UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

Instituto de Física

Medida de uma curva contínua do poder de
freamento de partículas α em Al na região do pico
de Bragg.

João Basso Marques

Orientador: Prof. Dr. Raphael Liguori Neto

*Dissertação apresentada ao Insti-
tuto de Física da Universidade de
São Paulo para obtenção do título
de mestre em Ciências.*

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Raphael Liguori Neto (IFUSP)

Prof. Dr. Roberto Vicençotto Ribas (IFUSP)

Prof. Dr. Jun Takahashi (UNICAMP)

São Paulo

2008

À minha família.

Agradecimentos

Em primeiro lugar agradeço a Deus.

Aos meus pais José e Antônia(in memorian), pela criação, educação, carinho, confiança e incentivo.

Aos meus irmãos Evandro, Lindaura, Lourdes, Edvaldo, Edson, Lindamir, Luciana, Elias(in memorian), Maria e Fernanda pelo carinho, união, apoio e saudade de sempre.

Aos amigos Olaércio (Nino), Korbala, Elvis pela amizade e companheirismo nos tempos difíceis.

Ao Prof. Dr. Raphael Liguori pela oportunidade de trabalho, orientação, dedicação, paciência, ensinamentos e conselhos durante esses três anos sob sua orientação.

As amizades conquistadas em cuiabá durante a graduação, Hellen, Andréia, Gustavo e Marcelo.

Aos amigos Jeferson, Leandro e Admar pelas discussões, filmes, teatros, show's, bares, corridas, reflexões sobre a vida e, principalmente, pela amizade construída neste período.

Aos amigos de apartamento Raphaela, Fernando, Rica e Angelo pela ótima convivência e amizade.

Aos amigos do Instituto de física Kênia, Ferenc, Moisés, Renato, Djalma, Kelly e Maria.

Aos professores e funcionários do DFN e do LAMFI, em particular ao Marcel, pela atenção dispensada.

A Secretaria do DFN e da CPG, em especial a Fran pela, competência e atenção.

À amiga Michela pela amizade e socorro de última hora.

E a todos aqueles que direta ou indiretamente contribuíram para a realização deste trabalho.

Resumo

Utilizando um método de integração da área de espectros de energia, medidos a partir da combinação de técnicas de espalhamento em alvos espessos e transmissão, obtivemos a curva de perda de energia de partículas sobre absorvedores de Al, em torno do pico de Bragg, com incerteza entre 2% e 3%. Para tanto, foram realizadas duas medidas do espectro de energia de partículas, espalhadas por alvos espessos, sendo a primeira medida sem absorvedor e a segunda com o absorvedor de Al em frente ao detetor. Através da análise de porções das áreas sob os dois espectros, obtivemos uma curva, praticamente contínua, de perda de energia em função da energia das partículas. Implementamos também uma nova metodologia para a obtenção da curva de poder de freamento, diferente da tradicionalmente utilizada no método de transmissão. Inicialmente, parametrizamos uma curva de poder de freamento, obtida na literatura, utilizando uma expressão conveniente, com 6 parâmetros, que fornece o poder de freamento, em função da energia. Posteriormente, foi realizado um ajuste da curva de perda de energia, através da comparação dos valores teóricos e experimentais, e variando-se os parâmetros calculados anteriormente, através do método de mínimos quadrados, até se obter o melhor ajuste para a curva de perda de energia experimental. Deste modo, são obtidos novos parâmetros, que fornecem agora a curva de poder de freamento experimental. Os resultados obtidos foram comparados com outros resultados experimentais e também com algumas das parametrizações semi-empíricas mais comumente utilizadas.

Abstract

We present in this work experimental energy loss curves for alpha particles in Al foils around the Bragg peak energy. Our method is based on an integration of the energy spectrum, combining elastic scattering in thick targets with transmission method, providing an almost continuous energy loss curve with 2–3% precision. To achieve this precision we perform two independent measurements of energy spectra. The first one consist of a traditional elastic scattering measurement in thick foil and the second one consists of adding the absorber foil in front of the detector. The energy spectrum from the second measurement shows a shift to lower energies when compared to the one obtained in the first measurement. Through the analysis of the partial areas under the spectra the energy loss curve can be obtained. We also developed a new method to obtain the corresponding experimental stopping power curve, through a global analysis of the energy loss measurements. First, the stopping power of alpha particles in Al, obtained from the literature is parametrized with a convenient six parameters expression. Then we fit the experimental energy loss curve, with the energy loss derived from the stopping power fit using a χ^2 fitting method. From this fitting procedure we obtain a new set of parameters and the experimental stopping power curve is determined. Our results are compared with other experimental data and semi-empirical parametrization found in the literature.

Sumário

Agradecimentos	2
Resumo	4
Abstract	5
1 Introdução	12
2 Fundamentos Teóricos	18
2.1 Histórico	18
2.2 Poder de Freamento (Stopping Power)	20
2.3 Poder de freamento eletrônico	21
2.3.1 Teoria de Bohr	21
2.3.2 Teoria de Bethe	22
2.3.3 Equação de Bethe-Bloch	23
2.3.4 (ZBL) Ziegler, Biersack e Littmark	24
2.4 Simulação dos espectros de espalhamento	26
3 Alguns Métodos Experimentais	30
3.1 Método de transmissão	30
3.2 Método de retroespalhamento	34
3.3 Método LC	35
4 Descrição Experimental	40
4.1 Acelerador de partículas	40

4.2	Câmara de espalhamento	43
4.3	Sistema de detecção e eletrônica	44
4.4	Alvos e absorvedores utilizados	47
5	Redução dos dados	49
5.1	Medidas realizadas	49
5.2	Calibração do detetor	53
5.3	Espessura das folhas absorvedoras	55
5.4	Determinação da curva de perda de energia	58
5.5	O efeito do straggling	62
6	Procedimento, resultados e conclusões	65
6.1	Determinação da curva do poder de freamento	65
6.2	Resultados	68
6.3	Conclusões	69
	Referências Bibliográficas	72

