

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

INSTITUTO DE FÍSICA

FREAMENTO DE ^{107}Ag , ^{109}Ag e ^{150}Sm EM Ni, Au e Al

Roberto Vicençotto Ribas

Dissertação de Mestrado apresentada ao
Instituto de Física da USP

Orientador - Prof. Wayne A. Seale

SÃO PAULO - 1977

para

margô^t, camilla e carolina

AGRADECIMENTOS

- Ao Prof. Wayne M. Roney pela sugestão do trabalho e orientação em sua fase inicial
- Ao Prof. Wayne A. Seale pela orientação na elaboração deste trabalho e pela amizade.
- Ao Prof. Trentino Polga pela eficiente manutenção do acelerador e indispensável ajuda na operação do mesmo.
- Aos colegas Alex e Elô, pelo entusiasmo, solidariedade e participação nos frutíferos e infrutíferos períodos de máquina.
- A mim mesmo, por ter vencido uma longa luta contra um inicialmente desconhecido e misterioso equipamento eletrônico.
- Ao Harume, do Setor de Computação da UEL, pelos auxílios prestados durante a implantação de programas no computador daquela Universidade.
- Aos colegas do Departamento de Física da UEL pelo apoio recebido.
- Ao pessoal técnico do IFUSP, pela assistência recebida.
- Ao Prof. Oscar Sala, por ter colocado à minha disposição o acelerador Pelletron e todo o equipamento necessário para a realização deste trabalho.
- À FAPESP, pela bolsa concedida na fase inicial deste trabalho.

SUMÁRIO

Foi medido o poder de freamento de íons pesados (^{107}Ag , ^{109}Ag , ^{150}Sm) em sólidos (Ni, Au, Al) como teste inicial para uma nova técnica de medida de perda de energia baseada no "deslocamento Doppler". A análise dos dados foi feita com base nas teorias de Lindhard, Scharff e Schiott para o freamento eletrônico e nuclear. Os resultados são comparados com as previsões semi-empíricas de Northcliffe e Schilling, sendo observada uma razoável concordância entre os valores previstos e os medidos.

ABSTRACT

The stopping power of ^{107}Ag , ^{109}Ag and ^{150}Sm in nickel, gold, and aluminum was measured as a preliminary test of a new technique for measuring energy loss based on the doppler shift. The analysis of the data was based on the theories of Lindhard, Scharff, and Schiott for nuclear and electronic stopping. The results are compared with the semi-empirical predictions of Northcliffe and Schilling; there is a reasonable agreement between these predictions and the present measurements.

ÍNDICE

Símbolos e definições	1
1. - Introdução	2
2. - Teorias e aproximações semi-teóricas.....	5
2.1 - Teorias de dE/dx	5
2.2 - Previsões semi-teóricas	10
3. - Técnicas de medida	12
3.1 - Generalidades	12
3.2 - A técnica do deslocamento Doppler	13
3.2.1- Correções ao método	15
3.3 - Medidas de espessura dos freadores	16
4. - Equipamento experimental	18
4.1 - Acelerador e fonte de íons	18
4.2 - Câmara e detetores	21
4.3 - Posicionamento dos alvos	23
4.4 - Preparação de alvos e folhas	23
4.5 - Eletrônica para tomada de dados	25
5. - Análise de dados	31
5.1 - Dados experimentais	31
5.2 - Redução dos dados	35
5.3 - Análise dos dados	37
6. - Resultados e discussões	43
6.1 - Comparação com teorias e outras medidas na região	43

6.1.1 - Alcance de ^{150}Sm em Au	50
6.2 - Outras medidas usando esta técnica	51
6.3 - Conclusões e sugestões	51
6.4 - Algumas informações úteis a respeito das condições de tomada de dados	53
REFERÊNCIAS	55
APÊNDICE	57

SÍMBOLOS E DEFINIÇÕES FREQUENTEMENTE USADOS NESTE TRABALHO

- E_γ - Energia de raios gama (keV)
- E - Energia de recuo dos íons (MeV)
- \mathcal{E} - Energia de recuo/unidade de massa (MeV/a.m.u)
- k - Constante de proporcionalidade entre $dE/dx)_{el. e}$ e $\mathcal{E}^{1/2}$
na teoria de Lindhard, Scharff e Schiott
- Z_1 - Número atômico do íon
- Z_2 - Número atômico do meio freador
- M_1 - Massa atômica do íon
- M_2 - Massa atômica do meio freador
- eZ_1^* - carga efetiva do íon
- m_e - massa do elétron
- β_v - velocidade do íon em vôo, antes de atravessar o freador
- β_f - velocidade do íon freado
- ξ_0 - ($=137 \beta$) velocidade de recuo em unidades da velocidade de Bohr para o átomo de hidrogênio
- ξ - ($= \mathcal{E} / Z_1$)
- v_{tf} - velocidade de Thomas-Fermi ($= c \cdot Z_1^{2/3} / 137$)

1. - INTRODUÇÃO

Desde o trabalho original de N. Bohr⁽¹⁾ em 1913 sobre o freamento de partículas alfa em meios materiais, o estudo dos processos de interação de partículas carregadas com a matéria vem se desenvolvendo continuamente até os dias atuais, com grande interesse. Durante um longo tempo, a maior parte dos trabalhos, tanto teóricos como experimentais, tratava primariamente da penetração de partículas leves (prótons e alfas), basicamente pela disponibilidade dessas partículas nas investigações da física nuclear. Mais recentemente, o interesse no estudo do freamento de partículas mais pesadas tem crescido bastante, em conexão com o desenvolvimento dos aceleradores de íons pesados.

Apesar do mecanismo de freamento de íons pesados não ser essencialmente diferente do de prótons e partículas alfa, o estudo do freamento de íons pesados tem revelado alguns problemas ainda não bem explicados pelas teorias. Esses problemas são relacionados com um comportamento oscilatório do poder de freamento com o número atômico do íon incidente^(2,3) ou do meio freador⁽⁴⁾ (este último observado também no freamento de partículas alfa).

Outro problema no freamento de íons pesados é a variação da carga do íon com sua velocidade de recuo (por um processo de perda e captura de elétrons orbitais). Essa variação, que para prótons e alfas só ocorre numa insignificante região de baixas energias de recuo, influencia drasticamente o freamento de íons pesados numa extensa faixa de energia. Por ser difícil sua previsão teórica, essa variação torna impraticável a utilização das previsões teóricas, na maioria dos casos.

Os problemas citados e a necessidade da determinação da energia perdida por partículas recuando em gases ou sólidos num grande número de técnicas experimentais da física nuclear tornam imprescindível o desenvolvimento de medidas sistemáticas do poder de freamento num grande número de combinações meio-íon-energia de recuo. Grande parte das medidas de freamento de íons pesados se concentra na região $Z_1 \leq 10$. Algumas exceções são constituídas por medidas do alcance de fragmentos de fissão e um pequeno número com utilização de feixe acelerado de Br, I e U.

Uma outra consequência das falhas e problemas teóricos é o desenvolvimento de curvas semi empíricas para as previsões do poder de freamento. Entre essas curvas, as mais importantes são talvez as elaboradas por Northcliffe e Schilling⁽⁵⁾. Essas curvas são em geral obtidas por extrapolações e interpolações dos dados experimentais, guiadas pelas previsões teóricas. Embora na região em que há abundância de dados ($Z_1 \leq 10$) as previsões dessas curvas sejam boas e de bastante utilidade, não há nenhuma comprovação de que isso continue válido para íons mais pesados.

O presente trabalho é o resultado do desenvolvimento de uma nova técnica para medidas do freamento de íons pesados, com a qual torna-se desnecessária a obtenção direta de feixe acelerado desses íons. O método consiste essencialmente na produção de núcleos excitados em recuo (estados de vida média da ordem de dezenas de ps) por excitação coulombiana utilizando-se feixe acelerado de íons pesados (tipicamente $^{16}_0$ ou $^{32}_{16}$ S). O efeito Doppler na energia dos raios gama emitidos nas de-excitações desses núcleos é usado para determinação da velocidade de recuo dos mesmos. Um sistema de coincidências Υ - projétil espalhado próximo a 180° permite selecionar íons recuando em torno de uma direção fixa (0°). A partir da medida de E_V^Υ , energia dos raios gama emitidos pelos núcleos em vôo e E_F^Υ , dos emitidos após a passagem dos íons por meio freador pode-se determinar as velocidades (ou energias) dos íons, antes e após o freamento. Conhecendo-se a espessura Δx do freador, o poder de freamento (dE/dx) é aproximado pela razão:

$$\frac{dE}{dx} \sim \frac{\Delta E}{\Delta x}$$

Com as energias de feixe (^{16}O) disponíveis no Laboratório Pelletron do IFUSP, mediu-se o poder de freamento de Ni, Au e Al para a penetração de ^{150}Sm , ^{109}Ag e ^{107}Ag com energias iniciais de recuo da ordem de 10 a 20 MeV. Embora nem todas as possibilidades da técnica tenham sido testadas, verificou-se que o método é altamente satisfatório, permitindo determinar a fração de energia perdida pelo íon ao atravessar o freador, com incertezas menores que 5%. Os resultados das medidas são comparados com as teorias de Lindhard, Scharff e Schiott (LSS) e com as aproximações semi-empíricas de Northcliffe e Schilling (NS).

2. - TEORIAS E APROXIMAÇÕES SEMITEÓRICAS

2.1 - TEORIAS DE dE/dx

Não há nenhuma teoria adequada para descrever o freamento de íons pesados em todo o espaço (E, Z_1, Z_2) . Quatro teorias com validade em regiões aproximadamente complementares desse espaço são as de Bohr, Bethe e as de LSS. Essas teorias podem ser classificadas pelo tipo de interação que utilizam e pela região de aplicabilidade.

Íons pesados penetrando na matéria perdem energia principalmente por colisões inelásticas com os elétrons atômicos do meio. Este processo é conhecido como freamento eletrônico. Na região de altas velocidades de recuo, onde a velocidade do íon é muito maior que as velocidades orbitais de seus elétrons atômicos ($E \gg 0.1$ MeV/a.m.u.) este é praticamente o único processo envolvido no freamento. Em baixas velocidades ($E \lesssim 0.1$) e especialmente para Z_1, Z_2 grandes, as perdas de energia nos espalhamentos elásticos dos íons pelos campos coulombianos nucleares (blindados) dos átomos do meio começam a ser comparáveis com as ocasionadas pelo mecanismo eletrônico. Este processo é usualmente referido na literatura como freamento nuclear. Em energias menores que 0.1 MeV/a.m.u. este processo passa a ser dominante.

A teoria de Bohr e a de Bethe (que descrevem somente o freamento eletrônico) expressam o poder de freamento na forma geral:

$$-\frac{dE}{dx} = 0.3072 \cdot 10^{-3} \frac{z_1^2 z_2}{M_2 \beta^2} B \quad \left[\frac{\text{MeV}}{\text{mg}/\text{cm}^2} \right] \quad \text{Eq. 2.1.1}$$

e as diferenças nas duas formulações estão contidas no parâmetro adimensional B (stopping number). Bohr⁽¹⁾ calculou o poder de freamento com um tratamento semiclássico baseado no modelo de Rutherford para o átomo, encontrando para B a expressão:

$$B = \ln \frac{1.123 m_e v^3}{z_1^2 e^2 w} \quad \text{Eq. 2.1.2}$$

onde w pode ser interpretado como uma frequência média de oscilação dos elétrons atômicos do meio. (para uma definição de outros símbolos veja a tabela na página 1).

O primeiro cálculo puramente quanto-mecânico para o freamento eletrônico de partículas carregadas foi desenvolvido por volta de 1930 por H.A. Bethe⁽⁶⁾. O resultado de Bethe, obtido com a primeira aproximação de Born, tem para o stopping number a expressão:

$$B = \ln \frac{2 m_e v^2}{I} \quad \text{Eq. 2.1.3}$$

onde I , a energia média de excitação dos elétrons atômicos do meio, tem seu análogo clássico w na teoria de Bohr ($I = \hbar w$).

Uma ligação entre os resultados de Bethe e os de Bohr

foi encontrado por Bloch⁽⁷⁾ que desenvolveu um tratamento análogo ao de Bethe, levando em conta as perturbações na função de onda dos elétrons atômicos causadas pela presença da partícula incidente. A expressão de Bloch se reduz à de Bohr ou à de Bethe, nas condições de validade de cada uma delas (as regiões nas quais as teorias descritas se aplicam são encontradas na tabela 2.1.1).

Duas dificuldades surgem na utilização desses resultados (eq. 2.1.2 e 2.1.3): o conhecimento da energia média de excitação I (ou da frequência ω) e o da carga efetiva (eZ_1^*). Bloch⁽⁸⁾ mostrou para todo meio descrito pelo modelo de Thomas-Fermi⁽⁹⁾, I é proporcional a Z_2^2 .

$$I = k Z_2^2$$

onde k , chamada constante de Bloch é da ordem de 10 eV.

A carga efetiva do íon (eZ_1^*) se relaciona com o número atômico Z_1 através do parâmetro de carga efetiva :

$$Z_1^* = \gamma Z_1$$

Bohr⁽¹⁰⁾ sugeriu que a probabilidade de captura de um elétron orbital (elétron K) pelo íon, deve ser determinada pela razão entre a velocidade de recuo do íon e a velocidade orbital desse elétron no íon. Para Z_1 grande, a captura de mais elétrons (L,M) é significativa em velocidades relativamente grandes e a sugestão de Bohr não se aplica. Medidas experimentais mostram que a razão $\frac{v}{v_{TF}} = v/v_{TF}$ (velocidade do íon em relação à de Thomas Fermi do elétron no íon) é mais apropriada

Autor	Bohr	Bethe	L.S.S.	L.S.S.
tipo de interação	eletrônica	eletrônica	eletrônica	nuclear
método de cálculo	clássico - átomo de Rutherford	quântico-perturbativo (1ª aprox. Born)	estatístico-átomo de Thomas-Fermi	espalhamento elástico - potencial Thomas-Fermi
região de validade	$\xi_0 \ll Z_1^*$ $\xi_0 \gg Z_2$ $(Z_1^* Z_2)^{2/3} \ll \xi_0$	$Z_1^* \ll \xi_0$	$\xi_0 < Z_1^{2/3}$ $Z_1, Z_2 \gg 10$	todo o espaço (ϵ, Z_1, Z_2)

Tabela 2.1.1

para a determinação da probabilidade de captura de elétrons⁽¹²⁾.

A utilidade dessas teorias é limitada, na região de baixas velocidades de recuo ($\beta \ll Z_1$), pois nessa região, $\beta \ll 1$, e em geral desconhecido. Lindhard et al.^(13,14,15,16) recentemente desenvolveram a única teoria útil para o freamento em baixas velocidades de recuo. A descrição de LSS é baseada no modelo estatístico de Thomas-Fermi para o átomo e descreve não somente o freamento eletrônico, mas também o nuclear que começa a tornar-se importante nessa região. A teoria de LSS prevê uma dependência linear do freamento eletrônico com a velocidade de recuo nessa região:

$$\left. - \frac{dE}{dx} \right)_{el.} = 73.9 \eta \frac{Z_1 \cdot Z_2}{M_2 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{3/2}} \quad \varepsilon^{0.5} \left[\frac{\text{MeV}}{\text{mg/cm}^2} \right]$$

Ex. 2.1.4

onde η é uma constante da ordem de $Z_1^{1/6}$. A validade dessa expressão é restringida pela relação:

$$\beta_0 \lesssim Z_1^{2/3}$$

(com base em resultados experimentais, Steward⁽¹⁷⁾ sugere que este limite deva ser trocado por $\beta_0 \lesssim Z_1^{1/3}$)

Embora os resultados de LSS para o freamento nuclear não possam ser apresentados de uma forma compacta, pode-se ajustar os parâmetros de uma função relativamente simples que descreve esta parcela do freamento. Essa expressão, desenvolvida por Steward⁽¹⁷⁾ é:

$$\left. - \frac{dE}{dx} \right)_{nucl.} = C_N \cdot \varepsilon^{0.5} \cdot \exp \left[- C'_N \cdot \varepsilon^{0.27719} \right] \quad \left[\frac{\text{MeV}}{\text{mg/cm}^2} \right]$$

Ex. 2.1.5

onde $C_N = C_N^z(M_1, Z_1, M_2, Z_2)$ e $C_N^0 = C_N^0(M_1, Z_1, M_2, Z_2)$.

Esse resultado é supostamente válido em todo o espaço (ϵ, Z_1, Z_2) .

Todas as medidas realizadas para este trabalho se encontram na região de aplicabilidade das teorias de LSS. Os resultados de LSS para o freamento de ^{150}Sm em Ni são vistos na fig. 2.1.1.

