo, analisado em momentum linear pelo eletroímã (2) e tendo sua energia definida pelo analisador eletrostático (3), atinge a câmara de espalhamento (4) onde está contido o gás-alvo .

A fig. 2 mostra um corte da câmara de espalhamento vista de cima . Na sua parte anterior há um colimador de entrada do feixe que é constituído de duas fendas de definição (1) e de três fendas de anti-espalhamento (2) . A última fenda (3) junto à câmara central é vedada por uma fina película de Ni cuja função é isolar o gás na câmara, do alto-vácuo do tubo colimador . O feixe é coletado na parte posterior pelo copo de Faraday (6), em uma câmara mantida também em alto vácuo, que permanece isolada da câmara central por outra película de Ni .

Sob a câmara central encontram-se : um sistema central conjugado de bombas de alto-vácuo ; um reservatório de gás-alvo ; um manômetro diferencial - (Wallace and Tierman Incorporated - tipo FA-141) que mede a diferença de pressão entre a câmara central e a câmara do sistema coletor em alto-vácuo ; mais as conexões e válvulas adequadas .

O detetor de barreira de superfície (9) (silício de $1900 \Omega\text{cm}^{-1}$ de resistividade, fornecido por Tennelec : modelo PH4-20-5) é provido de um pequeno colimador com duas fendas retangulares de definição (7) e de três fendas anti-espalhamento (8) .

A região de intersecção do feixe com o ângulo de "visão" do colimador (vêr fig. 2) constitui o alvo efetivo .

O sistema colimador-detetor está montado em um dispositivo que permite variar manualmente o ângulo de detecção (Θ) com liberdade de variação de 360° em tórno do eixo central da câmara .

A fig. 3 mostra um diagrama simplificado do sistema de detecção e análise utilizado . Dentro da câmara de espalhamento o detetor deteta as partículas carregadas resultantes da interação deuteron-gás vindas do alvo efetivo . A detecção é feita pela transformação da energia das partículas em pulsos elétricos que são amplificados e transmitidos ao a

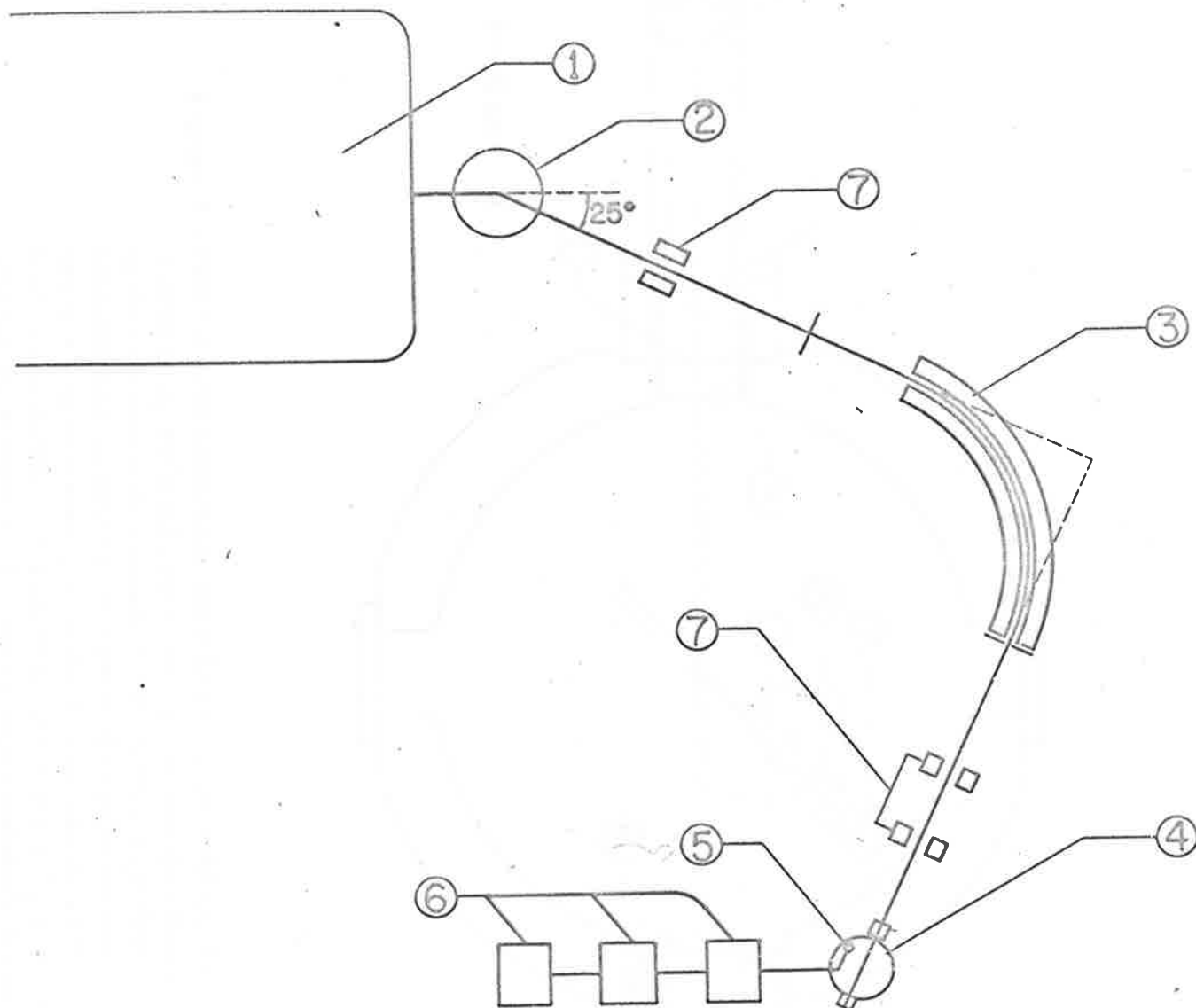


Figura 1: VISÃO GERAL DO ARRANJO EXPERIMENTAL

- 1. acelerador eletrostático ; 2. analisador magnético;
- 3. analisador eletrostático ; 4. câmara de espalhamento;
- 5. detetor de barreira de superfície ; 6. equipamento eletrônico ; 7. lentes quadrupolares