Lista de Figuras

1.1	Representação esquemática das contribuições do freamento nuclear (linha tracejada) e do freamento eletrônico (linha cheia) ao poder de freamento. A região demarcada no gráfico indica, de maneira aproximada, a região em que o método desenvolvido neste trabalho pode ser aplicado.	15
2.1	Representação das contribuições de freamento nuclear e do freamento eletrônico [3] ao poder de freamento, conhecido também como "stopping power" (S).	21
2.2	Esquema considerado por Bohr na formulação da expressão clássica de colisões eletrônicas de projéteis com alta velocidade v	22
2.3	Esquema do processo de espalhamento em ângulo traseiro. Neste caso a massa do projétil (M_1) é menor que a do alvo (M_2).	26
3.1	Dois arranjos experimentais para medir a perda de energia através do método de transmissão: a) geometria para ângulos dianteiros e b) geometria para ângulos traseiros.	31
3.2	Simulação através do programa SIMNRA de dois espectros de energia sem (linha cheia) e com absorvedor (linha pontilhada).	32
3.3	Fluxograma do cálculo realizado para estudar o efeito da espessura do absorvedor na curva de perda de energia.	33
3.4	Variação do poder de freamento obtido para diferentes valores de Δx , utilizando a equação 3.2.	34

3.5	Alvo a) ^{181}Ta coberto por um filme de ^{51}Va . Alvo b) apenas de ^{181}Ta . O feixe incidente sobre o alvo a) espalhado pelo ^{51}Va e pelo ^{181}Ta . Já no alvo b) o feixe incidente é espalhado somente pelo ^{181}Ta , permitindo a determinação da diferença de energia.	35
3.6	Simulação através do SIMNRA do espectro de espalhamento de α em Ta , na geometria de espalhamento em ângulos traseiros.	36
3.7	a) Espectro de energia retroespalhada de um feixe de α em Ta com energia $E_0 = 2.0$ MeV sem o absorvedor (a) e com absorvedor (b). Os parâmetros mostrados na figura são discutidos no texto.	37
4.1	Esquema do Acelerador do Laboratório LAMFI.	41
4.2	Plasma de hélio formado pela RF (rádio frequência).	42
4.3	Rack de controle do acelerador [50].	43
4.4	Foto da câmara de espalhamento e do arranjo experimental usado nas medidas.	44
4.5	Visão esquemática da câmara de espalhamento e do arranjo experimental utilizados nas medidas.	45
4.6	Foto em detalhe mostrando os a)suportes fabricados, já fixos na câmara e detetores D e M.	46
4.7	Esquema da eletrônica usada na aquisição de dados.	46
5.1	Espectro das partículas α espalhadas em Ta sem absorvedor (a) e com absorvedor (b).	50
5.2	Espectro das partículas α espalhadas em Nb/Au sem absorvedor (a) e com absorvedor (b).	50
5.3	Espectros obtidos utilizando o detetor M , referente ao monitoramento das medidas com o detetor D	51

5.4	O primeiro gráfico (a) refere-se a divisão dos dois espectros mostrados na figura 5.3 e o segundo gráfico (b) corresponde ao histograma correspondente à essa divisão.	52
5.5	Espectro do alvo de TiAlTa.	53
5.6	Espectro do alvo de Nb/Au , utilizados para a calibração em energia dos detetores.	54
5.7	Espectro do alvo de vidro, utilizados para a calibração em energia dos detetores.	54
5.8	Espectros medidos sem absorvedor (linha cheia) e calculado pelo programa SIMNRA (linha pontilhada) utilizados para a calibração em energia. . . .	56
5.9	Reta da calibração em energia para as medidas realizadas.	57
5.10	Espectros medido com absorvedor (linha cheia) e calculado pelo programa SIMNRA (linha pontilhada). Em energias mais baixas o desvio do espectro calculado, em relação ao experimental, deve-se, em parte, a possíveis incorreções nos valores de perda de energia calculado pelo programa. . . .	58
5.11	Espectro de retroespalhamento da folha absorvedora. A linha cheia refere-se ao espectro medido. A linha pontilhada corresponde à simulação feita com SIMNRA, utilizando a calibração em energia e a espessura Δx obtidas anteriormente.	59
5.12	Espectros de α em Ta a) sem absorvedor de Al e b) com absorvedor de Al , utilizados para o cálculo da curva de perda de energia.	60
5.13	Intersecção das curvas das somas das contagens dos espectros, com e sem absorvedor, utilizados para estimar C' , bem como o valor do limite superior para o erro experimental $\delta C'$	61
5.14	Curva de perda de energia sem a calibração em energia.	62
5.15	Média das curvas de perda de energia obtidas a partir das medidas feitas com o respectivo erro experimental.	63

5.16	Simulação de um espectro de vidro com e sem absorvedor (a) e a perda de energia referente a essa simulação (b).	64
6.1	Curva de poder de freamento calculado pelo programa SRIM (linha cheia), e ajuste realizado através da expressão 6.2 com os parâmetros $p_j^i (j = 1, 6)$ (linha pontilhada)	67
6.2	Fluxograma do procedimento desenvolvido neste trabalho para obtenção do poder de freamento a partir da perda de energia.	68
6.3	Curva de perda de energia obtida a partir das medidas (pontos) e ajuste realizado (linha cheia).	69
6.4	Curva de poder de freamento obtida através da implementação realizada neste trabalho. A região sombreada indica a incerteza experimental associada à medida experimental.	69
6.5	Comparação do poder de freamento obtido neste trabalho com o resultado obtido por Barradas e pelo programa SRIM.	70
6.6	Comparação com a sistemática [55].	71

Capítulo 1

Introdução

A compreensão da estrutura da matéria é de grande importância no estudo da ciência em geral e da física em particular. Foi nesse domínio que houve a necessidade de se fazer uma das mais extraordinárias reformulações dos conceitos clássicos, a saber a mecânica quântica e, através de sua compreensão e aplicação, foi possível o desenvolvimento de tecnologias com tal nível de complexidade, a ponto de uma máquina poder realizar cálculos complexos e até mesmo controlar outras máquinas. O computador e parte das tecnologias que nos cercam são conseqüências do avanço destes estudos.

