

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

INSTITUTO DE FÍSICA

FREAMENTO DE ÍONS PESADOS EM SÓLIDOS

Roberto Vicençotto Ribas

Tese apresentada ao
Instituto de Física
da Universidade de
São Paulo para ob-
tenção do título de
Doutor em Ciências

São Paulo

-1982-

a meus pais

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Rao, que me orientou durante a realização deste trabalho, pelo estímulo, constante apoio e amizade.

Ao Prof. Wayne, que me iniciou nesta área de estudos, pelas discussões proveitosas e pela colaboração.

Ao Prof. John Rogers, pela colaboração recebida na elaboração do programa de análise usado neste trabalho.

Ao Juan Carlos e sua equipe, pelo excelente trabalho de manutenção do acelerador, e pelo apoio durante as tomadas de dados.

Aos colegas Marcio e Roberto, pela amizade e pela ajuda nos períodos de máquina e na manutenção do equipamento.

A toda a equipe técnica de apoio do Laboratório.

À Margot, Camilla e Carolina, pela paciência, compreensão e carinho.

Ao CNPq, pela bolsa concedida na fase inicial do desenvolvimento deste trabalho.

RESUMO

Foram determinadas as seções de choque para o freamento de íons de ^{107}Ag em vários sólidos, como função da velocidade. A técnica de medida se baseia no efeito Doppler na energia de raios gama, para determinação da velocidade de recuo de íons cujos núcleos foram excitados por interação coulombiana com projéteis de um feixe acelerado. Observou-se um comportamento oscilatório do poder de freamento como função do número atômico do elemento freador, semelhante àquele reportado para o freamento de partículas alfa. Entretanto, os resultados obtidos mostram várias particularidades que não são vistas no caso de íons leves.

ABSTRACT

The stopping cross section for silver ions in various solids was measured as a function of ion velocity. The Doppler effect in the energy of gamma rays emitted by coulomb excited nuclei was used to measure ion recoil velocity. The stopping cross sections show an oscillatory dependence on the atomic number of the stopping medium, similar to that reported for the stopping of alpha particles, but with some particularities not shown by light ions.

ÍNDICE

1.	- Introdução	1
2.	- Teorias Para o Freamento	5
2.1	- Mecanismos de Freamento	5
2.2	- Freamento Nuclear	7
2.2.1	- "Stragglings" Nuclear	11
2.3	- Freamento Eletrônico	12
2.3.1	- Energia Média de Ionização	13
2.3.2	- Carga Efetiva	15
2.3.3	- Freamento Eletrônico em Baixas Velocidades	19
2.4	- Aditividade do Poder de Freamento	28
2.5	- Interpolações Semi-Empíricas	29
3.	- Medidas Experimentais	32
3.1	- O Método do Deslocamento Doppler	33
3.2	- Acelerador e Fonte de Íons	38
3.3	- Câmara e Detetores	40
3.4	- Alvos e Freadores	42
3.5	- Eletrônica de Detecção e Coincidências	43
3.6	- Dados Experimentais	46
4.	- Processamento e Análise de Dados	49
4.1	- Redução dos Dados de Deslocamento Doppler	49
4.2	- Medidas de Espessura de Alvos e Freadores	50

4.3 - Método de Análise	54
4.4 - Incertezas Experimentais	59
5. - Resultados Experimentais	63
5.1 - Dependência do Poder de Freamento com a Velocidade	63
5.2 - Dependência da Seção de Choque Para Freamento com o Número Atômico do Freador	69
5.3 - Outras Medidas do Freamento de Íons Pesados ...	72
5.4 - Discussão	76
6. - Conclusões	82
APÊNDICE - O Programa DOPLA	84
Referências Bibliográficas.....	96

1. - INTRODUÇÃO

Uma partícula carregada, ao penetrar num meio material, interage com os núcleos e elétrons atômicos do meio, transferindo a eles sua energia de movimento. Embora seja grande a multiplicidade e a complexidade dos processos de transferência de energia, a eles pode-se associar uma força média, chamada poder de freamento, que agindo na partícula tem como efeito a gradual diminuição de sua velocidade. O estudo do freamento de partículas carregadas tem como objetivo a caracterização da força freadora em termos da velocidade e número atômico da partícula em recuo, e da constituição e estado físico do meio freador.

Enquanto as investigações sobre o mecanismo de freamento de íons na matéria foram inicialmente desenvolvidos com o objetivo de se obter informações sobre a estrutura atômica (BOH-13), atualmente elas apresentam bastante interesse do ponto de vista utilitário. A crescente utilização de feixes acelerados em estudos de materiais (como em espectroscopia de retroespalhamento) ou em implantação de íons, tem ampliado o interesse pela determinação do poder de freamento de sólidos. Vários métodos da física nuclear experimental também são baseados no mecanismo de frea

mento: A medida da fração de energia deixada por um íon numa folha fina, pode ser usada para identificá-la. Uma outra aplicação nesta área, está na determinação da vida média de estados nucleares de íons que decaem por emissão de gamas enquanto sofrem freamento. Nesta técnica (atenuação do efeito Doppler), a força freadora fornece a escala de tempo para as medidas.

As descrições teóricas do mecanismo de freamento conseguem reproduzir as características dominantes da força freadora, mas nem no caso dos íons mais simples (H e He), obtêm-se previsões razoavelmente precisas para o freamento em qualquer meio e velocidade. O caso da penetração de íons mais pesados é muito mais problemático, principalmente devido à grande variação do estado de carga do íon durante o freamento e à forte perturbação que eles produzem nos átomos do freador. A impossibilidade de se obter boas previsões teóricas tem acarretado um grande esforço no sentido de se obter parametrizações semi-empíricas para determinação da força freadora nas cerca de 8000 combinações possíveis de íon-meio freador. No caso da penetração de prótons e alfas, os cálculos semi-empíricos são bastante confiáveis, principalmente devido à grande quantidade de informações experimentais disponível nestes casos. Já para íons pesados, sendo maior a complexidade dos mecanismos de interação e excassas as medidas experimentais, mes

mo os cálculos semi-empíricos podem apresentar discrepâncias significativas.

O problema da previsão do poder de freamento para íons pesados se torna ainda mais difícil em baixas velocidades de recuo, quando os processos de transferência de energia se tornam criticamente dependentes da estrutura eletrônica dos átomos. Os modelos teóricos desenvolvidos para baixas velocidades são baseados em descrições estatísticas para o átomo e não prevêm as oscilações observadas no poder de freamento em função do número atômico do meio e do íon, que são devidas à estrutura periódica dos átomos. Tentativas de se modificar as teorias existentes de modo a se incluir os efeitos de estrutura atômica do meio freador no freamento de partículas alfa, foram feitas com bastante sucesso. Já no caso da penetração de íons pesados, a única maneira relativamente simples de incluir os efeitos de estrutura nas teorias, consiste em se considerar independentemente as estruturas atômicas do íon e do meio, desprezando-se a perturbação nos níveis eletrônicos causada pela interação íon-átomo. Como esta perturbação aumenta com o número atômico do íon, esta aproximação ve ser aplicável apenas para os íons mais leves.

No presente trabalho, procurou-se estudar o mecanismo de freamento em baixas velocidades, empregando-se um projétil bastante pesado (^{107}Ag), quando se espera

que os efeitos do acoplamento íon-meio sejam importantes. A dependência da força freadora com a velocidade foi investigada em oito meios de recuo, entre $Z = 13$ e 46 , que correspondem a uma região de números atômicos, onde se espera cerca de duas oscilações completas da força freadora como função de Z .

2. - TEORIAS PARA O FREAMENTO

O estudo dos processos de freamento de partículas carregadas recuando na matéria tem sido desenvolvido, tanto do ponto de vista teórico como do experimental, desde o início da física nuclear. Inúmeros trabalhos de revisão são encontrados na literatura, entre os quais destacamos os seguintes: BOE-78, CHU-80, NOR-63. No presente capítulo será feita uma breve revisão das teorias, com alguma ênfase nos aspectos relacionados com os casos que foram estudados experimentalmente.

2.1 - MECANISMOS DE FREAMENTO

Partículas carregadas recuando na matéria perdem energia principalmente por colisões inelásticas com elétrons atômicos do meio, e nos espalhamentos elásticos com transferência de momentum para os átomos do meio como um todo. A contribuição do espalhamento íon-átomo, chamado freamento nuclear, só é significativa numa pequena região

de baixas velocidades de recuo, enquanto que as colisões com elétrons (freamento eletrônico) constituem a parcela dominante do freamento numa extensa região de velocidades.

A fig. 2.1.1 mostra o comportamento típico do poder de freamento, definido como a força média exercida pelo meio no íon em recuo ($= -dE/dx$), em função da velocidade do íon. O eixo de velocidades é dividido em três regiões características. Na região I ($v \ll v_0 Z_1^{2/3}$ onde v_0 é a velocidade de Bohr), o freamento eletrônico é proporcional à velocidade e para $v \ll v_0$, o freamento nuclear se torna dominante. Os mecanismos nesta região são descritos pelas teorias de Lindhard, Scharff e Schiott (LSS) (LIND-53, LIND-54, LIND-61 e LIND 63). Na região III, o poder de freamento varia aproximadamente com $1/E$ e nela se aplica o formalismo desenvolvido por Bethe (BET-30) e Bloch (BLO-33). Em velocidades maiores, efeitos relativísticos fazem com que a força freadora volte a crescer. Na região II, onde os processos de perda e captura de elétrons pelo íon se tornam importantes, bem como a não participação nas colisões dos elétrons mais ligados do meio, a previsão teórica do poder de freamento é muito difícil.

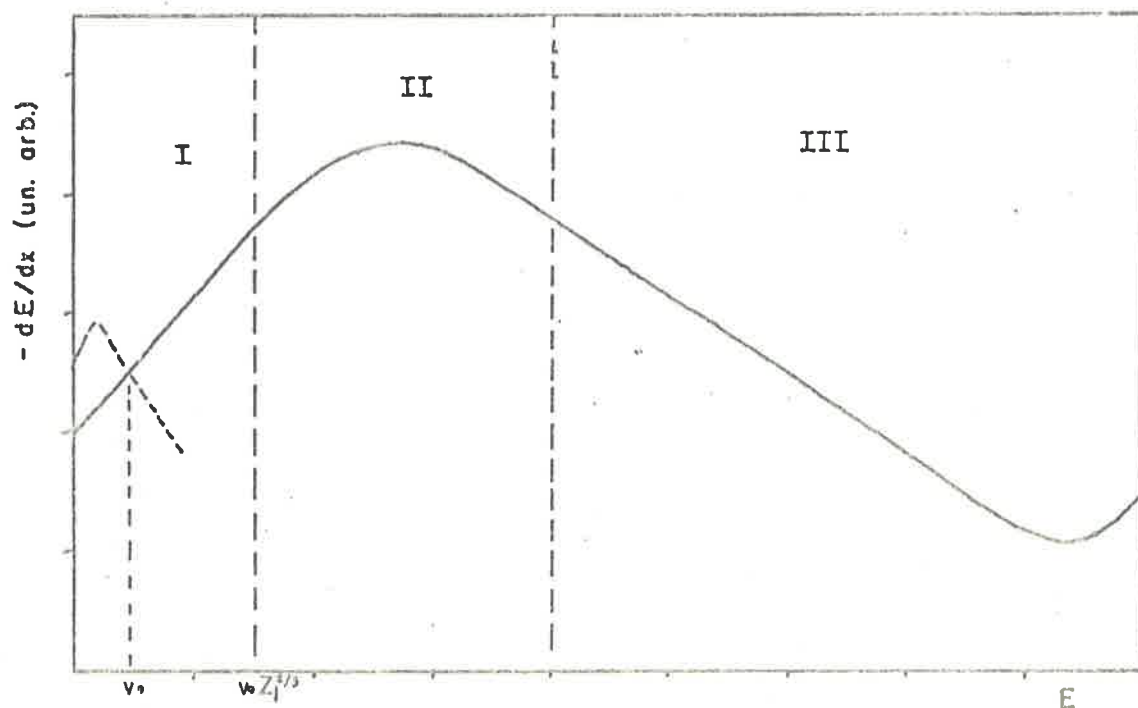


Fig. 2.1.1 - Comportamento da função $dE/dx(E)$. Ambas as escalas são logarítmicas e unidades arbitr.

2.2 - FREAMENTO NUCLEAR

Colisões íon-átomo se dão, a princípio, através dos campos coulombianos de seus núcleos. Entretanto, na região de velocidades de recuo onde a contribuição deste processo é significativa para o freamento, a distância de menor aproximação nas colisões não é sufi

cientemente pequena para evitar a blindagem do campo coulombiano nuclear pelos elétrons atômicos. O potencial de interação neste caso pode ser escrito na forma:

$$U(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \varphi(r/a) \quad \text{Eq. 2.2.1}$$

onde $\varphi(r/a)$ é uma função que descreve a blindagem eletrônica com os seguintes comportamentos assintóticos:

$$\varphi(0) = 1. \quad \varphi(\infty) = 0.$$

Uma das formas mais simples para o potencial de blindagem é talvez o chamado potencial de Bohr:

$$\varphi(r/a) = e^{-r/a}$$

onde a é uma distância crítica de blindagem. Lindhard et al. (LIND-68) utilizando um potencial de blindagem obtido do modelo atômico de Thomas-Fermi, desenvolveram um método aproximado para descrever as colisões. Nesta aproximação, o espalhamento íon-átomo pode ser descrito em termos de um único parâmetro \underline{t} e a seção de choque para colisões

é então obtida em termos de uma função universal $f(t^{1/2})$:

$$d\sigma = \frac{\pi a^2 f(t^{1/2})}{2 t^{3/2}} dt \quad \text{Eq. 2.2.2}$$

onde $t = E^2 \sin^2 \theta/2$, sendo θ o ângulo de espalhamento no centro de massa, E a energia reduzida ($E = [a M_2 / z_1 z_2 (M_1 + M_2)] E$) e $a = .885 a_0 (z_1^{2/3} + z_2^{2/3})^{-1/2}$ é a distância de blindagem para o potencial de Thomas-Fermi.

O correspondente poder de freamento é dado por:

$$S_m(E) = \int T d\sigma = \frac{1}{E} \int \frac{f(t^{1/2})}{2 t^{1/2}} dt \quad \text{Eq. 2.2.3}$$

onde $T \propto \sin^2 \theta/2$ é a energia transferida numa colisão.

A função $f(t^{1/2})$ é obtida numericamente por Lindhard et al., e da mesma forma $S_m(E)$. Para fins computacionais, tem-se desenvolvido aproximações analíticas para $S_m(E)$, como por exemplo a que segue (CUR-69):

$$\frac{dE}{dp} = N S_m(E) = \begin{cases} 0.611 \exp[-E^{-1/2}/1.919] \cdot \{1 - \exp[-E^{-1/2}/2.406]\} & p/E \leq 2.4 \\ \frac{1}{2E} \{0.3 + f_m[(0.6 + E^2)/E]\} & p/E > 2.4 \end{cases}$$

Eq. 2.2.4

onde $N = N_0/A$ e $\frac{dE}{d\rho} = \frac{E}{E} \frac{x}{\rho} \frac{dE}{dx}$ sendo ρ uma variável reduzida para distâncias, introduzida por Lindhard:

$$\rho = \left[NM_2 \cdot 4\pi a^2 M_1 / (M_1 + M_2) \right] x$$

Resultados experimentais mostram que para pequenos valores de ϵ ($\epsilon \lesssim 3$) as aproximações de Lindhard sobreestimam o poder de freamento nuclear. Wilson et al. (WIL-77) usando potenciais realísticos (H.F.S.) para colisões He-(Be, Al, Nb, Eb), Al-Al, Nb-Nb e Kr-(C, Si) obtiveram uma aproximação analítica para representar o poder de freamento médio, decorrente daqueles potenciais. Os resultados de Wilson tem se mostrado mais corretos que os de LSS para pequenos valores de ϵ . Na fig. 2.2.1 pode-se observar os resultados de LSS e de Wilson na região em que dife-

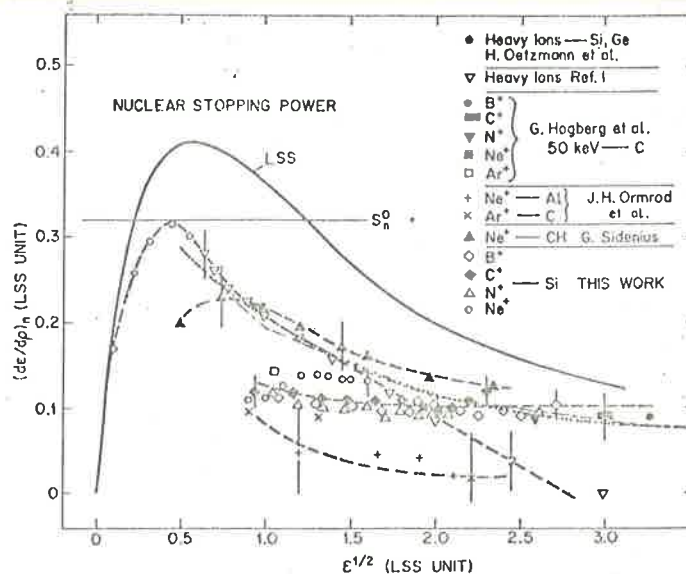


Fig. 2.2.1 - Freamento Nuclear - linha pontilhada é uma parametrização dos resultados de Wilson (repr. de CHU-80)

rem significativamente entre si, bem como resultados de medidas experimentais.

As medidas de freamento de ^{107}Ag realizadas neste trabalho, correspondem em geral a energias de recuo $E \geq 10$, onde os resultados de LSS são supostamente aplicáveis e o freamento nuclear é pequeno ($\leq 30\%$) comparado com o freamento eletrônico.

2.2.1 - "STRAGGLING" NUCLEAR

O efeito cumulativo das colisões nucleares acarreta também, na região em que é dominante, uma grande dispersão na direção de recuo de um feixe, inicialmente paralelo, de partículas, bem como uma grande dispersão em sua energia. Efeitos desse tipo são genericamente denominados "stragglings". O mecanismo de freamento nuclear é então o principal responsável pela dispersão no alcance dos íons (stragglings de alcance), acarretando inclusive num alcance transversal, definido como a distância média das partículas freadas em relação à direção inicial de recuo. Em altas velocidades de recuo, há também dispersão na fração de energia perdida por íons que atravessam a matéria, mas este tipo de stragglings é decorrente de flutuações estatísticas

nas colisões com elétrons e no estado de carga do íon em recuo. (straggling eletrônico).

2.3 - FREAMENTO ELETRÔNICO

Neste processo, a energia do íon em recuo é transferida para os elétrons atômicos do meio freador, resultando em excitação e ionização dos átomos do meio. Como $m_e \ll M_{\text{íon}}$, o processo eletrônico de freamento não implica em deflexões significativas na direção de recuo, mas unicamente na degradação da energia cinética do íon em recuo.

Se a velocidade de recuo é grande, comparada com as velocidades dos elétrons atômicos, o mecanismo de colisão pode ser descrito pela mecânica quântica, com o uso da primeira aproximação de Born. Usando-se funções de onda hidrogenóides para descrever os átomos do meio freador, e a aproximação de onda plana para o projétil incidente, obtem-se (BET-30) para o poder de freamento eletrônico:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z_1^* Z_2 e^4}{m_e v^2} \ln \frac{2m_e v^2}{I} \quad \text{Eq. 2.3.1}$$

onde I é a energia média de ionização dos átomos do meio e Z_1^* a carga do íon em recuo. À medida que a velocidade do íon diminui, os elétrons mais ligados dos átomos do meio deixam de participar das colisões. Este fato pode ser incluído como correções à Eq. 2.3.1 (correções de camada). Pode-se também introduzir correções para efeitos relativísticos que não são considerados na obtenção da Eq. 2.3.1. A expressão completa, obtida da teoria de Bethe, com a inclusão dessas correções é:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z_1^{*2} Z_2 e^4}{m_e v^2} \left[\ln \frac{2m_e v^2}{I} + \frac{C(v)}{Z_2} + \frac{v^2}{c^2} - \ln \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) + \delta \right]$$

Eq. 2.3.2

Com a inclusão das correções de camada, as limitações para a aplicação da Eq. 2.3.2, dadas pelo uso da aproximação de Born, podem ser expressas pela relação:

$$\frac{v}{v_0} \gg Z_1^*$$

2.3.1 - ENERGIA MÉDIA DE IONIZAÇÃO

O parâmetro I , a energia média de ionização do formalismo de Bethe, pode ser definido como:

$$\ln I = \sum_n f_n \ln E_n$$

Eq. 2.3.3

onde f_n é a probabilidade de ocorrência de uma excitação eletrônica com energia de transição E_n .

Para átomos leves, I pode, a princípio, ser calculado por métodos quantum-mecânicos. Cálculos desse tipo são em geral muito complexos e I é normalmente tido como um parâmetro ajustável na teoria de Bethe. Em primeira ordem, com base no átomo de Thomas-Fermi, Bloch (BLO-33A) mostrou que I é proporcional ao número atômico do meio, isto é:

$$I = I_0 Z_2, \quad I_0 \sim 10 \text{ eV}$$

Chu e Powers (CHU-72, CHU-72A), com base em funções de onda de HFS, à partir do modelo dielétrico de Lindhard (LIND-53), desenvolveram cálculos semi-empíricos para determinar $I(Z_2)$, obtendo o comportamento observado para esta quantidade. Esses resultados, bem como os de algumas medidas experimentais, são vistos na Fig. 2.3.1.

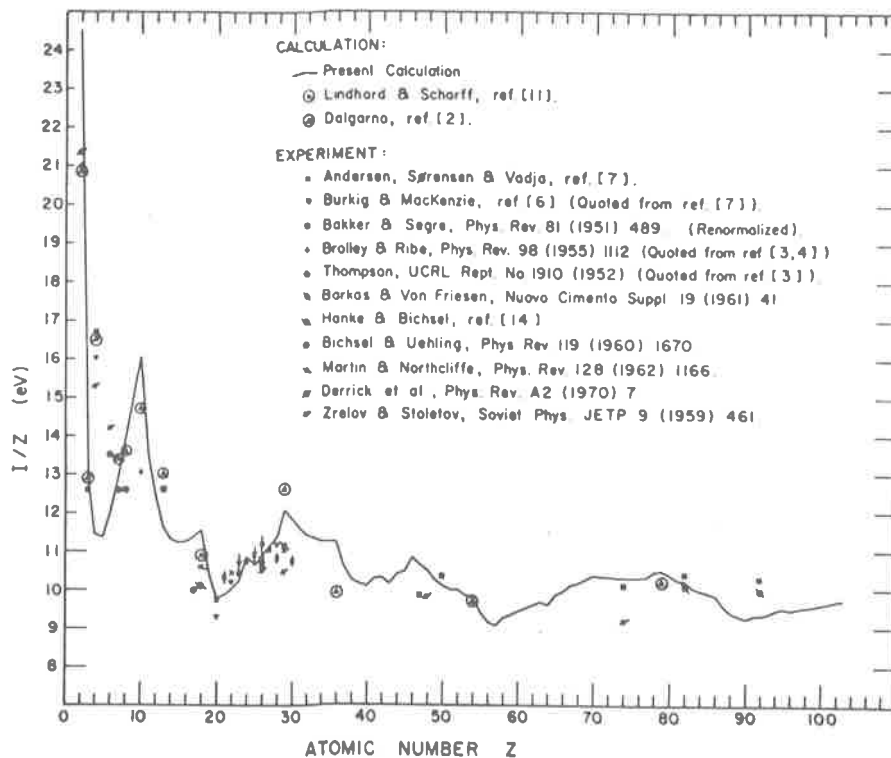


Fig. 2.3.1 - Cálculo de I com base em distribuições de carga atômica de H.F.S.