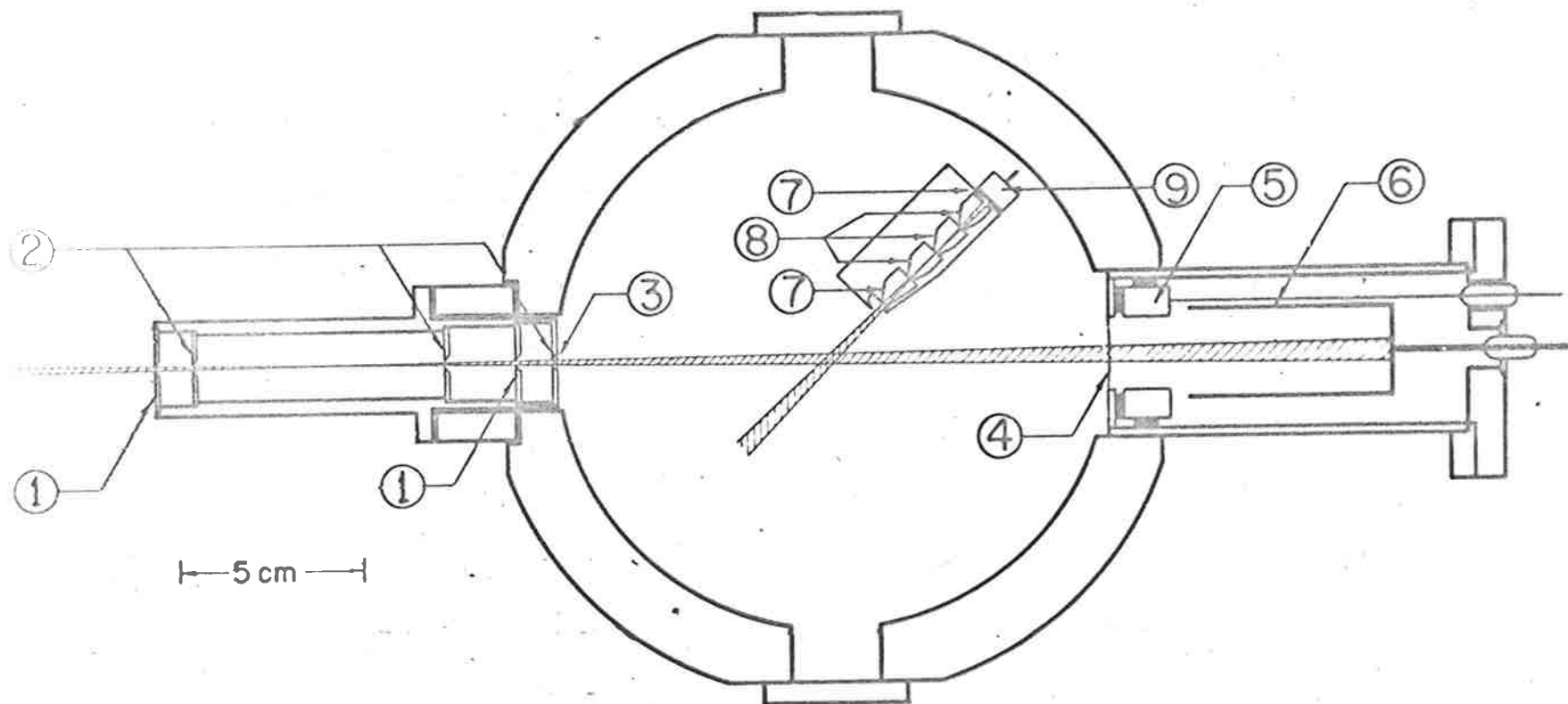


Figura. 2 : CORTE HORIZONTAL DA CÂMARA DE ESPALHAMENTO
 1. fendas de definição do feixe na entrada da câmara (parte do colimador de entrada) ; 2. fendas cuja finalidade é impedir que os deuterons espalhados pelo colimador de entrada atinjam o alvo ; 3. fôlha de entrada da câmara ; 7. fendas que definem o ângulo sólido visto pelo detetor (colimador do detetor) ; 8. fendas cuja finalidade é impedir que partículas espalhadas pelo colimador do detetor sejam detetadas ; 9. detetor de barreira de superfície.

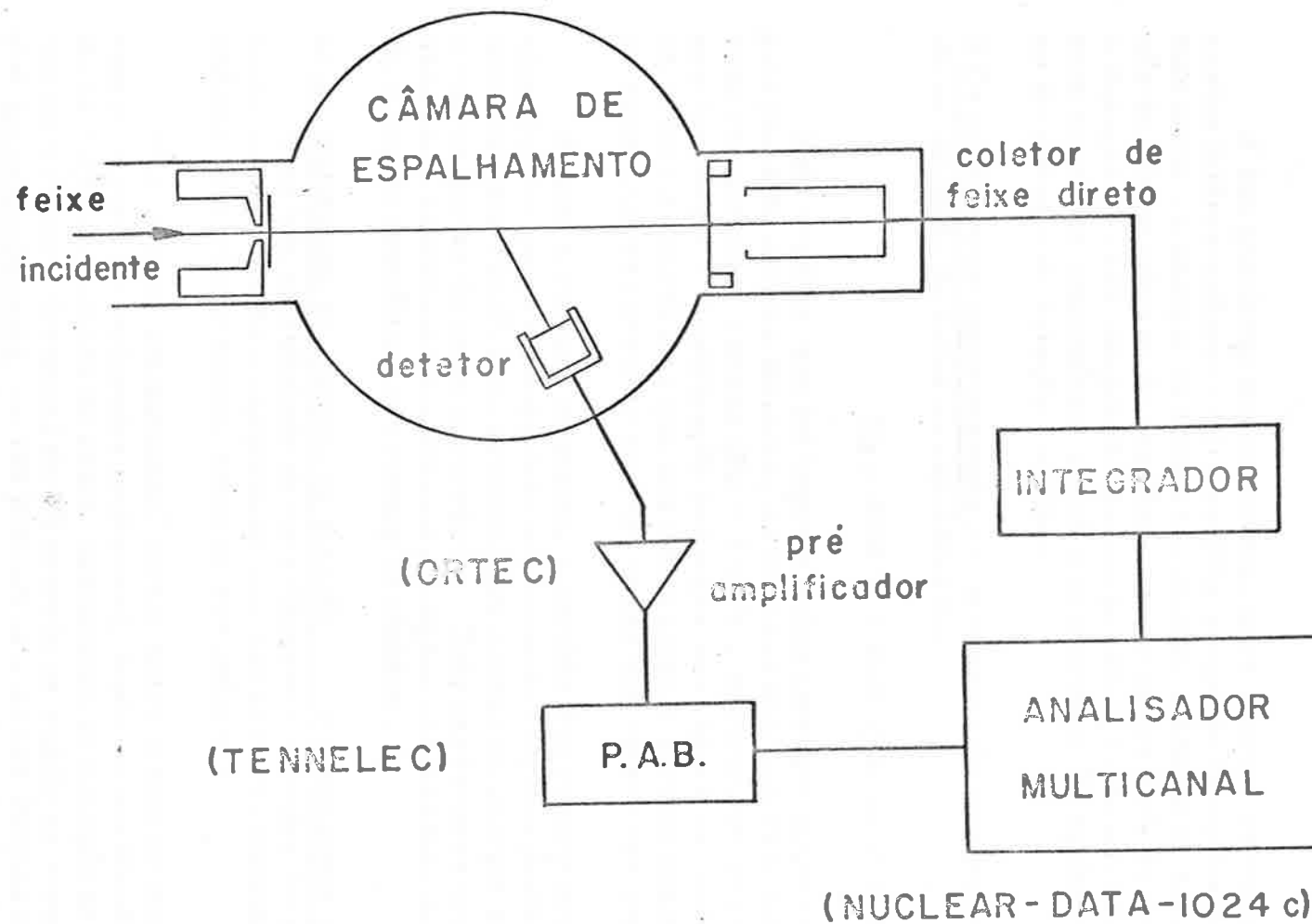


Figura 3 - DIAGRAMA DO SISTEMA DE DETEÇÃO E ANÁLISE

nalizador multicanal (NUCLEAR DATA com 1024 canais) onde são registrados .

II. 2. O Procedimento Experimental

A boa qualidade dos espectros, para o nosso objetivo, depende de certos fatores críticos : (i) a escolha adequada de certos parâmetros tais como : a energia de bombardeamento, o ângulo de detecção, a pressão do gás na câmara de espalhamento, a intensidade do feixe incidente, a duração de cada integração (tempo de obtenção de um espectro) e outros de menor importância ; (ii) a estabilidade do equipamento eletrônico do sistema de detecção e análise .

i) Os parâmetros experimentais : - A energia de bombardeamento utilizada na obtenção de todos os espectros foi

$$E_d = 2100 \pm 4 \text{ KeV (vêr seções III. 2 e IV)}$$

Esta escolha nos foi imposta pelas circunstâncias experimentais, pois por dificuldades técnicas, as medidas não puderam ser realizadas com energia mais elevada ($E_d \sim 3 \text{ MeV}$, inicialmente prevista) o que nos facilitaria a identificação dos picos nos espectros, pois neste caso os grupos de partículas que nos interessavam seriam observados (em larga faixa angular) bastante separados uns dos outros nos espectros .

Fixada a energia incidente, a escolha dos demais parâmetros mencionados foi em parte orientada por meio de cálculos preliminares da cinemática das reações observadas, das perdas de energia por ionização, e outros que se fizeram necessários . Tais parâmetros afetam essencialmente o rendimento das diversas reações observadas, ao qual está ligado o desvio estatístico nas contagens obtidas .

ii) A estabilidade do sistema de detecção - O Analisador Multicanal -

Uma boa estabilidade da aparelhagem eletrônica foi conseguida mantendo-se ligado todo o equipamento que faz parte do sistema de detecção e análise, por várias horas, antes de ser utilizado .