Muito antes de qualquer idéia das possibilidades tecnológicas, a indagação sobre a estrutura fundamental do mundo permeava a mente humana. Mas foi só bem mais recentemente que foi possível dar um passo além das considerações filosóficas e, através da aplicação do método científico, buscar uma resposta mais precisa e segura. Um dos passos mais importantes nessa direção veio da observação de que o átomo, considerado como indivisível até então, tinha na realidade uma estrutura interna bastante complexa. Este resultado foi obtido por Thompson (1897), ao descobrir que os raios catódicos eram, na verdade, partículas oriundas do átomo. Por serem negativamente carregadas, tais partículas foram denominadas “elétrons”, em referência ao fato de que estas partículas seriam os portadores da eletricidade

por meio de uma corrente elétrica. Thompson supôs que deveria haver um conteúdo com carga positiva no átomo, para que este fosse eletricamente neutro. O modelo de Thompson, em que o átomo era uma espécie de bolo com ingredientes positivos e negativos, ficou conhecido como modelo de “pudim de passas”.

Foi com a descoberta da radioatividade, em 1896, por Antoine-Henri Becquerel, que a exploração do átomo avançou com mais ímpeto. Dentre as diversas emissões oriundas de um processo radioativo, haviam os chamados raios α , hoje identificados como núcleos de hélio (${}^4_2\text{He}^{2+}$), os raios β , constituídos de elétrons, e os raios γ , radiações eletromagnéticas de alta energia.

Em 1911 Rutherford [1] verificou, analisando os dados experimentais obtidos por Geiger e Marsden [2], onde uma película de ouro era bombardeada por partículas α , que grande parte das partículas α atravessavam o alvo sem sofrer grandes desvios. O modelo proposto por Rutherford para a estrutura do átomo seria, deste modo, similar à organização dos planetas no sistema solar, onde existiria um núcleo central positivamente carregado, com os elétrons negativos movendo-se ao redor do núcleo.

A experiência de Rutherford teve um profundo impacto na maneira como interpretamos a estrutura da matéria. A dificuldade em entender como os elétrons não perdem energia, e rapidamente espiralam em direção ao núcleo, colapsando os átomos, levou Niels Bohr a propor um modelo atômico quântico, estendendo as idéias de quantização, que até então tinham sido aplicadas somente à radiação eletromagnética por Planck (1900) e Einstein (1905).

Não foi apenas na teoria que a experiência de Rutherford influenciou. Os experimentos, que tiveram como objetivo inicial estudar a estrutura da matéria, mostraram, com o passar do tempo, suas potencialidades de aplicações em várias áreas, como por exemplo na análise de materiais, onde o *Rutherford Backscattering* (RBS) [3] e o *Elastic Recoil Detection Analysis* (ERDA) [4] que são hoje amplamente utilizados na caracterização de materiais.

Na busca por novos materiais e novas propriedades, a implantação iônica permite

modificar as características dos materiais, implantando átomos, e até moléculas, em profundidades e em quantidades controladas. Não podemos deixar de lembrar as aplicações na medicina diagnóstica e no tratamento de doenças, utilizando radiações ionizantes. Obviamente estas aplicações necessitam do conhecimento detalhado das propriedades da interação da radiação com a matéria, exigindo cada vez mais medidas precisas e de teorias que permitam a caracterização desta interação.

É neste contexto de necessidades e desafios que encontramos a motivação para desenvolver uma nova maneira de se obter a curva de poder de freamento de partículas carregadas, a partir da curva de perda de energia destes íons em folhas absorvedoras auto-portantes.

Poder de freamento é o nome dado para a taxa de perda de energia por unidade de comprimento percorrido por uma partícula num dado meio material.

O poder de freamento foi calculado, pela primeira vez por Bohr [5], usando o formalismo clássico e o modelo atômico de Rutherford. Posteriormente, Bethe [6], Bloch [7] e outros fizeram os cálculos usando a mecânica quântica. Bohr mostrou que as duas principais contribuições para o freamento de partículas carregadas atravessando um meio material estavam associadas aos chamados freamento nuclear e o freamento eletrônico.

Esquemáticamente, o comportamento do poder de freamento, como função da energia de incidência por unidade de massa atômica do projétil, e para qualquer combinação de projétil absorvedor, é mostrado na figura(1.1).

Podemos observar que o poder de freamento nuclear só é importante para partículas na região de baixas energias. Já nas outras regiões, o freamento é dominado pelo freamento eletrônico. Na região conhecida como LSS (Lindhart,Sharff e Shiott) [8], o freamento é proporcional a velocidade v_p das partículas. A região onde ocorre a transição do regime LSS para a região de Bethe-Bloch é conhecida como pico de Bragg. Na região de altas energias, onde o freamento é proporcional à $\frac{1}{v_p^2}$, predominam as ionizações e a excitação dos átomos do alvo. A região de interesse deste

Figura 1.1: Representação esquemática das contribuições do freamento nuclear (linha tracejada) e do freamento eletrônico (linha cheia) ao poder de freamento. A região demarcada no gráfico indica, de maneira aproximada, a região em que o método desenvolvido neste trabalho pode ser aplicado.

trabalho (área demarcada da figura 1.1) é a região no entorno do pico de Bragg, pois em regiões muito abaixo e acima desta, o método por nós utilizado para as medidas de perda de energia, não pode ser aplicado.