(repr. de CHU-80)

2.3.2 - CARGA EFETIVA

Um íon pesado em alta velocidade, ao penetrar num meio material, adquire um estado de carga que é praticamente independente de seu estado anterior. À medida que sua velocidade diminui, num processo dinâmico de captura e perda de elétrons, o íon vai gradualmente sendo neutralizado. A variação do estado de carga com a veloci-

dade de recuo é um processo suficientemente lento (comparado com os tempos gastos com perdas e capturas), de modo que é possível se definir a carga efetiva - carga média do íon numa dada velocidade.

Não existe um método experimental que permita determinar diretamente a carga efetiva de um íon dentro de um sólido. Efeitos de superfície fazem com que a carga média do íon que emerge de um sólido seja bastante diferente daquela existente no lado interno da interface. Indiretamente, pode-se avaliar a carga efetiva, definida como:

$$Z_1^* = \gamma Z_1 \quad \text{Eq. 2.3.4}$$

com base na teoria de Bethe. De acordo com essa teoria, o poder de freamento é uma propriedade exclusiva do meio freador, para uma dada velocidade de recuo. A natureza do projétil entra unicamente como um fator de escala, valendo para diferentes íons (A e B), num dado meio:

$$\frac{1}{Z_A^{*2}} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{A,v} = \frac{1}{Z_B^{*2}} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{B,v} \quad \text{Eq. 2.3.5}$$

desta maneira, a carga efetiva de um íon pesado pode ser

determinada, comparando-se o poder de freamento de um dado meio para a penetração de um íon pesado, com aquele para o próton, cuja carga efetiva é supostamente unitária, podendo inclusive ser calculada, quando isto não ocorre. A dependência de Z_A^* (definida pela Eq. 2.3.5) com a velocidade, se mostra independente do meio usado para defini-la. Isto permite combinar um grande número de pares íon-meio para se obter uma expressão analítica para o parâmetro γ . Varias representações tem sido sugeridas para este parâmetro (NOR-70, BRO-72), sendo que uma das mais completas (isto é, baseada em um grande número de combinações íon-meio) é a desenvolvida por Ziegler (ZIE-77):

$$\gamma^2 = 1 - e^{-A} [1.034 - .1777 e^{-.08114 Z_1}]$$

$$A = B + .037B \sin \pi B/2$$

Eq. 2.3.6

$$B = .886 (E/25M_1)^{1/2} / Z_1^{2/3}$$

Esta representação se mostra precisa dentro de 5%, para energias maiores que 200 keV/amu, quando a carga efetiva do próton é unitária. A Fig. 2.3.2 mostra a relação entre γ (calculado) e experimental $(\frac{1}{Z_1^2} \frac{dE/dz}{dE/dx})_P$ para as

127 combinações íon-meio usadas por Ziegler. Para velocidades menores, esta expressão deve ser usada juntamente com a expressão equivalente para a carga efetiva do próton. (ZIE-80):

$$\gamma_p = 1 - \exp\left[-0.2(E/M)^{1/2} + 0.0012(E/M) + 1.443 \times 10^{-5}(E/M)^2\right], \quad (E/M) \text{ em keV/amu}$$

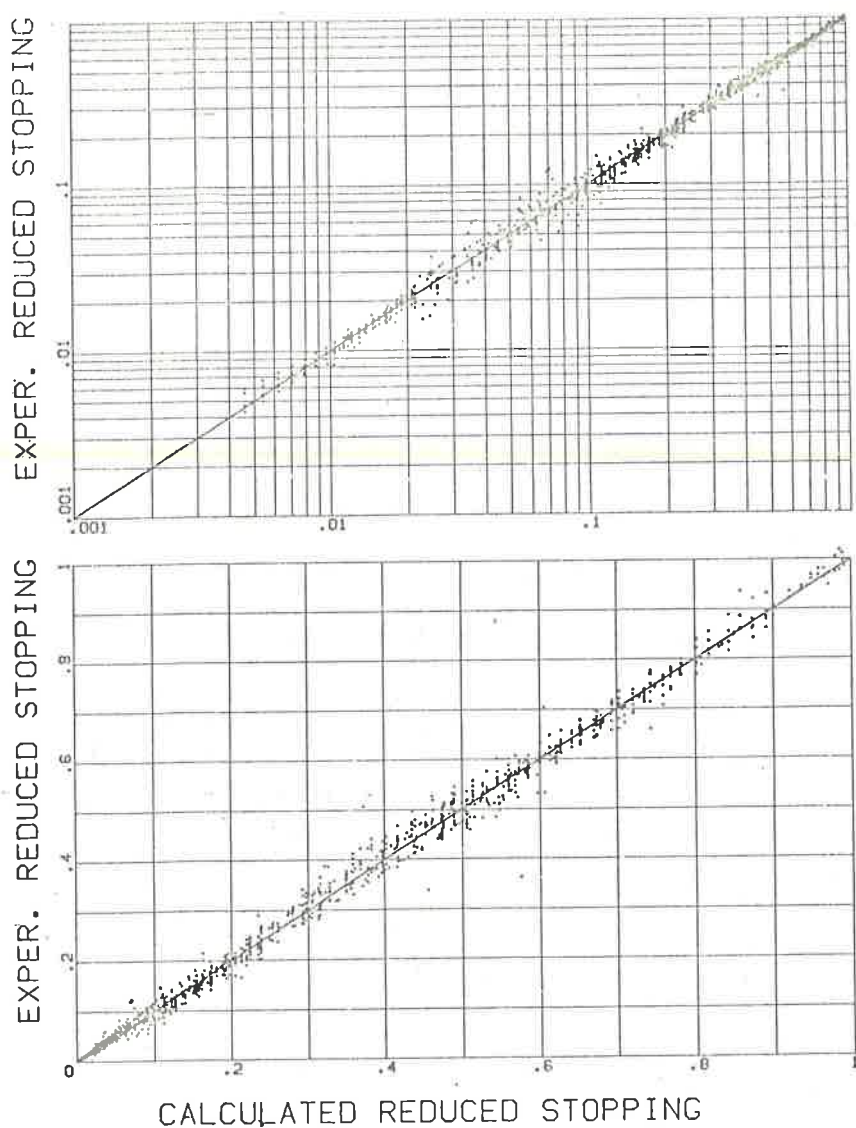


Fig. 2.3.2 - Relação entre γ da Eq. 2.3.6 e $\frac{1}{Z_1^2} \frac{dE/dx}{dE/dx}_p$ (repr. de ZIE-80)

A utilização dessas representações, bem como a escala determinada pela Eq. 2.3.5, consiste na única maneira de se obter previsões para o freamento na região II da Fig. 2.1.1.

2.3.3 - FREAMENTO ELETRÔNICO EM BAIXAS VELOCIDADES

Lindhard e colaboradores (LIND-54, LIND-64) calcularam o poder de freamento de um gás de elétrons livres, com base nas propriedades dielétricas desse meio. Para um gás de densidade ρ_0 , o poder de freamento pode ser escrito como:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{Z_1^2 e^4}{m_e v^2} \rho_0 L(\rho_0, v) \quad \text{Eq. 2.3.7}$$

onde $L(\rho_0, v)$ é dado por:

$$L(\rho_0, v) = \frac{i}{\pi \omega_0^2} \int_0^{\infty} \frac{dk}{k} \int_{-kv}^{kv} \omega d\omega \left[\frac{1}{\epsilon^l(k, \omega)} - 1 \right] \quad \text{Eq. 2.3.8}$$

sendo $\omega_0 = \left[\frac{4\pi e^2 \rho_0}{m_e} \right]^{1/2}$ a frequência de plasma e $\epsilon^l(k, \omega)$ a constante dielétrica longitudinal do gás.

$\epsilon^l(k, \omega)$ é obtida por Lindhard considerando um gás de elétrons degenerados e a presença do íon Z_1 como u

ma perturbação. Nesta aproximação, a constante dielétrica do gás é dada por:

$$\epsilon^l(k, \omega) = 1 + \frac{8\pi m_e e^2}{h^2 k^2} \sum_n F(E_n) \cdot \left\{ \left[k^2 + 2\vec{k} \cdot \vec{k}_n - \frac{2m_e}{h} (\omega + i\gamma) \right]^{-1} + \left[k^2 - 2\vec{k} \cdot \vec{k}_n + \frac{2m_e}{h} (\omega + i\gamma) \right]^{-1} \right\}$$

onde k_n e E_n são o número de onda e a energia de um elétron no estado n e $F(E_n)$ é a função de distribuição dos elétrons do gás.

O modelo de gás de elétrons pode ser localmente aplicado para descrever o freamento por átomos. Usando-se o modelo de Thomas-Fermi para obter a densidade radial de carga $\rho_{TF}(r)$, o poder de freamento de um átomo de número atômico Z_2 é:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z_1^* Z_2 e^4}{m_e v^2} \int_{TF}^{\infty} \rho(r) L(\rho, v) 4\pi r^2 dr \quad \text{Eq. 2.3.9}$$

Verifica-se que a integral acima se reduz ao termo correspondente da expressão de Bethe para altas velocidades, incluindo as correções de camadas (LIND-64). Em baixas velocidades, esta integral é proporcional a v^3 e portanto obtém-se para a força freadora uma dependência linear

com a velocidade de recuo. Deve-se notar que este resultado é de pouca utilidade para o caso de íons pesados, pois os problemas relacionados com a determinação da carga efetiva em baixas velocidades permanecem. Posteriormente, Lindhard e colaboradores (LIND-61), num cálculo semelhante ao descrito nesta seção, mas considerando o projétil também descrito pelo modelo Thomas-Fermi, obtiveram um resultado para baixas velocidades que não depende da utilização da carga efetiva. Neste caso, usando-se as unidades reduzidas de Lindhard obtêm-se:

$$-\frac{dE}{d\rho} = k_c E^{1/2} \quad \text{Eq. 2.3.10}$$

com

$$k_c = \xi_c \frac{0,0793 Z_1^{1/2} Z_2^{1/2} (A_1 + A_2)^{3/2}}{M_1^{3/2} M_2^{1/2} (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{3/4}}$$

onde ξ_c é uma constante da ordem de $Z_1^{1/6}$. k_c tem valores em geral entre 0.1 e 0.3, exceto para $Z_1 \ll Z_2$, quando fica maior que 1.

Um tratamento alternativo para o freamento em baixas velocidades, que embora chegando a resultados muito semelhantes aos de LSS não é tão conhecido, é o desenvolvido na mesma época por Firsov (FIR-59). A aproximação de

Firsov é baseada num modelo geométrico para as colisões e considera a transferência de momentum dos elétrons do projétil que passam para o átomo freador e vice-versa. Uma superfície imaginária S é construída na região de mínimo potencial entre os átomos que colidem. Elétrons de um átomo que atravessam a superfície S adquirem o momentum médio característico do outro átomo. Conhecendo-se o fluxo resultante dos elétrons através de S pode-se então calcular a taxa média de transferência de momentum do átomo de recuo para os do meio freador. Usando o modelo de Thomas-Fermi para descrever o potencial interatômico, obtêm-se para o poder de freamento neste modelo (TEP-63):

$$S_e \approx 2.15 (Z_1 + Z_2) \frac{v}{v_0} \left[\text{eV cm}^2 / 10^{15} \text{atm} \right]$$

O uso de modelos estatísticos (T.F.) para descrever o projétil e o meio freador nessas teorias, implica numa dependência monotônica do poder de freamento com o número atômico do íon e do meio freador. Entretanto, medidas experimentais na região de aplicação dessas teorias têm revelado um comportamento oscilatório do poder de freamento como função de Z_1 e Z_2 . No caso das oscilações em Z_2 há medidas bastante completas para o freamento de partículas alfa, como mostra a Fig. 2.3.3 (LIN-73). Oscilações em S_e como função de Z_1 foram inicialmente observadas por Ormrod

et al. (ORM-63, ORM-65, ORM-68) e mais recentemente, de uma maneira bastante sistemática por Ward et al. (WAR-79), cujos resultados são vistos na Fig. 2.3.4.

Várias tentativas vem sendo feitas, no sentido de se incluir os efeitos da estrutura eletrônica no mecanismo de freamento, de modo a se obter essa dependência oscilatória observada experimentalmente. Com respeito às oscilações em Z_2 há cálculos no sentido de se modificar o modelo dielétrico de Lindhard, para o caso da penetração de partículas alfa. Neste caso, a expressão 2.3.9 é usada para calcular o poder de freamento, usando-se distribuições radiais de carga mais realísticas, isto é - baseadas em funções de onda de H.F.S.. Rousseau, Chu e colaboradores (ROU-71, CHU-72B) calcularam o poder de freamento desta maneira, usando as distribuições de carga para átomo isolado obtidas das tabelas de Herman -Skilman (HER-63). Os cálculos mostram excelente concordância com as medidas disponíveis, conforme se pode observar na Fig. 2.3.3.. Mais recentemente, Lafrate e outros (LAF-80) mostraram que as distribuições de carga atômica num sólido podem, em baixas velocidades, trazer contribuições para o freamento significativamente diferentes daquelas calculadas com as distribuições de carga para átomos isolados.

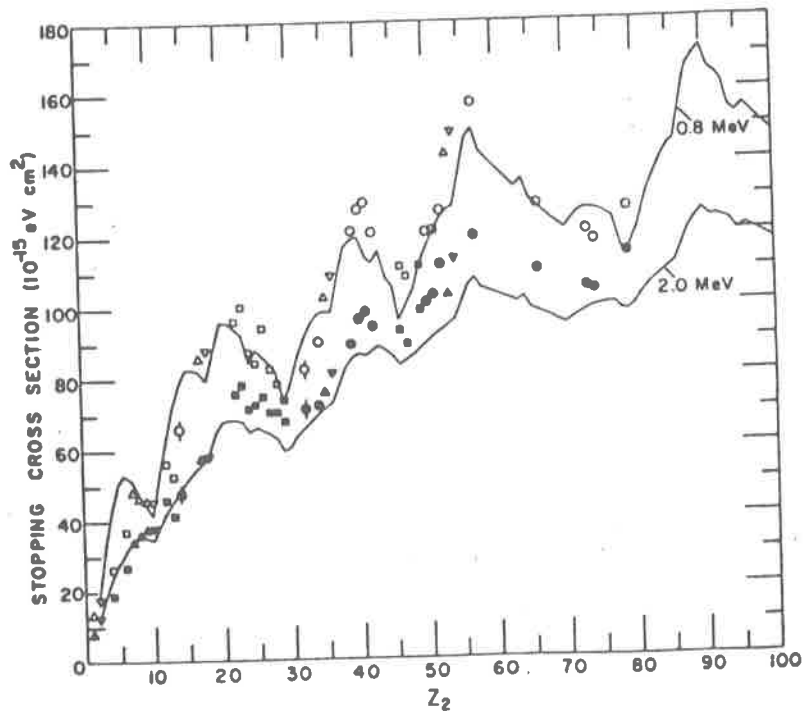


Fig. 2.3.3 - Dependência da seção de choque para freamento de alfas com o número atômico do freador (repr. de CHU-80)

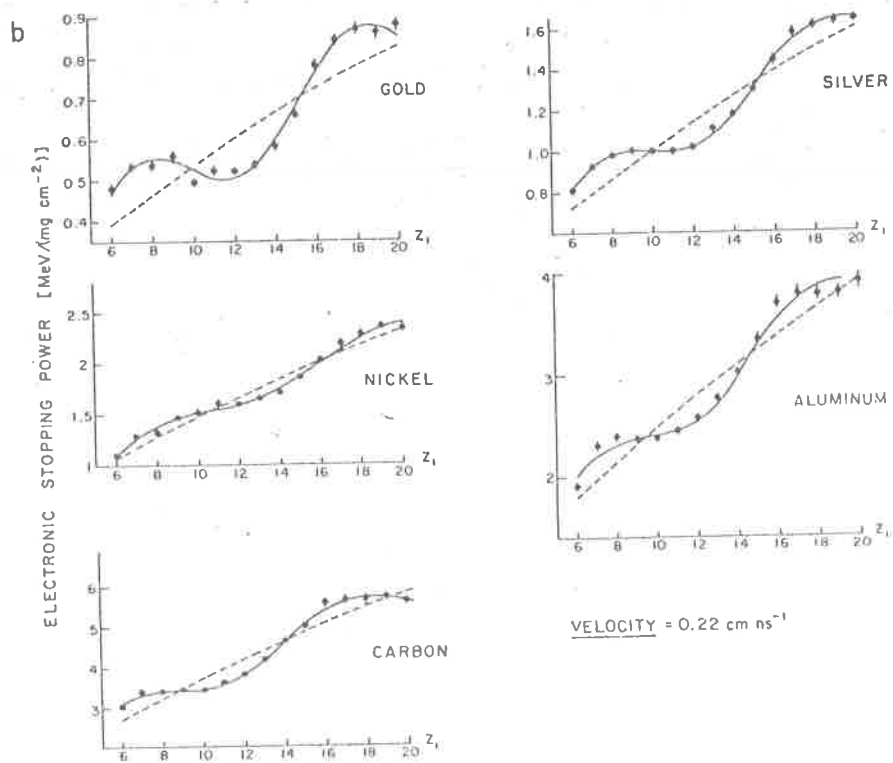


Fig. 2.3.4 - Oscilações em $S_e(Z_1)$ para vários meios freadores (repr. de WAR-79)

Algumas tentativas foram feitas no sentido de se modificar o modelo de Firsov de modo a se obter as oscilações em $S_e(Z_1)$. Winterbon (WIN-68) sugere que essas oscilações podem ser um efeito do tamanho dos átomos. El-Hoshy e Gibbons (EL-68) desenvolveram também modificações na teoria de Firsov, introduzindo um número efetivo de elétrons que participariam das interações. Em ambos os casos as modificações reproduzem apenas qualitativamente o comportamento das oscilações observadas.

Uma outra aproximação (PIE-76) baseada no resultado de LSS para baixas velocidades é bastante simples e interessante pois introduz simultaneamente as oscilações em Z_1 e Z_2 . Este cálculo é baseado na observação de que o termo em Z_1 e Z_2 no denominador da expressão de LSS (isto é: em k_e da equação 2.3.10) é proporcional ao cubo da distância de blindagem do potencial de Thomas-Fermi para a interação de dois átomos. A distância de blindagem no potencial atômico de T.F. é definida como:

$$a = 0.885 a_0 Z_1^{-1/3}$$

e para a interação de dois átomos, a distância efetiva é obtida das distâncias de blindagem de cada átomo por:

$$\frac{1}{a^2} = \frac{1}{a_1^2} + \frac{1}{a_2^2}$$

e portanto,

$$a^3 \propto \frac{1}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{3/2}}$$

As características do potencial de cada átomo podem então ser introduzidas modificando-se em cada caso a distância de blindagem de modo a se reproduzir o potencial real (i.é.: H.F.S.). A distância de blindagem para o potencial de blindagem de um átomo é redefinida como:

$$a' = 0.885 a_0 / \alpha(z) z^{1/3}$$

onde $\alpha(z)$ é calculado de modo a se obter a igualdade:

$$U_{HFS}(r/a) = U_{TF}(r/a') = U_{TF}(r\alpha(z)/a)$$

Em baixas velocidades, o mecanismo de freamento é em grande parte correlacionado com a distribuição de carga na periferia do átomo (LAF-80) de modo que o valor de $\alpha(z)$ na expressão acima deve ser calculado para $r \sim 2-3a_0$. Introduzindo-se essa modificação na expressão de Lindhard, obtêm-se:

$$-\frac{dE}{dx} = 73.9 \frac{Z_1^{7/6} Z_2}{M_1^{1/2} M_2 (\alpha(Z_1) Z_1^{2/3} + \alpha(Z_2) Z_2^{2/3})^{3/2}} E^{1/2} \quad [\text{MeV cm}^2/\text{mg}]$$

Eq. 2.3.11

resultados destes cálculos para Z_1 em carbono e Li em Z_2

são vistos na Fig. 2.3.5.

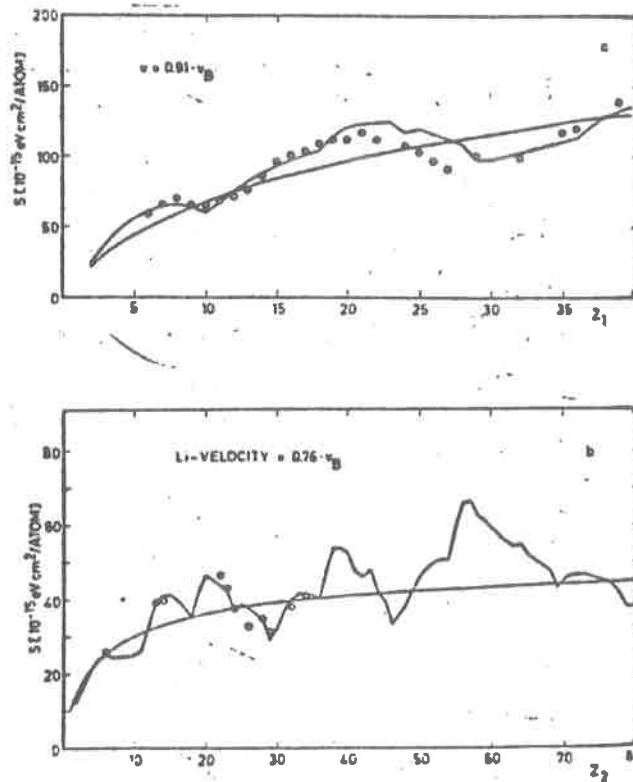


Fig. 2.3.5 - Comparação entre medidas experimentais de $S_e(Z_1)$ em carbono (encima) e de Li em vários sólidos (em baixo) e as previsões da Eq. 2.3.11 (repr. de PIE-76)

As modificações das teorias existentes aqui expostas, explicam apenas as características gerais do mecanismo oscilatório. As medidas de Ward et al. (Fig. 2.3.4) mostram uma correlação entre as oscilações em Z_1 e Z_2 que não podem ser explicadas com base em teorias perturbativas de primeira ordem. Um outro mecanismo que não é incluído nas teorias descritas e que pode tornar importante no caso do freamento de íons pesados em baixas velocidades, consiste na promoção de elétrons por

ligações quase moleculares. Em baixas velocidades, as colisões íon-átomo podem ser suficientemente adiabáticas de modo que os elétrons podem ser redistribuídos no potencial molecular resultante durante a colisão. Quando do afastamento, alguns elétrons podem ficar localizados em estados atômicos excitados, havendo portanto transferência de energia de recuo para os elétrons promovidos. Este mecanismo pode ter um papel significativo na descrição das oscilações em S_e (BOE-78).