Por meio de um pulsador, foram feitos testes de linearidade diferencial e total do analisador multicanal, tendo-se verificado de 3 a 50% de variação na largura de canal, dependendo da posição na memória : uma linearidade diferencial de 3% ocorria na região da memória que inclui aproximadamente os 100 primeiros e os 100 últimos canais . Como veremos adiante, este é um fator ao qual está condicionada a viabilidade de utilização de um espectro - total ou parcialmente - nos cálculos que dependem da posição dos picos no mesmo .

III. DADOS OBTIDOS

Devido à necessidade de ter-se pontos de referência e calibração nos espectros para se poder determinar as energias das partículas alfa provenientes da reação $^{20}\text{Ne}(d,\alpha)^{18}\text{F}$ (e. f), uma mistura de neônio e oxigênio naturais foi usada como alvo. A razão desta escolha prende-se aos seguintes fatos: (i) as seções de choque de reação (d, p) e (d, α) para os núcleos-alvo ^{20}Ne e ^{16}O são da mesma ordem de grandeza; (ii) os valores de Q para estas reações com o ^{16}O são conhecidos com boa precisão (o que nos dá bons pontos de calibração), e (iii) a relativa proximidade dos valores de Q das diversas reações correspondentes, nêstes dois núcleos-alvo (o que nos facilita a identificação dos "picos" nos espectros).

Assim para $E_d = 2.10$ MeV foi tomada uma distribuição angular com $\Theta_{\text{lab}} = 40, 45, 50, 60, 160$ e 168° , usando-se uma mistura de 88.75% de Ne e 11.25% de O_2 cuja pressão total era de 36.3 mm Hg. Como para os ângulos trazeiros há sobreposição de alguns "picos" nos espectros, apenas aquêles obtidos em ângulos dianteiros é que foram utilizados para o cálculo do Q da reação. Na fig. 4 mostra-se um espectro típico.

Além disso, ainda foram obtidos dois espectros em $\Theta_{\text{lab}} = 90$ e 100° , na mesma energia e pressão acima, com ^{20}Ne isotopicamente puro como alvo. A finalidade dêstes era verificar o efeito de distorção dos "picos" de α_{O}^{20} pelo α_{O}^{22} produzidos na reação $^{22}\text{Ne}(d,\alpha)^{20}\text{F}$ devida à contaminação natural do neon usado como alvo nas medidas anteriores. Verificamos que êste efeito é desprezível como será mostrado mais adiante.

O neônio natural espectroscopicamente puro usado como alvo tinha a seguinte composição isotópica: 90.8% de ^{20}Ne , 0.26% de ^{21}Ne e 8.9% de ^{22}Ne . O oxigênio natural usado é composto praticamente só do isótopo ^{16}O (99.76%). O alvo podia ainda conter uma pequena porcentagem de ^{14}N e ^{12}C (na forma de CO_2).

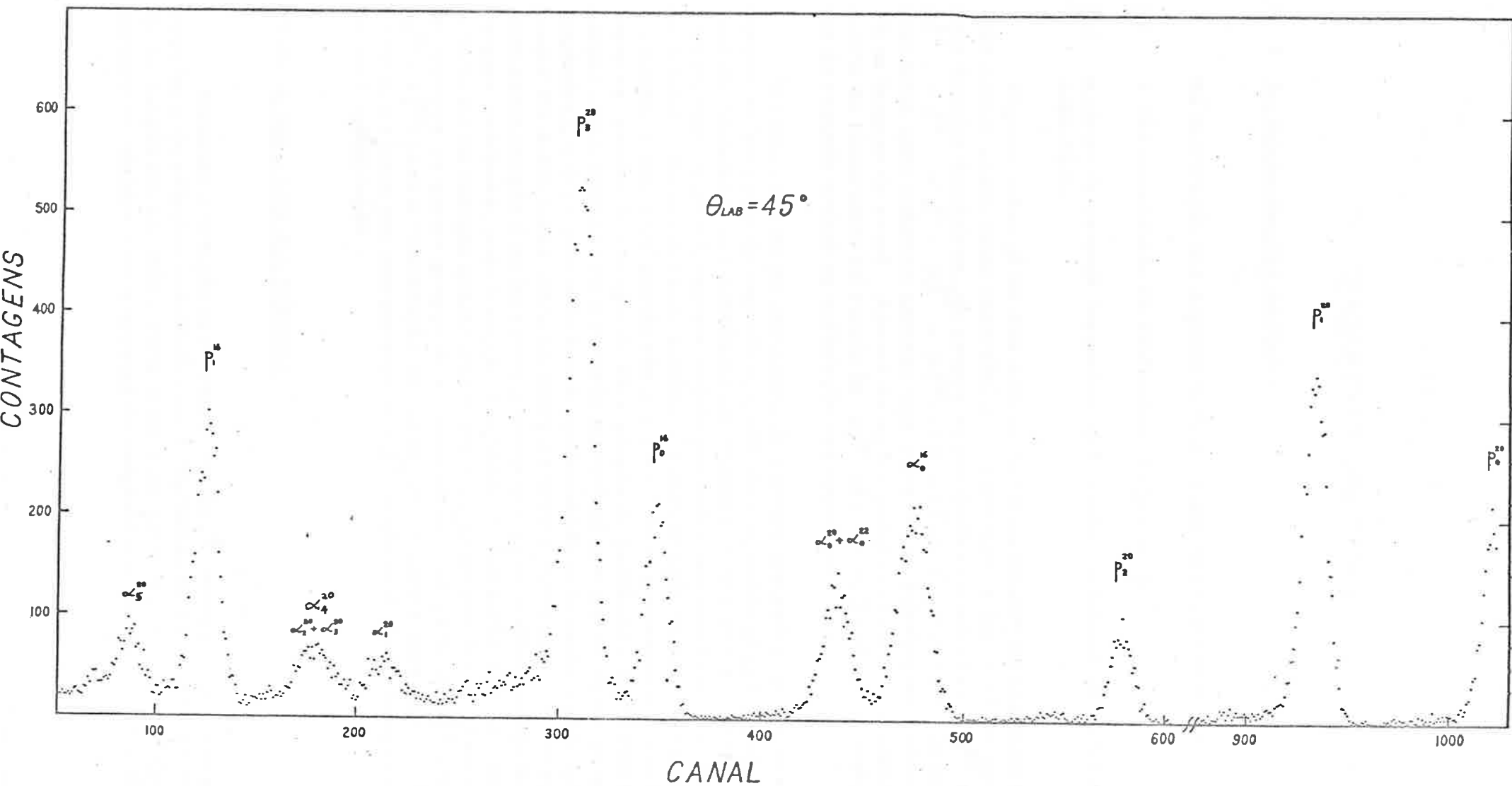


Figura 4 - Espectro típico obtido com uma mistura de neônio + oxigênio

IV. TRATAMENTO DOS DADOS

IV.1. As Aproximações Adotadas

Na calibração dos espectros dois problemas são relevantes :

- (i) a não linearidade do analisador multicanal e
- (ii) o efeito da camada insensível que recobre o detetor de barreira de superfície .

Alguma coisa já foi dita acêrca da "linearidade" do analisador de 1024 canais usado nesta experiência . Observando a fig. 4 vê-se que para ângulos dianteiros, os grupos de partículas de interesse (p_1^{16} , p_3^{20} , p_0^{16} , α_0^{20} , α_0^{16} , p_2^{20} e p_1^{20}) com exceção do último, localizam em uma faixa onde podemos esperar uma linearidade diferencial dentro de 3% na largura de canal . Apesar de se ter podido verificar um pequeno desvio da linearidade na região do p_1^{16} não foram levados em conta efeitos de segunda ordem na calibração dos espectros .