A maioria dos dados experimentais para o poder de freamento foram medidos através dos métodos de retroespalhamento e transmissão [9, 10], ou derivações destes [11, 12, 13].

Apesar do esforço em desenvolver teorias que permitam previsões precisas, como por exemplo os cálculos de primeiros princípios desenvolvido por Grande e colaboradores [14], ao longo do tempo foram desenvolvidas parametrizações semi-empíricas que permitem obter o poder de freamento de maneira simples. Uma das primeiras

parametrizações, por muito tempo utilizada, foi a de Northcliffe e Schilling [15]. Atualmente, existem, por exemplo, as parametrizações de Paul, Ziegler, Biersack e Littmark (ZBL) [16, 17], sendo esta última, seguramente, a mais utilizada. Através destas parametrizações, constata-se que a precisão para o poder de freamento de íons leves, prótons e partículas α , chega a 5% e é de 10 a 15% [16] para os íons mais pesados, nos casos em que um conjunto razoável de dados experimentais confiáveis são disponíveis.

Neste trabalho foi implementado um novo procedimento para obter a curva de poder de freamento, com precisão entre 2% e 3%, a partir de uma curva contínua de perda de energia [18]. Para tanto, é utilizado um método de integração da área de espectros de energia, medidos a partir da combinação das técnicas de espalhamento em alvo espesso e transmissão. Através de cálculos diretos, de maneira simples e rápida, uma curva praticamente contínua de perda de energia pode ser obtida e, a partir dela, se obter uma curva contínua de poder de freamento através de uma metodologia diferente das tradicionalmente utilizadas. Como se trata da implementação de uma nova metodologia, escolheu-se um sistema bem conhecido do ponto de vista experimental, a saber, a medida do poder de freamento de partículas α em folhas de *Al*.

Esta dissertação está estruturada em sete capítulos. No capítulo 2 é feita uma breve revisão das principais teorias que descrevem o poder de freamento eletrônico, bem como dos fundamentos teóricos e conceitos envolvidos no programa utilizado para a simulação dos espectros de espalhamento (SIMNRA)[19]. Já no capítulo 3, é feita a descrição de alguns dos métodos experimentais utilizados para medir a perda de energia e o poder de freamento, enfatizando os pontos mais relevantes dos mesmos, bem como uma descrição detalhada do método que foi utilizado para as medidas de perda de energia deste trabalho. No capítulo 4, é apresentada a descrição do experimento, com a descrição do acelerador de partículas do laboratório (LAMFI), da câmara de espalhamento, do sistema de detecção e eletrônica utilizados e

o processo de confecção os alvos e absorvedores. No capítulo 5 descrevemos a redução dos dados, mostrando as medidas realizadas, bem como a descrição da calibração em energia, da determinação da espessura do absorvedor e da metodologia de obtenção da curva de perda de energia. Por fim, no capítulo 6, é mostrado o procedimento para a obtenção do poder de freamento, bem como a discussão dos resultados, comparações com a sistemática e as conclusões obtidas neste trabalho.

Capítulo 2

Fundamentos Teóricos

Neste capítulo faremos um resumo histórico das principais teorias que descrevem o poder de freamento [20], bem como uma abordagem dos conceitos físicos básicos envolvidos neste processo. Discutimos também os fundamentos físicos que permitem determinar a forma de um espectro de espalhamento. De forma geral, esses conceitos são a base para os programas e procedimentos que foram utilizados neste trabalho.

2.1 Histórico

No começo do século passado, foi observado que materiais radioativos emitiam partículas energéticas [21], e que, por sua vez, essas partículas poderiam ser completamente freadas ao penetrar na matéria. Esse freamento total acontecia a partir de uma dada espessura do material alvo. Posteriormente, observou-se que os alvos utilizados para frear as partículas, sofriam modificações despertando grande interesse no entendimento da interação projétil-alvo. Thompson [22], estudou teoricamente o espalhamento de duas cargas, sendo um dos primeiros tratamentos para o espalhamento Coulombiano clássico, entre partículas energéticas carregadas. Geiger e Marsden [2] observaram que cerca de 0,01%, das partículas α , atravessando alvos finos, eram retroespalhadas. Com base nessas observações, Rutherford [1] propôs

um modelo para o átomo onde cargas positivas estariam concentradas no centro do mesmo. Bohr [23] utilizando como base nos trabalhos de Rutherford, propôs o modelo de átomo que permitiu o desenvolvimento de análises de freamento de partículas carregadas. Bohr [24], por sua vez, desenvolveu uma teoria para a perda de energia, levantando os aspectos essenciais ao estudo dessa interação. Concluiu que a perda de energia pode ser dividida em duas contribuições, a perda de energia nuclear e a perda de energia eletrônica, deduzindo corretamente que a perda de energia nuclear, para íons leves de alta energia deve ser menor que a perda de energia eletrônica. Avanços significativos, na perspectiva da mecânica quântica, foram realizados por Bethe [6] e Bloch [7], que desenvolveram as equações fundamentais para a perda de energia de partículas rápidas interagindo com elétrons do alvo. Mais tarde, no final dos anos trinta, foi introduzido o problema da carga efetiva, de íons parcialmente ionizados. Bohr [25, 26] considerou que os íons estariam desprovidos dos elétrons com velocidades orbitais menores que a velocidade dos íons. Utilizando o modelo estatístico de Fermi [27], mostrou que a carga efetiva Z_1^* é dada por:

$$Z_1^* = Z_1^{\frac{1}{3}} \frac{v}{v_0}, \quad (2.1)$$

onde Z_1 é o número atômico do íon e v a sua velocidade, sendo v_0 a velocidade de Bohr ($\sim 2,2 \cdot 10^8 \text{ cm/s}$). Após os trabalhos de Bohr, Bethe e Bloch, para o freamento de uma partícula em um gás de elétrons livres, Fermi [28] analisou a interação para um gás de elétrons livres degenerado e concluiu que, para partículas lentas, a perda de energia deveria ser diretamente proporcional à sua velocidade. O estudo de uma partícula carregada, atravessando um gás de elétrons livres, foi feito, também por vários outros pesquisadores, entre eles Lindhart [29], Neufeld e Ritchie [30] e Fano [31]. Entretanto, foi em 1963 que surgiu uma abordagem unificada para a perda de energia realizada por Lindhart, Scharff e Shiott [8], conhecida como teoria LSS, que unificou diversos trabalhos, através de aproximações em um único modelo. A partir da teoria LSS, ocorreram importantes avanços nas aplicações de métodos numéricos,

bem como nas abordagens teóricas tradicionais, permitidas pelo avanço no uso de computadores, como pode ser observados nos trabalhos de Chu, Powers e Rousseau [32], Biersack e Haggak [33]. Nos últimos anos, os esforços foram dirigidos para a descrição do processo de interação, bem como em correções nas teorias existentes, havendo ampla necessidade da comparação das teorias com os dados experimentais. Nestas novas abordagens destacam-se Sigmund [34, 35], com a teoria binária da perda de energia, Grande [36, 37] com os modelos de convolução unitária e Arista e Lifschits [38, 39] com modelo não perturbativo.

2.2 Poder de Freamento (Stopping Power)

Um feixe de íons, ao atravessar um absorvedor de espessura Δx , perde uma fração ΔE de sua energia inicial. A variação da energia para uma espessura infinitesimal recebe o nome de poder de freamento, que pode ser definido como:

$$\frac{dE}{dx}(E) \equiv \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\Delta E}{\Delta x}. \quad (2.2)$$

O feixe, em sua trajetória dentro do alvo, perde energia de maneira dependente do tipo de partícula e da energia do feixe, bem como da composição e da densidade do absorvedor.

Dois processos principais dominam o poder de freamento:

- O poder de freamento eletrônico, que tem origem nas colisões inelásticas dos íons do feixe com os elétrons do alvo, sejam estes livres ou não, principalmente através de ionizações e excitações.
- O poder de freamento nuclear, por sua vez, tem origem nas colisões elásticas da carga nuclear dos íons com a carga nuclear do alvo. Este processo é relevante somente em regiões de baixa energia e, por esta razão, não será abordado neste trabalho. Uma descrição detalhada do poder de freamento nuclear pode

ser encontrada na literatura [16]. Na figura 2.1, mostramos novamente o comportamento típico do poder de freamento em função da energia, para qualquer combinação projétil-absorvedor.

Figura 2.1: Representação das contribuições de freamento nuclear e do freamento eletrônico [3] ao poder de freamento, conhecido também como "stopping power" (S).

2.3 Poder de freamento eletrônico

2.3.1 Teoria de Bohr

A primeira formulação do poder de freamento, utilizando o modelo de Rutherford e a mecânica clássica, foi feita por Bohr 1913, que trata o processo de colisão de um projétil carregado com os elétrons do alvo, através de trajetórias e parâmetros de impacto bem definidos. Apesar das limitações desta teoria, pelo fato de não se utilizar a mecânica quântica, ela pode ser satisfatoriamente utilizada, dentro de certos limites. Bohr considerou um projétil de carga Z_1e , massa $M_1 > m_e$, onde m_e é a massa eletrônica e velocidade v colidindo com elétron atômico do meio com parâmetro de impacto b , conforme esquematizado na figura 2.2.

Figura 2.2: Esquema considerado por Bohr na formulação da expressão clássica de colisões eletrônicas de projéteis com alta velocidade v .

A perda de energia do projétil corresponde a quantidade de energia absorvida pelo elétron, devido a sua interação com o campo eletromagnético da partícula em movimento. A teoria de Bohr trata de maneira distinta as colisões próximas e distantes, que podem ser definidas pelo chamado parâmetro de impacto crítico b_0 . Para parâmetros de impacto menor que b_0 , o elétron pode ser tratado como sendo livre e para parâmetros de impacto maior que b_0 , a ligação do elétron ao seu átomo tem que ser levada em conta. Através desta teoria, Bohr deduziu a expressão abaixo, que permite calcular o poder de freamento eletrônico.

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{Bohr} = \frac{4\pi N Z_2 Z_1^2 e^4}{m_e v^2} \ln \left(\frac{1,123 m_e v^3}{Z_1 e^2 W_0} \right), \quad (2.3)$$

onde W_0 é a frequência natural de oscilação da força harmônica que descreve a ligação do elétron ao seu núcleo.

Para partículas pesadas ($Z_1 \geq 2$) a carga Z_1 deve ser substituída pela carga efetiva Z_1^* . A aplicabilidade do modelo de Bohr, devido às aproximações utilizadas, como dito anteriormente, restringe-se à região de altas velocidades.

2.3.2 Teoria de Bethe

A teoria de Bethe [6, 40] para o freamento de partículas na matéria, utilizando uma abordagem quântica, baseia-se na aproximação de Born de onda plana (PWBA),

onde o projétil é considerado como uma onda plana, ou um pacote de onda, que se aproxima de um centro espalhador (alvo). Após a colisão, o pacote de onda continua movendo-se na direção original, e o alvo emite uma frente de onda esférica. Utilizando a aproximação de Born [41] o poder de freamento, derivado por Bethe, pode ser escrito como:

$$\frac{dE}{dx}_{Bethe} = \frac{4\pi N Z_2 (Z_1^* e^2)^2}{m_e v^2} \ln \left(\frac{2m_e v^2}{I} \right), \quad (2.4)$$

onde NZ_2 representa o número de átomos por unidade de volume do alvo e I é a energia de excitação média de um átomo alvo.