Para maiores detalhes a respeito das teorias apresentadas nesta seção, há um excelente artigo de revisão⁽¹⁸⁾ onde uma extensa compilação de resultados de medidas também é apresentada.

2.2 - PREVISÕES SEMI-TEÓRICAS

Em geral, as teorias apresentadas na seção anterior reproduzem qualitativamente bem o poder de freamento observado experimentalmente. Quantitativamente, essas previsões são, na maioria das vezes muito ruins (podendo apresentar desvios maiores que 50%).

Um procedimento muito interessante para se obter previsões mais realistas do poder de freamento é o de se ajustar curvas com base nas teorias e medidas experimentais. Supondo que a dependência do poder de freamento com o número atômico do meio e do íon segue as previsões teóricas, é possível também se obter extrapolações para outros meios e íons, com os quais não há medidas experimentais. Northcliffe e Schilling⁽⁵⁾ desenvolveram um dos mais completos conjuntos de curvas baseando-se nesses argumentos. As tabelas de NS são encontradas para íons de todos os elementos em vários meios de interesse na região $0.01 \leq \epsilon \leq 12$. Steward⁽¹⁷⁾ desenvolveu um programa computacional para ajustar curvas de maneira análoga às de NS, para todo o plano (Z_1, Z_2) e $0.01 \leq \epsilon \leq 500$. Ambos os ajustes são referentes exclusivamente ao freamento eletrônico e usam a teoria de LSS para subtrair a parcela nuclear do freamento dos dados experimentais.

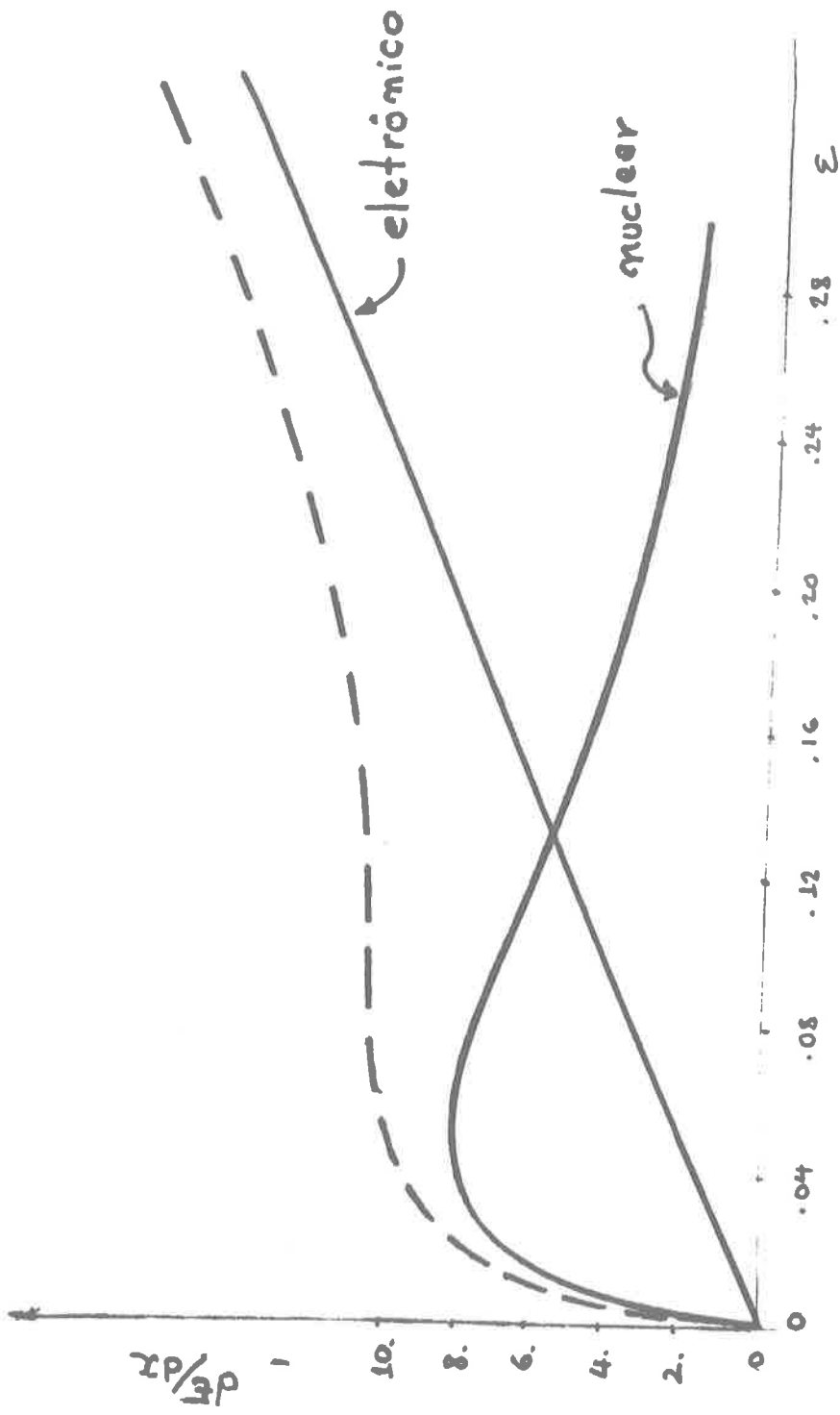


fig. 2.1.1

3. - TÉCNICAS DE MEDIDAS

3.1 - GENERALIDADES

A determinação de dE/dx envolve habitualmente dois tipos de medidas: a energia (ou velocidade) perdida pelo íon em re-
cuo ($\Delta E, \Delta v$) ao atravessar uma folha fina do elemento freador e
a espessura (Δx) desta. A função dE/dx no ponto \bar{E} é obtida à par-
tir dessas medidas pela aproximação:

$$\frac{dE}{dx} (\bar{E}) = \frac{\Delta E}{\Delta x}$$

e para $\Delta E \ll E_0$, E_0 a energia inicial do íon,

$$\bar{E} = E_0 - \frac{1}{2} \Delta E$$

Neste trabalho, ΔE é medido por um processo ao qual chamaremos Deslocamento Doppler. A espessura do freador é obtida por técnicas usuais como freamento de alfas e medidas de massa da folha.

3.2 - A TÉCNICA DO DESLOCAMENTO DOPPLER

Este método consiste basicamente na determinação da velocidade de recuo de um íon, cujo núcleo encontra-se num estado excitado, pela observação do efeito Doppler na energia do raio gama emitido no decaimento nuclear. Este procedimento foi sugerido em 1973 por W.M.Roney⁽¹⁹⁾ para ser desenvolvido no Laboratório Pelletron. Quase que simultaneamente ao início do desenvolvimento deste trabalho, Shane e Seaman⁽²⁰⁾ publicaram um artigo apresentando uma versão desta técnica.

Núcleos excitados em recuo são produzidos por excitação coulombiana bombardeando-se o alvo A (ver fig. 3.1.1) com feixe de íons pesados (^{16}O). Um sistema de coincidências γ -projétil espalhado próximo a 180° permite selecionar íons provenientes de A recuando em torno da direção 0° (definida pela direção de incidência de feixe). Os núcleos recuando nessa direção podem decair antes ou depois de atravessar a folha freadora B. Escolhendo-se d convenientemente ($d = v \cdot T_{1/2}$, $T_{1/2}$ a meia vida do estado excitado), pode-se conseguir que cerca de 50% dos núcleos decaiam antes e o restante depois de atravessar a folha freadora. O espectro de energia dos raios gama (que satisfazem a condição de coincidência) vai apresentar dois picos correspondentes às duas possíveis velocidades de recuo dos íons: anterior ou posterior à passagem pelo freador.

A energia no sistema laboratório de um raio gama de energia E_0 no sistema do núcleo, cuja velocidade com respeito ao laboratório é β ($= v/c$) é dada por⁽²¹⁾:

$$E_\gamma = E_0 \frac{(1 - \beta^2)^{1/2}}{(1 - \beta \mu_{pr})} \approx E_0 \left(1 + \beta \mu_{pr} + \beta^2 \left(\mu_{pr}^2 - \frac{1}{2} \right) \right)$$

Eq. 3.1.1

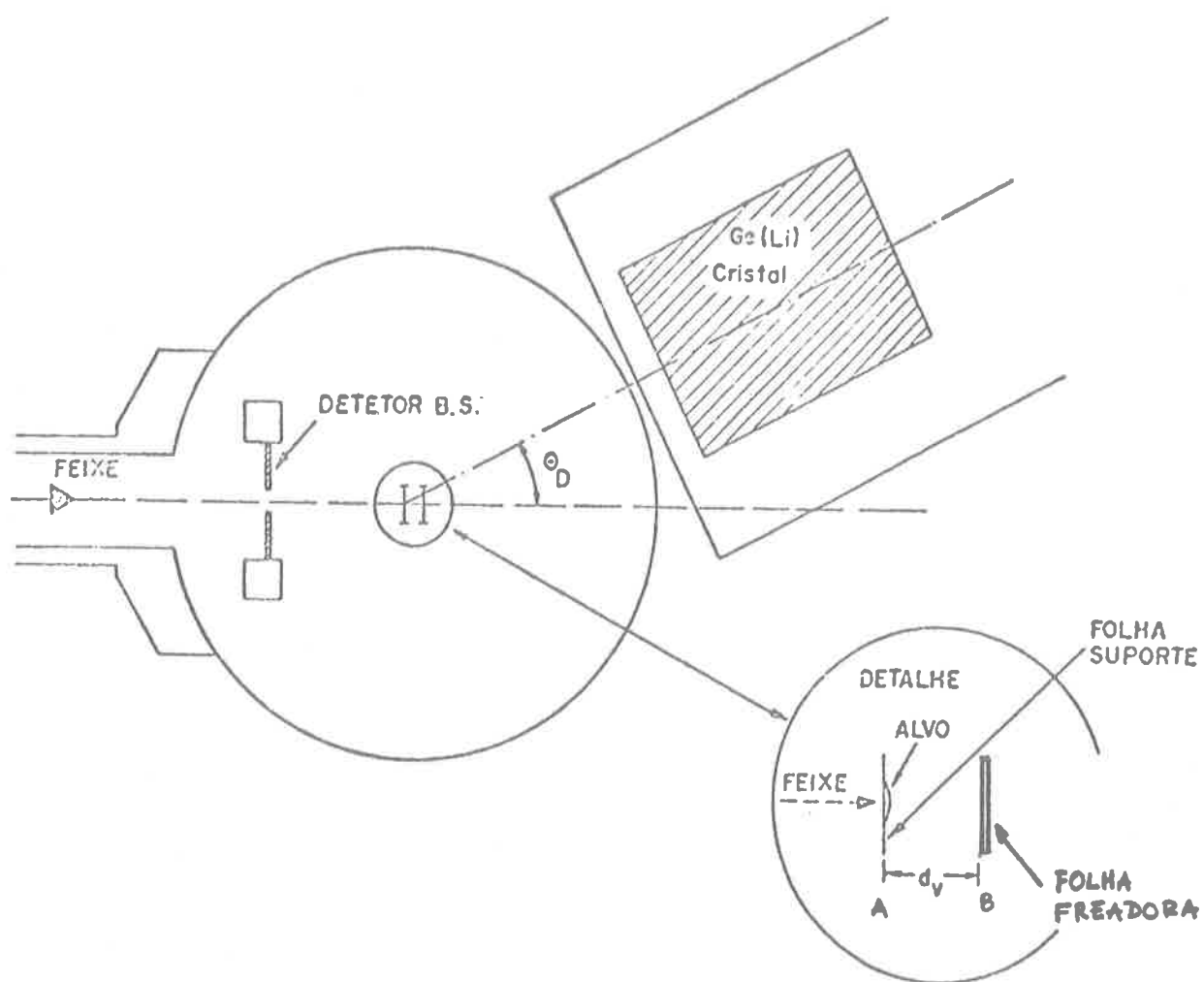


Fig. 3.1.1 - Esquema do posicionamento dos detetores em relação à câmara de espalhamento.

onde $\mu_{pr} = \cos \theta_{pr}$, θ_{pr} o ângulo entre a direção de recuo e a da detecção do raio gama. Chamando E_v a energia (no laboratório) do raio gama emitido pelo núcleo em vôo, antes de atravessar o freador e E_f a do emitido após atravessá-lo, obtém-se pela expressão:

$$\left(\frac{\Delta E_v}{E_0} \right)_{exp.} = \left\langle \beta_v \mu_{pr} + \beta_v^2 \left(\mu_{pr}^2 - \frac{1}{2} \right) \right\rangle$$

Eq. 3.1.2.

e expressão análoga para $\beta_f (\Delta E_v = E_v - E_0)$

a energia de recuo dos íons é calculada com a expressão não relativística:

$$E_v = \frac{1}{2} m c^2 \beta_v^2$$

3.2.1 - CORREÇÕES AO MÉTODO

W.M.Roney e W.A.Seale⁽²²⁾ desenvolveram uma série de correções aplicáveis às medidas com o "Recoil Distance Method" (RDM). No artigo desses autores é apresentado uma correção para a velocidade de recuo dos íons. Essas correções levam em conta fatores como ângulo sólido finito dos detetores, eficiência do detetor de gamas dependente da energia, atenuação da correlação angular, mudanças relativísticas no ângulo de detecção etc. Como os processos envolvidos na

medida de ΔE pelo RDM e em nossa técnica são basicamente os mesmos, podemos aplicar diretamente os resultados da ref. 22, sem grandes alterações, para as nossas medidas de dE/dx .

Apesar da importância dessas correções para o método, não cabe neste trabalho uma descrição mais detalhada do cálculo dessas correções. Para tal, tanto o trabalho original como ref. 23 apresentam detalhadamente o espírito e cálculo dessas correções.

3.3 - MEDIDAS DE ESPESSURA DOS FREADORES

Foram utilizadas duas técnicas diferentes para as medidas de espessura de cada folha freadora. A medida da energia perdida por partículas alfa de uma fonte radioativa ao atravessar a folha e o conhecimento de dE/dx de alfas é bastante empregado para medidas de espessura:

$$\Delta x = \int [dE/dx]^{-1} dE$$

Esta técnica acarreta erros da ordem de 3 a 10% na espessura, limitação que depende basicamente das incertezas em dE/dx de alfas. Para essas medidas foi usada uma câmara especial para esse fim onde as partículas alfa (de uma fonte de ^{241}Am) são colimadas num feixe de ~1.5 mm de diâmetro. As medidas de energia foram feitas com detector de barreira de superfície e eletrônica convencional. As cinco principais linhas de alfas de uma fonte de ^{228}Th (e família) foram usadas, juntamente com a do ^{241}Am para calibração da energia.

As folhas também tiveram suas espessuras medidas de terminando-se a massa M de uma amostra de superfície S recortada da folha, contendo em seu centro a região em que incidiu o feixe. A espessura média na área recortada é:

$$\Delta x = \frac{M}{S}$$

Um recortador circular (vazador) foi usado para se obter amostras de cerca de 0.5 cm^2 das fôlhas. A área de recorte foi encontrada medindo-se com um micrômetro o diâmetro de vários cartões recortados com o vazador. A incerteza na área foi estimada em cerca de 1%.

As amostras foram pesadas numa balança analítica com seis algarismos significativos para frações de grama e posteriormente numa balança de torção com fundo de escala 2mg e divisões de $5 \mu\text{g}$. A linearidade da escala da balança analítica foi testada medindo-se uma massa com a adição sucessiva de pequenos lastros de papel (de $\sim 0.5 \text{ mg}$ cada). O desvio padrão de uma série de cinco medidas em pontos diferentes da escala foi menor que 0.5% para uma massa de cerca de 0.5 mg. Entretanto, a eventual presença de erros sistemáticos em medidas de massas tão pequenas nos leva a crer que o desvio padrão encontrado pode não ser muito significativo (os critérios adotados para estimativa dos erros na espessura são discutidos na seção 5.2).

Embora este tipo de medida represente uma espessura média em toda a área, a espessura local, na região de incidência de feixe, não deve diferir mais que $\sim 3\%$ desta média, supondo que a uniformidade da folha seja da ordem de 5 a 10% (24).