2.4 - ADITIVIDADE DO PODER DE FREAMENTO

O poder de freamento de um composto pode ser obtido daquele de seus constituintes, supondo-se a aditividades das seções de choque para freamento, postuladas por Bragg e Kleerman (BRA-05). De acordo com a regra de Bragg, o poder de freamento de um composto $X_n Y_m$ é então dado por:

$$S_{X_n Y_m} = n S_X + m S_Y$$

Esta regra pressupõe, evidentemente, que os átomos constituintes preservam sua individualidade num composto. Em baixas velocidades, desvios de até ~100% com relação aos valores postulados pela regra de Bragg tem si-

do observados (PIE-76). Um outro problema com a aplicação da regra de Bragg (ainda em baixas velocidades) ocorre quando o composto (sólido) contém elementos como H,N, O, cujos poderes de freamento são usualmente referidos à fase gasosa.

2.5 - INTERPOLAÇÕES SEMI-EMPÍRICAS

Todos esses problemas teóricos relacionados com a determinação do poder de freamento tem acarretado inúmeras tentativas de se obter curvas semi-empíricas para descrever o poder de freamento eletrônico, que constituem, na verdade, a única maneira de se obter previsões para o poder de freamento nos casos em que não há dados experimentais.

O princípio básico da maioria dessas formulações consiste na obtenção de curvas parametrizadas para descrever o freamento de prótons, com base em dados experimentais. Nos casos em que não se dispõe de dados, a dependência do poder de freamento com o meio freador obtida com as teorias é usado para interpolações. Com a utilização da expressão 2.3.5 e das representações para carga efetiva, o poder de freamento para outros íons pode ser calculado.

A mais famosa dessas interpolações são talvez as tabelas de Northcliff e Schilling (NOR-70) e da mesma época, o programa desenvolvido por P. Steward (STE-68). Mais recentemente, Ziegler (ZIE-80) editou uma série de cinco livros sobre o assunto, onde se encontra uma das mais completas compilações de trabalhos experimentais publicados, a descrição do método de cálculo, bem como as curvas ajustadas para o freamento e alcance de todos os íons em todos os elementos. Essas curvas já incluem o comportamento oscilatório em baixas velocidades e além dos parâmetros obtidos para cada caso, as curvas são apresentadas graficamente junto com os dados experimentais existentes, de modo que se pode, em cada caso, ter uma idéia das incertezas nos ajustes.

Ziegler estima em 9% o erro provável médio em seus valores, na região 0.2 a 100. MeV/amu, sendo que em casos particulares a discrepância pode ser muito maior que essa média. N.S. não indicam a confiabilidade de seus resultados, mas pode-se estimar que aqui os desvios sejam em média maiores que os obtidos por Ziegler.

Recentemente, Montenegro e colaboradores (MON-82) desenvolveram uma expressão analítica para descrever o freamento de íons em sólidos, válida para toda a região de velocidades não relativística. A característica principal desta aproximação, é o número expressiva-

mente pequeno de parâmetros usado para descrever o frea
mento. Com a utilização desses resultados, algo como as
tabelas de N,S. pode ser obtido com uma calculadora pro-
gramável de bolso.

3. - MEDIDAS EXPERIMENTAIS

Grande parte das medidas experimentais disponíveis para utilização nas formulações semi-empíricas citadas no capítulo anterior, se referem à penetração de prótons e alfas. As medidas para a penetração de íons mais pesados são bem mais escassas e na sua maior parte limitadas a $Z_1 \leq 20$. As medidas desenvolvidas neste trabalho se localizam na região I da Fig. 2.1.1, que é muito pouco explorada do ponto de vista experimental, no que se refere à penetração de íons mais pesados ($Z_1 \gg 20$). Esta é uma região bastante problemática para previsões semi-empíricas baseadas em carga efetiva (i.é. para $E/M \leq 200$ keV/amu) e por outro lado, apresenta bastante interesse do ponto de vista utilitário como em implantação de íons e medidas de vidas médias nucleares pelo método da atenuação do efeito Doppler (DSAM). Também em relação à descrição teórica dos mecanismos de transferência de energia em baixas velocidades, o desenvolvimento de medidas sistemáticas para o freamento de íons pesados pode fornecer informações de grande interesse.

O íon de ^{107}Ag foi escolhido primeiro pe-

la ausência de medidas para $Z_1 \neq 47$ e também pela disponibilidade de isótopo enriquecido daquele elemento em nosso laboratório. Finalmente, a ^{107}Ag apresenta em seu diagrama de níveis, um estado excitado com características adequadas para utilização do método experimental empregado, que será descrito a seguir. Para freadores, foi escolhido um conjunto de elementos de modo a se cobrir, de uma maneira razoavelmente completa, uma extensão de cerca de duas oscilações completas em $S_e(Z_2)$. Os freadores empregados correspondem a $Z_2 = 13, 22, 23, 26, 28, 30, 40$ e 46 .

3.1 - O MÉTODO DO DESLOCAMENTO DOPPLER

A velocidade de recuo de um íon, cujo núcleo se encontra num estado excitado, pode ser determinada observando-se a energia do raio gama emitido no decaimento desse estado. Se a velocidade do projétil é pequena, comparada com a da luz, a expressão relativística para o efeito Doppler na energia do raio gama pode ser aproximada por:

$$E_\gamma = E_0 \left(1 + \frac{v}{c} \cos \theta_{pr} \right)$$

onde E_0 é a energia da transição e θ_{pr} o ângulo entre as direções de recuo e de detecção do raio gama.

Íons excitados em recuo podem ser produzidos por uma reação, espalhamento inelástico, ou por excitação coulombiana, com projéteis de um feixe acelerado. Pode-se restringir os recuos a um cone ao redor de uma determinada direção, fazendo-se por exemplo coincidência partícula espalhada-gama, no caso de excitação coulombiana e espalhamento inelástico, ou através da própria cinemática da reação (p. ex. reações endotérmicas em energias próximas ao limiar). Obtém-se desta forma um feixe de íons excitados em recuo, com uma distribuição de velocidades conhecida (ou mensurável), confinados num cone com eixo numa direção determinada.

Se a vida média do estado excitado é grande, comparada com o tempo de freamento (~ 1 ps), pode-se determinar pelo efeito Doppler, a distribuição de velocidades que os íons apresentam, após atravessarem a folha freadora, que constitui o suporte do alvo usado (ver Fig. 3.1.1). A distribuição inicial de velocidades pode ser determinada observando-se o deslocamento Doppler com o alvo virado (isto é, com o meio freador voltado para o feixe incidente), bem como pode ser calculada pela cinemática da reação. Com isso obtém-se a fração de energia perdida pelo íon no freador (ΔE) e sendo conhecida sua espessura (Δx), pode-se então determinar o poder de freamento (RIB-80).

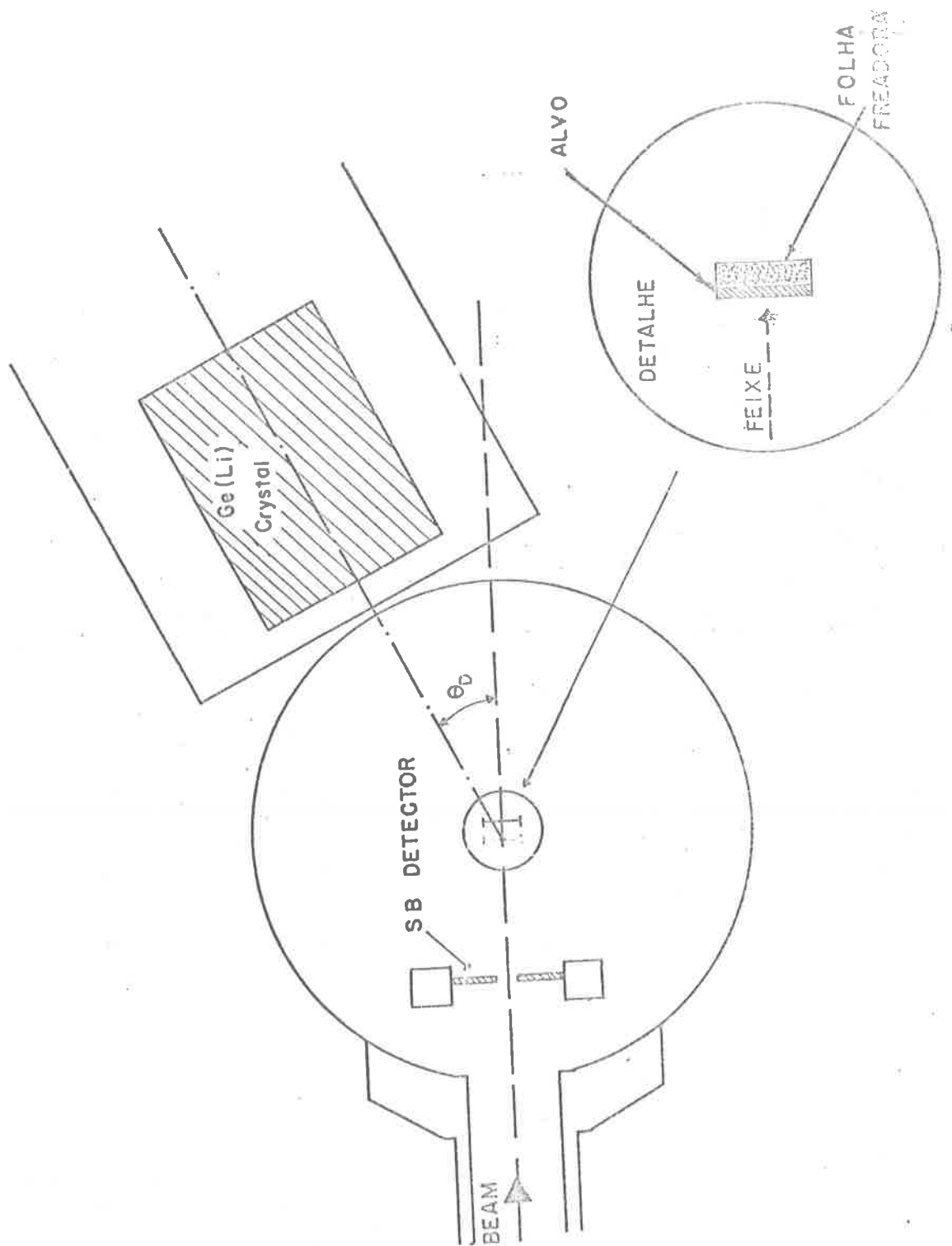


Fig. 3.1.1.1 - Configuração dos detectores e alvos nas medidas de deslocamento Doppler

Nas medidas que realizamos, íons de ^{107}Ag no segundo estado excitado ($7/2^-$, 423 keV) foram produzidos por excitação coulombiana com um feixe de ^{16}O . A direção de recuo foi determinada detetando-se os projéteis espalhados em $\theta = 180^\circ$, em coincidência com os raios gama observados em 0° , onde o deslocamento Doppler é máximo.

Com a utilização de detetores Ge(Li) de boa resolução em energia, pode-se determinar a velocidade média de recuo com incertezas da ordem de 1 a 2%. As folhas freadoras usadas neste tipo de medida tem espessuras da ordem de 0.5 a 1.0 mg/cm², que podem ser determinadas com erros de ~2 a 3%, de modo que esta técnica permite determinar o poder de freamento com incerteza menor que aproximadamente 5%.

O método do deslocamento Doppler tem a vantagem de permitir a medida do poder de freamento de íons que não são disponíveis como feixe produzidos diretamente por um acelerador. A região de energia de recuo acessível por esta técnica pode ser bastante ampla, no caso em que o estado excitado é produzido por espalhamento inelástico ou excitação coulombiana, com o emprego de diferentes projéteis (^4He , ^{16}O , ^{32}S p. ex.). Por outro lado, pelo fato de ser o efeito Doppler sensível à direção de recuo, este método permite também obter informações sobre o espa-

alhamento nuclear, na região em que ele é dominante. Se o processo de produção dos íons em recuo apresenta simetria cilíndrica (como na situação indicada na Fig. 3.1.1), a linha de raios gama observados em $\theta = 90^\circ$ não sofrerá deslocamento Doppler, mas será alargada em decorrência do espalhamento nuclear. Com a medida simultânea da energia perdida (obtida com a observação dos raios gama em $\theta = 0^\circ$), o mecanismo de freamento nuclear pode ser estudado.

O único requisito básico do método - que o núcleo em recuo seja produzido num estado excitado com vida média maior que ~ 5 ps - não chega a ser uma restrição muito grande aos elementos cujo freamento pode ser estudado com o emprego desta técnica. A principal vantagem deste método, em comparação com os usuais (que utilizam feixes diretamente acelerados), é o tempo necessário para a realização de cada medida. Enquanto que nos métodos convencionais o tempo típico de aquisição de dados é da ordem de 10 a 20 minutos, no caso da técnica aqui descrita, este tempo é de cerca de algumas horas, dependendo criticamente da seção de choque para produção do estado excitado necessário. Uma outra desvantagem está no fato de que as medidas obtidas pelo método do deslocamento Doppler são integrais. Como foi mencionado, o erro na determinação da

energia de recuo por este método é $\approx 2\%$, com os detetores atualmente disponíveis. Deste modo, a energia perdida pelo íon no freador deve ser uma fração apreciável da energia de recuo inicial, para que a incerteza relativa em seu valor seja pequena.

3.2 - ACELERADOR E FONTE DE ÍONS

Foi utilizado o feixe de ^{16}O acelerado pelo Tandem 8UD - Pelletron do Departamento de Física Nuclear do IFUSP (Fig.3.2.1). O feixe negativo (com energia de ~ 80 keV) extraído de uma fonte tipo Duoplasmatron é introduzido no acelerador através do ímã ME-20. A troca de carga dos íons é feita por uma folha de carbono localizada no terminal do acelerador, e a seleção do estado de carga, bem como a análise de energia do feixe, pelo ímã ME-200. A medida diferencial da corrente de feixe nas duas fendas localizadas logo após este ímã, controla a corrente de grade do triodo de corona, estabilizando desta forma, a tensão do terminal. Nas condições empregadas nas experiências, a estabilidade em energia do feixe foi sempre melhor que $\sim .05\%$.

A intensidade do feixe na saída do acelerador (~ 600 nA), propiciava intensidades de ~ 20 a 80 nA de feixe analisado, nos diversos estados de carga utili-

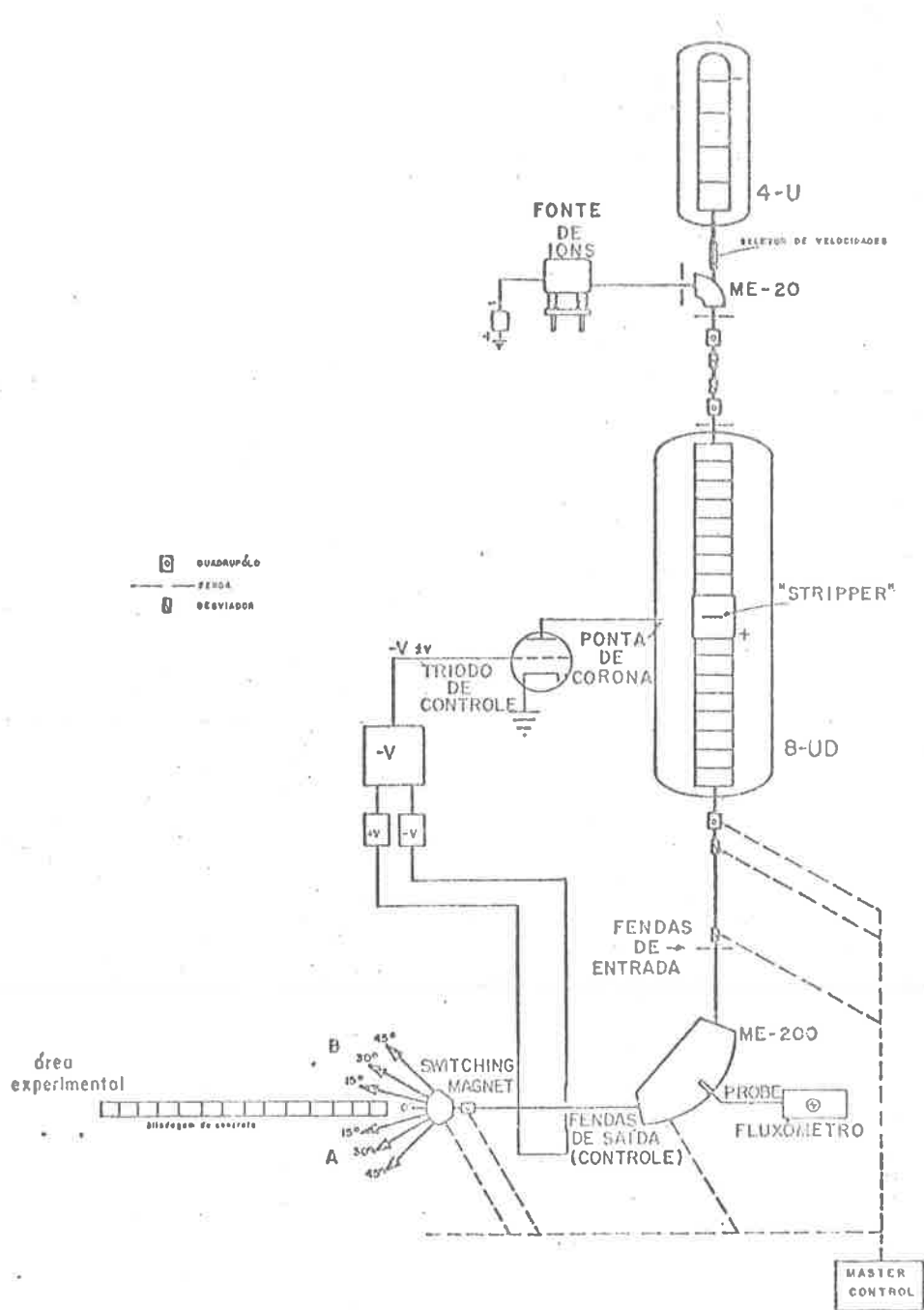


Fig. 3.2.1 - Diagrama esquemático do acelerador Pelletron

zados. A corrente de feixe no alvo foi sempre limitada para ~15 a 20 nA, pelas fendas existentes na entrada do acelerador, pois intensidades maiores acarretavam taxas de contagem acima do máximo tolerado pelos detetores e eletrônica associada.

Durante as tomadas de dados, o potencial do terminal do acelerador foi mantido em cerca de 6.8 MV, e a variação da energia do feixe foi feita com a seleção do estado de carga do feixe acelerado (4^+ , 5^+ , 6^+ e 7^+). Para a tensão de 6.8 MV, as energias do feixe emergente correspondentes a estes estados de carga são 34., 41., 48. e 55. MeV. respectivamente.

3.3 - CÂMARA E DETETORES

A câmara usada para as medidas é vista na Fig. 3.3.1. A flange existente na extremidade da câmara tornou-se necessária com a compartilhação desta linha de feixe com o grupo de Poluição Ambiental do Departamento de Física Experimental. Na tampa da câmara se localizam os suportes para o detetor anular e alvos. Os suportes de alvo e detetor foram colocados numa posição mais próxima à flange mencionada, de modo a se aumentar o ângulo sólido percebido pelo detetor de gamas. Nestas

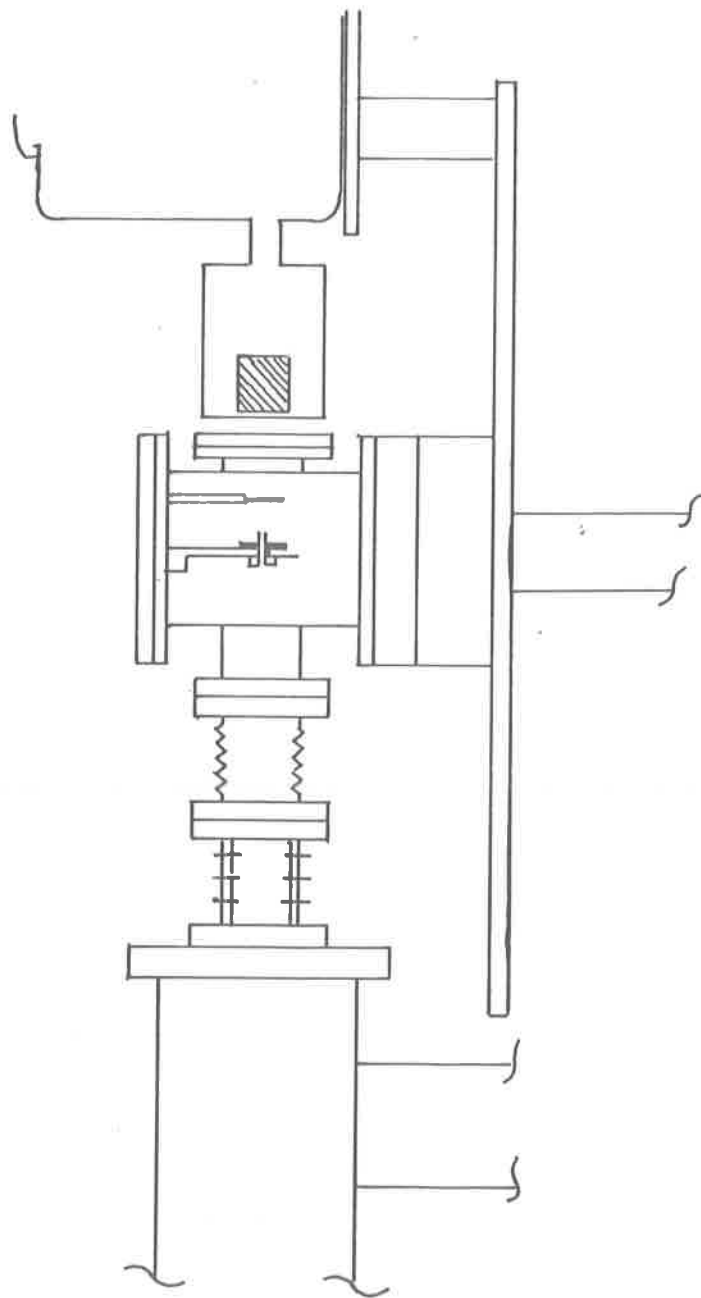


Fig. 3.3.1 - Detalhe mostrando a câmara e o detector Ge(Li)

condições, o detetor anular subentendia ângulos entre $\sim 176^\circ$ e 157° e o Ge(Li) entre $\sim 0^\circ$ e 18° .

Grande parte das medidas foram realizadas com o emprego de um detetor Ge(Li) Philips com cerca de 10% de eficiência (comparada com aquela de um detetor de NaI(Tl) de 7.6×7.6 cm, na energia de 1332 keV do raio gama do ^{60}Co). A resolução em energia nas condições da experiência foi de ~ 3.5 keV (FWHM) na energia de ~ 400 keV. Uma última série de medidas foi feita com um novo detetor disponível no Laboratório (Ortec, 15% de eficiência) com resolução de ~ 2.2 keV nas mesmas condições.