2.3.3 Equação de Bethe-Bloch

Bloch investigou a diferença entre as formulações de Bohr, baseada na mecânica clássica, e a de Bethe, na mecânica quântica, e de que maneira elas se complementariam [42]. Considerando uma perturbação na função de onda dos elétrons atômicos causados pela presença do íon, Bloch obteve a expressão para o poder de freamento, para íons não relativísticos, conhecido como equação de Bethe-Bloch.

$$\frac{dE}{dx}_{Bloch} = \frac{4\pi N Z_2 Z_1^{*2} e^4}{m_e v^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e v^2}{I} \right) + \psi(1) - \text{Re}[\psi] \left\{ 1 + i \left(\frac{Z_1 c}{137v} \right) \right\} \right], \quad (2.5)$$

onde $\text{Re}[\psi]$ é a parte real da derivada logarítmica da função gama ψ . No limite clássico, onde $Z_1 c / 137v \gg 1$, a equação de Bethe-Bloch se reduz a equação de Bohr e no limite quântico, onde $Z_1 c / 137v \ll 1$, a equação de Bethe-Bloch se reduz a equação de Bethe. Posteriormente surgiram trabalhos propondo correções para a equação de Bethe-Bloch, como por exemplo o artigo de Fano [31], que obteve uma versão relativística da expressão de Bethe-Bloch.

2.3.4 (ZBL) Ziegler, Biersack e Littmark

Ziegler e colaboradores realizaram uma compilação de dados experimentais do poder de freamento eletrônico, sendo que a maioria desses dados estão concentrada nas regiões de energia intermediária e alta. A partir desses dados foi desenvolvido um procedimento de escalonamento, onde, primeiramente, foi feito o escalonamento o poder de freamento eletrônico experimental para diversos íons, em diferentes alvos com o poder de freamento de prótons nos mesmos alvos. Calcula-se então, a correspondente carga efetiva fracional e o comprimento de blindagem $\Lambda = f(qZ_1^{2/3})$, similar para todas as combinações íon-alvo. Posteriormente foi estabelecida uma relação da fração de ionização q de um íon em um meio com velocidade efetiva y_r . Estabelecendo que essa relação, deveria ser uma função universal para todas as combinações tabuladas, obtiveram o seguinte resultado:

$$q = 1 - \exp(0,803.y_r^{0,6} - 1,3167.y_r^{0,6} - 0,3815.y_r - 0,00898.y_r^2). \quad (2.6)$$

Para realizar o escalonamento na região de baixas energias, onde existiam poucos dados experimentais, foi utilizado a dependência linear com a velocidade do projétil.

Finalmente, o procedimento ZBL (Ziegler, Biersack e Littmark), para obter o poder de freamento eletrônico para qualquer Z_1, Z_2 e v_1 consiste em determinar a velocidade do íon relativa à velocidade dos elétrons do meio, v_r , calcular a "velocidade efetiva", $y_r \equiv \frac{v_r}{v_0 Z_1^{2/3}}$, a partir de v_r . Depois é realizado o cálculo de q com a "função universal" equação 2.6. Calcula-se então o comprimento de blindagem Λ pela relação empírica citada no texto acima. O último passo consiste em calcular a carga efetiva Z_1^* , através da relação abaixo:

$$Z_1^* = Z_1 \left\{ q + \frac{1}{2}(1 - q) \ln \left[1 + \left(\frac{2v_F \Lambda}{a_0 v_0} \right)^2 \right] \right\}, \quad (2.7)$$

e finalmente o valor do poder de freamento eletrônico S_e é obtido pela relação:

$$\frac{S_e(Z_1, Z_2, v)}{S_e(Z_1 = 1, Z_2, v)} = (Z_1^*)^2. \quad (2.8)$$

Esse procedimento está em constante alteração, a medida novos resultados experimentais são adicionados a base de dados. O poder de freamento eletrônico ZBL pode ser calculado através do pacote dos programas TRIM/SRIM em suas diversas versões e SIMNRA, amplamente utilizados na obtenção do poder de freamento para qualquer combinação íon-alvo [43], sendo estes os principais programas utilizados neste trabalho.

2.4 Simulação dos espectros de espalhamento

Nas últimas décadas, vários programas que simulam espectros de espalhamento foram desenvolvidos [44, 45], entre eles o programa SIMNRA [19], sendo que estas simulações podem ser feitas tanto para alvos finos, quanto alvos espessos. Em todos estes programas, a forma do espectro de espalhamento $f(E)$ (ver seção 3.3) é calculada levando-se em conta os processos físicos envolvidos no processo de colisão de uma partícula incidente sobre um alvo. Em primeira aproximação, estas simulações utilizam o cálculo de colisões binárias. Dentro desta aproximação, a forma $f(E)$ do espectro dependerá:

- da seção de choque diferencial de espalhamento.
- do fator cinemático.
- do poder de freamento da partícula no alvo.
- da resolução em energia do sistema de detecção e do *straggling* em energia.

O processo de espalhamento pode ser esquematizado, como na figura 2.3 abaixo.

Figura 2.3: Esquema do processo de espalhamento em ângulo traseiro. Neste caso a massa do projétil (M_1) é menor que a do alvo (M_2).

O alvo, de espessura total Δx , é dividido em um número conveniente de camadas, cada uma delas com espessura Δx_i , tal que:

$$\Delta x = \sum_i \Delta x_i \quad (2.9)$$

O número de partículas espalhadas, $Y(E_1)$, que atingem o detetor no ângulo de espalhamento $\theta = 180^\circ - \alpha$, será dado por:

$$Y(E_1) = N_f \Delta \Omega \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\bar{E}_1) \right)_L \Delta x_1, \quad (2.10)$$

onde:

N_f é o número total de partículas do feixe que incidem sobre o detetor;

$\Delta \Omega$ é o ângulo sólido do detetor;

$\left[\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \bar{E}_1 \right)_L \right]$ é a seção de choque de espalhamento no sistema de laboratório, sendo $\bar{E}_1$ a energia no centro da primeira camada, ou seja, $\bar{E}_1 = E_0 - \frac{\Delta E_1}{2}$, sendo $\Delta E_1 = \frac{dE}{dx}(E_0) \Delta x$, a perda de energia na camada Δx , e $\frac{dE}{dx}(E_0)$, o poder de freamento na energia E_0 .