4. - EQUIPAMENTO EXPERIMENTAL

4.1 - ACELERADOR E FONTE DE ÍONS

As medidas foram efetuadas com feixe de oxigênio produzido pelo acelerador Pelletron⁽²⁵⁾ do Departamento de Física Nuclear do Instituto de Física da USP (fig. 4.1.1). Íons negativos extraídos de uma fonte tipo duoplásmatron⁽²⁶⁾ (fig. 4.1.2) com energia de cerca de 80 keV são defletidos de 90° pelo ímã ME-20 onde os íons desejados são selecionados e injetados no acelerador tandem NEC - 8UD. O potencial eletrostático no terminal do acelerador esteve entre 5.5 e 6.5 MV, correspondendo a energias de ~33 a 39 MeV de oxigênio emergente no estado de carga 5⁺ e ~39 a 45 MeV para o estado 6⁺. O componente de feixe de determinado estado de carga é selecionado no ímã ME-200, de deflexão de 90°, onde também é realizada a determinação e o controle da energia do feixe. Ressonância Magnética Nuclear (NMR) é usada para medida da energia do feixe. A frequência de ressonância f do campo de radiofrequência aplicado na amostra (H₂O), localizada no entreferro do ME - 200 determina a energia de um feixe de íons de massa M e carga Z pela relação⁽²⁷⁾:

$$E = M \cdot \left[\left(1 + \frac{2 \cdot Z^2 \cdot f^2 \cdot h}{M^2} \right)^{1/2} - 1 \right]$$

Eq. 4.1.1

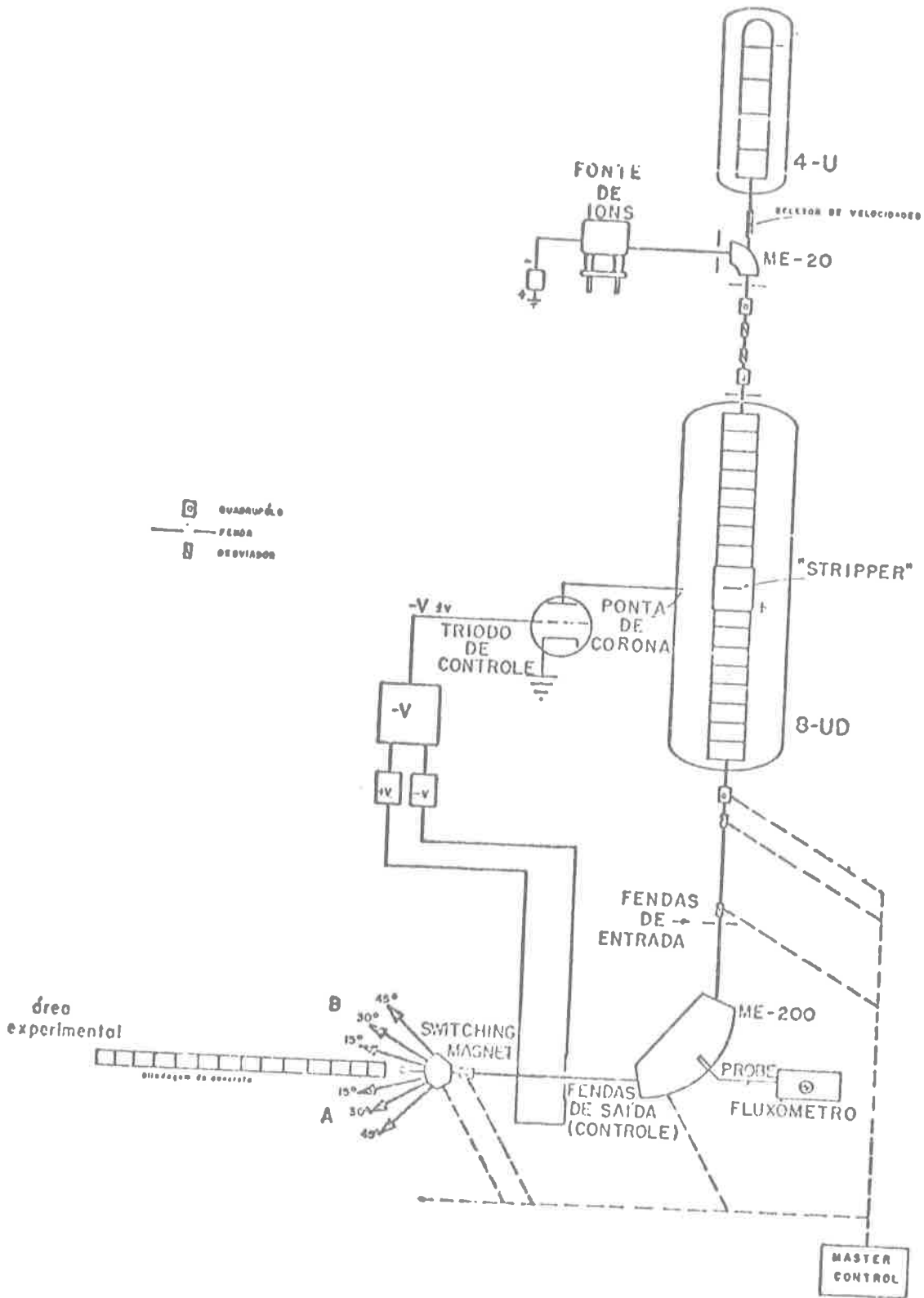
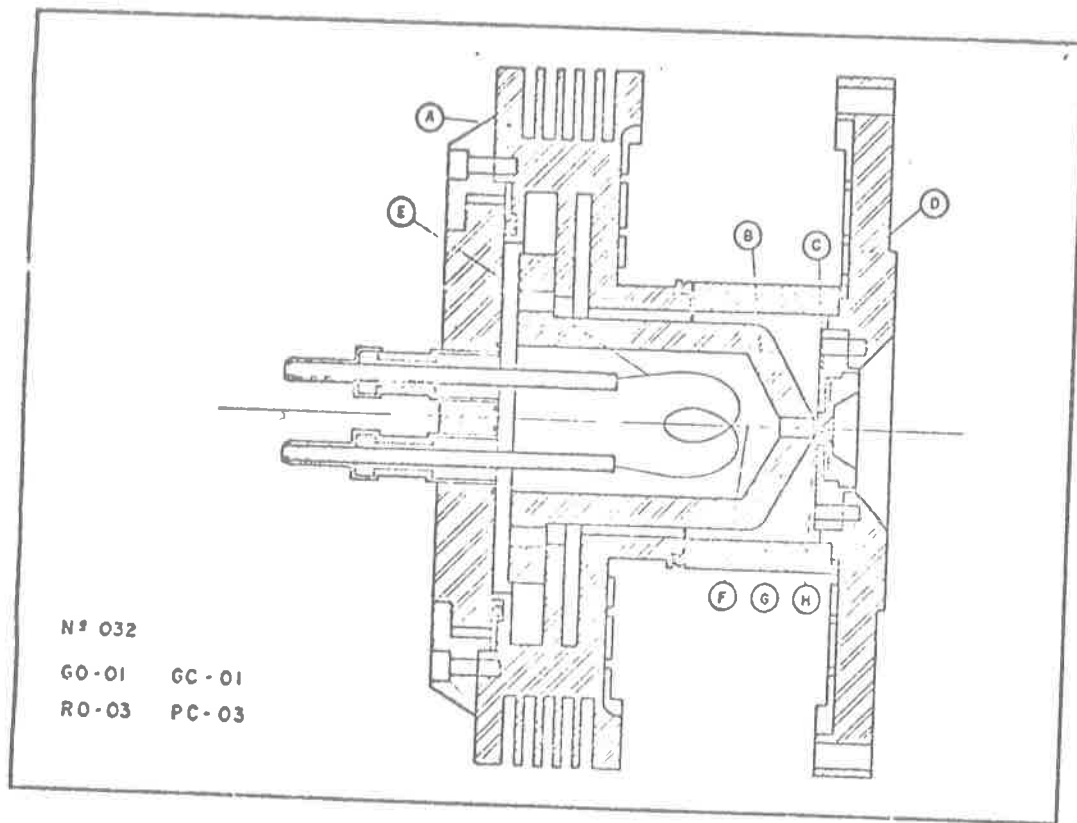


Fig. 4.1.1 - Sistema do Acelerador Pelletron.



- A. Corpo da duoplasmatron
- B. Zwischen (eletrodo móvel)
- C. Pastilha do anodo
- D. Anodo
- E. Filamento
- F. Plasma de baixa densidade
- G. Isolante
- H. Plasma de alta densidade

Fig. 4.1.2 - Esquema da Fonte de Íons Duoplasmatron.

onde k é uma constante determinada experimentalmente. Para este acelerador, o valor adotado para essa constante é:

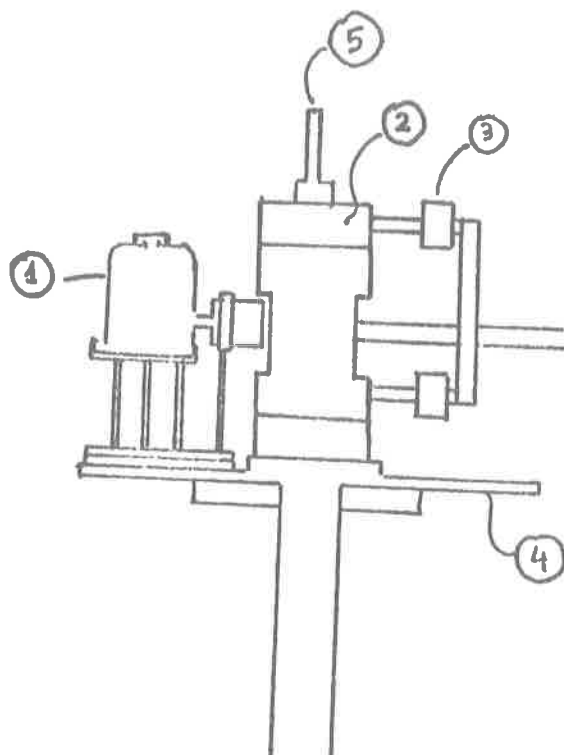
$$k = (42.871 \pm 0.023) \times 10^{-3} \left[\frac{\text{MeV} \cdot \text{a.m.u}}{(\text{MHz})^2} \right]$$

O feixe analisado é então desviado pelo "switching" ímã para a canalização 30° A onde se encontra a câmara usada para as tomadas de dados. Em todo o percurso do feixe, sua direção e focalização pode ser controlada pelos desviadores magnéticos (steerers) e lentes magnéticas (quadrupoles).

4.2 - CÂMARA E DETETORES

Utilizamos para nossas medidas, o sistema usual de câmara, detetores e mesa de correlações angulares do Laboratório Pelletron (fig. 4.2.1). O detetor anular para as partículas espalhadas (Princeton -tec. mod. PA-300-45-300) compreende ângulos de ~ 170 a $\sim 179^\circ$ e está protegido contra a incidência direta de feixe por um diafragma de tântalo. Um campo magnético é aplicado na região central da câmara, evitando-se assim que elétrons secundários emergentes do alvo possam atingir o detetor.

O detetor de raios gama (Ge(Li)-Phillips, true coaxial de 56 cm^3) está posicionado com respeito à câmara num suporte fixo à mesa de correlações angulares. Todo o conjunto pode girar no plano horizontal entre os ângulos de -120 a $+120^\circ$. Observou-se⁽²⁸⁾ que o centro do cristal detetor não corresponde ao centro do invólucro, de modo que o suporte do detetor foi normalmente posicionado para que o centro do cristal tomasse a posição desejada. A resolução em energia deste detetor esteve por volta de 1.7 keV (largura total do pico na metade da altura) nas regiões de interesse.



- 1 - detetor Ge(Li) e recipiente para N líquido
- 2 - câmara
- 3 - eletroímãs
- 4 - mesa giratória
- 5 - posicionador de alvos

Fig. 4.2.1

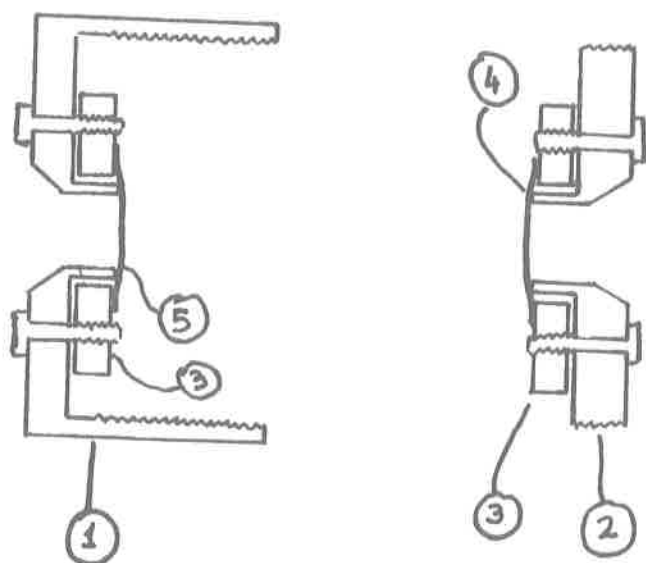
4.3 - POSICIONAMENTO DOS ALVOS

Há necessidade, neste tipo de medida, de um aparelho para manter esticado o conjunto alvo-folha e separá-los por uma distância conhecida (e variável). Vários sistemas para essa finalidade foram projetados e testados, tendo-se finalmente chegado ao visto na fig. 4.3.1, com o qual foram tomadas todas as medidas. A separação alvo-folha é obtida aproximando-se os elementos (1) e (2) por intermedio de uma rêsca milimétrica. Uma mola helicoidal é mantida dentro do aparelho, de modo que possíveis folgas nas roscas não acarretem mudanças imprevisíveis na separação. Com êste aparelho pode-se medir facilmente variações de ~ 0.05 mm na separação, podendo-se assim determiná-la com incerteza de $\sim 15\%$ (para as separações usadas), plenamente suficiente para o caso.

4.4 - PREPARAÇÃO DOS ALVOS E FOLHAS

Os alvos de ^{150}Sm e ^{107}Ag foram feitos por evaporação em vácuo⁽²⁴⁾, depositados sobre folhas de 1.2 mg/cm^2 de níquel. Várias evaporações sucessivas foram feitas de modo a se obter cerca de 300 a $500 \mu\text{g/cm}^2$ de isótopo depositado no alvo. As bases usadas foram relativamente grossas, tendo-se em vista dificuldades anteriores para se esticar folhas mais finas. Com o novo suporte-esticador (fig. 4.3.1) verificou-se ser possível esticar folhas bem mais finas, sem grandes riscos de rompimento da folha. O alvo de Ag natural ($48\% \text{ }^{109}\text{Ag}$, $52\% \text{ }^{107}\text{Ag}$) foi também obtido por evaporação de prata metálica em vácuo, depositada sobre folha de 0.25 mg/cm^2 de níquel.

As folhas freadoras de níquel e ouro são do tipo obtido comercialmente, de espessura (nominal) 1.2 mg/cm^2 e 2.3 mg/cm^2 respectivamente. A de alumínio foi confeccionada no laboratório por evaporação do metal sobre lâmina de vidro recoberta por uma camada de $\sim 70 \mu\text{g/cm}^2$ de CsI previamente evaporado. A flutuação da folha se fez mergulhando as lâminas



- 1 - porta alvo
- 2 - porta folha
- 3 - discos para esticar alvo e folha
- 4 - folha freadora
- 5 - alvo

Fig. 4.3.1

numa cuba com água destilada. A uniformidade das folhas comerciais é melhor que 10% , segundo especificações do fabricante e a das produzidas no laboratório é melhor que 3%, segundo as estimativas da ref. (24).

4.5 - ELETRÔNICA PARA TOMADA DE DADOS

Um dos pontos mais delicados deste método de medi-
da é a obtenção e ajuste de um sistema eletrônico de coincidências, si
multâneo com medida de energia com alta resolução. Vários sistemas ⁽²⁹⁾
foram usados para geração de marca de tempo de chegada de pulsos dos
detetores e cada alternativa apresentou problemas e vantagens específi
cos. A escolha do amplificador linear para o Ge(Li) mostrou-se também
bastante crítica. Uma das configurações usadas nas tomadas de dados é
vista na fig. 4.5.1 .

No canal de gamas, o sinal do pré-amplificador é
usado pelo "Constant Fraction Discriminator" (CFD ortec 463) para gerar
pulsos rápidos correspondentes ao instante de chegada de um evento no
detetor Ge(Li). Um "Timing Filter Amplifier" (TFA ortec 454) acopla o
pré amplificador ao CFD, evitando que a resolução em energia seja pre-
judicada pelo processo de derivação de marca de tempo. No canal de
partículas, um sistema idêntico é usado.