O conhecimento da espessura da camada insensível que recobre o detetor de barreira de superfície é útil para se saber com precisão a energia "detetada" das partículas carregadas produzidas na reação, que corresponde apenas à energia cedida por estas na camada semicondutora do detetor . No nosso caso, porém, a determinação da espessura não foi realizada, o que será justificado a seguir . Se desprezarmos a diferença entre as perdas de energia de dois grupos de partículas do mesmo tipo quando estas atravessam a camada insensível do detetor (antes de serem detetadas), o êrro cometido nessa aproximação será tanto menor quanto menor fôr a diferença entre as energias destas partículas . Além disso, essa aproximação é melhor para prótons que para partículas-alfa de energias próximas, pois a secção de choque de ionização depende mais fortemente na energia quanto maior fôr a carga da partícula . Assim se utilizarmos os quatro grupos de prótons menos energéticos (p_1^{16} , p_3^{20} , p_0^{16} , p_2^{20}) para a "calibração do espectro", e depois usarmos o α_0^{16} como referência em energia para o α_0^{20} , o efeito da aproximação citada será minimizado .

IV.2. A Sequência dos Cálculos

Seguindo a notação apresentada na fig. 5 vamos expôr a seguir a sequência de cálculos realizada com a finalidade de se obter o valor do Q da reação em questão . Para tanto cada um dos espectros a ângulos dianteiros obtidos com a mistura de oxigênio e neônio como alvo foi tra-

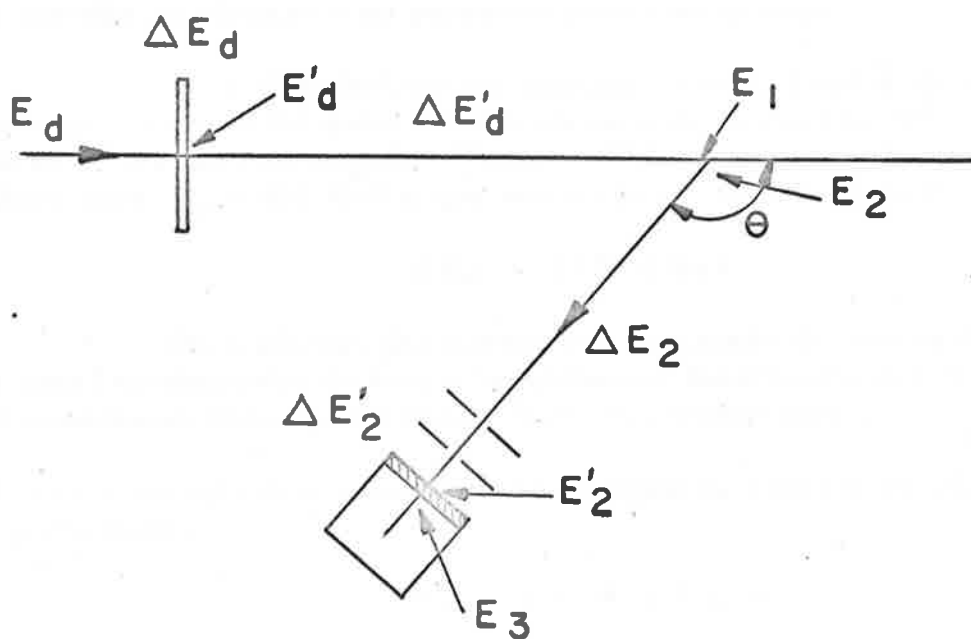


Figura 5 - PERDAS DE ENERGIA

esquema ilustrativo das várias perdas de energia por ionização, sofridas pelas partículas do feixe e pelas partículas leves carregadas produzidas na câmara de espalhamento, durante as medidas realizadas.

tado de forma independente e os quatro valores de Q obtidos, combinados de modo a dar um único resultado .

1. Inicialmente determinou-se a energia média das partículas do feixe incidente de deuteronos (E_d) . Este valor foi obtido a partir da calibração da escala do analisador eletrostático (ref. 8) medindo o limiar das seguintes reações : $T(p, n)^3He$, $^8Be(p, n)^8B$, $^{16}O(d, n)^{17}F$ e $^{13}C(p, n)^{13}N$, e determinando a posição da ressonância em $E_p = 992$ KeV da reação $^{27}Al(p, \gamma)^{28}Si$ (ref. 2) .

2. A seguir calculou-se a energia dos deuteronos no centro da câmara (E_1) . Para tanto precisamos saber as perdas de energia na fôlha de entrada da câmara e no percurso pelo alvo gasoso .

(a) a fôlha de entrada utilizada era de 2500 \AA de espessura nominal e a perda foi determinada através do deslocamento da ressonância de 0.992 MeV da reação $^{27}Al(p, \gamma)^{28}Si$ (ref. 2) sendo $\Delta E_p = 34 \pm 2$ KeV para $E_p = 992$ KeV o que nos dá para $E_d = 2100$ KeV .

$$\Delta E_d = 33 \pm 2 \text{ KeV}$$

(b) o cálculo das perdas por ionização foi realizado da maneira usual no decorrer de todo o trabalho por intermédio das fórmulas semi-empíricas dadas por Whaling (ref. 9) . Obtivemos :

(i) para a energia dos deuteronos após a fôlha de entrada da câmara de espalhamento

$$E'_d = 2067 \pm 4.5 \text{ KeV}$$

(ii) para a perda de energia no gás-alvo até o centro da câmara

$$\Delta E'_d = 65.6 \pm 3.3 \text{ KeV} \quad (\text{vêr secção V. § 3})$$

Logo temos para a energia do deuteron no centro da câmara

$$E_1 = 2001.4 \pm 5.6 \text{ KeV}$$

Sendo que tais valores são válidos para todos os espectros .

3. Depois foram calculadas as energias de saída (E_2) para os vários grupos de partículas, para cada espectro, que com exceção do α^{20} podem ser conhecidas com boa precisão (para este grupo usamos um valor aproximado do Q para calcular E_2 , o que foi feito com a finalidade de confirmar a identificação dos "picos" nos espectros) . Nêsse cálculo foram utilizadas relações (ref. 10) que decorrem da aplicação das leis clássicas de conservação de energia e momentum para uma reação do tipo considerado , Daí resulta

$$E_2 = (V + \sqrt{V^2 + W^2})^2$$

$$V = \frac{\sqrt{M_1 M_3 E_1}}{M_3 + M_4} \cos \theta \equiv A \sqrt{E_1} \cos \theta \quad (1)$$

$$W = \frac{M_4 Q + E_1 (M_4 - M_1)}{M_3 + M_4} \equiv B Q + C E_1$$

tal que $M_1 + M_2 = M_3 + M_4 + Q$ onde $M_k (k = 1, 2, 3, 4)$ são as massas das partículas envolvidas na reação

- M_1 = massa do deuteron incidente
 - M_2 = massa do núcleo alvo
 - M_3 = massa da partícula emergente detetada
 - M_4 = massa do núcleo residual em recuo
- e θ é o ângulo no sistema de laboratório .

Na Tabela 1 temos uma relação das reações de maior interesse neste trabalho e os respectivos valores de Q .

4. Da mesma forma que para os deuterons as perdas de energia dos grupos de prótons (ΔE_2) foram calculadas para todos os espectros e assim determinamos $E'_2 = E_2 - \Delta E_2^{(x)}$.

5. A seguir foram determinadas as posições dos picos nos espectros . Aqui há uma dificuldade que consiste em se eliminar dos cálculos critérios subjetivos que possam refletir-se negativamente na precisão dos resultados . A solução que encontramos é baseada na forma dos picos . Assim se pudermos prever a priori qual a forma de um pico genérico de partículas carregadas que se obtém da maneira pré-descrita , teremos um critério uniforme para o tratamento dos dados .

Devido à natureza estatística dos processos envolvidos na obtenção de um espectro é de se esperar que a forma dos picos seja compatível com uma distribuição normal . Ainda, devido ao espalhamento de partículas na parte interna do colimador do detetor (vêr fig, 2) , os picos podem apresentar uma pequena cauda na região de baixa energia (à esquerda dos picos nos espectros) cuja existência pode ser constatada observando-se os picos mais "intensos" na fig. 4.