A energia E_1 pode ser calculada através da expressão:

$$E_1 = K \bar{E}_1 - \frac{dE}{dx}(K \bar{E}_1) \frac{\Delta x}{\cos \alpha}, \quad (2.11)$$

onde K é o fator cinemático do processo de espalhamento.

O fator cinemático representa a razão entre a energia da partícula espalhada sobre a energia incidente. Considerando que a massa do projétil é maior que a massa do alvo ($M_1 < M_2$), o fator cinemático será dado por:

$$K = \frac{M_1^2}{(M_1 + M_2)^2} \left\{ \cos \theta + \left[\left(\frac{M_2}{M_1} \right)^2 - \sin^2 \theta \right]^{\frac{1}{2}} \right\}^2 \quad (2.12)$$

Em nossas simulações consideramos a seção de choque de espalhamento como sendo a seção de choque de Rutherford, ou seja:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_L = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_L^R = 5.184 \times 10^6 \left[\frac{Z_1 Z_2}{E(\text{keV})} \right]^2 \frac{\{(M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}} - M_2 \cos \theta\}}{M_2 \sin^4 \theta (M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}}} \quad (2.13)$$

O programa SIMNRA realiza automaticamente correções devido a blindagem da carga média do alvo devido aos elétrons, tanto do alvo quanto do projétil, que são somente importantes para baixas energias. Oferece também a possibilidade de incluir, para energias mais elevadas, onde o espalhamento elástico devido as forças nucleares não podem ser desprezadas, a seção de choque destes processos, através de uma base de dados, que pode ser selecionada, caso seja necessário.

O poder de freamento pode ser calculado utilizando as parametrizações semi-empíricas N.C. ou ZBL. Se o alvo for composto, pode-se calcular a contribuição para cada um dos elementos que compõem o mesmo.

Repetindo-se o procedimento acima descrito para cada camada do alvo, pode-se calcular o espectro $Y(E)$, sem considerar o efeito da resolução do sistema de detecção e do straggling em energia. Para levar esses efeitos em conta, é feita a convolução do espectro $Y(E)$ com uma função gaussiana $g(E, \sigma(E))$:

$$f(E) = \int_0^\infty Y(E') g[E', \sigma(E')] dE', \quad (2.14)$$

onde σ é calculado por:

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{st}^2 + \sigma_d^2}, \quad (2.15)$$

sendo σ_{st} o *straggling* em energia e σ_d a resolução do sistema de detecção.

O *straggling* em energia corresponde a dispersão na energia perdida pela partícula, ao atravessar o absorvedor, que tem origem no fato de o processo de freamento ter caráter estatístico, ou seja, ocorrem flutuações na energia transferida no processo de colisão do projétil tanto com os elétrons do alvo, quanto na colisão do projétil, com os núcleos do alvo.

Para energias em torno do pico de Bragg a contribuição mais importante é a contribuição do chamado *straggling* eletrônico, que pode ser calculado através da teoria desenvolvida por Chu [3].

$$\sigma_e^2 = H(E/M_1, Z_2)\sigma_{Bohr}^2, \quad (2.16)$$

onde $H(E/M_1, Z_2)$ são os fatores de correções tabelados e σ_{Bohr} é calculado através da teoria de Bohr [5] para o straggling eletrônico:

$$\sigma_{Bohr}^2(keV^2) = 0,262^2 Z_2 \Delta x, \quad (2.17)$$

onde Δx é a espessura medida. (na unidade $10^{18} atoms/cm^2$) Finalmente o espectro de energia em canais, que pode ser comparado com os espectros experimentais é obtido integrando-se $f(E)$ entre a energia mínima e máxima, correspondente a largura de um canal, ou seja, o número de contagens N_i em um dado canal será dado por:

$$N_i = \int_{E_{min}^i}^{E_{max}^{i'}} f(E') dE' \quad (2.18)$$

Como veremos no capítulo 5, as simulações feitas utilizando o programa SIMNRA fornecem resultados bastantes satisfatórios, na região de energia acima do pico de Bragg.

Capítulo 3

Alguns Métodos Experimentais

Neste capítulo descreveremos alguns dos métodos usualmente utilizados para medir a perda de energia e o poder de freamento, enfatizando as suas principais características, bem como uma abordagem detalhada do método utilizado neste trabalho para as medidas da perda de energia.

De uma maneira geral, os métodos utilizados para determinar a perda de energia, podem ser classificados como diferenciais e integrais. Entre os métodos com caráter diferencial, destaca-se o da transmissão que, em sua essência, é o método utilizado neste trabalho, tendo sido desenvolvido por Coutinho [18], e que chamaremos de método LC.

Dentre os métodos, com características integrais, destacamos o método de retro espalhamento, o *Doppler Shift Attenuation Method* (DSAM) [46] e o método desenvolvido por Schmidt-Böcking [47].

3.1 Método de transmissão

Neste método, o poder de freamento é obtido através da medida da perda de energia ΔE de partículas com energia inicial E_0 , que atravessam um absorvedor de espessura Δx . Se a espessura do absorvedor for suficientemente fina, pode-se obter

o poder de freamento utilizando a seguinte aproximação:

$$\frac{dE}{dx}(\bar{E}) \approx \frac{\Delta E}{\Delta x} = \frac{E_1 - E_0}{\Delta x}. \quad (3.1)$$

A energia E_1 representa a energia da partícula medida após atravessar o absorvedor. O poder de freamento é calculado na energia no centro do absorvedor, ou seja, $\bar{E} = E_0 - \frac{\Delta E}{2}$.