A marca de tempo das partículas é introduzida num
"Gate Generator" (GG EG&G 202/N) que gera tres pulsos simultâneos ao
da entrada. Um desses pulsos é atrasado por cerca de 300ns e introduzi
do na segunda unidade do GG. Um outro pulso da primeira unidade do GG
e o da saída da segunda unidade (ambos com largura de ~150ns) são intro
duzidos, juntamente com o pulso rápido do CFD dos gamas, no "Logic Mo-
dule" (LM EG&G) onde são feitas as coincidências. O terceiro pulso do
GG é usado para disparar o "Time to Amplitude Converter" (TAC ortec 436)

As relações lógicas entre as entradas 1,5 e 6 e
as saídas 5,6 e 7 do LM são vistas na fig. 4.5.2 . Pode-se escolher os atra

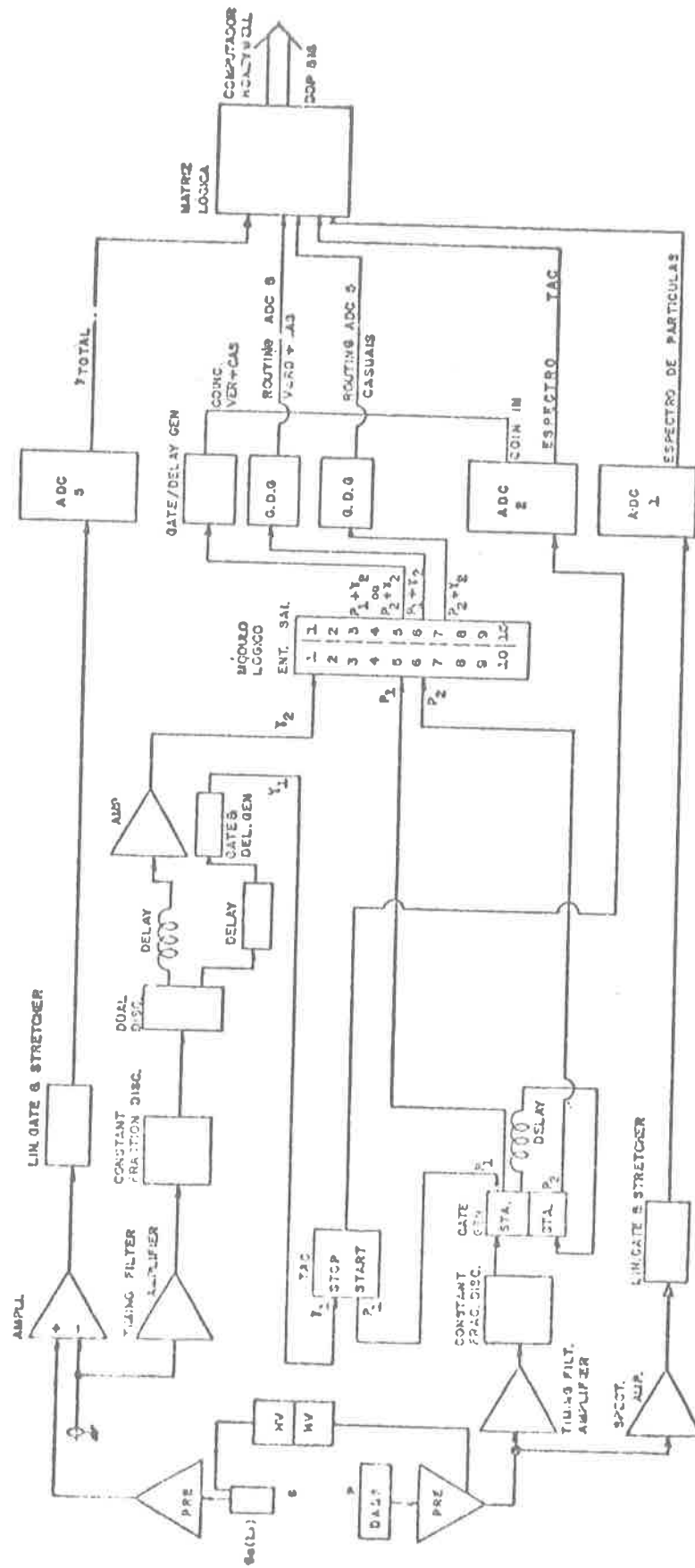


Fig. 4.5.1 - Diagrama de blocos do circuito eletrônico de detecção.

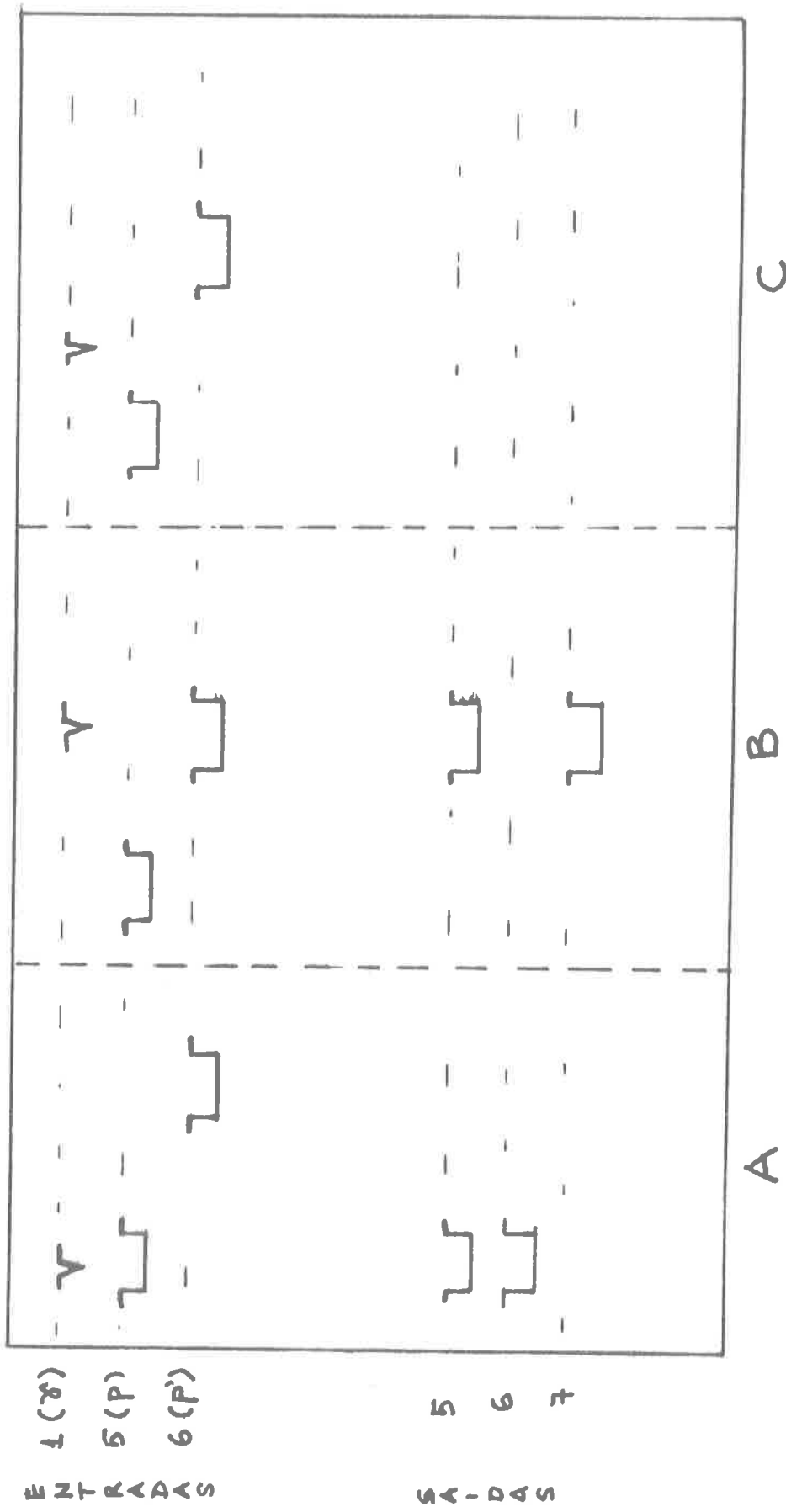


fig. 4.5.2

zos no "Delay Box" (DB ortec) de modo que o pulso de gamas (entrada 1) chegue dentro do intervalo de duração do pulso não atrasado das partículas (entrada 5) para todo par de pulsos correspondente a uma coincidência "verdadeira". Isso corresponde à situação A da fig. 4.5.2. Desse modo, são obtidos pulsos nas saídas 5 e 6 do LM toda vez que ocorrer um evento verdadeiro (obviamente esta situação pode ocorrer também por casualidade). A situação B entretanto, corresponde a eventos puramente casuais, uma vez que ele corresponde a uma coincidência entre pulsos dos gamas e das partículas, estes atrasados de 300 ns. As saídas 5, 6 e 7 correspondem portanto às seguintes situações:

saida 5: coincidências reais + casuais ou casuais

saida 6: coincidências reais + casuais

saida 7: coincidências casuais

As saídas 6 e 7 do LM são usadas para gerar pulsos endereçadores (routing) das áreas de acumulação do Conversor Analógico Digital n.º 5 (CAD 5), correspondente ao espectro de energia dos raios gama. Só há transferência de pulsos para a memória do computador quando houver a presença de um pulso de routing. Para cada um dos routing (6 ou 7) os pulsos de energia são armazenados numa ou noutra área de 2048 canais. Esses espectros correspondem às coincidências reais+casuais e casuais, respectivamente.

A monitoração e ajuste do equipamento é feita pela observação do espectro do TAC. A diferença de tempo entre a chegada de um pulso do GG e outro do CFD dos gamas, este atrasado de 300 ns é convertida em amplitude de pulso (proporcional àquela diferença de tempo) pelo TAC. O espectro dos pulsos do TAC deve apresentar um pico correspondente à diferença de tempo entre a chegada de dois eventos (partícula - gama) verdadeiramente coincidentes. Além disso, espera-se um fundo constante nesse espectro, pois é igualmente provável a chegada de eventos não correlacionados com qualquer diferença de tempo.

Uma vez que o sistema está corretamente ajustado, o espectro do TAC trigerado pelos pulsos da saída 5 do LM deve ser cons

tituido de duas regiões (fig. 4.5.3) :uma contendo o pico de coincidências verdadeiras no centro e outra as coincidências puramente casuais. A resolução em tempo do sistema foi da ordem de 20 ns (largura do pico do TAC na metade da altura). Entretanto, a resolução efetiva usada foi de cerca de 150 ns, dada pela largura dos pulsos lentos nas saídas do GG. Larguras dessa ordem foram escolhidas tendo-se em vista instabilidades no sistema, geradas principalmente pelo aumento gradativo da corrente de fuga do detetor de partículas com a incidência de feixe e eletrons emergentes do alvo.

Todos os espectros são armazenados na memória de um computador Honeywell (DDP 516) ligado em linha com um IBM 360/44⁽³⁰⁾ .

Apos cada tomada de dados os espectros são transferido para um disco no IBM e posteriormente gravados em fitas magnéticas.

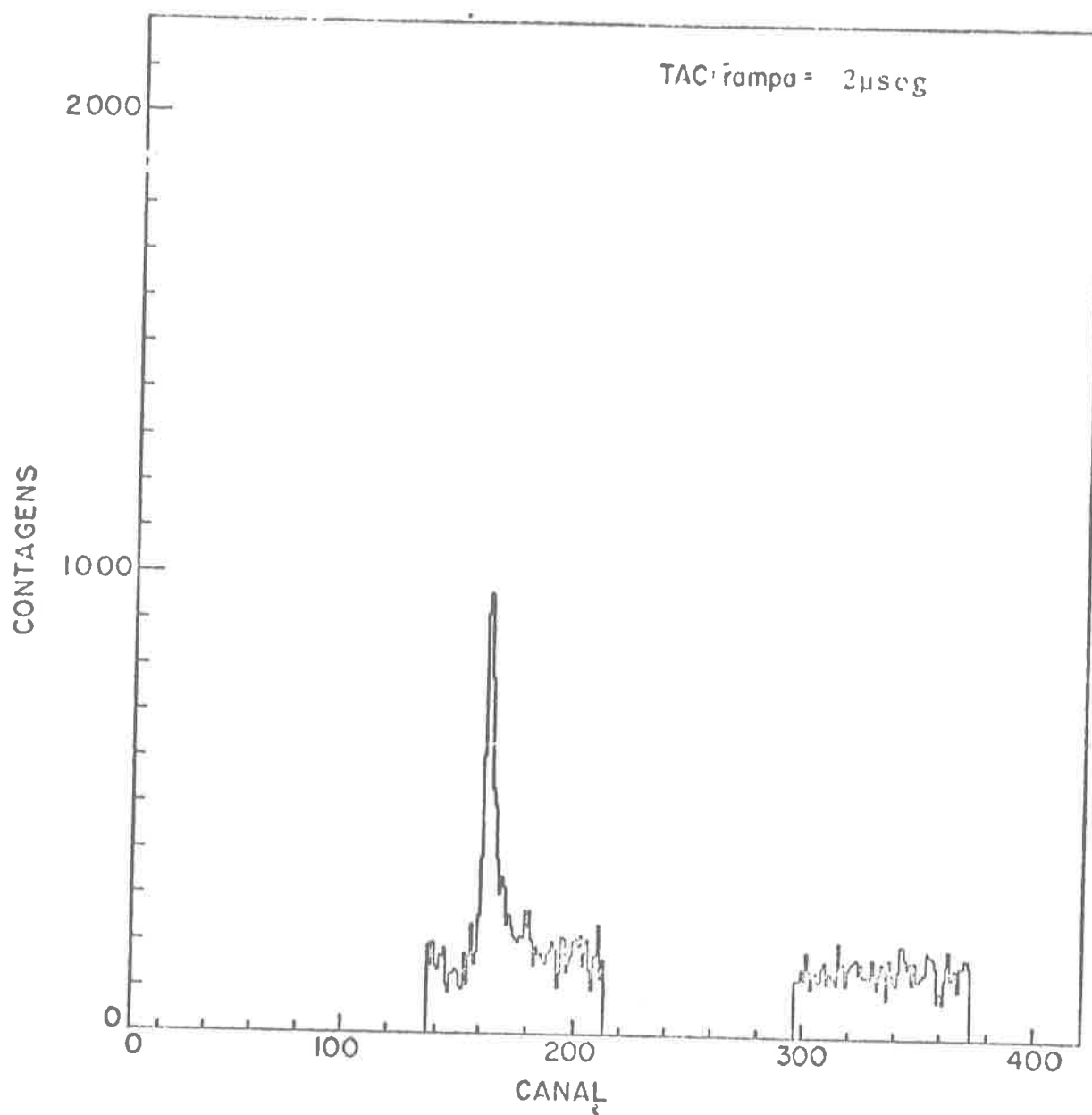


Fig. 4.5.3 - Espectro fornecido pelo conversor de tempo em amplitude (TAC).

5. - ANÁLISE DE DADOS

5.1 - DADOS EXPERIMENTAIS

Os espectros de raios gama em coincidência foram coletados durante cerca de cinco a oito horas de exposição ao feixe de ^{16}O , sendo a corrente de feixe no alvo mantida entre 20 e 50 nA .

No início e fim de cada medida foram tomados espectros de calibração para a escala de energia, usando-se para esse fim uma fonte de ^{133}Ba . Durante a tomada desses espectros de calibração, manteve-se o feixe no alvo pois em geral foi observada uma sensível dependência do ganho com a taxa de contagens. Normalmente a fonte de ^{133}Ba era deixada próxima ao detetor durante as medidas em coincidência, para que pelo menos o pico mais intenso da fonte aparecesse nos espectros (resultado de coincidências puramente casuais), tendo-se desse modo, uma referência bastante confiável para as calibrações.

Na fig. 5.1.1 é visto um espectro de calibração obtido com fonte de ^{133}Ba e feixe sobre alvo de ^{107}Ag . Na fig. 5.1.2 vê-se as regiões de interesse de um espectro de coincidências típico (^{150}Sm em Au) e correspondente espectro de coincidências casuais. Os picos de 417 e 440 keV no espectro de calibração são devidos a reações com contaminantes no alvo ($^{12}\text{C}(^{16}\text{O},p)^{27}\text{Al}$ e $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},xn)^{23}\text{Na}$).

A tabela 5.1.1 apresenta as medidas efetuadas para este trabalho. Duas medidas para o freamento de ^{150}Sm em Au foram praticamente inutilizadas ($E = 10.9$ e 7.9 MeV) pois o Sm foi completamente freado na espessura de Au usada. Essas medidas estabelecem um limite para o alcance de Sm em Au.