Partindo-se da hipótese gaussiana os espectros foram ajustados na região dos picos de interesse . Os ajustes foram obtidos com o uso de uma versão (adaptada para o computador /360 Mod. 44 do laboratório) de um programa - GAUSS 3 - escrito originalmente para analisar espectros de raios-gama medidos com espectrômetros de Ge(Li) ou NaI (Tl), cujos foto-picos são em geral bem ajustados por uma gaussiana (refs. 11 e 12) . O programa realiza um ajuste não-linear de mínimos quadrados a um conjunto de pontos com uma ou mais gaussianas ou "gaussianas modificadas" . A forma funcional usada é

(x) Os resultados obtidos estão apresentados na coluna final da tabela 2 .

$$y(x) = \sum_{j=1}^J y_{0j} e^{-\left(\frac{x-x_{0j}}{w_{0j}/2\sqrt{\ln 2}}\right)^2} \left[1 + \alpha_{1j} (x-x_{0j})^{m_1} + \alpha_{2j} (x-x_{0j})^{m_2} \right] + ax + b$$

onde a , b , y_{0j} , x_{0j} , w_{0j} e α_{ij} são os parâmetros de ajuste. As contagens de fundo são aproximadas por uma linha reta $ax + b$.

Em nosso caso não houve necessidade de fazermos correções na forma proposta dos picos e, usando os α_{ij} nulos, conseguimos bons ajustes à maioria deles. Isto pode ser verificado observando-se a fig. 6 onde mostra-se os ajustes obtidos para um espectro, e a tabela 2 onde os valores de $\chi^2/(n - m)$ (soma dos quadrados dos desvios dividida pelo número de graus de liberdade = n° de pontos - n° de parâmetros de ajuste) nos dão uma idéia da qualidade dos ajustes.

Na tabela 2 temos as posições dos picos obtidas nos ajustes.

6. Conhecendo-se as posições dos picos pudemos obter as "calibrações" dos espectros. Nestas, como foi mencionado na Introdução, usamos os quatro grupos de prótons: p_1^{16} , p_3^{20} , p_0^{16} e p_2^{20} . Esta calibração, dentro da aproximação citada na seção IV.1, tomada no sentido usual, é válida apenas para prótons. Porém, ainda dentro dessa aproximação, as retas de calibração para prótons e para alfas têm a mesma inclinação \bar{k} = valor médio da largura em energia de canal.

Para obter o valor de \bar{k} , para cada espectro, foram feitos ajustes lineares de mínimos quadrados aos pontos de calibração usando um programa para computador baseado em um método que minimiza a expressão (ref. 13)

$$S = \sum_i \left[(x_i - X_i)^2 / u_i + (a + bx_i - Y_i)^2 / v_i \right]$$

onde

- (X_i, Y_i) são os pontos de calibração
- u_i = variância em $X_i = \text{var}(X_i)$
- v_i = variância em $Y_i = \text{var}(Y_i)$
- e a, b são os parâmetros da reta de ajuste.

Aqui cabe uma ressalva. Na realidade um único valor de \bar{k} deveria ser usado para todos os espectros, já que estes foram obtidos apenas variando-se a posição do detetor, ou seja modificando-se Θ_{lab} . Todos os outros parâmetros experimentais permaneceram fixos. Porém, como o erro em \bar{k} contribui muito pouco para o erro em Q (vêr seção V) e como obtivemos valores de \bar{k} bem próximos para os vários espectros (vêr tabela 3) mantivemos o tratamento independente dos mesmos, o que nos pareceu mais razoável em vista dos argumentos citados.

7. Tendo-se \bar{k} para cada espectro, calculamos a diferença em

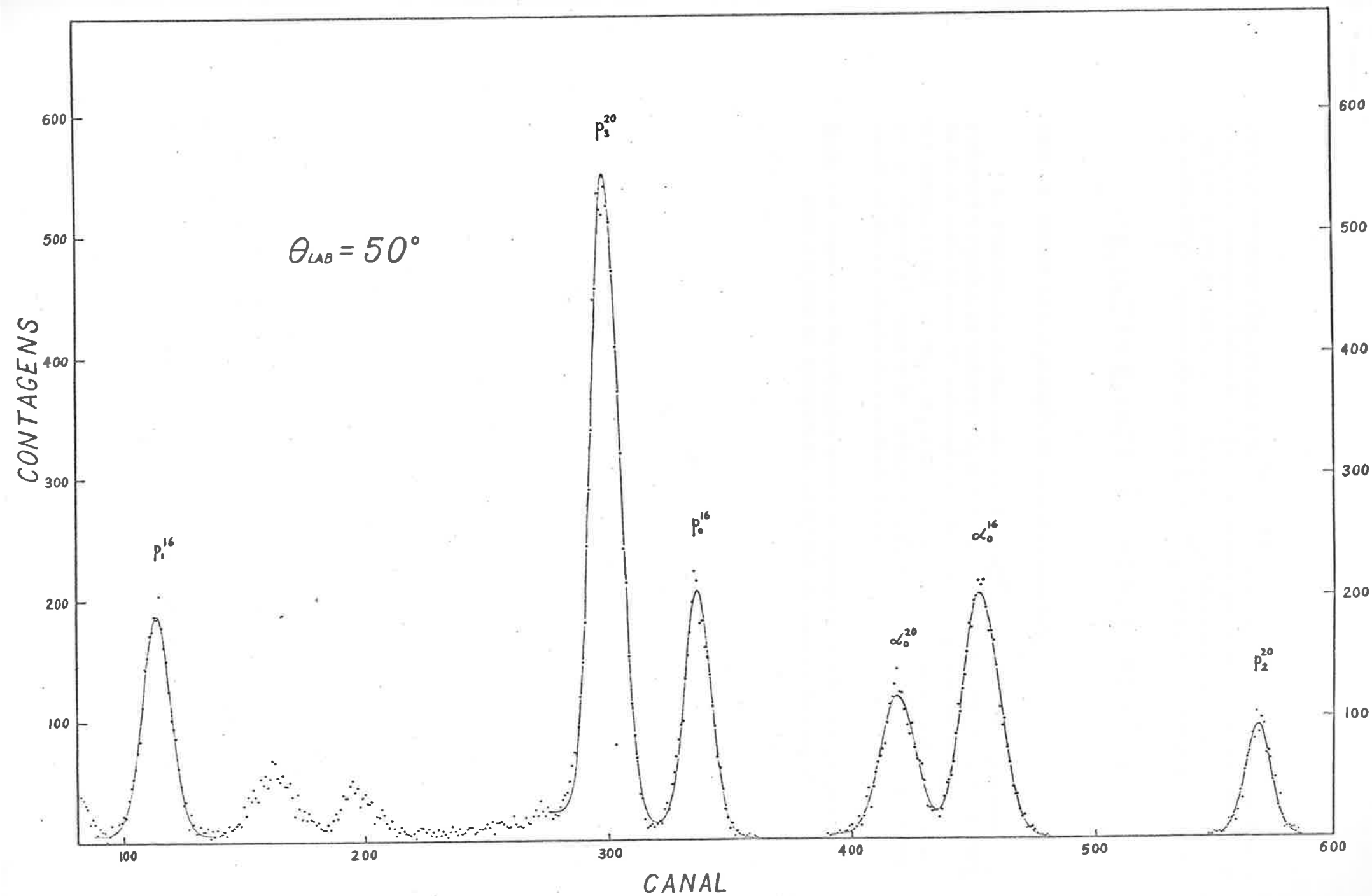


Figura 6 - Ajustes obtidos com o programa Gauss 3 aos picos de um dos espectros de mistura

energia detetada (E_3) do par ($\alpha_o^{20}, \alpha_o^{16}$), que, devido à pequena diferença na energia destes dois grupos (menor que 200 KeV para todos os espectros em questão), foi tomada como a diferença entre suas energias de saída (E_2). Assim obtivemos $E_2(\alpha_o^{20})$ calculada a partir da relação

$$E_2(\alpha_o^{20}) = E_2(\alpha_o^{16}) - \bar{k} \times [K(\alpha_o^{16}) - K(\alpha_o^{20})] \quad (2)$$

onde K indica aqui a posição do pico no espectro .