O detetor de partículas empregado foi um Ortec de 300mm^2 , $300 \mu\text{m}$ de espessura, com resolução suficiente para separar os picos de retroespalhamento por ^{107}Ag daqueles pelos freadores (exceto para o caso do Pd, cujo peso atômico difere do da ^{107}Ag por menos que 1%).

3.4 - ALVOS E FREADORES

Com exceção à folha de Ni, que é comercial (Chromium corp.) e confeccionadas por eletrodeposição, as folhas freadoras foram fabricadas na Univer-

sidade de Stanford (por gentileza de D. Ramsay), pelo processo de laminação. Sobre essas folhas, foram evaporados em vácuo, os alvos de ^{107}Ag . Este conjunto alvo - freador é então colado numa moldura de ferro, cuja abertura interna (5 x 7 mm) é suficientemente pequena para que os alvos nela montados fiquem bastante planos.

3.5 - ELETRÔNICA DE DETEÇÃO E COINCIDÊNCIAS

Na Fig. 3.5.1 observa-se o circuito eletrônico usado nas tomadas de dados. Os sinais lineares (energia) são amplificados e introduzidos nos conversores analógico-digitais (ADC). Utilizou-se a técnica de discriminação por fração constante (CFPHD) para geração de tempo da ocorrência dos eventos. A diferença de tempo entre a chegada de um par de pulsos (partícula-gama) é convertida em amplitude de pulso pelo TAC cujo espectro deve apresentar um pico na posição correspondente ao intervalo de tempo entre a chegada de pulsos produzidos por eventos correlacionados e um fundo constante, correspondente aos eventos casuais. Este sistema apresentou uma resolução em tempo da ordem de 20 ns. Do espectro do

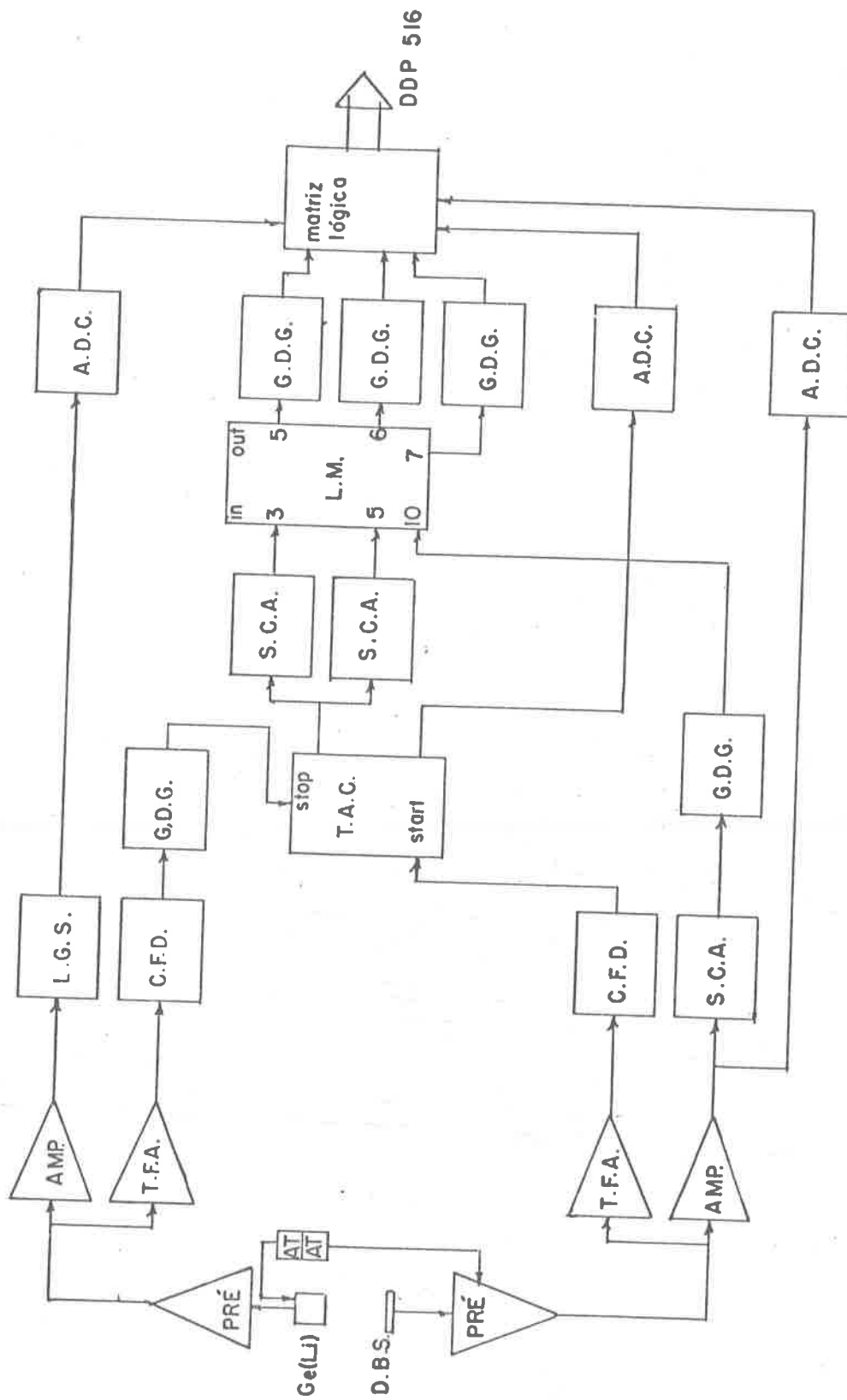


Fig. 3.5.1 - Configuração do equipamento eletrônico usado nas medidas

TAC, selecionou-se duas regiões, que compreendiam intervalos de tempo iguais, um correspondente ao pico do espectro (coincidências reais + casuais) e o outro aos eventos com correlação puramente casual. Sinais lógicos correspondentes a eventos em cada um desses intervalos, juntamente com a restrição de energia das partículas retroespalhadas, são introduzidos no módulo de lógica (LM) cuja configuração interna foi programada para realizar as operações necessárias. As saídas 5 e 6, correspondentes respectivamente às condições lógicas de entrada (3.AND.10) e (5.AND.10), definirão o bit mais significativo do endereço da área de armazenagem dos sinais lineares do detetor de gamas, e a saída 7 (condição lógica de entrada = 3.AND.10 .OR. 5.AND.10) define o bit correspondente para os pulsos do TAC. Deste modo obtém-se os espectros de gamas associados a coincidências reais+casuais e a casuais, bem como as regiões do espectro do TAC que foram selecionadas. O espectro de coincidências reais pode ser obtido pela subtração dos dois espectros de raios gama obtidos.

Esses espectros foram armazenados na memória de um computador Honeywell DDP-516, que também contém os programas de suporte para a aquisição e controle dos dados. O DDP-516 está ligado em linha com um IBM 360/44, para onde os dados são transferidos após o término

de cada medida, e posteriormente armazenados em fitas magnéticas.

3.6 - DADOS EXPERIMENTAIS

Foram tomados dados para o freamento de ^{107}Ag em Al, V, Fe, Zn, Zr e Pd em quatro energias de recuo ($\sim 15.$, $19.$, $22.$ e $25.$ MeV). Os espectros de raios gama foram acumulados durante cerca de 4 hs. cada um, o que corresponde a ~ 1000 contagens na área do pico de interesse - a transição de 423 keV da ^{107}Ag . Uma fonte de ^{207}Bi foi colocada próxima ao detetor, durante as tomadas de dados, de modo a se introduzir a linha de 569 keV daquela fonte nos espectros de coincidências. Outras linhas introduzidas nos espectros e usadas na calibração da escala de energia dos espectros foram as de 136, 165 e 301 keV, provenientes da excitação coulombiana do ^{181}Ta que forrava o interior da câmara.

Uma outra série de medidas, numa única energia de recuo, foi posteriormente desenvolvida, com a utilização do novo detetor Ge(Li), de maior eficiência e melhor resolução em energia, com o intuito de se diminuir as incertezas e verificar as medidas anteriores. Nesta oportunidade foram medidos também o poder de freamento de Ti

(em energias de ~ 19 e 22 MeV) e Ni (~ 19 MeV). Nessas medidas, o Ta que parava o feixe foi substituído por uma folha grossa de prata natural, de modo que foi possível a determinação simultânea da energia do raio gama com e sem deslocamento Doppler. Neste caso foram também mantidas próximas ao detector, fontes de ^{133}Ba (302, 356 keV) e de ^{198}Au (412 keV), além da fonte de ^{207}Bi , para calibração.

Foi também medida a distribuição de velocidades iniciais da ^{107}Ag , nas energias de recuo mencionadas, utilizando-se um alvo auto sustentado de prata natural, com espessura de ~ 800 ug/cm². Para esta finalidade também se realizou medidas com o conjunto alvo-freador girado de 180° , isto é, com o freador tomando o papel de suporte do alvo. Essas medidas permitiram uma avaliação do freamento de Ag em Ag, que foi usada nas correções para espessura finita dos alvos.

As medidas para o freamento de Ag em Ni desenvolvidas anteriormente (RIB-80) também serão consideradas na análise dos resultados deste trabalho.

Um espectro representativo, da energia de raios gama, com identificação das linhas de interesse, é visto na Fig. 3.6.1.

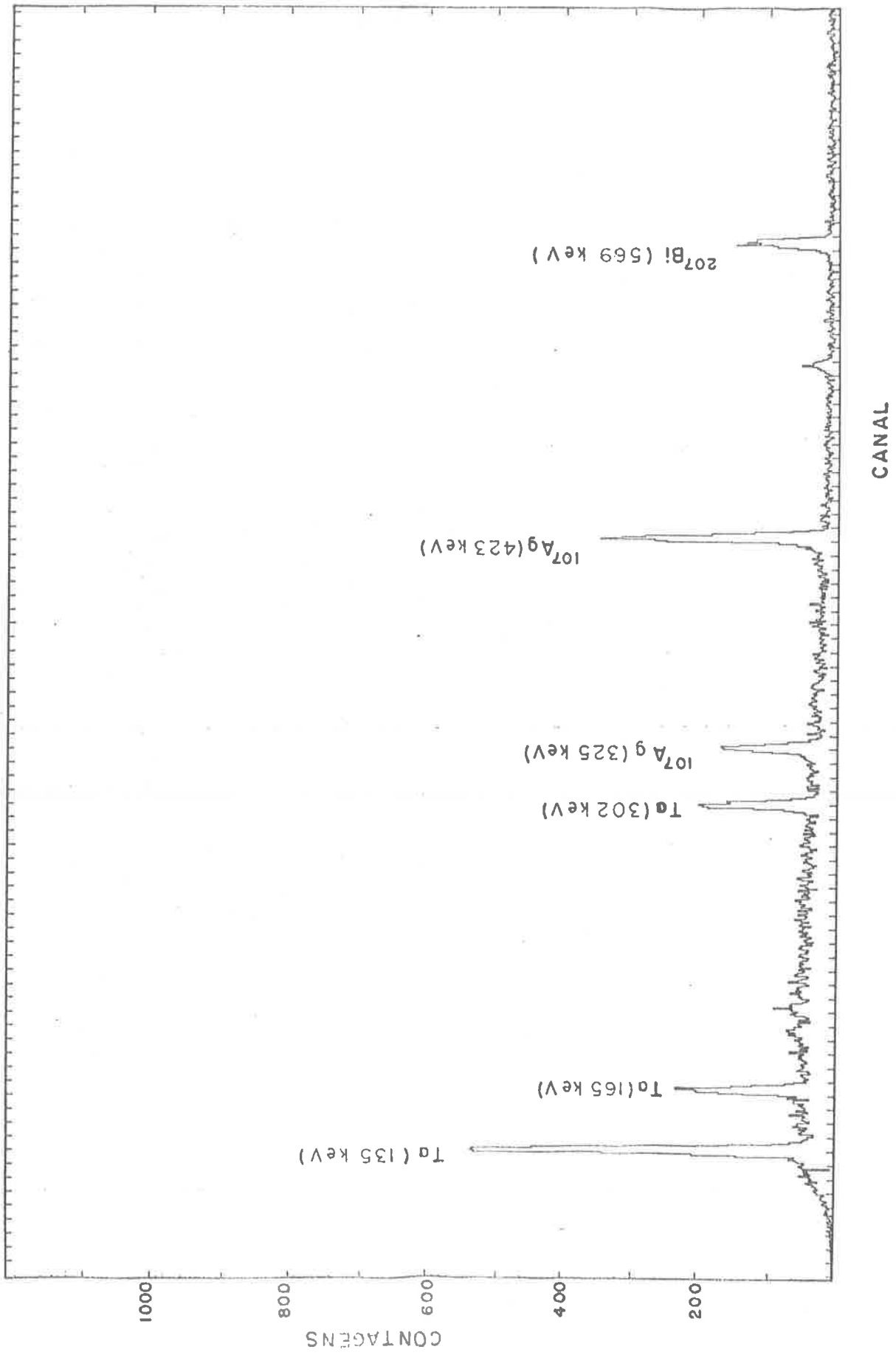


Fig. 3.6.1 - Espectro de raios gama em coincidência com projéteis retroespalhados

4. - PROCESSAMENTO E ANÁLISE DOS DADOS

4.1 - REDUÇÃO DOS DADOS DE DESLOCAMENTO DOPPLER

As posições (centrôides) dos picos de raios gama deslocados, bem com as das linhas de referência usadas para calibração do eixo de energia, foram determinadas ajustando-se uma função gaussiana, com fundo linear, pelo método de mínimos quadrados. Nessas análises foi empregada a rotina PKFIT (RON - 72), que ajusta todos os parâmetros de até quatro gaussianas e do fundo, simultaneamente. A relação canal- energia para as linhas de calibração se mostrou bem representada por uma reta, na região de interesse. Os erros nas posições dos picos deslocados e nos parâmetros das retas de calibração afetaram a determinação da velocidade média de recuo em ~ 2 a 3% na maioria dos casos. Na ultima série de medidas, quando se dispunha de melhores referências para calibração em energia e o detetor empregado apresentava melhor resolução, esta incerteza foi reduzida para cerca de 1 a 2%.

4.2 - MEDIDAS DE ESPESSURA DE ALVOS E FREADORES

As espessuras de todas as folhas empregadas nas medidas foram determinadas pela pesagem, numa microbalança, de uma área conhecida de cada folha. As massas medidas foram da ordem de 400 a 1000 μg , e o erro estimado na indicação da balança é de $\sim 6 \mu\text{g}$. As folhas usadas na primeira série de medidas tiveram suas áreas determinadas com auxílio de um paquímetro, o que introduziu erros de ~ 3 a 4% no valor da área. As folhas usadas na segunda série de medidas tiveram suas áreas medidas por microscopia e por processo fotográfico. Neste caso foram ampliadas fotografias de cada uma das folhas, juntamente com duas escalas de precisão, colocadas em direções perpendiculares. Essas mesmas folhas tiveram as coordenadas de oito pontos de suas bordas medidas com o micrômetro do carro de um microscópio, a partir das quais se obteve também suas áreas. As incertezas introduzidas com estes métodos é ~ 2 a 3%.

Algumas massas padrão (entre ~ 500 e 2000 μg) com incertezas $\sim 3 \mu\text{g}$ nos foram enviadas da Universidade de Koln (por gentileza do Dr. K. Lieb) com as quais se pôde verificar a aferição da balança usada em nossas me

didadas. Deste modo pode ser estimada a incerteza nas medidas com a balança, na região de massas acima mencionada.

Os valores médios para as espessuras das folhas, obtidos por pesagem, só são confiáveis se as folhas forem uniformes (i. é - se as variações locais na espessura forem menores que o erro experimental na determinação da espessura média). A verificação da uniformidade de uma folha obtida por laminação foi feita medindo-se a perda de energia de partículas alfa que atravessam a folha, ao longo de uma direção passando pelo centro da folha. A varredura foi feita em passos de ~ 1.3 mm, numa extensão de aproximadamente 10 mm. Com as partículas alfa colimadas num feixe de ~ 2 mm de diâmetro, a variação máxima de espessura observada foi de $\sim 2\%$ (ver Fig. 4.2.1). Como nas experiências de efeito Doppler o diâmetro do feixe é maior (~ 3 mm), as variações locais da espessura vista pelo feixe devem ser menores que as atuais. Por outro lado, conhecendo-se o poder de freamento de partículas alfa na folha estudada (Ti), pode-se determinar, com essas medidas, a espessura média da folha. Usando-se os valores calculados por Ziegler para o freamento de alfas em Ti, a espessura obtida concorda com a medida com a balança dentro de 1%.

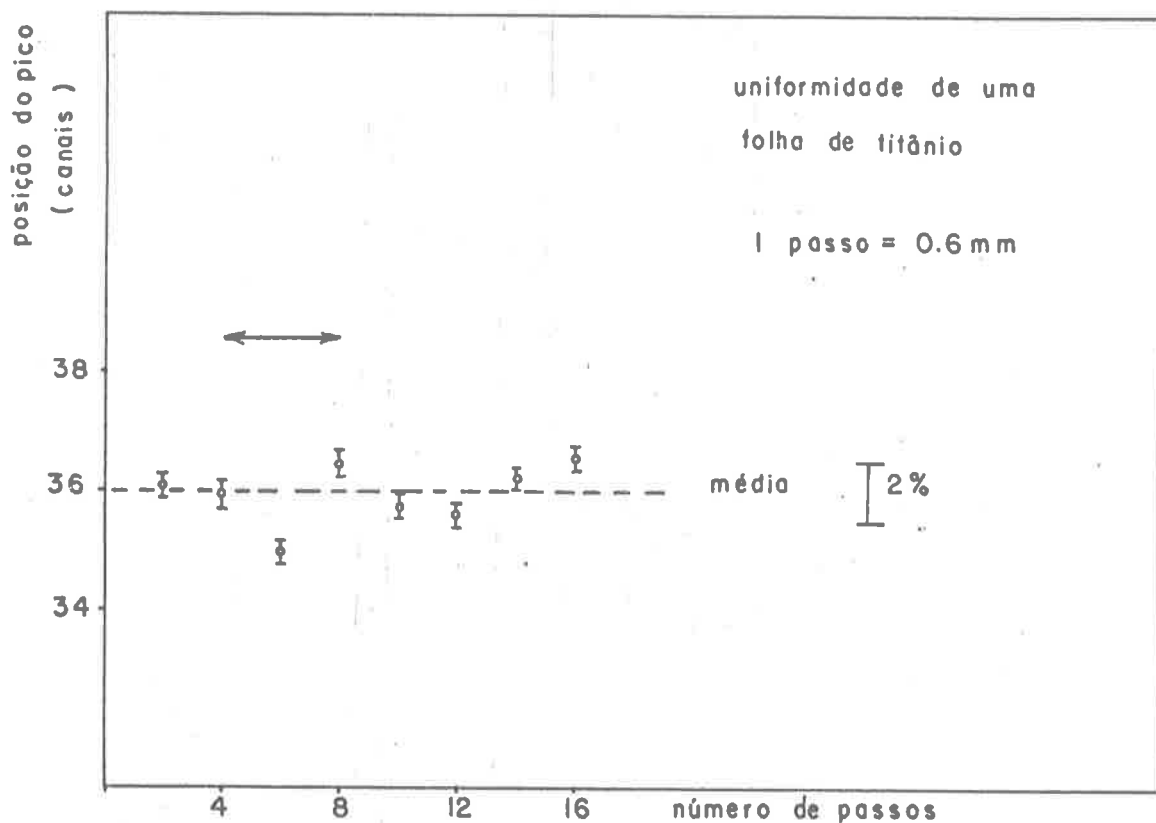


Fig. 4.2.1 - Variações na espessura de uma folha de Ti. A seta acima dos pontos indica o diâmetro do feixe que é usado nas medidas de deslocamento Doppler.

As espessuras dos alvos de ^{107}Ag foram determinadas de maneira semelhante. Entretanto, como a evaporação do isótopo foi feita com a distância entre o cadinho e a folha freadora relativamente pequena, esses alvos podem ser apreciavelmente não uniformes. Devido a este fato, e ao de que as massas depositadas eram pequenas ($\sim 200 \text{ ug}$), as incertezas nessas espessuras foram ava

liadas em ~ 10%. Como a espessura do alvo entra como uma correção na análise dos dados, este erro não tem muita influência nos resultados. Estimou-se que uma variação de 20% na espessura do alvo acarreta uma variação correspondente de 4% na energia inicial de recuo. A tabela 4.2.1 mostra as espessuras obtidas para os alvos e freadores usados.

elemento	espessura da folha	espessura do alvo de Ag
Al	0.61 (3)	0.30(4)
Ti	0.55 (1)	0.45(5)
V	0.53 (2)	0.30(4)
Fe	0.67 (3)	0.47(5)
Ni	0.45 (1)	0.60(6)
Zn	0.97 (5)	0.38(4)
Zr	0.56 (2)	0.51(5)
Pd	1.14 (5)	0.84(8)
Fe*	0.66 (1)	0.34(4)
Zr*	0.58 (2)	0.75(7)

Tabela 4.2.1 - Espessura de alvos e freadores (mg/cm²)
As folhas marcadas com * foram usadas na segunda série de medidas.

4.3 - MÉTODO DE ANÁLISE

Para que a incerteza na determinação da fração da energia perdida no freador seja pequena, há necessidade de se empregar folhas freadoras suficientemente grossas, de modo que a energia perdida (ΔE) seja grande, comparada com a incerteza na determinação da energia inicial (E_i) e final ($E_f = E_i - \Delta E$). Deste modo, a relação entre dE/dx e as grandezas medidas não é muito simples. Para grandes velocidades de recuo, quando o efeito de espalhamento por colisões nucleares é pequeno, essa relação é dada pela integral:

$$\Delta x = \int_{E_i}^{E_f} \frac{dE}{dE/dx} \quad \text{Eq. 4.3.1}$$

Pode-se supor que na região de domínio da integral o comportamento de dE/dx é dado por uma função semelhante à obtida das formulações teóricas, sendo que para a região de velocidades de interesse, uma expressão comumente empregada é do tipo:

$$-\frac{dE}{dx} = k E^p + \eta \left(\frac{dE}{dx} \right)^n \quad \text{Eq. 4.3.2}$$

onde k , p e η são parâmetros ajustáveis, de modo a se verificar a Eq. 4.3.1 e $\left(\frac{dE}{dx}\right)_n$ é a expressão de LSS para o freamento nuclear.