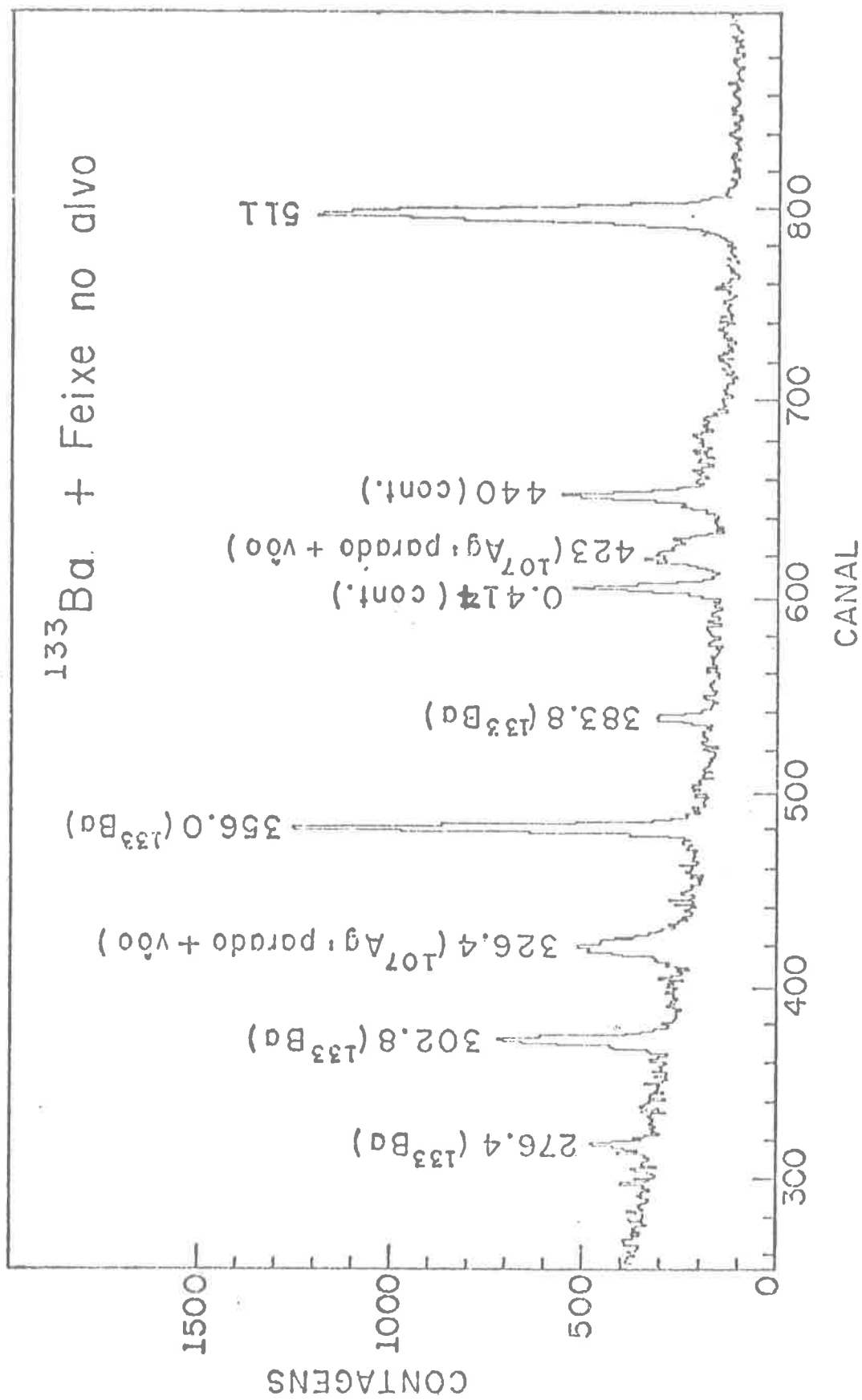


Fig. 5.1.1 - Espectro de calibração.

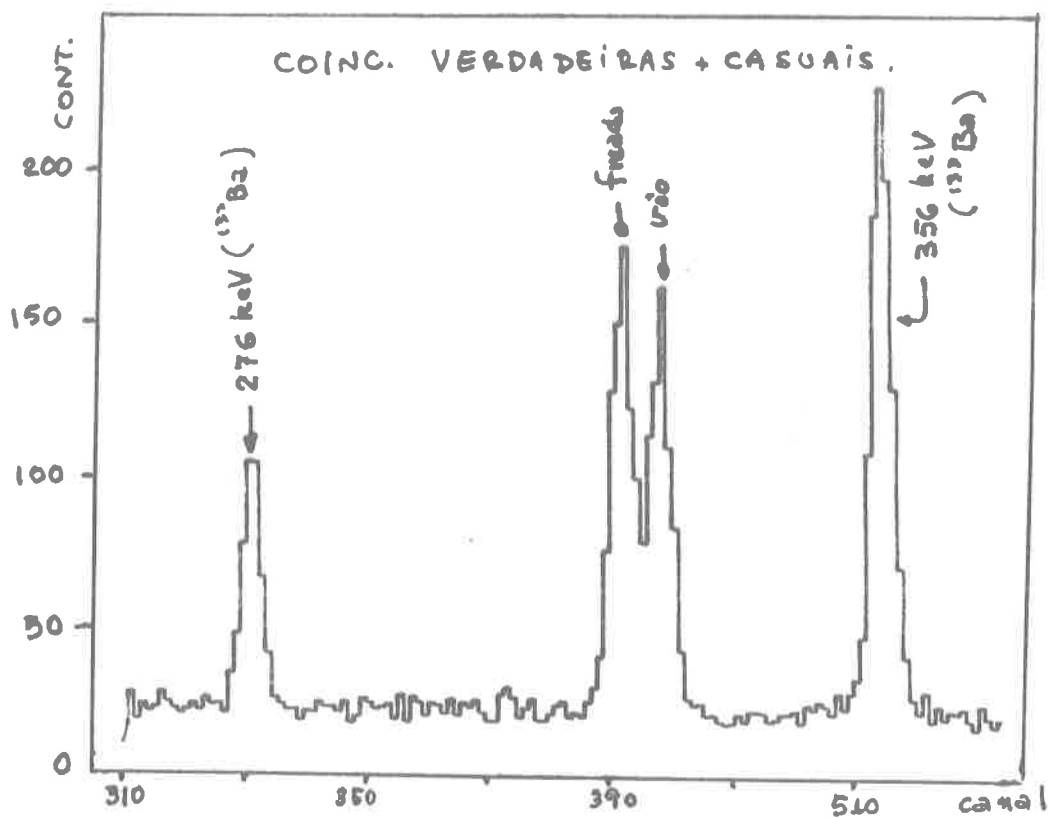


Fig. 5.1.2

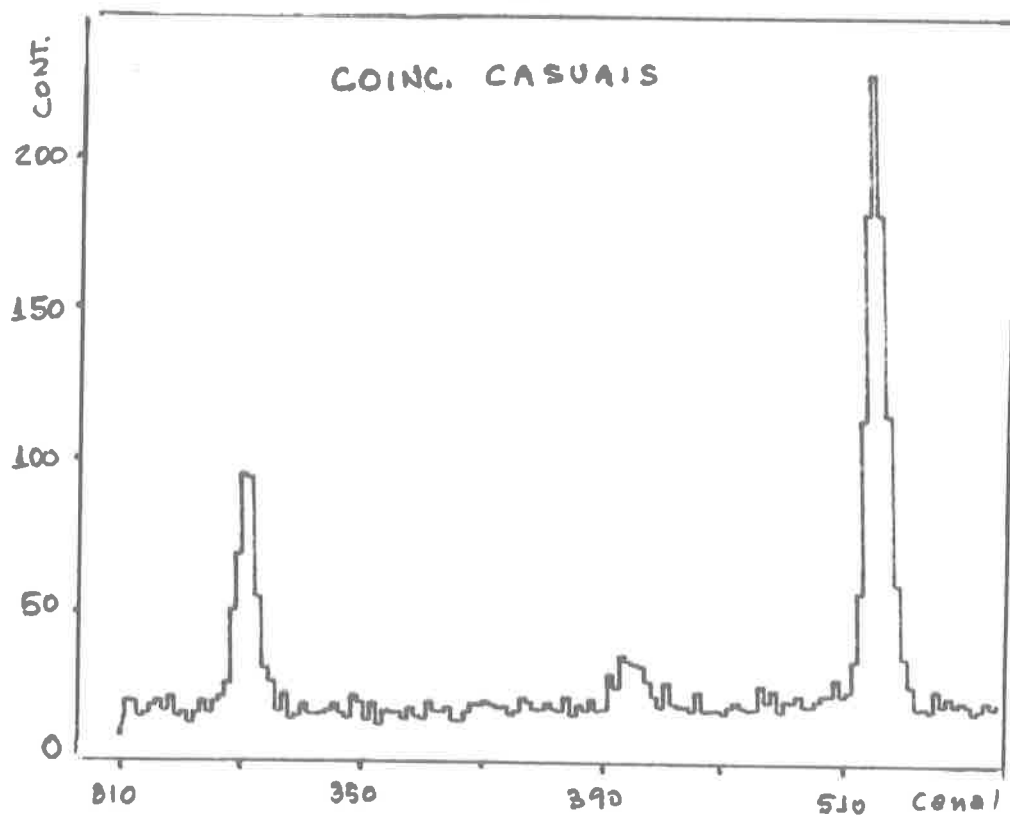


Fig. 5.1.3

Ion, Meio	E_{feixe} (MeV)	E_{recuo} (MeV)	ΔE (MeV)
$^{107}\text{Ag, Ni}$	40.	12.6(0.5)	11.2(0.5)
$^{107}\text{Ag, Ni}$	44.	19.3(0.6)	13.2(0.4)
$^{109}\text{Ag, Ni}$	44.	18.9(0.5)	13.3(0.4)
$^{107}\text{Ag, Au}$	40.	11.5(0.6)	8.4(0.4)
$^{150}\text{Sm, Ni}$	40.	10.6(0.5)	9.9(0.5)
$^{150}\text{Sm, Au}$	35.	7.9(0.4)	7.9(0.4)
$^{150}\text{Sm, Au}$	40.	10.9(0.5)	10.9(0.5)
$^{150}\text{Sm, Au}$	45.	11.3(0.5)	10.9(0.5)
$^{150}\text{Sm, Al}$	40.	10.0(0.5)	4.5(0.5)

Tabela 5.1.1.2

Um problema semelhante ocorreu com a medida do freamento de ^{150}Sm em Al. Neste caso a espessura do Al usado foi muito pequena de modo que o pico dos gamas "freados" se superpõe ao dos "em vôo" trazendo muitos problemas para a decomposição e determinação da posição do ponto de máximo de cada um. Entretanto, esta medida presta-se para colocar um limite inferior para aplicabilidade do método (i.é. menor ΔE mensurável)

5.2 - REDUÇÃO DOS DADOS

Os espectros de energia dos raios gama foram analisados procurando-se ajustar os parâmetros da função $f(x)$ que representa o espectro (gaussianas + fundo) de modo a minimizar a expressão:

$$\chi^2 = \frac{1}{N_d} = \sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i^2} (f(x_i) - y_i)^2$$

onde N_d é o número de graus de liberdade no ajuste, (x_i, y_i) os pontos experimentais e σ_i o erro provável em y_i .

A rotina PKFIT⁽³¹⁾ foi normalmente usada para esses ajustes. Este programa pode ajustar os parâmetros de até tres gaussianas simultâneamente e a função que representa o fundo pode ser escolhida entre uma constante, reta inclinada, parábola ou exponencial decrescente. Nos espectros correspondentes ao freamento de ^{107}Ag houve necessidade de se subtrair as coincidências casuais para se eliminar os picos de contaminantes (417,440 keV) . Nos outros casos os espectros de coincidências casuais não apresentaram estrutura alguma na região dos picos de interesse, sendo a subtração desnecessária.

Com as energias dos raios gama obtidas dos espectros, as velocidades de recuo β_v e β_g são calculadas usando-se a expressão 3.1.2. A velocidade inicial β_v também foi estimada por cálculos cinemáticos. No apêndice são apresentados os resultados dos ajustes com a rotina PKFIT.

As tabelas 5.2.1 e 5.2.2 apresentam os valores de ΔE_{ion} e Δx reduzidos e respectivos erros prováveis. As seguintes fontes de erros e respectivas ordens de grandezas foram computadas:

a) em ΔE_{ion}

i) erros nas constantes da reta de calibração de energia

$$E = a + b \cdot x$$

$$\frac{\sigma_a}{a} \sim 0.5\% \quad ; \quad \frac{\sigma_b}{b} \sim 0.3\%$$

ii) erros nas posições dos picos

$$\frac{\sigma_{\Delta c}}{\Delta c} \sim 5\%$$

As correções em ΔE descritas na seção 3.1.1 foram da ordem de 3% para todos os casos. Nas medidas com o ^{150}Sm , o detector de gamas foi posicionado em $\theta = 22.5^\circ$ pois verificou-se⁽²²⁾ que essas correções seriam minimizadas nesse ângulo.

b) erros em x

i) erro na área para pesagem $\sim 1\%$

ii) erro na massa (pesagem) $\sim 1\%$

iii) erro em dE/dx de alfas ~ 2 a 10%

iv) uniformidade ~ 5 a 10%

O erro calculado para Δx foi tomado como o desvio padrão de quatro medidas. Dessas, tres foram efetuadas por pesagem em duas balanças diferentes e o desvio padrão da média dessas tres medidas foi da ordem de 2% para todos os casos. Para a média incluindo-se a medida com freamento de alfas, o desvio padrão foi bem maior: $\sim 5\%$. Entretanto, como podemos ter problemas com a uniformidade das folhas, o valor médio incluindo a medida com freamento de alfas pode ser mais significativo.

5.3 - ANÁLISE DE DADOS

Como as espessuras dos freadores usados foram relativamente grande, uma fração apreciável da energia de recuo dos íons é perdida no atravessá-la. E sendo, nessa região, a contribuição do termo nuclear do freamento comparável com a do eletrônico, a função dE/dx nessa região pode variar de uma forma altamente não linear com a velocidade ou energia. Há então, a princípio, uma dificuldade para determinar \bar{E} tal que:

$$\left(\frac{\Delta E}{\Delta x}\right)_{exp.} = \frac{dE}{dx}(\bar{E})$$

O procedimento usado neste trabalho para calcular \bar{E} pressupõe a validade das teorias de LSS para o comportamento das parcelas $(dE/dx)_{nuc.}$ e $(dE/dx)_{el.}$.

Embora os próprios autores da teoria admitam que a constante de proporcionalidade entre $(dE/dx)_{el.}$ e $E^{1/2}$ possa não ser muito realista (o que vem sendo confirmado por vários experimentais⁽³²⁾, a dependencia linear com a velocidade é uma boa aproximação, comprovada num bom número de medidas. A figura 5.3.1 mostra os desvios dessa previsão com medidas⁽³³⁾ numa mesma região de Z_1 deste trabalho.

Embora não haja medidas que revelem o comportamento real da parcela nuclear do freamento, tem-se observado⁽³⁴⁾ que essa contribuição é cerca de 20 a 40% menor que a prevista por LSS.