8. Finalmente conhecendo-se $E_2(\alpha_o^{20})$, para cada espectro, podemos calcular os valores Q_s ($s = 1, 2, 3, 4$) usando uma relação derivada da fórmula básica (1) extraindo explicitamente a dependência de Q nas outras variáveis (E_1 , E_2 e Θ). Como os erros dos quatro valores de Q obtidos são iguais (v. tabela 3) uma média aritmética simples foi usada na apresentação do resultado final .

Nota - A sequência de cálculos descrita acima foi realizada em parte com a ajuda do computador IBM/360-44 deste laboratório .

V. ANÁLISE DOS DESVIOS

Seguindo a sequência de cálculos descrita na seção anterior vamos fazer agora um relato crítico do tratamento dado aos desvios experimentais em cada fase do cálculo .

1. A incerteza na energia incidente E_d compõe-se de duas partes : uma devida à dispersão intrínseca na energia dos deuteron incidentes no alvo (antes de atravessarem a fôlha de entrada da câmara de espalhamento) e outra devida aos desvios na calibração da escala do analisador eletrostático (vêr seção IV. 2) . A dispersão em energia dos deuteron que chegam ao alvo depende essencialmente da geometria do analisador eletrostático (ref. 8) .

Em nosso caso os fatores mencionados contribuíram para uma incerteza na energia incidente da ordem de 0.2% .

2. A incerteza na perda de energia E_d advém da resolução em energia do feixe incidente de prótons utilizado na medida da espessura da fôlha de entrada da câmara de espalhamento e ainda depende do grau de uniformidade da fôlha (o resultado que obtivemos para a espessura estava dentro do intervalo previsto no valor nominal dado pelo fabricante) . A dispersão introduzida pela fôlha no feixe de prótons ("straggling") é praticamente desprezível neste caso .

3. As incertezas nos valores calculados das perdas de energia por ionização devem ser da mesma ordem dos erros atribuídos às seções de choque de freamento dos íons (p, d e α) nos gases utilizados (neônio e oxigênio), medidas experimentalmente, e que estão apresentadas por Whaling em seu artigo na ref. 9 citada . Estes erros variam de 3 a 5% conforme o caso , e, para compensar erros introduzidos por outras aproximações e para simplificar os cálculos, foram fixados em 5% do valor calculado da perda, englobando ainda o erro na medida da pressão da mistura que era da ordem de 0.5% . Assim

$$\sigma_{\Delta E_g} = 0.05 \times (\Delta E_g)$$

onde ΔE_g representa ΔE_d ou ΔE_2 .

4. No cálculo do erro em E_2 entram as contribuições devidas às três grandezas : E_1 , Θ e Q . A incerteza absoluta no ângulo Θ era da ordem de um quarto de grau ou seja

$$\sigma_{\Theta} = 0.25^\circ = 4.36 \times 10^{-3} \text{ rd.}$$

Os erros nos valores de Q utilizados são os valores experimentais apresentados na Tabela 1 . A partir da fórmula básica (1) e usando os resultados da teoria de erros temos :

$$\sigma_{E_2} = \sqrt{\left(\frac{\partial E_2}{\partial E_1}\right)^2 (\sigma_{E_1})^2 + \left(\frac{\partial E_2}{\partial \theta}\right)^2 (\sigma_{\theta})^2 + \left(\frac{\partial E_2}{\partial Q}\right)^2 (\sigma_Q)^2}$$

onde

$$\left|\frac{\partial E_2}{\partial E_1}\right| = (V + \sqrt{V^2 + W}) \left(\frac{A^2 \cos^2 \theta}{V} + \frac{A^2 \cos^2 \theta + C}{\sqrt{V^2 + W}} \right)$$

$$= \sqrt{E_2} \left(\frac{A^2 \cos^2 \theta}{V} + \frac{A^2 \cos^2 \theta + C}{\sqrt{E_2} - V} \right)$$

$$\left|\frac{\partial E_2}{\partial \theta}\right| = 2 A \sin \theta \sqrt{E_1 E_2} \left(1 + \frac{V}{\sqrt{E_2} - V} \right)$$

$$\left|\frac{\partial E_2}{\partial Q}\right| = \frac{B \sqrt{E_2}}{\sqrt{E_2} - V}$$

5. Assim conhecendo-se σ_{E_2} e $\sigma_{\Delta E_2}$ foi possível calcular $\sigma_{E'_2}$ pois $E'_2 = E_2 - \Delta E_2$

$$\sigma_{E'_2} = \sqrt{(\sigma_{E_2})^2 + (\sigma_{\Delta E_2})^2}$$

6. A incerteza na posição de um dado pico no espectro é uma grandeza que depende da natureza estatística dos dados experimentais, mas que pode depender ainda do grau de pureza do alvo (ref. 2). Assim é que, se na região de um pico de interesse as contagens de fundo, devidas à presença de contaminantes no gás-alvo, forem apreciáveis (da ordem de 5% da "altura" do pico), os resultados obtidos podem depender da região de ajuste escolhida (o programa utilizado permitia até um máximo de cinco picos por ajuste).

Observando-se a fig. 4 vemos que: p_1^{16} e p_2^{20} são picos "isolados" e os pares p_3^{20} , p_0^{16} e α_0^{20} , α_0^{16} estão parcialmente superpostos (a "distância" entre os picos de um par é da ordem do dobro de suas larguras). Assim os limites das regiões de ajuste (ver tabela 2) foram escolhidos levando em conta esse fato.

Algo já foi mencionado acerca da "qualidade" dos ajustes (ver seção III.3). Por outro lado um teste de consistência dos resultados nêles obtidos foi realizado tomando como base as larguras calculadas dos picos que, para grupos de partículas de mesma natureza (α_0^{20} e α_0^{16} , por exemplo), dependem suavemente nos parâmetros característicos (massas, valor de Q, etc.) das reações em questão (fixado o arranjo experimental). Dessa forma, observando a coluna das larguras na tabela 2 vemos que os resultados obtidos nos ajustes dos picos são auto consistentes. Em outras palavras, o efeito devido a reações indesejáveis é

realmente desprezível, o que é válido em particular para a reação $^{22}\text{Ne}(d, \alpha)^{20}\text{F}$. Neste caso uma confirmação adicional foi feita a partir dos espectros obtidos com o neônio isotopicamente puro fazendo o ajuste dos picos de um deles.

Um exemplo de como as contagens de fundo podem afetar os resultados é apresentado no caso do par p_3^{20} , p_0^{16} no espectro obtido para $\Theta_{\text{lab}} = 40^\circ$. Na tabela 3 temos os resultados obtidos para vários ajustes usando um, dois ou três picos com largura fixa ou variável. Apenas neste caso a incerteza na posição daqueles dois picos foi avaliada levando em conta as flutuações dos valores obtidos nos vários ajustes.