Entretanto, na região de velocidades de recuo em que as medidas foram efetuadas ($V \sim V_0$ a $2V_0$, onde V_0 é a velocidade de Bohr), o efeito cumulativo do espalhamento por colisões nucleares em espessuras relativamente grande, faz com que o comprimento do percurso do íon dentro do meio freador seja significativamente maior que sua espessura. Além disso, há várias correções que devem ser feitas de modo a se poder aplicar a integral 4.3.1:

i) - os alvos de ^{107}Ag usados são relativamente espessos ($\sim 500 \text{ ug/cm}^2$), acarretando uma distribuição de energia inicial de recuo bastante ampla. Essa distribuição depende também do ângulo sólido do detetor anular e do mecanismo de produção dos íons em recuo (excitação coulombiana).

ii) - o espalhamento múltiplo que ocorre quando o íon recua dentro do próprio alvo, bem como de efeitos geométricos, depende a direção de recuo do íon que penetra no freador, tendo como consequência um aumento da distância de percurso mencionada.

iii) - a energia final E_f não pode ser obtida diretamente dos dados experimentais pela relação $E_f = \frac{1}{2} M_1 \left(\frac{E_x - E_0}{E_0}\right)^2$, sendo que deve ser incluída nesta relação efeitos como o da geo

metria (ângulos sólidos dos detetores), da eficiência do detetor de gamas em relação ao ângulo de incidência da radiação e da distribuição angular dos raios gama.

Roney e Seale (RON-76) desenvolveram uma expressão para calcular $\langle E_i \rangle$ e $\langle E_f \rangle$ a partir das medidas de deslocamento Doppler, incluindo correções como as citadas nos itens i e iii. Esta expressão não contém os efeitos de espalhamento por colisões nucleares, mas poderia ser modificada para incluir estes efeitos de uma maneira aproximada. No caso da distribuição inicial de velocidades não ser obtida experimentalmente, $\langle E_i \rangle$ poderia ser calculado a partir da cinemática do mecanismo de excitação, incluindo-se as correções citadas. Os efeitos do espalhamento múltiplo na distância podem também ser incluídos na Eq. 4.1.1, definindo-se uma espessura efetiva (Δx_e) e esta equação pode então ser aplicada nas análises.

Deve-se notar entretanto, que essas correções são aproximadas e que a definição de valores médios sugere uma independência dos efeitos introduzidos como correções. Na verdade, as únicas grandezas relevantes são as espessuras do alvo e freador, e a distribuição final de velocidades, que depende da correlação de todos os efeitos mencionados. A introdução de $\langle E_i \rangle$, necessária para a aplicação da Eq. 4.1.1 é um tanto artificial, uma vez que o íon é continuamente freado, desde o ponto do alvo em

que ocorreu a colisão com o projétil do feixe, até o instante em que a emissão do raio gama ocorre, ou em que o íon emerge do freador.

Um método de análise alternativo, e que foi empregado nos casos aqui estudados, consiste na simulação de todos os processos envolvidos na experiência, desde a produção do íon excitado em recuo, até a detecção do raio gama emitido, pelo método de Monte Carlo. Este método, além de permitir o tratamento das colisões nucleares corretamente, torna bastante simples a introdução da série de efeitos descritos, bem como as correlações entre eles. Uma descrição detalhada do programa desenvolvido para a análise pelo método de Monte Carlo é dada no apêndice.

A análise consiste então em determinar o centróide da linha gerada pelo programa simulador e compará-lo com o determinado experimentalmente, para as várias energias de feixe, como função dos parâmetros k , p e η , que definem o freamento.

A observação de que a relação entre a energia do feixe incidente (E_b) e $E_f = \frac{1}{2} M_i \left(\frac{E_b - E_0}{E_0} \right)^2$ é dada por uma reta (no intervalo de energia estudado), permitiu tornar mais eficiente a análise pelo método de Monte Carlo, que é reconhecidamente um método computacional bastante lento. A Fig. 4.3.1 mostra esta relação para o caso de prata recuando em Zr, e o procedimento usado nas análises é descrito

to a seguir.

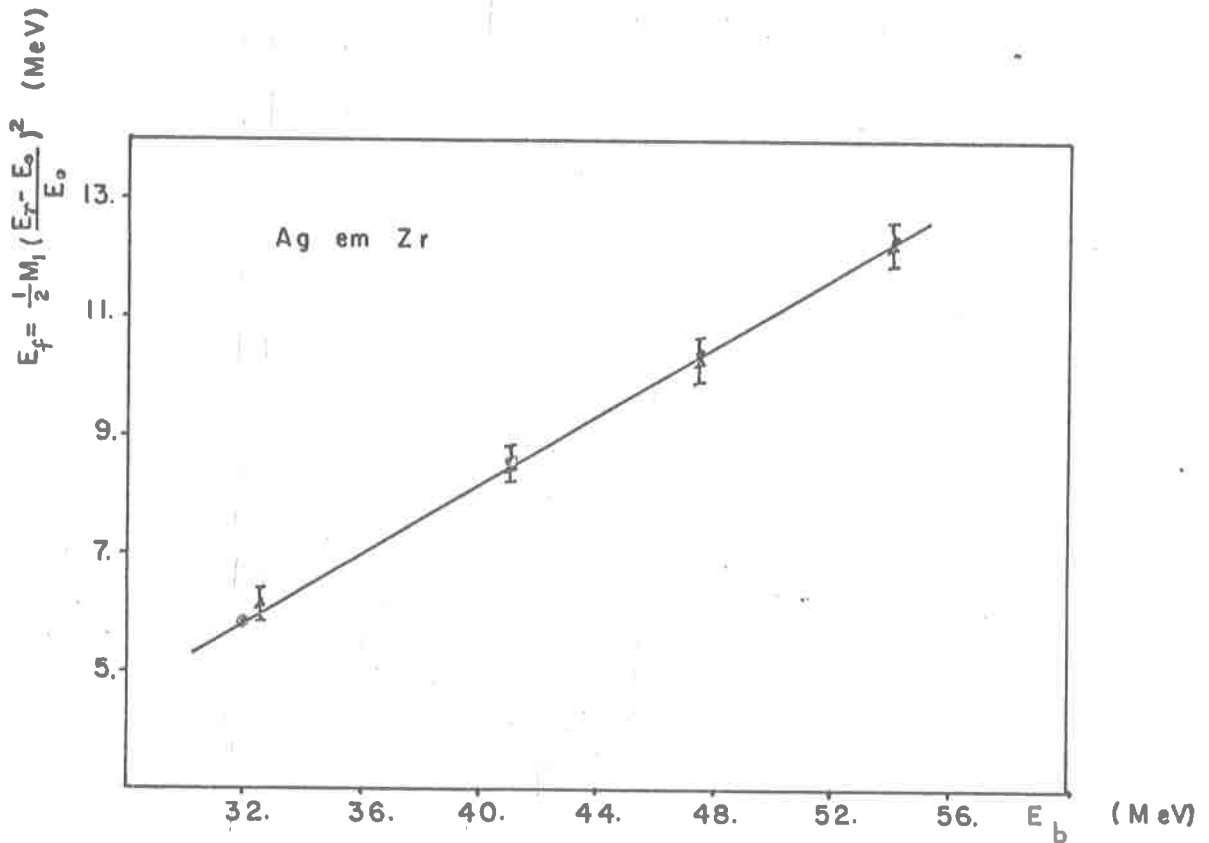


Fig. 4.3.1 - Exemplo da relação entre E_f e E_b para Ag em Zr. \blacktriangle - dados exp. \bullet - obtidos com o programa simulador.

a) - obtêm-se pelo método de mínimos quadrados, os parâmetros da reta média que definem a relação $E_f \times E_b$, para os dados experimentais.

b) - para um dado conjunto de valores de k , p e η , obtêm-se, com o programa simulador, dois pontos da reta $E_f \times E_b$, nos extremos do intervalo de energia de

interesse (em geral para $E_b = 33$ e 56 MeV).

c) - Os parâmetros k , p e η são variados e o procedimento do ítem b) é repetido até se obter a igualdade entre os parâmetros da reta $E_f \times E_b$ calculada, e os correspondentes obtidos dos dados experimentais no ítem a).

Com isso, reduz-se pela metade (nos casos em que as medidas foram feitas em quatro energias de feixe) o número de cálculos feitos por Monte Carlo, para se obter os parâmetros do freamento. Além disso, como há bastante evidências de que na região de velocidades em que as medidas foram efetuadas ($V \gg V_0$) o freamento nuclear é bem representado pela teoria de LSS (ver Fig. 2.2.1), o parâmetro η foi mantido fixo (= 1.) nas análises. Por outro lado, o freamento nuclear na região estudada é no máximo 20 a 30% do freamento eletrônico, de modo que variações de ~20% no valor adotado para o parâmetro η , não afeta os resultados obtidos para o freamento eletrônico em quantidade maior que a incerteza experimental obtida para este valor.

4.4 - INCERTEZAS EXPERIMENTAIS

A avaliação da incerteza nos resultados

finais se resume basicamente na obtenção do erro provável médio no parâmetro k obtido. A incerteza no parâmetro p reflete mais a extensão da faixa de energias para a qual os resultados são considerados válidos. Uma vez que nas medidas realizadas o íon em recuo sofreu freamento entre ~5 e 20 MeV, pode-se considerar este intervalo como o de validade dos resultados obtidos. Com essa escolha, uma variação de 10% no valor de p (com correspondente redefinição de k) não afeta o valor esperado para $(dE/dx)_{e1}$ em mais que 3%, conforme se pode observar para o caso de Ag em Zr ilustrado na Fig. 4.4.1.

A avaliação da incerteza no parâmetro k foi feita com base no seguinte procedimento:

a) - determinou-se o $\chi^2_{red.} (= \sqrt{\chi^2/G.L.})$ dos desvios entre a relação (linear) $E_f \times E_b$ obtida pelo programa Monte Carlo e os pontos experimentais, variando-se o valor de k em torno do melhor valor obtido.

b) Da largura da curva de $\chi^2_{red.}$ obtida para cada caso, obtem-se uma primeira estimativa para o erro em k . A largura foi tomada nos pontos em que o valor de $\chi^2_{red.}$ é 1.5 vezes o seu valor mínimo, que corresponde a 95% de confiabilidade.

c) - as barras de erro obtidas para E_f (ver Fig. 4.3.1) e que foram usadas como ponderação para o cálculo

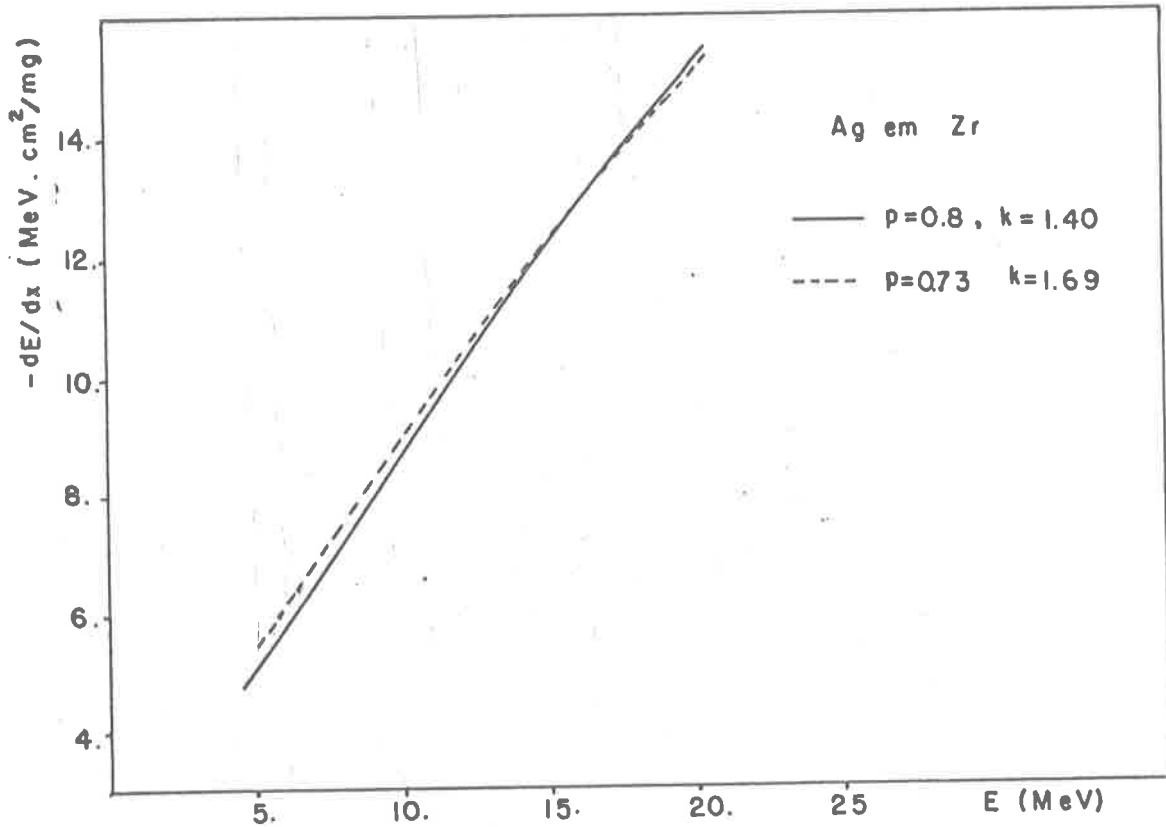


Fig. 4.4.1 - Variação no resultado obtido para $(dE/dx)_{e1}$ de Ag em Zr, com o parâmetro p.

culo de χ^2 acima descrito, contém somente as incertezas provenientes da determinação do centróide da linha deslocada (E_γ). A incerteza na espessura do freador, que corresponde a um desvio sistemático na reta $E_f \times E_b$ é então incluída, fazendo-se a soma (quadrática) do erro relativo em k devido à dispersão dos pontos $E_f \times E_b$, com aquele devido à incerteza na espessura do freador.

As incertezas nas espessura das folhas foram apresentadas na tabela 4.2.1 e duas curvas representativas de $\chi^2_{red} \times k$ são vistas na Fig. 4.4.2.

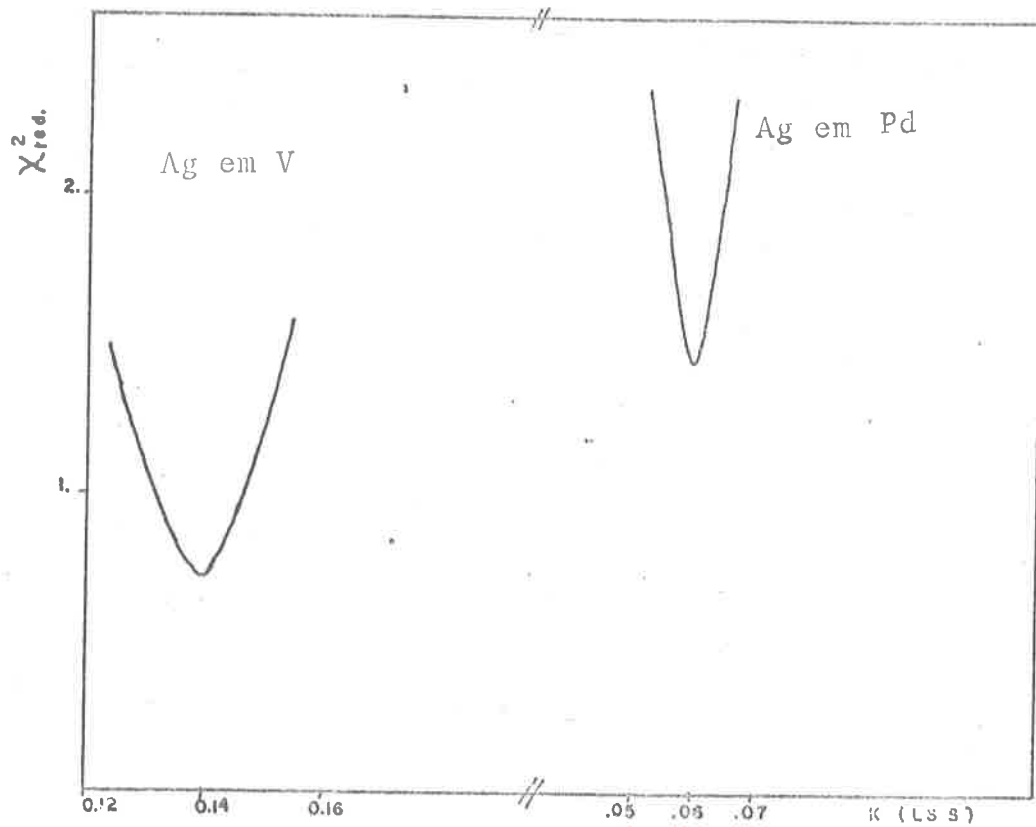


Fig. 4.4.2 - χ^2_{red} , em função de k , para os casos de Ag em V e em Pd.

5. RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Os resultados experimentais permitem obter informações sobre o mecanismo de freamento eletrônico sob dois pontos de vista. Primeiro, sobre a dependência do poder de freamento com a velocidade de recuo. A teoria de LSS (e a de Firsov) prevê que esta dependência deve ser linear, para velocidades menores que $V_0 \cdot Z_1^{2/3}$. Os nossos resultados indicam que este limite deve estar situado em velocidades bem menores, dependendo inclusive do meio freador. Segundo, em relação à dependência da seção de choque para freamento com o meio freador, observou-se um comportamento oscilatório semelhante ao observado no caso do freamento de partículas alfa.

No final deste capítulo, os resultados serão discutidos e comparados com outras medidas disponíveis para o freamento de íons pesados, numa tentativa de se obter alguma sistemática para o freamento em baixas velocidades.

5.1 - DEPENDÊNCIA DO PODER DE FREAMENTO COM A VELOCIDADE

A tabela 5.1.1 apresenta os resultados obtidos para os parâmetros k e p do freamento eletrônico. Os valores de k estão em unidades de $[MeV^{1-p} cm^2/mg]$, que são convenientes para a maioria das aplicações dos resultados. Nas Figs. 5.1.1 a 5.1.8 mostra-se a dependência com a velocidade (em unidades de V_0) do poder de freamento medido, bem como as previsões de Ziegler e LSS. Nessas figuras, a curva experimental contínua corresponde à região de validade dos resultados (~ 1.4 a $3.0V_0$) e a tracejada à extrapolação para velocidades mais baixas.

elemento	k	p
Al	3.12(21)	0.7
Ti	1.32(8)	0.9
V	3.25(25)	0.5
Fe	4.52(30)	0.4
Ni	2.20(18)	0.6
Zn	1.63(10)	0.7
Zr	1.40(8)	0.8
Pd	0.84(8)	0.8

Tabela 5.1.1 - Valores dos parâmetros k e p obtidos para o freamento eletrônico.