Com base nesses fatos e suposições, foi calculada numericamente a integral

$$\Delta x = M_1 \int_{E_0 - \Delta E}^{E_0} \frac{dE}{\beta \left(\frac{dE}{dx}\right)_{nuc.} + k E^p} \quad \text{Eq. 5.3.2}$$

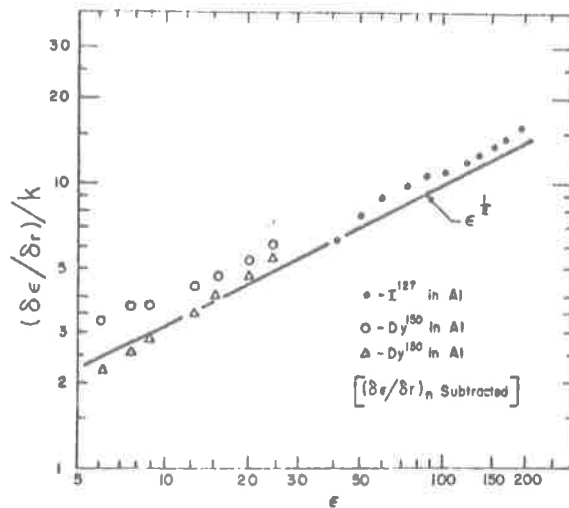


Fig. 5.3.1

(reproduzida da ref. 33)

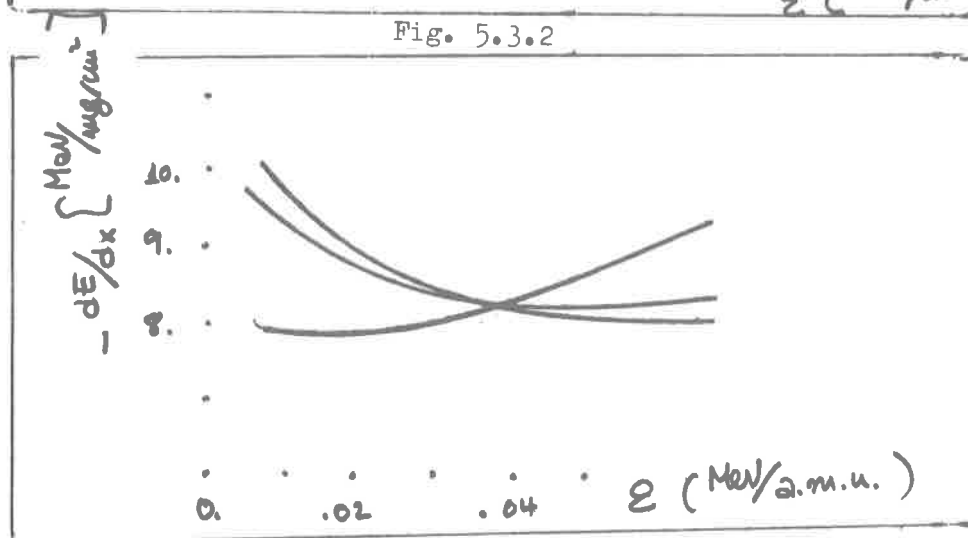
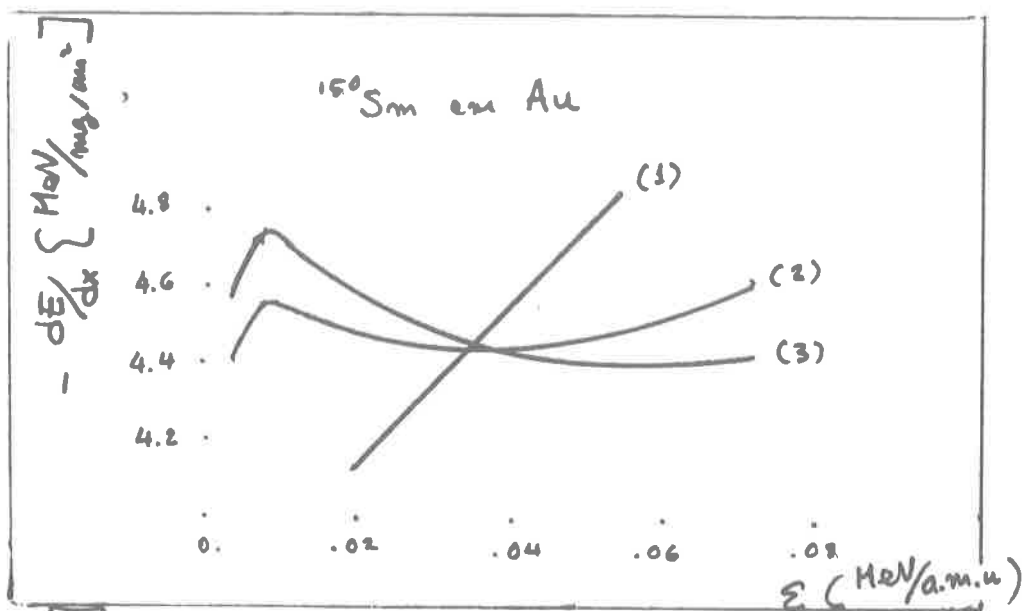
para todas as combinações (p, ρ) com $p = \{0.4, 0.5, 0.6\}$ e $\rho = \{0.8, 1.0\}$ procurando-se determinar em cada caso o valor experimental de k para reproduzir o Δx experimental. Para cada caso pode-se então calcular \bar{E} definido pela equação 5.3.1. Se \bar{E} for independente de (ρ, p) , pode-se assegurar que, dentro dos limites de variação de (p, ρ) , os resultados são independentes das teorias.

Esse é o caso para todas as medidas com a prata onde as energias de recuo são relativamente grande, de modo que a função dE/dx é aproximadamente uma reta no intervalo de variação da energia de recuo (ver fig. 5.3.2 a 5.3.7). Nas medidas com o samário, o freamento nuclear é dominante e nesses casos \bar{E} depende da escolha de (p, ρ) . Entretanto, dE/dx

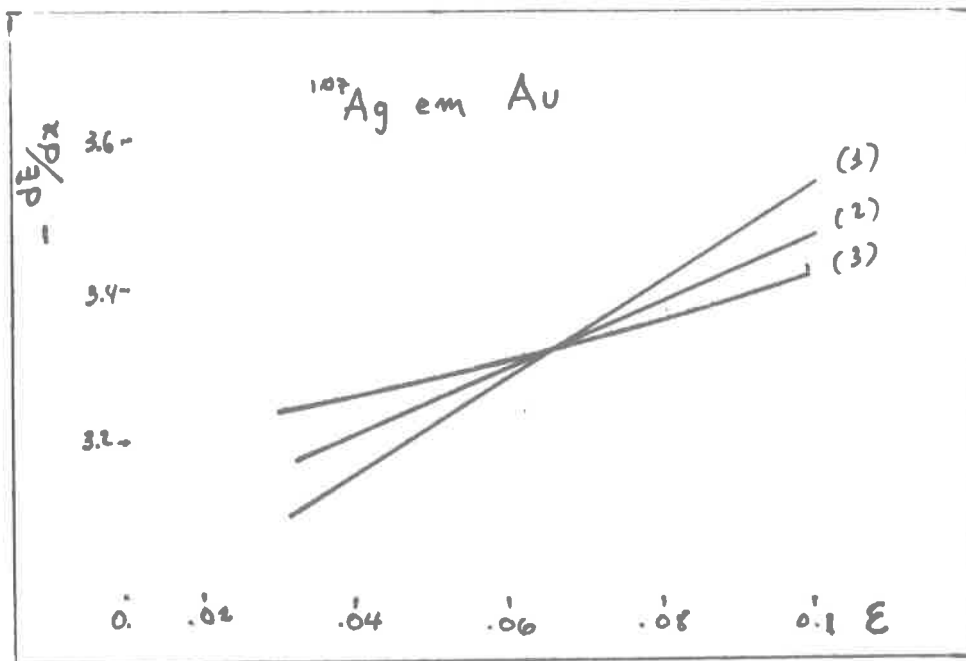
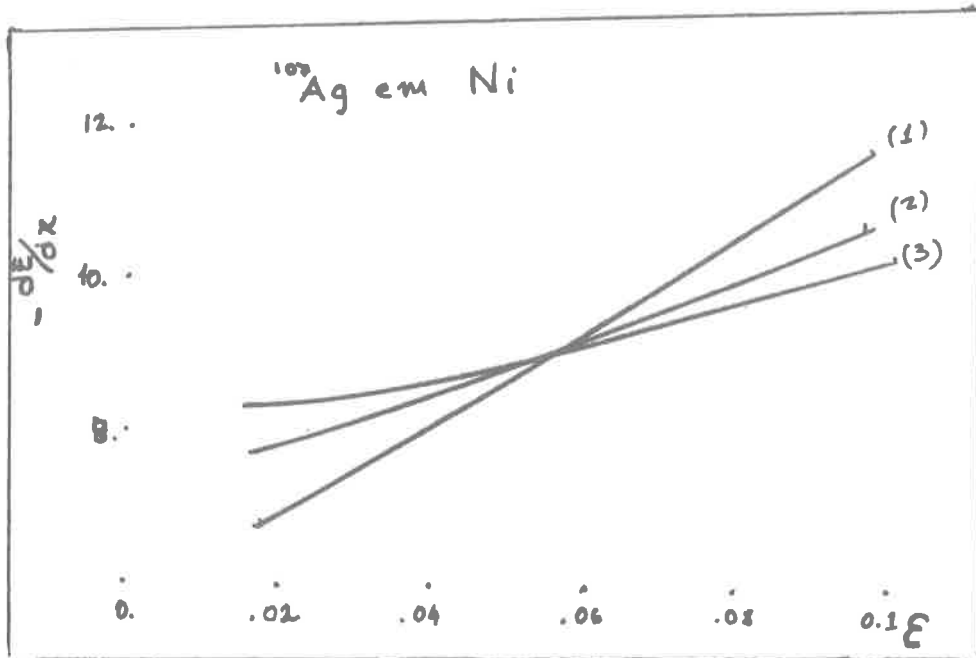
varia muito pouco com a energia nessa região de modo que variações de 50% em E não mudam o valor de dE/dx em mais que 2% (ver apêndice). Com isso, o valor de \bar{E} nesses casos não é muito crítico e o método continua válido.

Outro fato, é que mesmo nesses casos, as funções com (p, ρ) diferentes se cruzam aproximadamente num mesmo ponto. O valor de dE/dx nessa energia é portanto independente da teoria. O valor adotado para o poder de frenamento nesses casos foi o valor de dE/dx no ponto E de cruzamento das tres curvas.

Para uma comparação dos resultados com as previsões de Northcliffe e Schilling, torna-se necessário a separação da contribuição devida somente ao processo eletrônico. Essa divisão depende do valor de (p, ρ) escolhido. Pelos argumentos citados anteriormente, essa divisão foi feita com os ajustes para $p = 0.5$ e $\rho = 0.8$.



- (1) - $(p, \xi) = (0.6, 0.8)$
 (2) - $(p, \xi) = (0.5, 1.0)$
 (3) - $(p, \xi) = (0.4, 1.0)$



$$(1) - (p, \xi) = (0.6, 0.8)$$

$$(2) - (p, \xi) = (0.5, 1.0)$$

$$(3) - (p, \xi) = (0.4, 1.0)$$

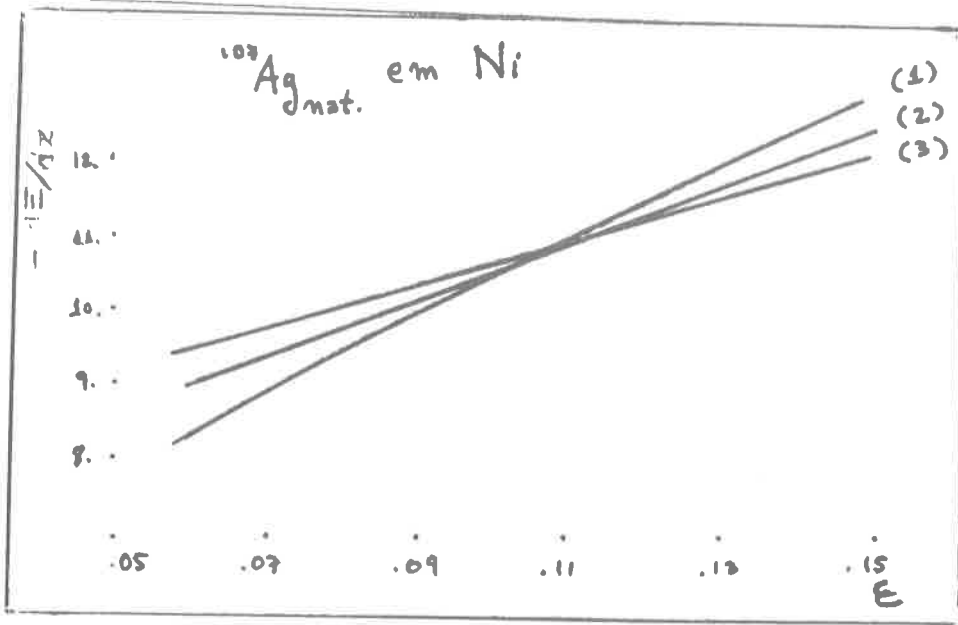


Fig. 5.3.6

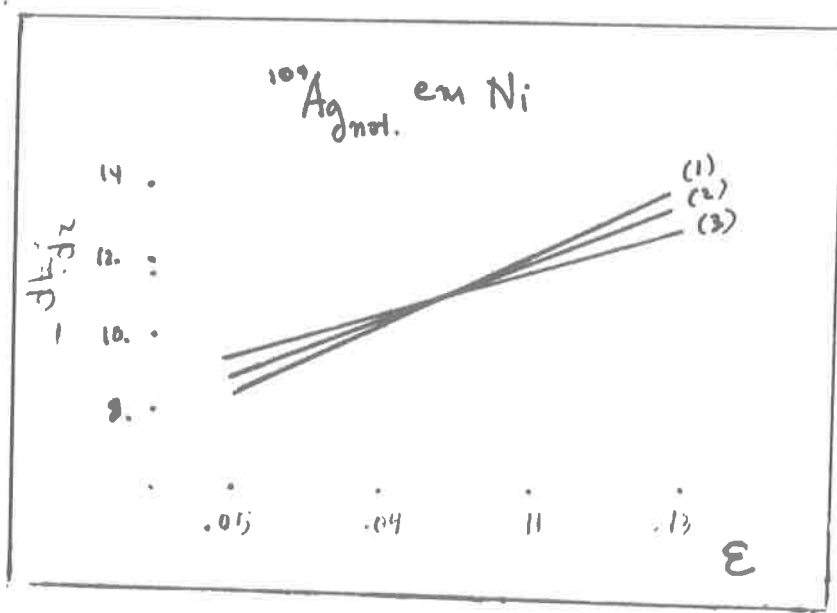


Fig. 5.3.7

- (1) - (p, ρ) = (0.6, 0.8)
- (2) - (p, ρ) = (0.5, 1.0)
- (3) - (p, ρ) = (0.4, 1.0)

6. - RESULTADOS E DISCUSSÕES

6.1 - COMPARAÇÃO COM TEORIAS E OUTRAS MEDIDAS NA REGIÃO

Os resultados das medidas realizadas para este trabalho são vistos na tabela 6.1.1 e figuras 6.1.1 a 6.1.4^a). Em todos os casos as previsões de Northcliffe e Schilling e as de Lindhard, Scharff e Schiott também são apresentadas.

Uma relativa proximidade entre os valores medidos e as previsões semi empíricas de NS é observada em todos os casos. As diferenças maiores são de 26% para Sm em Au e 23% para Ag em Ni na energia mais baixa (aparentemente esse desvio deve aumentar em energias mais baixas - ver fig. 6.1.2)

Os valores de $dE/dx)_{el.}$ diferem bastante daqueles previstos por LSS, exceto para a penetração de Ag em Ni, embora neste caso, em que foram efetuadas tres medidas em energias diferentes, a concordância é muito boa, tanto no valor de k quanto no expoente de E/M.

Alguns resultados de outras medidas na região são apresentados nas tabelas 6.1.2 e 6.1.3. Exceto as medidas com o iôdo que é uma medida diferencial, as outras são do alcance daqueles íons. As medidas com o Dy também são de alcance, embora neste caso os valores apresentados na publicação estão em termos do parâmetro k (experimental) da teoria de LSS, com os quais foram obtidos os valores da tabela.

a) os pontos nos gráficos correspondem somente à parcela eletrônica do freamento.