7. Agora vejamos como foi calculado o erro em $E_2(\alpha_0^{20})$. - Observando a fórmula (2) vemos que há duas fontes principais de erros: as incertezas nas energias de saída dos grupos p_1^{16} , p_3^{20} , p_0^{16} , p_2^{20} e α_0^{16} , e as incertezas nas posições destes grupos mais o α_0^{20} nos espectros. Ambos estes fatores afetam o erro em \bar{k} e, dessa forma, contribuem direta e indiretamente para o erro em $E_2(\alpha_0^{20})$ pois usando uma notação simplificada para a fórmula (2) temos

$$E_2^{20} = E_2^{16} + \bar{k} \times (K_0^{20} - K_0^{16}) \quad (2')$$

logo
$$\sigma_{E_2^{20}} = \sqrt{(\sigma_{E_2^{16}})^2 + (\bar{k})^2 (\sigma_{\Delta K})^2 + (\Delta K)^2 (\sigma_{\bar{k}})^2}$$

onde

$$\Delta K = K_0^{20} - K_0^{16} \quad \text{e} \quad \sigma_{\Delta K} = \sqrt{(\sigma_{K_0^{20}})^2 + (\sigma_{K_0^{16}})^2}$$

Os erros nas energias de saída já foram discutidos. Por outro lado o erro em \bar{k} (inclinação da reta de calibração obtida com os grupos de prótons) é calculado no programa de ajuste linear pela expressão (veja seção III.3 §5)

$$(\sigma_{\bar{k}})^2 = \text{var}(b) = \phi^2 \sum_i w_i^2 (X_i'^2 v_i + Y_i'^2 u_i)$$

onde

$$\phi^{-1} = \sum_i w_i [X_i' Y_i' / b + 4 z_i' (z_i - z_i')]]$$

$$z_i = w_i (v_i X_i' + b u_i Y_i'), \quad z_i' = z_i - \frac{\sum_i w_i z_i}{\sum_i w_i}$$

$$X_i' = X_i - \frac{\sum_i w_i X_i}{\sum_i w_i}$$

$$Y_i' = Y_i - \frac{\sum_i w_i Y_i}{\sum_i w_i}$$

$$\text{e} \quad w_i = (b^2 u_i + v_i)^{-1}$$

Constatamos no entanto que em nosso caso as incertezas nas posições contribuem muito pouco para a incerteza na inclinação da reta de calibração. Para compreender isso basta observar as contribuições médias devidas aos desvios nas coordenadas dos pontos de calibração, que entram nos W_i . Assim

$$\langle v_i \rangle = 50 \text{ KeV}^2$$

$$\left. \begin{aligned} \langle u_i \rangle &= 4 \times 10^{-2} \\ \langle b \rangle &= 3.88 \end{aligned} \right\} \langle b^2 u_i \rangle \approx 0.6 \text{ KeV}^2 \ll \langle v_i \rangle$$

ou seja a contribuição do desvio na posição é da ordem de 1% da correspondente à energia.

8. Finalmente conhecendo-se σ_{E1} , σ_{Θ} e σ_{E2}^{20} pudemos obter os erros prováveis σ_{Qs} nos valores Q_s calculados segundo o método descrito em IV. 2. O cálculo do erro no resultado final

$$\bar{Q} = \sum_{s=1}^4 \frac{1}{4} Q_s$$

não é, porém, tão simples como poderia parecer. Convém lembrarmos que as quatro medidas não são totalmente independentes pois estão ligadas pela sistemática do método utilizado; razão pela qual na composição dos erros prováveis de cada medida, a fim de obtermos o erro no valor final do Q , apenas a parte devida a erros não sistemáticos é que pode ser reduzida pelo fato de termos várias medidas, sendo que a contribuição sistemática, que deve ser aproximadamente a mesma para todas elas, se mantém (ou deve ser mantida). No nosso caso a única contribuição não sistemática está relacionada à natureza dos desvios estatísticos das contagens em cada canal, ou seja, a componente não-sistemática de σ_{Qs} é a que advém da incerteza na posição dos picos nos espectros e que contribui para σ_{Qs} através de σ_{E2}^{20} . Neste a maior contribuição não sistemática é a devida ao termo $(\Delta K)^2 (\sigma_{\bar{K}})^2$ que para um cálculo não muito rigoroso pode ser considerada como a única, o que foi feito por nós neste trabalho.

VI. RESULTADOS E COMENTÁRIOS

Na tabela 4 encontram-se os valores de Q obtidos e que combinados da forma exposta em IV.2 e V nos dão para a reação $^{20}\text{Ne}(d,\alpha)^{18}\text{F}$ o resultado

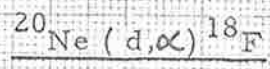
$$Q_0 = 2790 \pm 10 \text{ KeV}$$

cujo valor é intermediário aos anteriormente obtidos e que está em melhor acôrdo com o de Mileikowsky, como pode ser observado na fig. 7.

Entretanto, é conveniente lembrar mais uma vêz que as nossas medidas estão estreitamente ligadas ao conhecimento relativo do Q_0 da reação $^{16}\text{O}(d,\alpha)^{14}\text{N}$, podendo portanto sofrerem recalibrações caso novas determinações dêste valor Q venham a ser realizadas. Porém, modificações nos valores Q das reações (d,p) utilizadas na calibração dos espectros não causariam variações da mesma ordem nos resultados das nossas medidas, pois nêste caso o número de graus de liberdade é maior.

Ainda com respeito à reação $^{16}\text{O}(d,\alpha)^{14}\text{N}$, o valor utilizado $Q_0 = 3110.6 \pm 3 \text{ KeV}$, que segundo o artigo mencionado (ref. 3) foi obtido por uma média ponderada dos quatro valores nêle apresentados, não concorda com o resultado de um cálculo que fizemos com êstes valores. Assim obtivemos $Q_0 = 3112.5 \pm 2.5 \text{ KeV}$ usando pêsos proporcionais ao inverso das varianças. Contudo, como o autor daquêle artigo omite certos detalhes que nos ajudariam chegar a uma conclusão a êsse respeito, resolvemos deixar a questão em aberto. De qualquer forma, o quadro inicialmente apresentado nesta seção não seria drásticamente alterado caso o valor Q_0 da reação $^{16}\text{O}(d,\alpha)^{14}\text{N}$ venha a ser corrigido.

↑
 Q_0 (KeV)



2800

(a)

90

80

(b)

70

(d)

60

- (a) Mattauch (ref. 15)
- (b) Mileikowsky (ref. 4)
- (c) López e Almén (ref. 5)
- (d) este trabalho

2750

(c)

Figura 7

TABELA 1

Reação Nuclear	Valor- Q_0 publicado (KeV)			recalibrado p/ Rytz (ref. 3)	Valor usado (KeV)	erro	referência
	original	erro	referência				
$^{16}\text{O}(d,p)^{17}\text{O}$	1917	10	Sperduto 54(ref. 16)	-	1919	3	média ponderada (ref. 3)
	1919	9	Van Patter 57 (ref. 17)	-			
	1917	4	López 59 (ref. 18)	-			
	1918	3	Jáidar 61 (ref. 19)	-			
	1918	8	Klema 51 ^x	1915			
	1920	3	(MIT) 63 (ref. 1)	1920			
	$^{16}\text{O}(d,\alpha)^{14}\text{N}$	3112	6	Strait 51 (ref. 20)			
3119		5	Li 51 (ref. 21)	-			
3113		3.5	Craig 52 (ref. 22)	3110			
3119		5	Famularo 53 (ref. 23)	3119			
3110		6	Tejera 61 (ref. 24)	3110			
3113		6	(MIT) 63 (ref. 1)	3113			
$^{20}\text{Ne}(d,p)^{21}\text{Ne}$		4526	9	Ahnlund 54 ^x	4531	4534	6
	4532	6	López 61 (ref. 5)	4532			
	4534	7	(MIT) 63 (ref. 1)	4534			
$^{20}\text{Ne}(d,\alpha)^{18}\text{F}$	2791	9	Mileikowsky 54 (ref. 4)	2795	2797		calc. a partir de de massas (ref. 15)
	2766	20	López 61 (ref. 5)	2766			
$^{22}\text{Ne}(d,p)^{23}\text{Ne}$	2968	8	Ahnlund 54 ^x	2967	2970		idem
	2974	6	López 61 (ref. 5)	2974			
	2968	7	(MIT) 63 (ref. 1)	2968			
$^{22}\text{Ne}(d,\alpha)^{20}\text{F}$					2698		idem

(x) citados na ref. 3

- 22 -

TABELA 2

Resultados dos ajustes realizados com o programa GAUSS-3 aos picos nos espectros obtidos com a mistura neônio + oxigênio na câmara de espalhamento .