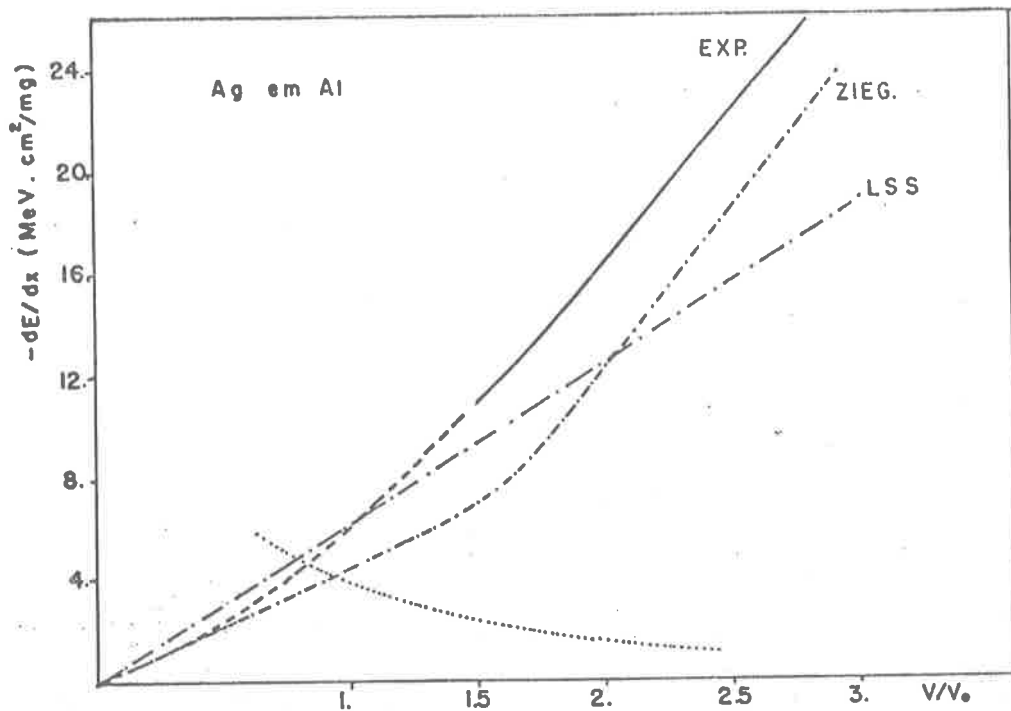


Fig. 5.1.1 - Freamento de Ag em Al

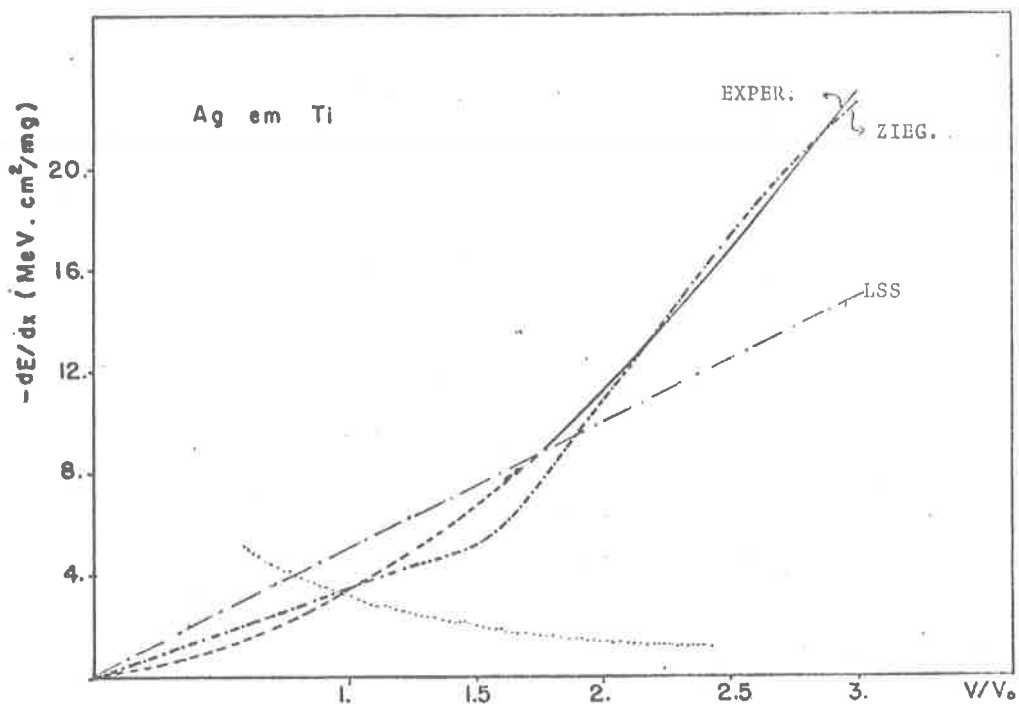


Fig. 5.1.2 - Freamento de Ag em Ti

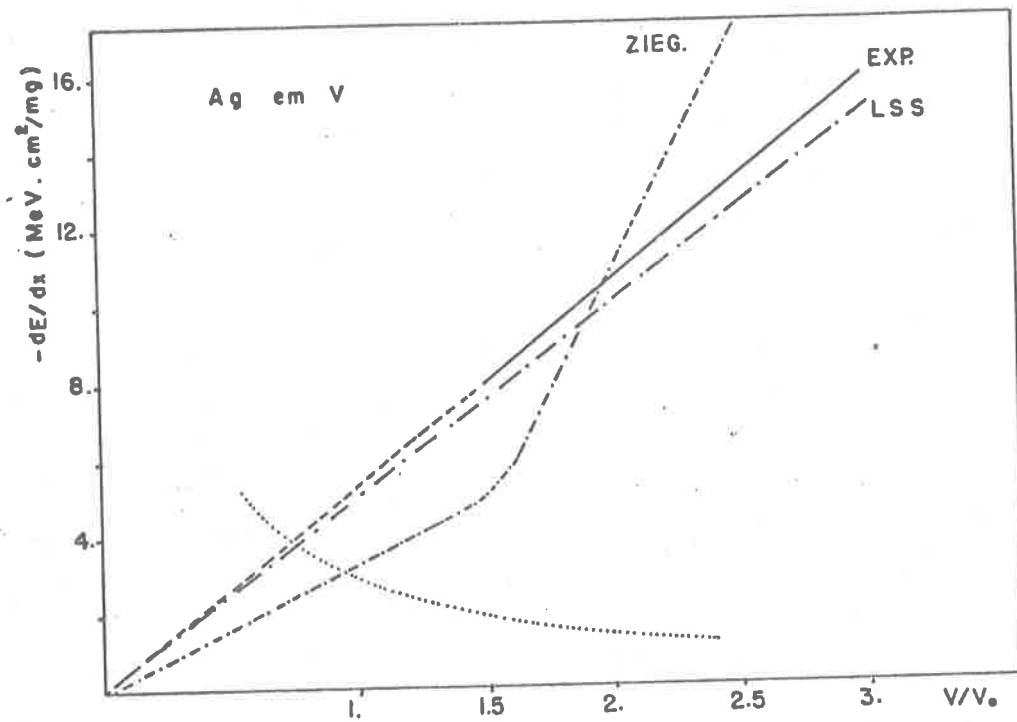


Fig. 5.1.3 - Freamento de Ag em V

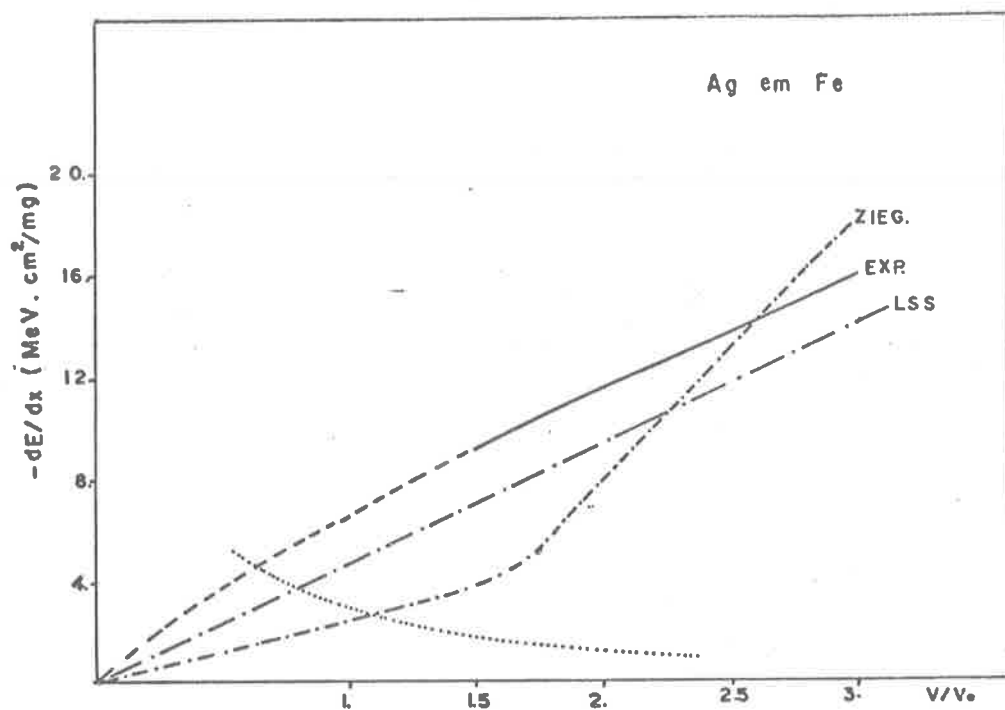


Fig. 5.1.4 - Freamento de Ag em Fe

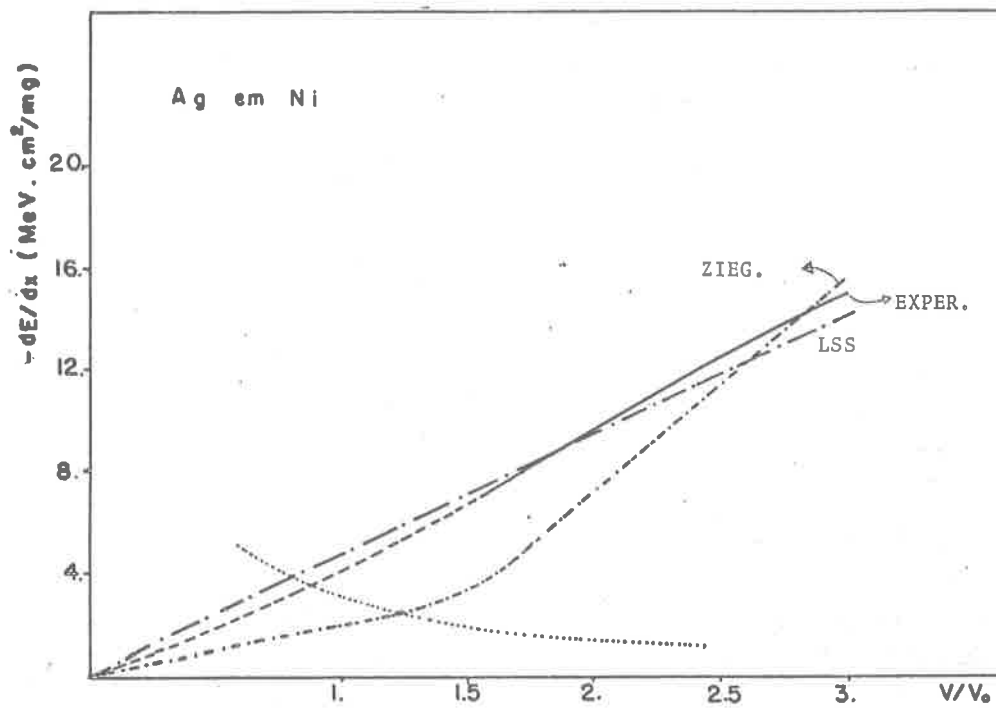


Fig. 5.1.5 - Freamento de Ag em Ni

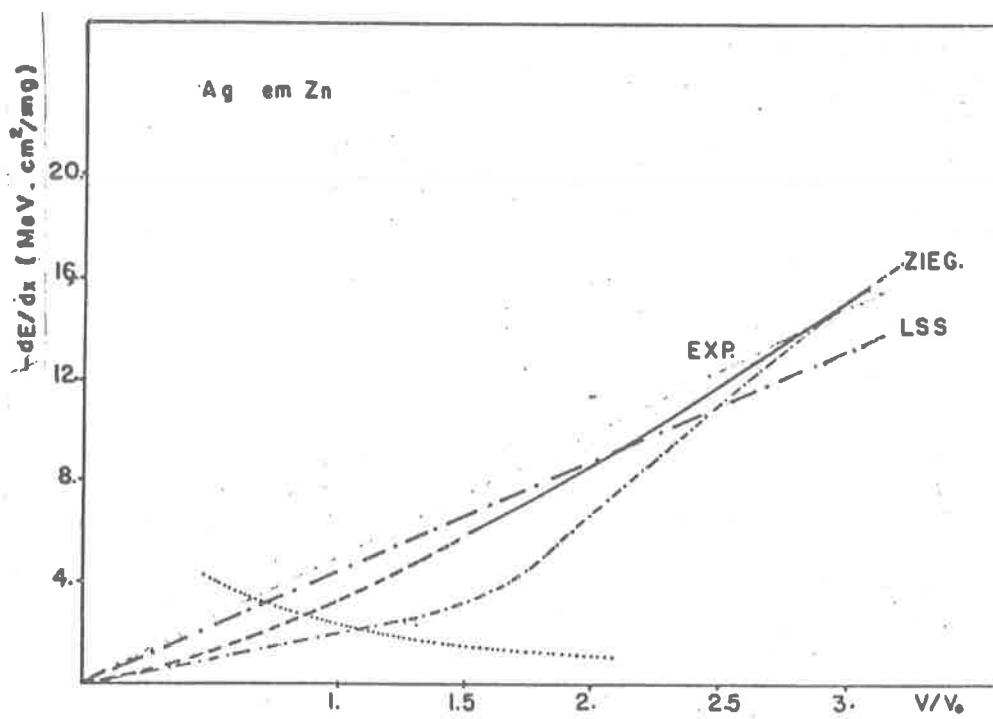


Fig. 5.1.6 - Freamento de Ag em Zn

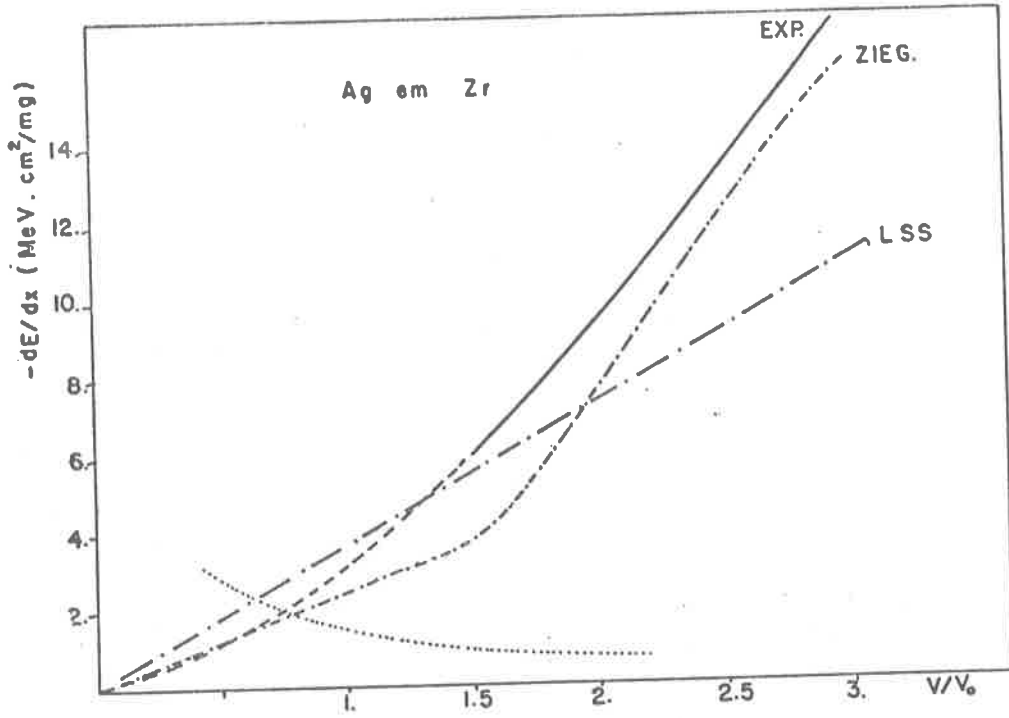


Fig. 5.1.7 - Freamento de Ag em Zr

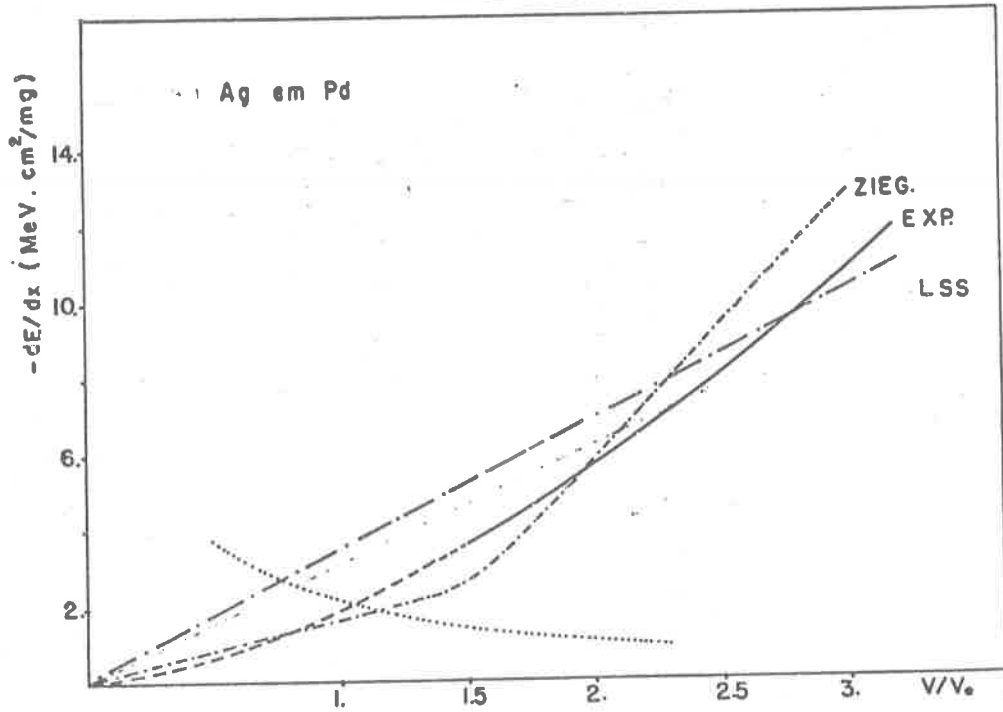


Fig. 5.1.8 - Freamento de Ag em Pd

5.2 - DEPENDÊNCIA DA SEÇÃO DE CHOQUE PARA FREAMENTO ELETRÔNICO COM O NÚMERO ATÔMICO DO FREADOR

As Figs. 5.2.1 a 5.1.3 mostram o comportamento de $S_e(Z_2)$ obtido experimentalmente, nas velocidades de $1.94V_0$, $2.39V_0$ e $2.75V_0$, correspondentes, respectivamente a 10, 15 e 20 MeV de energia de recuo. Nas figuras são vistas também a dependência (monotônica) obtida da teoria de LSS e a calculada por Ziegler. Deve-se notar que os cálculos de Ziegler são na verdade feitos para íons leves (alfas) e extrapolados para o caso de íons pesados, pela aplicação do formalismo de carga efetiva. Observa-se nessas figuras, um máximo em $Z_2 = 26$ não previsto pelos cálculos semi-empíricos, bem como o gradual desaparecimento do máximo em $Z_2 = 22$, com a diminuição da velocidade. Este desaparecimento é uma consequência do valor relativamente baixo obtido para o parâmetro p no caso do vanádio ($Z = 23$), em comparação com aquele obtido para o Ti ($Z = 22$).

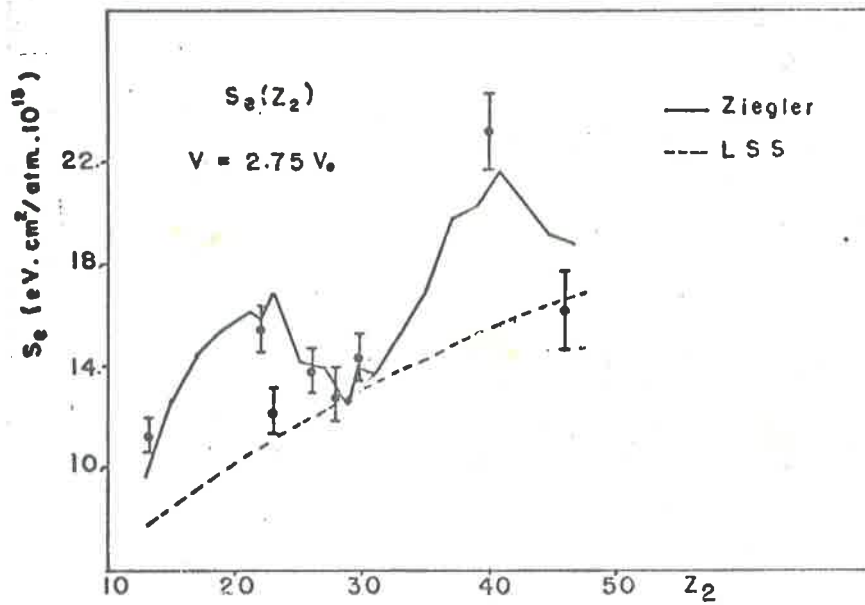


Fig. 5.2.1 - Dependência de S_e com Z_2 para $v=2.75v_0$ ($E=20$ MeV)

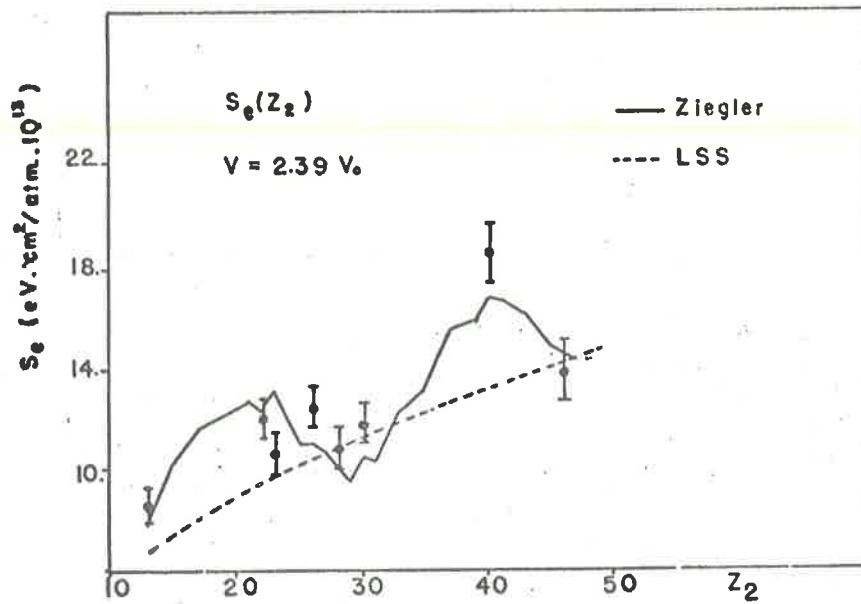


Fig. 5.2.2 - Dependência de S_e com Z_2 para $v=2.39v_0$ ($E=15$ MeV)

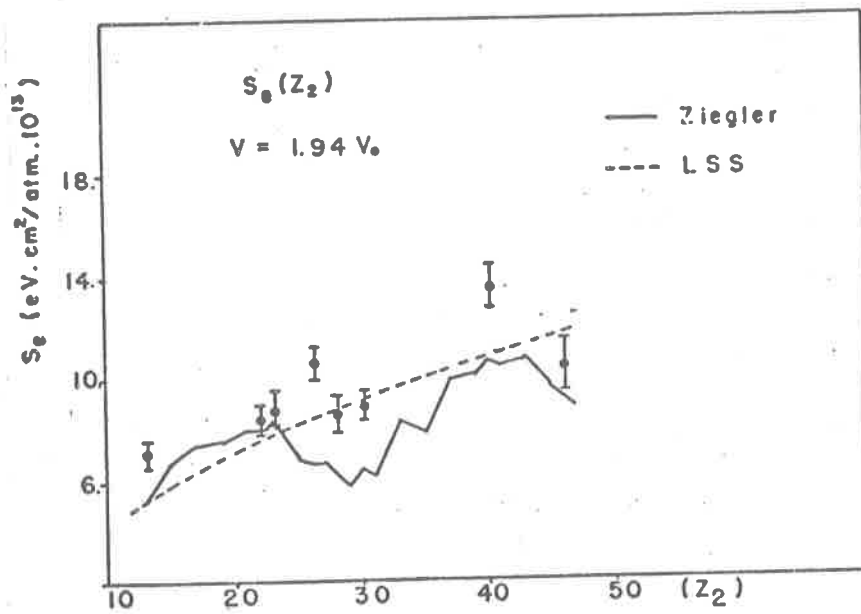


Fig. 5.2.3 - Dependência de S_e com Z_2 para $v=1.94v_0$ ($E=10$ MeV)

5.3 - OUTRAS MEDIDAS DO FREAMENTO DE ÍONS PESADOS

São apresentadas aqui, os resultados de algumas medidas referentes à penetração de íons pesados em sólidos, e que serão de utilidade na discussão que se fará na seção seguinte.

Um conjunto de medidas bastante interessante para comparação com as do presente trabalho, são as desenvolvidas por Brown e Moak (BRO-72, MOA-66) para o freamento de U, I e Br em carbono ($v \sim 2$ a $6v_0$), visto na Fig. 5.3.1. Os resultados sugerem (segundo os autores) que nesta região de velocidades o poder de freamento é proporcional à velocidade, não extrapolando entretanto à origem. Uma outra interpretação possível, seria que para pequenas velocidades, o poder de freamento varia com uma potência de v maior que 1. Como em velocidades maiores a curva deve mudar de concavidade (ver especialmente os dados para I e Br), o comportamento linear observado corresponde à região em que se dá a mudança de curvatura.