Íon, Meio	\bar{E} (MeV)	$\frac{dE}{dx}^a_{tot.}$	$\frac{dE}{dx}_{el.}$	N.S.	L.S.S.) _{el.}
¹⁵⁰ Sm, Au	5.3(0.3)	4.4(0.3)	2.7(0.2)	2.0	3.4
¹⁵⁰ Sm, Ni	5.3(0.3)	8.2(0.5)	5.1(0.3)	5.1	6.6
¹⁰⁷ Ag, Au	7.1(0.6)	3.5(0.3)	2.7(0.2)	2.6	3.9
¹⁰⁷ Ag, Ni	5.9(0.3)	9.1(0.5)	7.7(0.4)	5.9	7.0
¹⁰⁷ Ag, Ni	12.0(0.4)	11.0(0.6)	10.3(0.5)	9.2	10.0
¹⁰⁹ Ag, Ni	11.4(0.3)	11.1(0.6)	10.4(0.5)	8.8	9.7

a) todos os valores em MeV/(mg/cm²)

Tabela 6.1.1

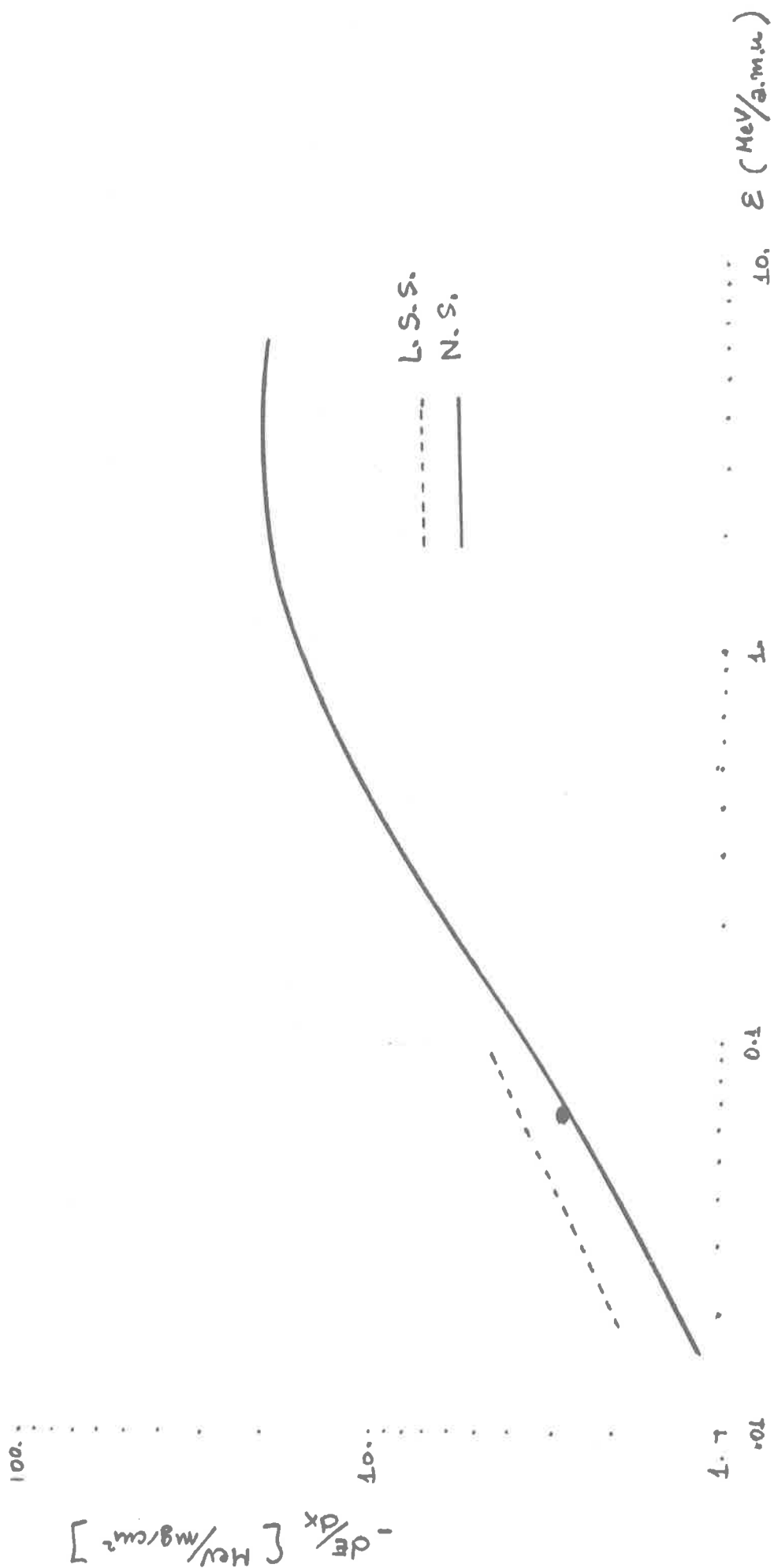


Fig. 6.1.1.1 - ^{107}Ag freando em Au

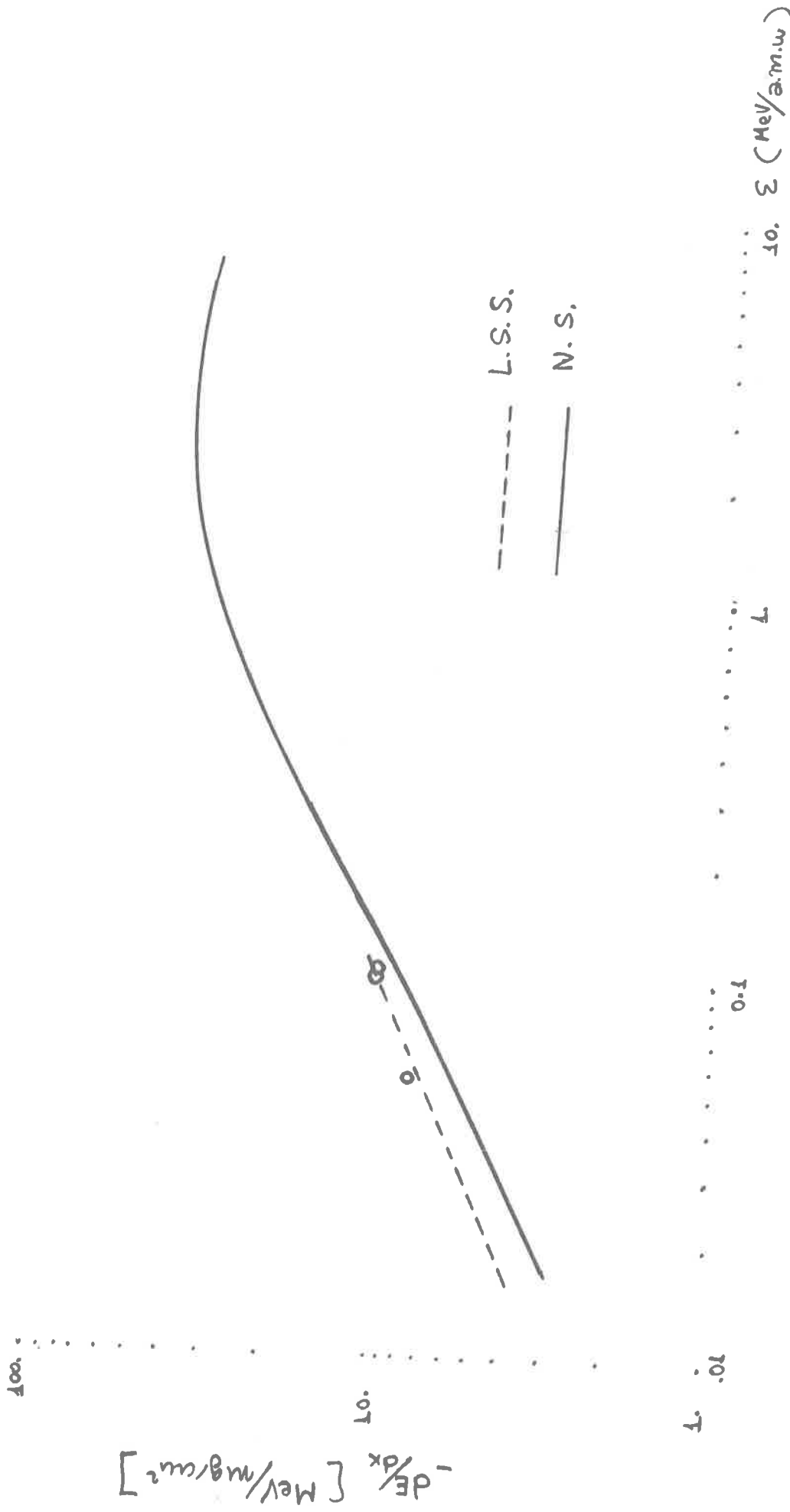


Fig. 6.1.1.2 - $^{107}Ag, ^{109}Ag$ freando em Ni

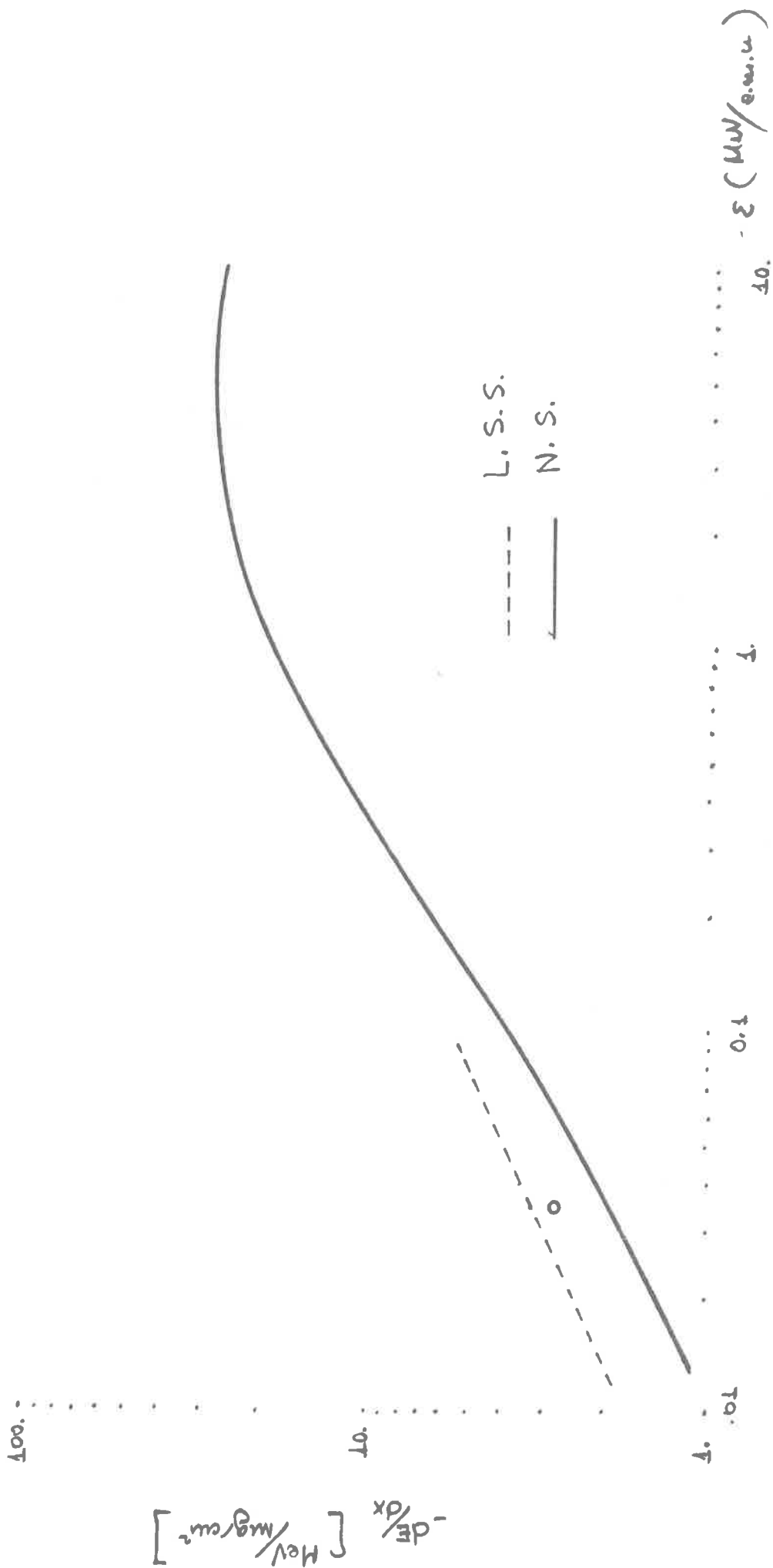


Fig. 6.1.3 - ^{150}Sm freando em Au

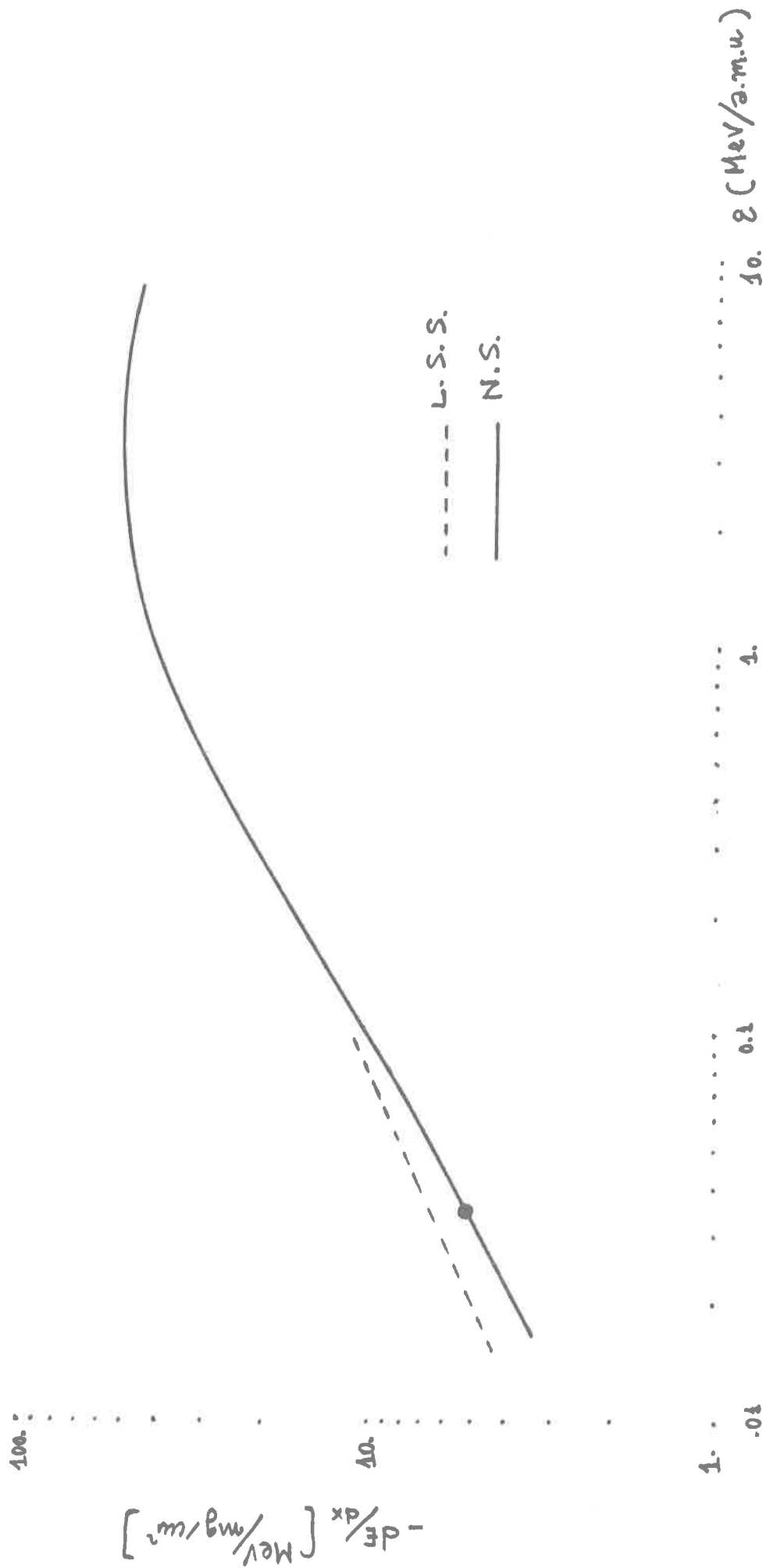


Fig. 6.1.4 - ^{150}Sm freando em Ni

íon, meio	E/M	$R_{exp.}$	R_{NS}	R_{LSS}	Ref.
$^{142}\text{Sm}, \text{Al}$.035	.40	.39	.40	(34)
$^{142}\text{Sm}, \text{Al}$.049	.55	.57	.56	(34)
$^{142}\text{Sm}, \text{Al}$.070	.77	.76	.78	(34)
$^{149}\text{Tb}, \text{Al}$.034	.40	.41	.38	(35)
$^{149}\text{Tb}, \text{Al}$.054	.60	.63	.61	(35)

(alcance em mg/cm^2)

Tabela 6.1.2

íon, meio	E/M	$dE/dx)_{exp.}$	N.S.	L.S.S.	Ref.
$^{150}\text{Dy}, \text{Al}$.07	10.8	12.	12.5	(36)
$^{150}\text{Dy}, \text{Au}$.07	2.2	2.6	5.0	(36)
$^{127}\text{I}, \text{Al}$.079	13.	13.6	12.6	(37)
$^{127}\text{I}, \text{Au}$.079	2.8	3.2	4.6	(37)

$(dE/dx)_{eletr.}$ - $\text{MeV}/\text{mg}/\text{cm}^2$)

Tabela 6.1.3

Em todos os casos, há uma grande divergência entre os resultados de medidas e as previsões de LSS, quando o meio freador é o ouro, em concordância com nossos resultados. Não há muitas condições de se comparar essas medidas (tabelas 6.1.2 e 6.1.3) com os valores de NS pois esses dados foram usados na elaboração dessas curvas e provavelmente com grande peso, pois há poucas informações nessa região. No caso do ^{127}I , há medidas numa grande região de energia ($10 \leq E \leq 200$ MeV), e embora para o valor apresentado na tabela 6.1.3 ($E = 10$ MeV) a concordância com NS não seja tão boa, para valores maiores de energia ela é excelente.