θ_{lab}	limites do ajuste	nº de picos	$\chi^2/(n-m)$	grupo	posição(K)	largura	E'_2 (KeV)
40°	100 - 155	1	1.50	p_1^{16}	128.23 ± .11	13.94 ± .24	2907.5 ± 6.3
				p_3^{20}	312.5 ± 1.0(a)		3616.5 ± 8.1
				p_0^{16}	352.5 ± 1.0(a)		3777.4 ± 6.2
	420 - 525	2	1.68	α_0^{20}	447.26 ± .24	18.62 ± .60	--
				α_0^{16}	487.50 ± .16	17.94 ± .32	4426.6 ± 6.7
	565 - 605	1	1.54	p_2^{20}	581.46 ± .26	13.40 ± .61	4667.3 ± 8.0
45°	100 - 155	1	1.18	p_1^{16}	125.00 ± .12	13.28 ± .26	2883.5 ± 6.3
	285 - 370	2	0.99	p_3^{20}	309.78 ± .08	14.29 ± .19	3595.0 ± 8.1
				p_0^{16}	348.49 ± .13	12.79 ± .26	3750.3 ± 6.2
	405 - 505	2	0.96	α_0^{20}	437.68 ± .18	17.37 ± .40	--
				α_0^{16}	475.04 ± .13	18.16 ± .28	4366.0 ± 6.8
	560 - 600	1	1.23	p_2^{20}	578.64 ± .21	13.24 ± .46	4643.0 ± 8.0
50°	88 - 138	1	1.38	p_1^{16}	113.81 ± .15	13.75 ± .33	2857.5 ± 6.3
	275 - 370	2	1.21	p_3^{20}	299.49 ± .08	13.48 ± .17	3571.6 ± 8.1
				p_0^{16}	336.90 ± .13	12.76 ± .26	3721.0 ± 6.2
	385 - 485	2	0.86	α_0^{20}	419.21 ± .18	17.00 ± .39	--
				α_0^{16}	453.37 ± .13	17.82 ± .27	4300.8 ± 6.9
	550 - 590	1	1.02	p_2^{20}	567.98 ± .18	12.80 ± .40	4616.7 ± 8.0
60°	79 - 129	1	1.43	p_1^{16}	104.86 ± .17	12.79 ± .35	2800.6 ± 6.3
	268 - 348	2	1.22	p_3^{20}	291.81 ± .08	13.10 ± .16	3520.3 ± 8.0
				p_0^{16}	325.90 ± .16	13.21 ± .33	3656.7 ± 6.2
	368 - 448	2	1.22	α_0^{20}	395.51 ± .24	17.82 ± .56	--
				α_0^{16}	422.16 ± .20	16.32 ± .40	4159.3 ± 7.0
	540 - 576	1	1.04	p_2^{20}	553.02 ± .20	13.75 ± .48	4553.3 ± 8.0

(a) valores médios (vêr tabela 3) .

TABELA 3

Resultados dos ajustes à região onde se localizam os picos p_3^{20} e p_0^{16} do espectro obtido a 40° , variando-se os limites do ajuste e(ou) o número de picos. Os valores de largura que não apresentam desvios foram pré-fixados para o respectivo ajuste.

limites do ajuste	nº de picos	$\chi^2/(n-m)$	grupo	posição	largura	área do pico
285 - 337	1	1.95	p_3	312.53 ± 14	14.53 ± 32	7765 ± 181
337 - 370	1	0.77	p_0	352.83 ± 18	12.35 ± 46	2187 ± 98
285 - 370	2	4.16	p_3	312.99 ± 19	16.04 ± 47	8533 ± 266
			p_0	352.00 ± 32	13.98 ± 81	2595 ± 160
285 - 380	2	5.50	p_3	312.92 ± 22	13.3	7803 ± 268
			p_0	352.13 ± 39	13.3	2412 ± 150
285 - 380	3	1.83	p_3	312.50 ± 19	14.94 ± 43	8413 ± 233
			-	331.0 ± 1.2	13.7 ± 2.9	854 ± 180
			p_0	352.35 ± 23	12.92 ± 50	2526 ± 94
285 - 380	3	3.50	p_3	312.29 ± 25	$13.3 \pm$	6392 ± 302
			-	319.4 ± 1.2	34.6 ± 5.0	4418 ± 892
			p_0	352.86 ± 31	13.3	2524 ± 138
285 - 380	3	2.21	p_3	312.37 ± 14	13.3	7860 ± 170
			-	328.56 ± 70	13.3	1021 ± 96
			p_0	352.21 ± 24	13.3	2524 ± 96

TABELA 4

Resultados dos valores $-Q_0$ obtidos para a reação $^{20}\text{Ne}(d, \alpha)^{18}\text{F}$ e de duas grandezas intermediárias importantes nos cálculos descritos nas seções III.2 e V do texto.

Θ_{lab}	\bar{K} (KeV/canal)	$E_2(\alpha_0^{20})$ (KeV)	Q (KeV)
40°	$3.383 \pm .022$	4318.4 ± 6.5	2791 ± 10
45°	$3.379 \pm .022$	4269.7 ± 6.5	2739 ± 10
50°	$3.373 \pm .022$	4217.6 ± 6.5	2739 ± 10
60°	$3.379 \pm .022$	4106.0 ± 6.6	2739 ± 10

REFERÊNCIAS



1. A. Sperduto e W.W. Buechner, Q-Value Measurements at M. I. T. Proceedings of the Second International Conference on Nuclidic Masses, Vienna, Austria (July 15-19, 1963). Edited by W.H. Johnson Jr., Springer-Verlag (1964) .
2. T. Polga, Estudo da Reação $^{20}\text{Ne}(d,p)^{21}\text{Ne}$ (Tese de Doutorado-FFCL-USP-1968)
3. A. Rytz, Nuclear Physics 70(1965)368
4. Curt Mileikowsky, Arkiv för Fysik 7(1954)117
5. G. López e O. Almén, Rev. Mex. Fis. 10(1961)239
6. Y. Yukai, Medidas de Seções de Choque de Freamento para íons de ^{14}N em oxigênio e íons de ^{12}C em nitrogênio . (Tese de mestrado - ITA - 1964)
7. V. Gomes, R.A. Douglas, T. Polga e O. Sala, Nucl. Phys. ~~46(1963)1845~~ ⁶⁸⁽¹⁹⁶⁵⁾⁴¹⁷
8. R.E. Warren, J.L. Powell e R.G. Herb, Rev. Sci. Instr. 18(1949)559
9. W. Whaling, Handbuch der Physik XXXIV, 193-Springer-Verlag, Berlin (1958) .
10. R.D. Evans - "The Atomic Nucleus" -McGraw Hill(1955)
11. R.L. Heath, Nuclear Instruments and Methods 43(1966)209-229
12. R.G. Helmer, R.L. Heath, M. Putnam, D.H. Gipson, Nuclear Instruments and Methods 57(1967)46-47 .
13. J.H. Willianson, Canadian Journal of Physics 46(1968)1845
14. F. Ajzenberg-Selove e T. Lauritsen, Nucl. Phys. 11(1959)250
15. J.H.E. Mattauch, W. Thiele e A.H. Wapstra, Nucl. Phys. 67(1965)32
16. Sperduto, Buechner, Bockelman e Browne, Phys. Rev. 96(1954)1313
17. D.M. Van Patter e W. Whaling, Rev. Mod. Phys. 29(1957)757
18. López, Alba, Mazari e Ortiz, Rev. Mex. Fís. 8(1959)17
19. Jáidar, López, Mazari e Domínguez, Rev. Mex. Fís. 10(1961)247
20. E.N. Strait, D.M. Van Patter, W.W. Buechner e A. Sperduto, Phys. Rev. 81(1951)747 .
21. C.W. Li, W. Whaling, W.A. Fowler e C.C. Lauritsen, Phys. Rev. 82(1951)159

22. D.S.Craig, D.J.Donahue e K.W.Jones, Phys. Rev. 88(1952)808
23. K.F.Famularo e G.C.Phillips, Phys. Rev. 91(1953)1195
24. A.Tejera, M.Mazari, A.Jáidar e G. López, Rev. Mex. Fís. 10(1961)229