As medidas de Ward et al., citadas no capítulo 2, são talvez as mais completas para o freamento de íons pesados ($6 \leq Z_1 \leq 20$) em baixas velocidades, e revelam alguns comportamentos interessantes do mecanismo

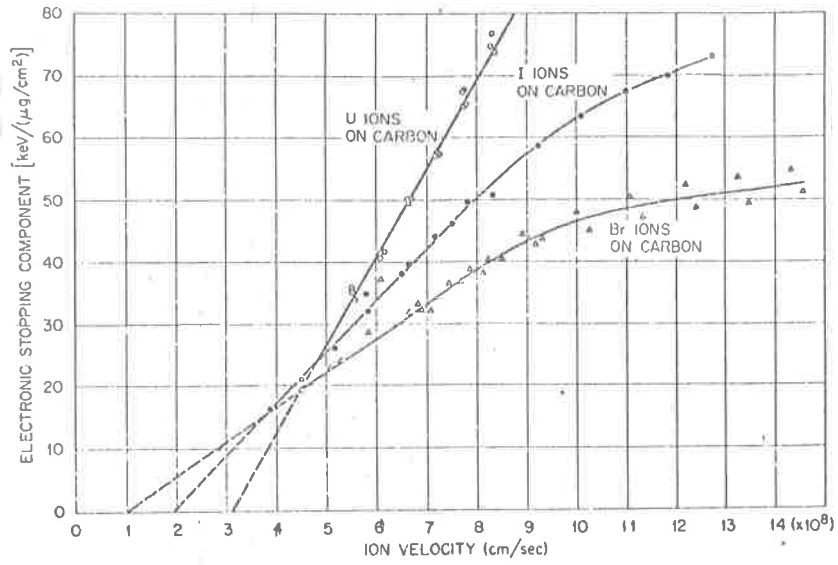


Fig. 5.3.1 - Freamento de U, I e Br em carbono (repr. de BRO-72)

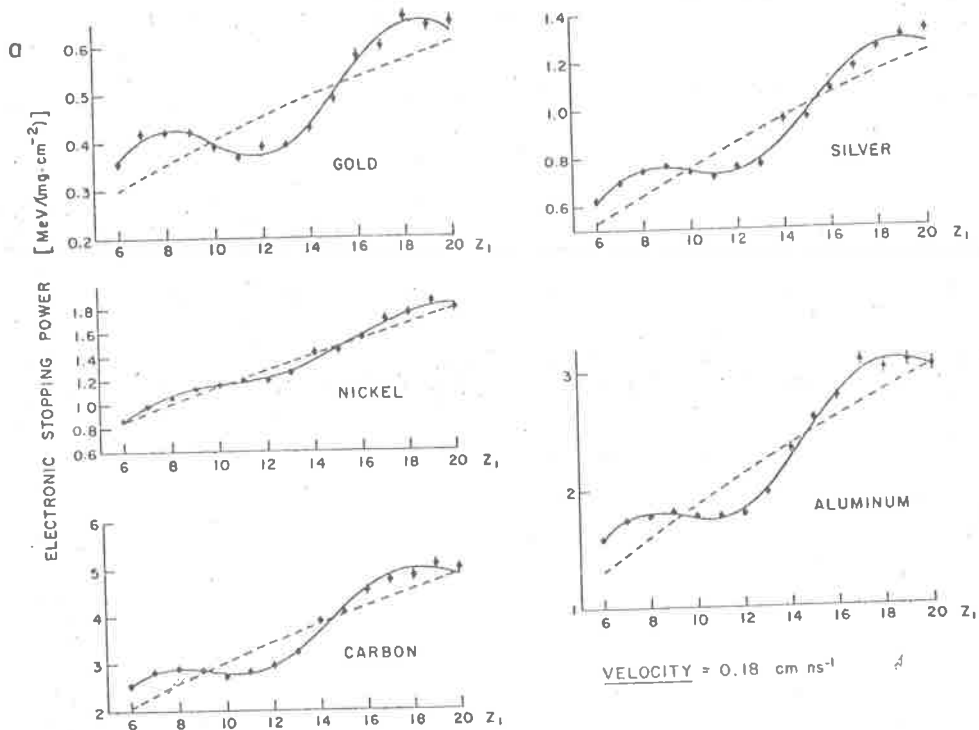


Fig. 5.3.2 - Freamento de $6 \leq Z_1 \leq 20$ em vários meios (repr. de WAR-79)

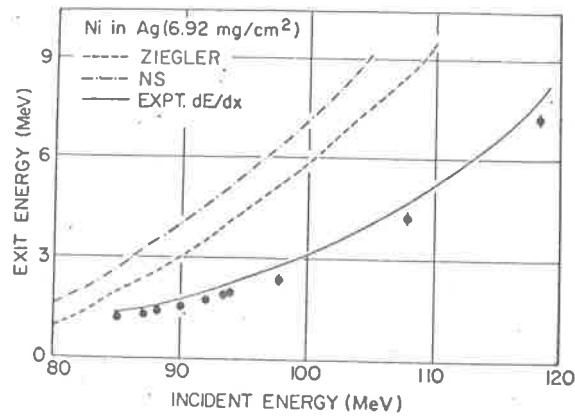


Fig. 5.3.3 - Alcance parcial de Ni em Ag
(repr. de ANT-81)

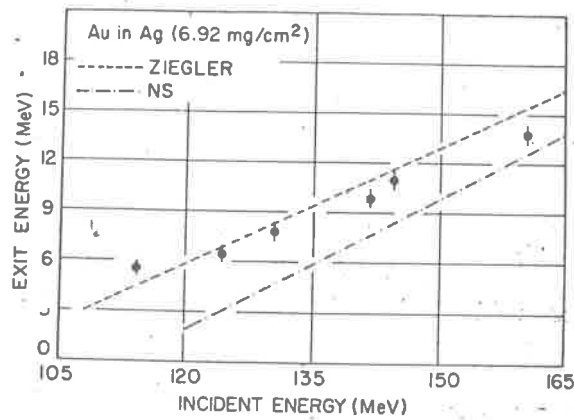


Fig. 5.3.4 - Alcance parcial de Au em Ag
(repr. de ANT-81)

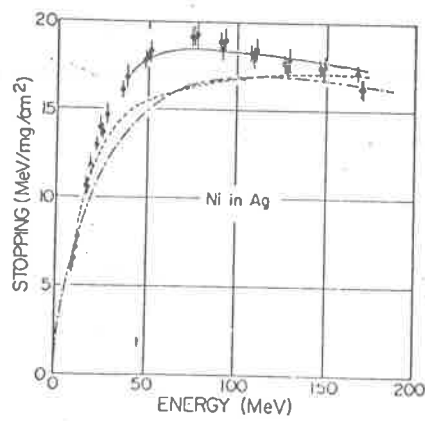


Fig. 5.3.5 - dE/dx de Ni em Ag
(repr. de ANT-81A)

mo de freamento. Os dados experimentais para $v = 0.82v_0$ são vistos na Fig. 5.3.2 e os na velocidade $v = v_0$ foram mostrados na seção 2.3 (Fig. 2.3.3). As principais características reveladas por essas medidas são as seguintes: Primeiro, a amplitude das oscilações numa dada velocidade e a fase (isto é: posição de máximo e mínimo) dependem do meio freador. Depois, que a amplitude das oscilações varia rapidamente com a velocidade no carbono, mas não nos outros meios, e que as fases são independentes da velocidade, no intervalo em que as medidas foram feitas ($0.82 - 1.0 v_0$).

Anthony e colaboradores (ANT-81, ANT-81A) mediram o poder de freamento de $Z_2 = 6, 13, 29, 47$ e 79 para vários íons pesados ($Z_1 = 14, 28$ e 79). Alguns desses resultados são vistos nas Figs. 5.3.3 e 5.3.4 (que são medidas de alcance parcial) e 5.3.5, juntamente com as previsões semi-empíricas de N.S. e Ziegler. A região de energias de recuo estudada é basicamente a região II da Fig. 2.1.1.

5.4 - DISCUSSÃO

O alto grau de complexidade dos mecanismos de freamento de íons pesados em baixas velocidades, revelado pela ainda modesta quantidade de informações experimentais disponíveis, torna difícil a sistematização dos vários efeitos observados. Entretanto, algumas características básicas já podem ser delineadas.

Os primeiros resultados que mostraram a dependência oscilatória do poder de freamento com o número atômico dos elementos, indicam que as posições de mínimo e máximo devem ser fixas (isto é - independentes da velocidade) e são as mesmas para $Z = Z_1$ ou Z_2 . Com isto, costuma-se referir na literatura, a certos números atômicos correspondentes a máximo de S_e (6, 22, 41, 90) e a mínimos (11, 29, 46, 79). Mesmo as medidas de Ward et al., vistas na seção anterior, que indicam que as posições de máximo (ou mínimo) em $S_e(Z_1)$ dependem de Z_2 , esta mudança observada é ainda muito pequena (a variação máxima observada na posição de um máximo é de cerca de uma unidade em Z_1) para invalidar a associação das posições de máximo e mínimo com números atômicos fixos. No caso das medidas com ^{107}Ag do presente trabalho, verifica-se que a afirmação de que S_e tem um máximo em $Z_2 = 22$ não é correta para $V/V_0 \leq 1.9$.

Embora este tipo de comportamento (isto é, o desaparecimento de um máximo com a diminuição da velocidade) não tenha sido observado para os outros pontos de mínimo e máximo estudados (como $Z_2 = 30, 40$ e 46), a posição relativa dos valores de S_e para um dado íon em dois meios diferentes pode ser invertida, se a dependência funcional de S_e com a velocidade for diferente para esses dois meios. Assim, supondo-se uma dependência do tipo $kE^p (= k'(v/v_0)^{2p})$, se para dois meios $p_1 \neq p_2$, haverá uma velocidade v_c tal que $S_1 = S_2$ e a posição de S_1 em relação a S_2 para $v > v_c$, será invertida quando $v < v_c$. Provavelmente, para íons mais leves, o valor de v_c é muito pequeno, de modo que este efeito não tem sido observado. Entretanto, as medidas de Brown e Moak (ver Fig. 5.3.1) já indicavam este tipo de comportamento (no caso inversão da razão dos valores de S_e para íons diferentes, num dado meio). Se aceitarmos o tipo de parametrização sugerida por aqueles autores ($a + bv$) ou mesmo ajustando-se uma função do tipo kE^p àqueles dados, observa-se que deve haver uma inversão nos valores relativos de S_e para aqueles íon em carbono, para velocidades menores que $\sim 2.v_0$. Ainda em relação aos resultados de Ward et al., a dependência de S_e com a velocidade varia consideravelmente com Z_1 e Z_2 , como será discutido posteriormente. Portanto, pode-se esperar que este efeito ocorra em velocidades menores que as das medidas de Ward ($0.82 - 1.0v_0$), para aqueles íons.

Uma outra característica interessante observada com nossas medidas, é o máximo em S_e para $Z_2 = 26$ (Fig.5.2.1). Embora este máximo não seja obtido com cálculos semi-empíricos como o de Ziegler, mostrado nas figuras, ele é observado também no caso da penetração de partículas alfa (ver Fig.2.3.3). Por outro lado, no caso do freamento de alfas, a seção de choque cresce ligeiramente de $Z_2 = 22$ para 23 e cai rapidamente para $Z_2 = 24$. No caso de ^{107}Ag um comportamento semelhante é observado nas velocidades maiores, sendo que esta variação brusca ocorre de $Z_2 = 22$ para 23.

Com relação à dependência do poder de freamento com a velocidade de recuo, os dados de Ward et al. indicam uma certa correlação entre as oscilações de $S_e(Z_1, Z_2)$ e sua dependência com a velocidade. Em baixas velocidades, a parametrização mais simples para $S_e(v)$ e que consiste numa pequena variação da forma obtida pelas teorias, é a empregada neste trabalho:

$$S_e = k(v/v_0)^{2p}$$

Como as medidas de Ward foram tomadas em duas velocidades de recuo, pode-se, pelo menos no intervalo de velocidades em que elas foram feitas, parametrizar $S_e(v)$ na forma indicada acima. As variações de p em função de Z_1 obtidos com esta parametrização, são vistas na Fig. 5.4.1, para os meios C, Ni e Au (as variações para o caso de Al e Ag

são bastante semelhantes às do Ni). Se em primeira ordem pode-se localizar os máximos e mínimos de S_e para valores fixos de Z_1 e Z_2 (pelo menos para íons leves), a seguinte correlação é obtida para as variações de p com o valor de Z : para valores de Z_1 ou Z_2 que correspondem a um máximo em S_e , p tem um valor mínimo e vice-versa. As medidas no carbono (máximo em S_e) apresentam os menores valores de expoente em relação aos outros meios (todos correspondentes a mínimo em S_e). Além disso, todos os expoentes encontrados apresentam valor máximo para $Z_1 \sim 11$

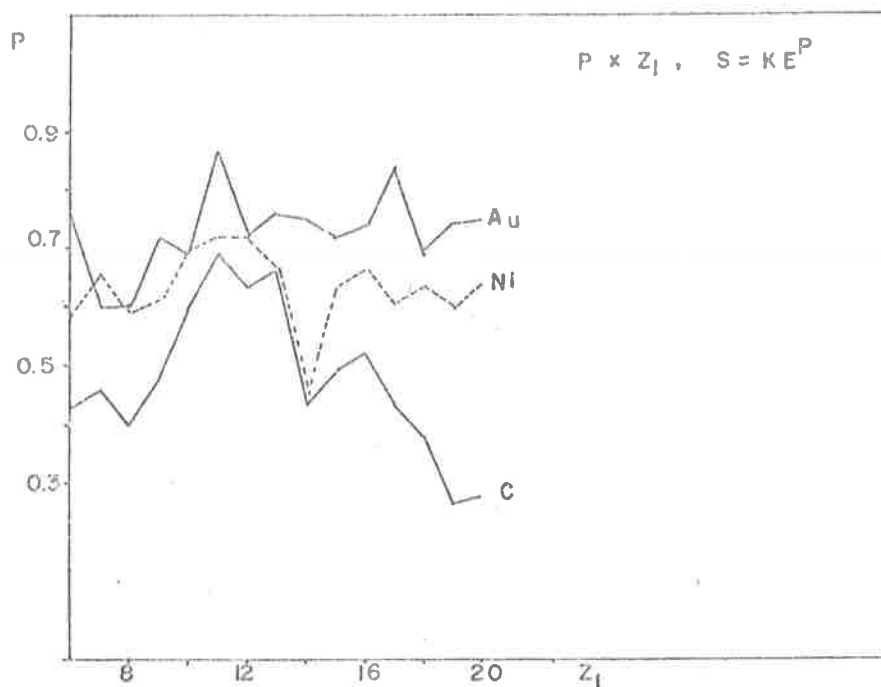


Fig. 5.4.1 - Variação de p com Z_1 para as medidas de Ward et al.

que é um ponto de mínimo em S_e .

Esta correlação não é tão evidente nos casos aqui estudados. Ela é verificada para o Al, Fe, Ni, Zn e Pd, mas não para Ti, V e Zr. Nas medidas de Brown e Moak para U, I e Br, isto também não ocorre. Estes elementos correspondem a pontos intermediários nas oscilações em S_e , segundo os cálculos para íons leves. Os expoentes encontrados neste caso são 1.0, 0.7 e 0.55 respectivamente.

Assim como a localização fixa dos pontos de máximo e mínimo em $S_e(Z_1, Z_2)$ parece falhar no caso de íons mais pesados, o mesmo acontece com esta tentativa de correlacionar a dependência com a velocidade com Z_1 e Z_2 . Com isso, qualquer generalização dos resultados aqui obtidos para outros meios e íons (bem como das outras medidas citadas) torna-se impraticável.

Com relação às previsões semi-empíricas, como as de N.S. e Ziegler, deve-se ainda mencionar que no caso de íons pesados, elas apresentam discrepâncias surpreendentes, não somente na região de baixas velocidades, mas também na região II, definida no início deste trabalho, onde o poder de freamento atinge seu valor máximo. Isto pôde ser observado nas Figs. 5.3.3 e 5.3.5, para as medidas de Anthony et al. As falhas nas parametrizações que usam o formalismo de carga efetiva como fator de escala, são de

vidas a termos dependentes de Z_1^3 , Z_1^4 , ... na força freadora, que não são obtidos por cálculos perturbativos de primeira ordem, como os de Bethe e Lindhard. A dependência do mecanismo de freamento com um termo de potência ímpar de Z_1 , foi pela primeira vez observado no que é hoje conhecido como efeito Barkas (BAR-63):- o alcance de mésons em emulsões é sensível ao sinal da carga do méson. Lindhard (LIND-76) calculou correções semi-empíricas à fórmula de Bethe, devidas aos termos em Z_1^3 e Z_1^4 que reproduzem bastante bem o comportamento observado em medidas bastante precisas para o freamento de p, He e Li (AND-77), bem como nas de Anthony e colaboradores, para a penetração de íons pesados.

6. - CONCLUSÕES

Os resultados obtidos mostram que o comportamento do poder de freamento observado para íons leves, bem como o obtido por cálculos semi-empíricos, apenas qualitativamente podem ser usados para previsões no caso de íons mais pesados. Mecanismos complexos de transferência de energia, como a formação de estados quase moleculares, e a forte perturbação nos estados atômicos causada pela interação, podem ser os responsáveis pela diversidade dos efeitos observados.

A técnica experimental empregada, embora tenha algumas limitações quanto à precisão dos resultados com ela obtidos, é a única que permite medidas do poder de freamento de íons que não são obtidos como feixe acelerado. A principal aplicação das medidas obtidas por este método, na física nuclear, está na obtenção de vidas médias de estados excitados pelo método da atenuação do efeito Doppler (DSAM). Grande parte das incertezas experimentais nas vidas médias obtidas por este método, são devidas ao desconhecimento do poder de freamento para íons pesados, do qual ele depende. Como a técnica de medida aqui empregada é bastante semelhante à da atenuação do efeito Doppler, é

possível, a princípio, ao medir-se uma vida média, determinar-se também o poder de freamento do íon, na região de velocidades de interesse, pelo método aqui descrito. Isto tornaria bem mais confiáveis as medidas de vidas médias pelo DSAM.

O método de análise, que depende de um processo computacional extremamente lento, pode ainda ser otimizado. Tanto o número de operações realizadas na construção do percurso do íon e emissão dos raios gama pode ser diminuído, como também pode-se pensar numa maneira mais rápida de se obter bons valores iniciais para os parâmetros p e k , de modo que a convergência possa ser alcançada com menor número de tentativas.

APÊNDICE - O PROGRAMA DOPLA

Este programa é uma adaptação daquele de Dost e Rogers (DOS-73) desenvolvido para simular a forma de uma linha de raios gama obtida em medidas de vidas médias pelo método da atenuação do efeito Doppler (DSAM). As equações usadas no programa para descrever o freamento são obtidas das teorias de LSS, na forma empregada por Currie (CUR-69) num programa semelhante. O programa DOPLA simula, pelo método de Monte Carlo, os processos envolvidos nas experiências, desde a colisão projétil-alvo, até o instante da detecção do raio gama emitido. São levados em consideração os efeitos da distribuição angular dos raios gama, dos ângulos sólidos dos detetores, da resolução em energia e dependência da eficiência do detetor Ge(Li) com o ângulo de incidência da radiação, da vida média do estado excitado e da dependência da seção de choque para excitação coulombiana com a energia e direção da partícula espalhada. As adaptações foram feitas em colaboração com o Dr. Rogers e é parte de uma tentativa de tornar este pro-

grama mais versátil, de modo a tratar dados obtidos por varias técnicas de medida baseadas no efeito Doppler .

Um diagrama de blocos do programa é visto na Fig. A.1, e outro mais específico, da subrotina que constroi o percurso dos íons, na Fig. A.2.

A energia do projétil no ponto de colisão, bem como o ângulo de espalhamento (θ_{cm}), são sorteados de tabelas que contêm os valores possíveis para essas grandezas, distribuidos em dez valores com igual probabilidade de ocorrência. O intervalo de ângulos é ~ 155 a 176° , definido pela geometria do detetor anular, e o de energia varia de acordo com a energia inicial do feixe e a espessura do alvo. Para cada energia e ângulo de espalhamento, são calculados (KIN) os parâmetros de recuo (E_r , θ_r). Supondo que o mecanismo de freamento não modifica o alinhamento produzido com a excitação coulombiana, os coeficientes da função de correlação angular são calculados (PRTCL, ANGC) para cada E_r , θ_r . A face do detetor é dividida em setores (CTFC) e são obtidas ponderações, para cada um deles, que levam em conta a distribuição angular dos gamas e a eficiência do detetor. Cada raio gama é distribuído pela face do detetor, com esta ponderação.

O instante de emissão (t_e) do raio gama, é sorteado, de acordo com a lei de decaimento exponencial

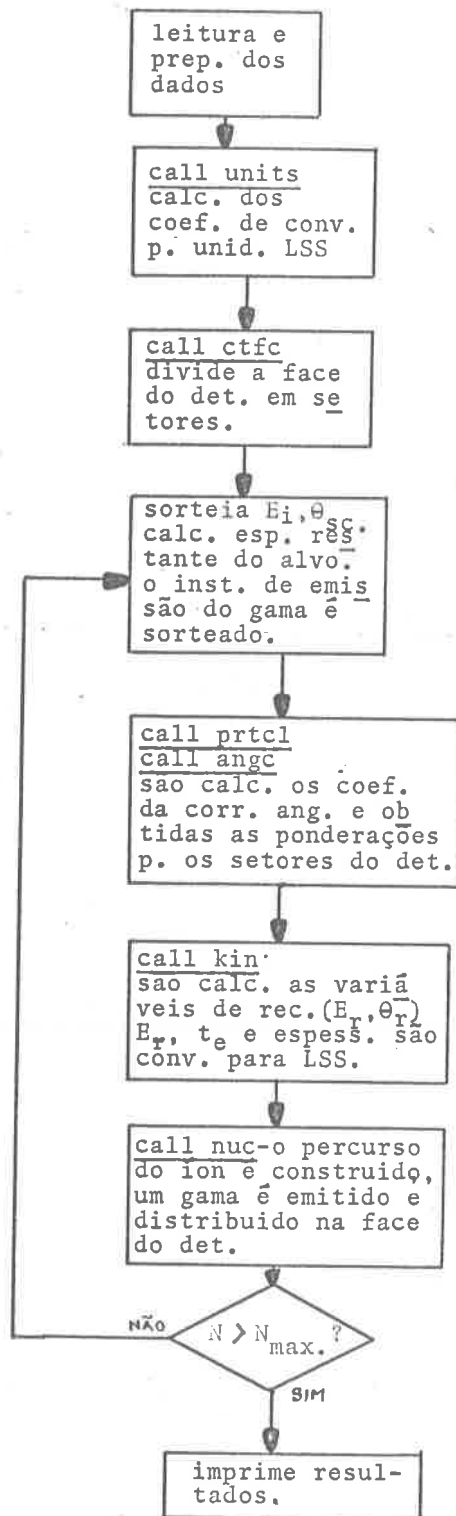


Fig. A.1 - Fluxograma do programa DOPLA

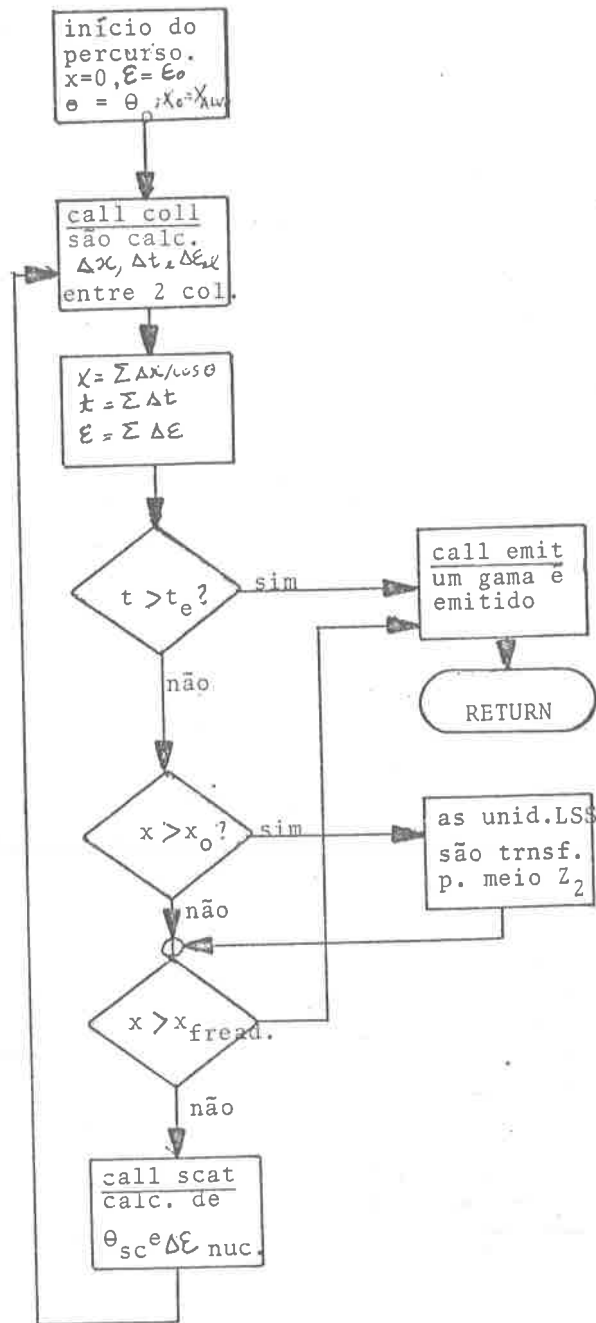


Fig. A.2 - Fluxograma da subrotina NUC

e a vida média do estado excitado. Os parâmetros E_r , θ_r , t_e , x_f e x_a , onde x_f é a espessura do freador e x_a a espessura restante do alvo, contada a partir do ponto em que ocorreu a colisão, são convertidos para as unidades de LSS e transferidos para a subrotina NUC, que controla o freamento do íon e a emissão do raio gama.