6.1.1 - ALCANCE DE ^{150}Sm EM Au

O alcance de ^{150}Sm em ouro pode ser estimado a partir de uma de nossas medidas. Com energia inicial de 10.9 MeV o Sm não consegue atravessar as 2.42 mg/cm^2 de ouro. Observando-se que com energia inicial de 11.3 MeV o Sm tem uma energia de 0.4 MeV após atravessar a mesma folha (ver tabela 5.1.1) pode-se concluir que o alcance de ^{150}Sm em ouro, na energia de 10.9 MeV é 2.42 mg/cm^2 , em boa concordância com a previsão de NS (2.53 mg/cm^2).

6.2 - OUTRAS MEDIDAS USANDO ESTA TÉCNICA

Recentemente, Shane e Seaman⁽³²⁾ publicaram uma série de cinco medidas do freamento de Ca em C pelo método do Deslocamento Doppler, desenvolvido pelos mesmos autores⁽²⁰⁾. O método empregado é ligeiramente diferente do apresentado em nosso trabalho. O alvo de Ca ($\sim 5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) é depositado sobre uma folha do elemento freador ($\sim 30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de C). O pico dos raios gamas correspondentes aos íons freados é obtido bombardeando-se o alvo no sentido Ca-C. Num espectro separado, a velocidade inicial de recuo é obtida bombardeando-se o alvo no sentido oposto (C-Ca).

O processo de análise é entretanto completamente diferente do empregado por nós. Conhecendo-se a posição do pico em "vão" e a resolução do detetor, um programa simulador (Monte Carlo) ajusta constantes multiplicativas nas fórmulas de LSS para o freamento nuclear e eletrônico, de modo a reproduzir a forma e posição do pico freado. Para uma média de cinco medidas (com energias iniciais de recuo ~ 100 a 400 keV) os autores encontraram que a contribuição nuclear para o freamento é 35% menor e a eletrônica 17% maior que as previstas por LSS. No trabalho original desses autores⁽²⁰⁾ é apresentada uma medida do freamento de ^{20}Ne em carbono. Neste caso, o método de análise usado foi semelhante ao apresentado no capítulo 3.

6.3 - CONCLUSÕES E SUGESTÕES

Os resultados obtidos mostraram ser a técnica apresentada perfeitamente viável para esse tipo de medida. Seu principal aspecto negativo foi talvez o caráter integral das medidas. As análises desse tipo podem apresentar problemas pois dependem das previsões teóricas (embora não criticamente, como foi demonstrado na seção 6.1). Há entretanto, várias alternativas para se contornar esse problema. Um deles seria a de se ajustar, para uma série de medidas (em energias diferentes) os três parâmetros (p , k , ρ) definidos na seção 5.3.

Outra alternativa seria a de se fazer medidas com fôlhas relativamente mais finas, de modo a se obter medidas mais diferenciais, tornando a análise praticamente independente de teorias. O problema nessa opção é que os picos de energia dos raios gama (freado - vôo) podem ficar excessivamente superpostos de modo a incrementar muito os erros na determinação de suas posições (i.é. $\Delta\beta$). Há entretanto evidências de que este procedimento pode ser usado até um limite que está bem abaixo dos valores (energias) de separação de picos analisados neste trabalho. A medida do freamento de Sm em alumínio, cujo espectro de gamas é visto na figura 6.3.1 pode demarcar um limite inferior para $\Delta\beta$ mensurável por esta técnica. Neste caso, a fração de energia perdida foi tão pequena, ($\frac{\Delta E}{E} \sim 0.3$) que não se observa separação visível entre os picos. Pode-se verificar que a largura do pico é bem maior que a de um único pico nas mesmas condições.

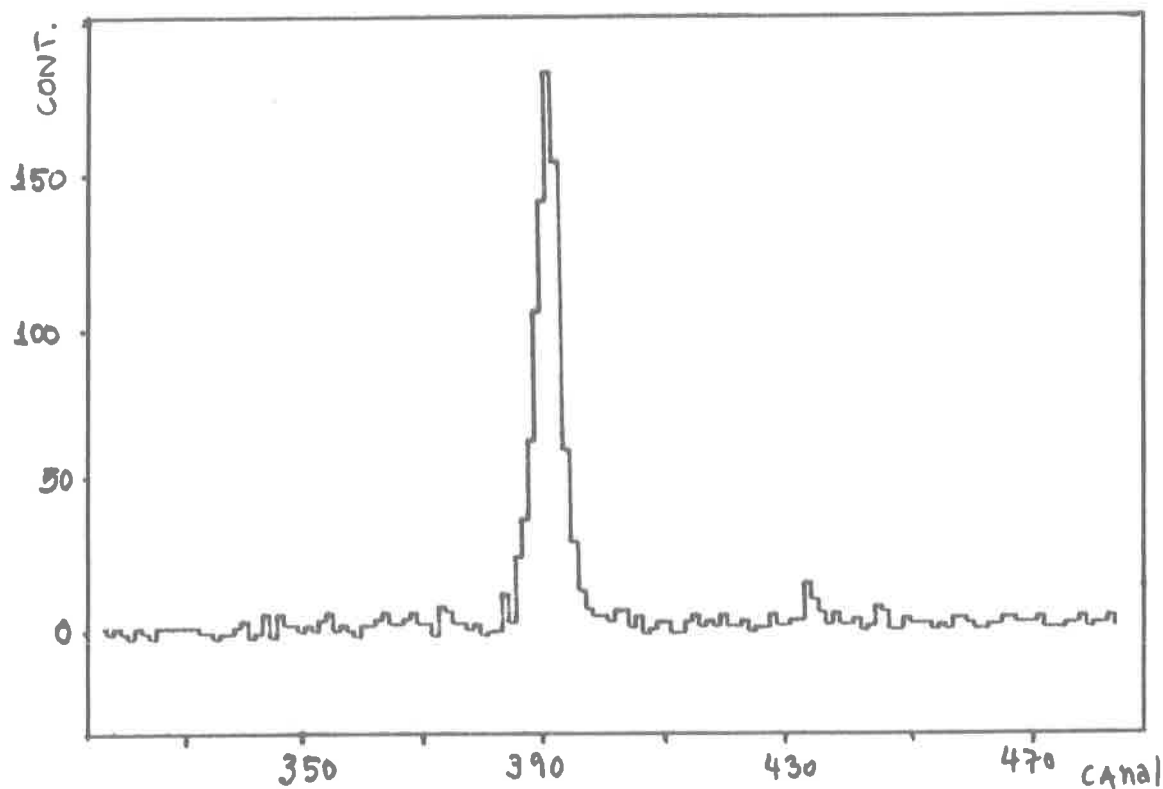


Fig. 6.3.1

Os resultados de tentativas de análise desse espectro são vistos no apêndice. Note-se que os parâmetros em que os erros apresentados são nulos, foram escolhidos previamente e não calculados pelo programa. Pode-se escolher o melhor desses ajustes com base em conhecimento das características dos picos, como por exemplo suas larguras (e obviamente pelo chi-quadrado total do ajuste). Neste caso o ajuste b) seria o melhor e a estimativa para o freamento de ^{150}Sm em Al são vistos abaixo.

\bar{E} MeV)	$dE/dx_{\text{exp.}}^{\text{el.}}$ (MeV/mg/cm ²)	LSS ^{el.}	NS
7.7(.5)	15. (4.)	10.2	12.

Finalmente, uma terceira possibilidade seria a de se medir separadamente as velocidades β_s e β_v , como no procedimento adotado por Shane e Seaman. Esta alternativa não foi adotada pela desencorajante possibilidade de introdução de erros na determinação de $\Delta\beta$ em espectros separados. A idéia posterior de se introduzir um pico de referência para as calibrações (ver pg. 31) poderia minimizar este problema. Entretanto, há ainda o problema do aumento considerável do tempo de tomada de dados que acarretaria essa alternativa.

6.4 - ALGUMAS INFORMAÇÕES ÚTEIS A RESPEITO DAS CONDIÇÕES DE TOMADA DE DADOS

As várias condições de tomada de dados descritas abaixo, foram otimizadas durante cerca de dois anos de tentativas de medidas com esta técnica. Delas depende criticamente a qualidade dos dados experimentais.

- corrente de feixe no alvo: ~ 20 a 40 nA ($^{16}\text{O}^{5+}$ ou $6+$)

correntes excessivas provocam o aumento do fundo no espectro de coincidências, comprometendo a qualidade dos espectros.

- fendas colimadoras de feixe, nas proximidades da câmara: a enorme quantidade de raios gama produzidos pelo feixe que incide nos suportes, diafrágm^{as} etc. no interior da câmara pode chegar a tal ponto que produz coincidências casuais tão numerosas, que não se consegue observar os picos, a não ser depois de muito tempo de aquisição de dados. Nossa câmara tem um sistema de fendas localizados a cerca de dois metros do alvo, que é posicionado para limitar o feixe a uma seção reta de aproximadamente 1 mm^2 para evitar esse problema.

- ganho do equipamento eletrônico: os espectros obtidos com ganho de cerca de 0.5 keV/canal apresentaram os melhores resultados. Medidas com $\sim 1 \text{ keV/canal}$ apresentaram uma separação muito pequena entre os picos acarretando erros relativos grandes na diferença de canais entre os picos (ou $\Delta\beta$). Por outro lado, medidas com cerca de 0.25 keV/canal apresentaram, para uma mesma área de pico erros muito grandes, causados pelo aumento do erro estatístico de cada ponto do espectro.

- calibrações dos espectros: pequenas variações nos ganhos podem ocorrer após várias horas de tomada de dados, sendo necessário se tomar um espectro de calibração para cada um de coincidências.

REFERÊNCIAS

- (1) Bohr, N. - Phil. Mag. XXV pg. 10 (1913)
- (2) Winterbon - Can. Jour. Phys. 46, pg. 2429 (1968)
- (3) Ahmed et al. - Phys. Rev. 173 n^o2 pg. 454 (1968)
- (4) Rousseau, Chu e Powers - Phys. Rev. A vol. 4 n^o 3 pg. 1066 (1971)
- (5) Northcliffe e Schilling - Nuclear Data Tables A7 (1970)
- (6) Bethe, H.A. - Ann. Physik 5 pg. 325 (1930)
- (7) Bloch, F. - Ann. Physik 16 pg. 285 (1933)
- (8) Bloch, F. - Z. Physik 76 pg. 293 (1932)
- (9) Slater - Quantum Theory of Matter pag. 320
- (10) Bohr, N. Phys. Rev. 58 pg. 654 (1940) e 59 pg. 270 (1941)
- (11) Betz et al. - Phys. Letters 22 n^o 5 pg. 643 (1966)
- (12) Heckman et al. Phys. Rev. 117 pg. 544 (1960)
- (13) Lindhard et al. Phys. Rev. 124 pg. 128 (1961)
- (14) Lindhard et al. - Notes on atomic collisions (preprint 1967)
- (15) Lindhard et al. - Notes on atomic collisions II Mat. Fys. Medd. 33 n^o 14 (1963)
- (16) Lindhard et al. - Notes on atomic collisions III - Mat. Fys. Medd. 33 n^o 10 (1963)
- (17) Steward, P. - PhD Thesis - Lawrence Radiation Lab. U.C.R.L. 18127 (1968)
- (18) Northcliffe - An. Rev. Nucl. Phys. vol. 13 n^o 1 pg. 67 (1963)
- (19) Hanada, R. - Plano de trabalho FAPESP (1973)

- (20) Shane e Seaman - Phys. Rev. B vol. 8 nº1 pg. 86 (1973)
- (21) Bohm, D. - The special theory of relativity (Benjamin - N.Y. 1965)
cap. 17
- (22) Roney, W.M. e Seale, W.A. - Nucl. Instr. Meth. 138 pg. 507 (1976)
- (23) Szanto, E.M. - Dissertação de mestrado - Inst. Fis. USP seção III.4
(1977)
- (24) Appoloni, C.R. - Preparação de alvos - Publicação interna do IFUSP
pg. 3 e pg. 24 (1974)
- (25) Sala, O. e Spalek, G. -. Nucl. Instr. Meth. 138 pg.507 (1976)
- (26) Septier, A. - Focusing of charged particles vol. 2 (Acad. Press 1967)
- (27) Rotberg, V. - Tese de mestrado - IFUSP (1975)
- (28) Ribas, R.V. - Relatório semestral de atividades - FAPESP (1974)
- (29) Ver p. ex. Manual de Instruções do Constant Fraction
Discriminator (ortec)
- (30) Ver por ex. "Manual de operação do SADE - Sistema de Aquisição de
Dados Estocásticos " - publicação interna do IFUSP
- (31) Roney, W.M. - Comunicação Particular
- (32) Shane et al. Journ. of Apl. Phys. vol. 47 nº 6 pg. 2286 (1976)
- (33) N.K. Aras - N. Phys. 69 nº2 pg 337 (1965)
- (34) Kaplan e Fink - Phys. Rev. 134,1B pg 30 (1964)
- (35) Alexander e Sisson - Phys. Rev. 128 nº5 pg 2288 (1962)
- (36) Gilat e Alexander - Phys. Rev. 136 5B pg 1298 (1964)
- (37) Bridwell et al. Phys. Rev. 165 nº2 pg276 (1967)

APÊNDICE

- i) Tabelas de parâmetros de picos ajustados com a rotina PKFIT
- ii) Tentativas de decomposição de picos (Sm freando em Al)
- iii) Variação de \bar{E} contra variação de dE/dx para os casos ^{150}Sm freando em Ni e Au
- iv) Medidas de espessura dos freadores

i) Sairas do programa PKFIT

^{150}Sm em Ni

	E_f	E_v	
pico	391.4(0.1)	397.2(0.1)	
FWHM	5.9(0.2)	4.1(0.2)	$\chi^2 = 1.3$
área	1920. (81.)	1242. (76.)	

^{150}Sm em Au

pico	390.9(0.2)	396.9(0.2)	
FWHM	5.7(0.3)	4.5(0.2)	$\chi^2 = 1.2$
área	1261. (83.)	1135. (77.)	

^{107}Ag em Au

pico	1474.6(0.8)	1484.9(0.3)	
FWHM	7.0(0.8)	7.0(0.8)	$\chi^2 = 0.76$
área	210. (31.)	358. (38.)	

$^{107}\text{Ag}_{\text{nat.}}$ em Ni

pico	567.2(0.1)	574.5(0.2)	
FWHM	5.1(0.4)	4.5(0.3)	$\chi^2 = 1.2$
área	509. (31.)	377. (27.)	

$^{109}\text{Ag}_{\text{nat.}}$ em Ni

pico	551.8(0.2)	559.1(0.2)	
FWHM	7.2(0.5)	4.2(0.4)	$\chi^2 = 1.2$
área	557. (37.)	398. (37.)	

	E_f	E_v	
^{107}Ag em Ni			
pico	398.2(0.2)	402.7(0.1)	
FWHM	5.2(0.3)	2.0(0.2)	$\chi^2 = 1.4$
área	955. (33.)	343. (27.)	

nota: os valores apresentados nas tabelas correspondem a número de canal e não energia.

iii) Dependência de dE/dx com a energia nos casos em que o ponto de intersecção das curvas para $(p, \rho) = (0.4, 1.0)$, $(0.5, 1.0)$ e $(0.6, 0.8)$ não se dá nos valores de \bar{E} encontrados para cada caso. O valor $E_{ad.}$ (adotado) corresponde ao ponto de intersecção das curvas.

$$\Delta\% = \left| \frac{dE_{ad.}}{dE} \right|_{tot.} \cdot dE$$

a) ^{150}Sm em Ni $E_{ad.} = 0.035$ (MeV/amu)

$(0.4, 1.0)$ $\bar{E} = 0.029$ $\Delta\% = 1\%$

$(0.5, 1.0)$ $\bar{E} = 0.023$ $\Delta\% = 2.7\%$

$(0.6, 0.8)$ $\bar{E} = 0.042$ $\Delta\% = 2.8\%$

b) ^{150}Sm em Au $E_{ad.} = 0.035$

$(0.4, 1.0)$ $\bar{E} = 0.028$ $\Delta\% = 1\%$

$(0.5, 1.0)$ $\bar{E} = 0.053$ $\Delta\% = 2\%$

$(0.6, 0.8)$ $\bar{E} = 0.037$ $\Delta\% = 1\%$

iv) Medidas de espessura dos freadores

Ni	Au	Al	método	erro
1.14(.01)	2.37(.04)	.229(.004)	balança analítica	média de 2 medidas
1.18	2.45	.272	balança de torção	-
1.27(.06)	2.48(.12)	.237(.01)	freamento de alfas	ref.(18)
1.19(.06)	2.43(.06)	.242(.02)	média	desvio padrão