A transformação das unidades usuais de energia (MeV), tempo (ps) e espessura (mg/cm^2) para as unidades reduzidas é dada pelas relações:

$$\mathcal{E} = \left[32536 \cdot A_i / ((A_1 + A_i) \cdot Z_1 Z_i \cdot (Z_1^{2/3} + Z_i^{2/3})^{1/2}) \right] \cdot E$$

$$\rho = \left[166128 \cdot A_1 / ((A_1 + A_i)^2 \cdot (Z_1^{2/3} + Z_i^{2/3})) \right] \cdot x$$

Eq. A.1

$$\Theta = \left[36340 \cdot d_i A_1 / ((A_1 + A_i)^2 \cdot (Z_1^{2/3} + Z_i^{2/3})) \right] \cdot t$$

onde A_1 é o peso atômico do íon em recuo (amu), A_i o do meio freador e d_i a densidade (g/cm^3) do meio.

O freamento eletrônico é tratado como um processo contínuo, e descrito pela generalização da expressão de LSS:

$$-\frac{d\mathcal{E}}{d\rho} = k \mathcal{E}^p \quad \text{Eq. A.2}$$

A seção de choque para colisões atômicas

é obtida numericamente por Lindhard et al. em termos da função universal $f(x)$. Neste programa é empregado a representação analítica para $f(x)$ obtida por Currie. A seção de choque diferencial para colisões é obtida de $f(x)$ pela relação:

$$d\sigma = \pi a^2 \frac{f(x)}{x^2} dx \quad \text{Eq. A.3}$$

onde $x = \epsilon \sin^2 \frac{\phi}{2}$, ϕ o ângulo de espalhamento (c.m.),
 $a = a_0 \cdot 0.885 / (z_1^{2/3} + z_2^{2/3})^{1/2}$ e $f(x)$ é dada por:

$$f(x) = \begin{cases} 1.43 \cdot x^{0.35} & \text{p/ } x \leq 0.0085 \\ 0.25 + 0.18 \cos\left(\frac{1.966 + \ln x}{1.6}\right) + \frac{0.0004}{x} & 0.0085 < x \leq 0.14 \\ 0.25 + 0.185 \cos\left(\frac{1.966 + \ln x}{1.37}\right) & 0.14 < x \leq 7. \\ \frac{1}{2x} & x > 7. \end{cases} \quad \text{Eq. A.4}$$

O poder de freamento nuclear é obtido de $f(x)$ por:

$$-\left(\frac{d\epsilon}{d\rho}\right)_m = \frac{1}{\epsilon} \int_0^\epsilon f(x) dx \quad \text{Eq. A.5}$$

e a seção de choque integral para colisão na energia é:

$$\sigma(\epsilon) = \pi a^2 \int_0^\epsilon \frac{f(x)}{x^2} dx \quad \text{Eq. A.6}$$

Essa integral é divergente na origem. En-

Entretanto, para pequenos valores de x , a energia perdida por colisões é muito pequena e $\sigma(\mathcal{E})$ pode ser aproximada por:

$$\sigma(\mathcal{E}) = \pi a^2 \int_{\mathcal{E}_{min}}^{\mathcal{E}} \frac{f(x) dx}{x^2} \quad \text{Eq. A.7}$$

Isto corresponde a se limitar o ângulo mínimo de espalhamento. Essa limitação pode ser significativa, à medida que $\mathcal{E} \rightarrow 0$. Entretanto, colisões com ângulo de espalhamento pequeno são relativamente improváveis para velocidades muito baixas. Nos casos praticados em nossas análises, por exemplo, este limite ($\sim \mathcal{E}_0/400$, no programa) implica na negligência de ângulos de espalhamento menores que $\sim 2.5^\circ$, quando a energia de recuo é de ~ 2 MeV. Nesta energia, o ângulo médio de espalhamento é de ~ 30 a 40° e portanto colisões com $\theta \lesssim 2,5^\circ$ não são frequentes.

Sendo σ a seção de choque integral, a probabilidade de colisão do íon em recuo após passar por n atm./cm² do freador (i. é, percorrer uma distância $\Delta\rho$), é:

$$P = 1 - e^{-n\sigma} \quad \text{Eq. A.8}$$

Com P sorteado aleatoriamente no intervalo $0 - 1.$, deter-

mina-se (COLL) a espessura de freador percorrida entre duas colisões, pela expressão:

$$\Delta p = \frac{1}{\sigma} \ln \left(\frac{1}{1-p} \right) \quad \text{Eq. A.9}$$

A integral A.7 para $\sigma(\epsilon)$ é calculada numericamente pelo programa, em passos de $\epsilon_0/400$. e colocada numa matriz de (2 x 400) onde o primeiro índice define o meio de freamento para o qual $\sigma(\epsilon)$ foi calculada (alvo, freador).

A partir de Δp , a subrotina COLL obtém também a variação na energia de recuo devida às interações com elétrons ($\Delta \epsilon_{el}$) e o intervalo de tempo entre duas colisões (Δt):

$$\Delta(\epsilon_{el}^{1-p}) = (1-p) k \Delta p \quad (p \neq 1)$$

$$\Delta t = \frac{\sqrt{2m}}{k(1-2p)} \Delta(\epsilon^{1-2p}) \quad (p \neq 0.5)$$

onde $m = 1.63 \times 10^{-3} A_1 A_2 / (Z_1 Z_2 (Z_1^{2/2} + Z_2^{2/2})^{1/2} (A_1 + A_2))$ é a massa do íon em unidades de LSS.

O ângulo de espalhamento (θ_{cm}) na colisão é obtido da identidade:

$$P = \int_0^{x'} \frac{f(x)}{x^2} dx / \int_0^{\epsilon} \frac{f(x)}{x^2} dx \quad \text{Eq. A.11}$$

onde P é a probabilidade de espalhamento em ângulo $\theta \leq \theta'$ ($\theta' = 2 \text{sen}^{-1}(x'/\epsilon)$). O valor de x' é calculado de modo a se ve-

rificar a Eq. A.11, com P sorteado aleatoriamente. (Deve-se lembrar que o limite inferior das integrais em A.11 é na verdade \mathcal{E}_{\min} no programa, e que essas integrais são tabeladas como função de x no programa).

A perda de energia numa colisão elástica é dada por:

$$\Delta \mathcal{E})_{\text{nuc}} = \mathcal{E} \left[\frac{4 A_1 A_i}{(A_1 + A_i)^2} \right] \sin^2 \theta / 2$$

A energia de um íon logo após uma colisão é obtida subtraindo-se de seu valor anterior, as quantidades $\Delta \mathcal{E}_{\text{nuc}}$ e $\Delta \mathcal{E}_{\text{el}}$ (dado pela Eq. A.10). O ângulo de espalhamento é convertido para o sistema laboratório, de modo a se obter a espessura de freador percorrida:

$$\rho = \sum \Delta \rho / \cos \theta$$

A cada colisão, a subrotina NUC verifica se houve emissão de raio gama (comparando $t = \sum \Delta \theta$ com t_e) e se a espessura do alvo (ou freador) já foi percorrida. Caso a interface alvo-freador seja atingida numa determinada colisão, há necessidade de se redefinir as variáveis $\mathcal{E}, \rho, \theta$, agora para o meio freador (Eq. A.1). Quando então a espessura do freador é totalmente percorrida, um raio gama é emitido e distribuído pela face do detetor, conforme mencionado anteriormente. Eventualmente, o raio gama pode ser emitido antes que a espessura do freador (ou alvo) seja totalmente percorrida. Esta probabilidade

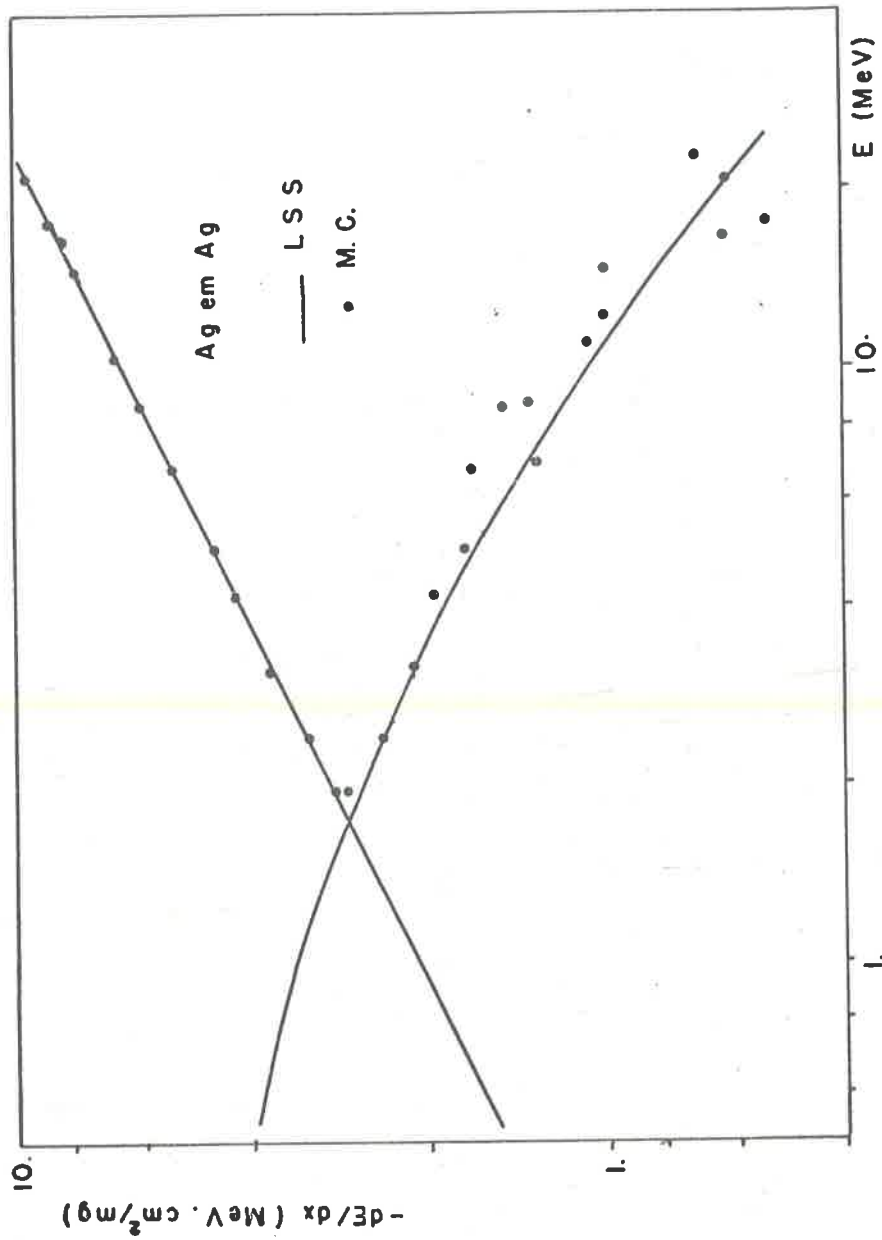


Fig. A.3 - Comparação entre o poder de freamento de Ag em Ag obtido pelo programa simulador e o calculado diretamente com as equações de LSS.

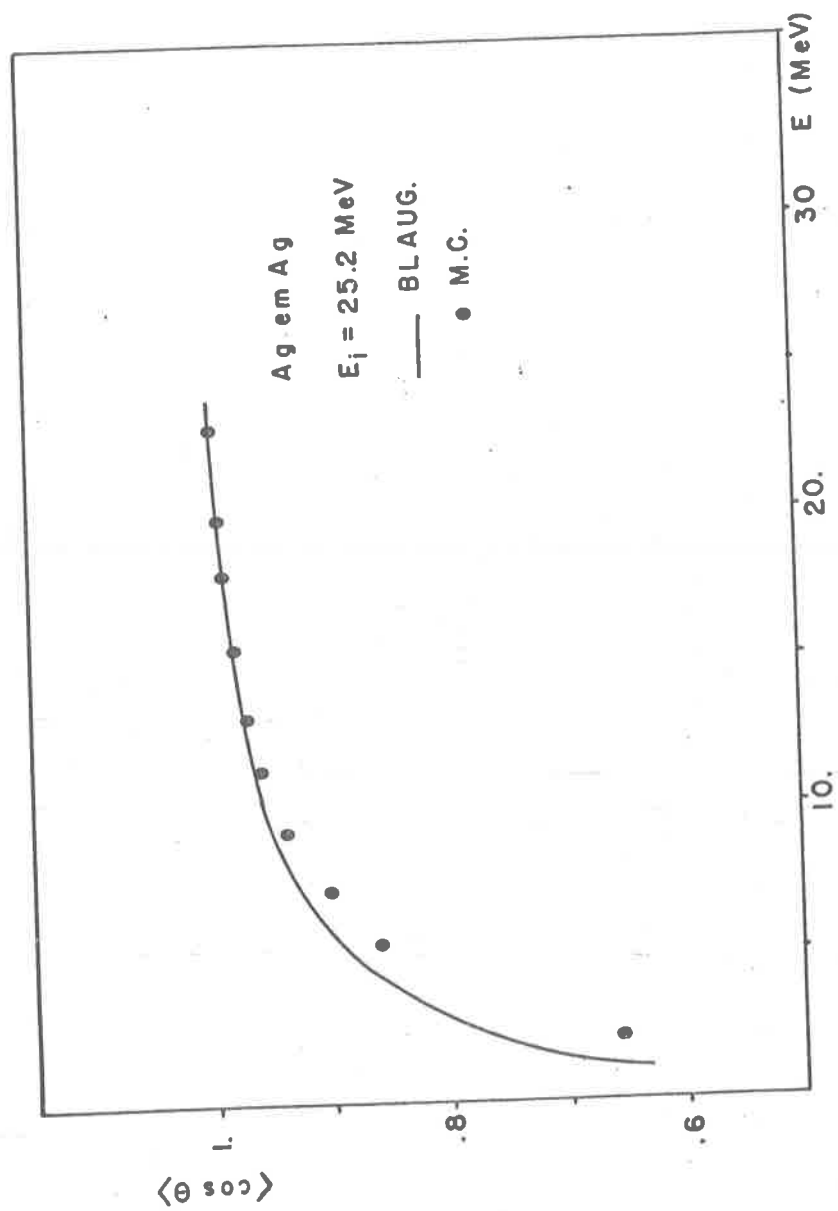


Fig. A.4 - Dependência do ângulo médio de espalhamento com a energia do íon dentro do freador.

é entretanto muito pequena nos casos em questão, uma vez que o tempo de trânsito do íon na folha (~ 0.2 ps) é muito menor que a vida média do estado excitado (~ 40 ps).

O espectro gerado deve ser convoluido com a função que descreve a resolução do detetor, caso a forma da linha deva ser comparada com a dos dados experimentais. Uma linha de raios gama sem alargamento por efeito Doppler, em energia próxima à da construída (em geral uma linha produzida por fonte radioativa) é usada para este propósito.

Para verificação do funcionamento do programa, foi calculado o poder de freamento de Ag em Ag, como função da energia de recuo, no intervalo $1 \ll E \ll 25$ MeV, usando-se os valores de k e p da teoria de LSS. Neste caso foram mantidas as condições iniciais ($E_r = E_r^{\text{max.}}$, $\theta_r = 0$.) e a espessura do freador tomada suficientemente fina, de modo que a fração de energia perdida no freador fosse pequena em relação à E_r e a se evitar os efeitos cumulativos do espalhamento nuclear. Os resultados desta simulação são vistos na Fig. A.3, juntamente com as curvas obtidas diretamente com as teorias de freamento usadas na simulação. Como o número de colisões nas espessuras de freador empregadas na simulação é muito pequeno (~ 5 a 10), a flutuação estatística no componente nuclear é relati-

vamente grande, para o número de histórias construídas para cada ponto (500).

Um outro teste do programa consistiu em se calcular o valor médio do ângulo de espalhamento como função da distância percorrida pelo íon, e compará-lo com o obtido pela aproximação de Blaugrund (BLA-66), baseada na teoria de LSS. Esta comparação é vista na Fig. A.4. A diferença entre os dois cálculos é consistente com a incerteza estimada por Blaugrund para suas aproximações, bem como com comparações semelhantes feitas com um programa análogo (CUR-69)

REFERÊNCIAS

- ANT-81 - Anthony, J.M. e Lanford, W.A. - Nucl. Instr. Meth. 186, 647 (1981)
- ANT-81A - Anthony, J.M., Parker, P.D. e Lanford, W.A. - IEEE Trans. N. Science 28, 1227 (1981)
- BAR-63 - Barkas, W.H., Dyer, N.J. e Heckman, H.H. - Phys. Rev. Lett. 11, 26 (1963)
- BET-30 - Bethe, H.A. - Ann. Physik 5, 325 (1930)
- BLA-66 - Blaugrund, A.E. - N. Physics 88, 501 (1966)
- BLO-33 - Bloch, F. - Ann. Physik 16, 285 (1933)
- BLO-33A - Bloch, F. Z. Phys. 81, 363 (1933)
- BOE-78 - Schimidt-Boecking - Penetration of Heavy Ions Through Matter (in Exp. Meth. in Heavy Ion Phys., Bethge, K. (Ed.) - 1978)
- BOH-13 - Bohr, N. - Phil. Mag. 25, 10 (1913)
- BRA-05 - Bragg, W.H. e Kleerman, K. Phil. Mag. 10, 5318 (1905)
- BRO-72 - Brown, M.D. e Moak, C.D. - Phys. Rev. B6, 90 (1972)
- CHU-72 - Chu, W.K. e Powers, D. - Phys. Rev. Lett. 38A, 267 (1972)
- CHU-72A - Chu, W.K. e Powers, D. - Phys. Rev. Lett. 40A, 23 (1972)
- CHU-72B - Chu, W.K. e Powers, D. - Phys. Lett. 38A, 276 (1972)
- CHU-80 - Chu, W.K. - Meth. of Exp. Physics 17, 25 (1980)
- CUR-79 - Currie, W.M. - Nucl. Instr. Meth. 73, 173 (1969)
- DOS-73 - Dost, e Rogers, J.D. - Rev. Bras. de Física, 3, 207 (1973)
- EL- 68 - El-Hoshy, A.H., Gibbons, J.F. - Phys. Rev. 173, 454 (1968)

- FIR-59 - Firsov, O.B. Sov. Phys. JEPT 9, 1076 (1959)
- HER-63 - Herman, F. e Skilman, S. - Atomic Structure Calculations (Prent. Hall N.J. 1963)
- HVE-68 - Hvelplund, P. e Fastrup, B. Phys. Rev. 165, 408 (1968)
- LAF-80 - Lafrate, G.J., Ziegler, J.F. e Nass, M.J. - J. Appl. Phys. 51, 984 (1980)
- LIN-73 - Lin, W.K., Olson, H.G. e Powers, D. - Phys. Rev. B8, 1881 (1973)
- LIND-53 - Lindhard, J. e Scharff, M. - Mat. Fys. Medd. 27, 15(1953)
- LIND-54 - Lindhard, J. - Mat. Fys. Medd. 28, 8 (1954)
- LIND-61 - Lindhard, J. e Scharff, M. - Phys. Rev. 124, 128 (1961)
- LIND-63 - Lindhard, J. Scharff, M. e Schiott, H.E. - Mat. Fys. Medd.
- LIND-64 - Lindhard, J. e Winter, A. - Mat. Fys. Medd. 34, 4 (1964)
- LIND-68 - Lindhard, J., Nielsen, V. Scharff, M. - Mat. Fys. Medd. 36, 10 (1968)
- LIND-76 - Lindhard, J. Nucl. Instr. Meth. 132, 1 (1976)
- MOA-66 - Moak, C.D. e Brown, M.D. - Phys. Rev. 149, 244 (1972)
- MON-82 - Montenegro, E.C., Cruz, S.A. e Vargas-Aburto, C. - (comunicação privada)
- NOR-63 - Northcliffe, L. - Ann. Rev. Nucl. Physics 13, 1 (1963)
- NOR-70 - Northcliffe, L. e Schilling, R.F. - Nucl. Data Tables A7 (1970)

- ORM-63 - Ormhod, J.H. e Duckworth, H.E. - Can. J. Phys.
41, 1424 (1963)
- ORM-65 - Ormhod, J.H., MacDonald, J.R. e Duckworth, H.E. -
Can. J. Phys. 43, 275 (1965)
- ORM-68 - Ormhod, J.H. - Can. J. Phys. 46, 497 (1968)
- PIE-76 - Pietsch, W., Hauser, U. e Nenwirth, W. - Nucl.
Instr. Meth. 132, 79 (1976)
- RIB-80 - Ribas, R.V., Seale, W.A. Roney, W.M. e Madeira, E.P.
Phys. Rev. A21, 1173 (1980)
- RON-72 - Roney, W.M. - Programa PKFIT (comunicação privada)
- RON-76 - Roney, W.M. e Seale, W.A. - Nucl. Instr. Meth. 138,
507 (1976)
- ROU-71 - Rousseau, C.C., Chu, W.K. e Powers, D. - Phys. Rev.
A4, 1066 (1971)
- STE-68 - Steward, P. - PhD Thesis - Lawrence Rad. Lab. -
UCRL 18127 (1968)
- TEP-63 - Teplova, Y.A., Nikolaev, V.S., Dimitriev, F.S. e
Fateeva, L.N. - JETP - 15, 31 (1962)
- WIL-77 - Wilson, W.D. e Haggmark, L.G. - Phys. Rev. B15,
2458 (1977)
- WIN-68 - Winterbon, K.B. - Can. J. Phys. 46, 2429 (1968)
- ZIE-77 - Ziegler, J.F. - Appl. Phys. Lett. 31, 544 (1977)
- ZIE-80 - Ziegler, J.F. (Ed.) - "The Stopping and Ranges
of Ions in Matter" - Vol. 2 a 6 (Perg. Press- 1980)