Na figura(3.1) mostramos duas possíveis geometrias para o método de transmissão nas medidas de perda de energia ΔE , em uma folha absorvedora de espessura Δx .

Figura 3.1: Dois arranjos experimentais para medir a perda de energia através do método de transmissão: a) geometria para ângulos dianteiros e b) geometria para ângulos traseiros.

Na aplicação deste método são necessárias duas medidas, sendo a primeira a medida do espectro de energia do feixe espalhado incidindo diretamente no detector e a segunda, a medida do espectro de energia do feixe espalhado atravessando um absorvedor colocado em frente ao detector. Se o alvo primário for composto de um único elemento, e se o mesmo for suficientemente fino, os espectros obtidos terão as seguintes características: o espectro sem o absorvedor apresentará um pico bem definido correspondente ao espalhamento elástico, e o espectro com o absorvedor terá este pico deslocado, sendo o mesmo um pouco mais largo devido ao *straggling*

em energia. Comparando-se os dois espectros representados na figura(3.2), obtém-se o valor de ΔE e, conhecendo o valor de Δx , pode-se calcular o poder de freamento $\frac{dE}{dx}$, utilizando a equação(3.1).

Figura 3.2: Simulação através do programa SIMNRA de dois espectros de energia sem (linha cheia) e com absorvedor (linha pontilhada).

Como dito anteriormente, para folhas absorvedoras finas ($\Delta \bar{E} \ll \bar{E}$) pode-se usar a seguinte aproximação para a energia efetiva.

$$\bar{E} = E_0 - \frac{\Delta \bar{E}}{2}. \quad (3.2)$$

Vamos agora estimar a influência da espessura do absorvedor nos cálculos do poder de freamento, feitos como descrito acima. Para tanto utilizamos um cálculo teórico do poder de freamento e, a partir dele, foi calculada a perda de energia ΔE para uma dada espessura Δx do absorvedor. Através da expressão abaixo, que pode ser integrada numericamente, obtém-se o valor de ΔE , para um dado valor de Δx , numa dada energia.

$$\Delta x = \int_E^{E-\Delta E} \frac{1}{\left[-\frac{dE}{dx}(E')\right]} dE'. \quad (3.3)$$

A partir destes valores, e utilizando a expressão 3.1, o poder de freamento é calculado, podendo agora ser comparado com a curva teórica do poder de freamento.

Mostramos na figura 3.3 um fluxograma para este tipo de cálculo.

Figura 3.3: Fluxograma do cálculo realizado para estudar o efeito da espessura do absorvedor na curva de perda de energia.

Este cálculo foi realizado para três diferentes espessuras Δx de absorvedores, do sistema α sobre Al . Para a folha de $100\mu g/cm^2$ o poder de freamento deduzido é essencialmente igual ao poder de freamento teórico que originou a curva de perda de energia, como pode ser visto na figura 3.4. Entretanto, para as outras espessuras, e em particular para a espessura $\Delta x = 300\mu g/cm^2$, a diferença entre o poder de freamento deduzido e teórico atinge valores superior a 20% na região de baixa energia, produzindo um deslocamento no pico de Bragg. Deste modo, a espessura das folhas absorvedoras a serem utilizadas deveriam, em princípio, ser a mais fina possível. Por outro lado, a utilização de absorvedores muito finos produz uma pequena perda de energia e, conseqüentemente, a incerteza percentual nos valores deduzidos para o poder de freamento será maior. Na literatura encontramos vários tipos de correções que podem ser aplicadas, tais como a correção de segunda ordem na energia efetiva, proposta por Plompen [48] ou a correção que trata a folha absorvedora como sendo composta por várias camadas [9]. Entretanto, nenhuma delas consegue eliminar completamente o efeito mostrado na figura 3.4.

Figura 3.4: Variação do poder de freamento obtido para diferentes valores de Δx , utilizando a equação 3.2.

3.2 Método de retroespalhamento

Este método utiliza a técnica de *Rutherford Backscattering Spectrometry* (RBS) para a determinação do poder de freamento ($\frac{dE}{dx}$), através da análise do espectro de energia espalhado elasticamente num alvo grosso.

Para ilustrar este método, descrevemos como Chu.[3], faz as medidas do poder de freamento de partículas α sobre Va utilizando dois alvos espalhadores, um deles de ^{181}Ta e o outro alvo de ^{181}Ta coberto por um filme de ^{51}Va de espessura Δx . Na figura 3.5 mostramos o esquema desse arranjo.

A medida da diferença de energia do feixe espalhado por esses alvos, fornecerá uma variação de energia ΔE e através, dessa variação de energia ΔE , pode-se calcular o poder de freamento, utilizando a equação abaixo:

$$S(E_x) = \frac{(\cos \theta_1 \cos \theta_2)}{(K_{Ta} \cos \theta_2 + \cos \theta_1)} \frac{\Delta E}{\Delta x}, \quad (3.4)$$

onde K_{Ta} é o fator cinemático para o espalhamento elástico da partícula α sobre Ta . A energia E_x pode ser determinada através da relação:

Figura 3.5: Alvo a) ^{181}Ta coberto por um filme de ^{51}Va . Alvo b) apenas de ^{181}Ta . O feixe incidente sobre o alvo a) espalhado pelo ^{51}Va e pelo ^{181}Ta . Já no alvo b) o feixe incidente é espalhado somente pelo ^{181}Ta , permitindo a determinação da diferença de energia.

$$E_x = \left(\frac{K_{Ta} E_0 + E_{1,t}}{K_{Ta} + 1} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{K_{Ta} E_0 - E_{1,t}}{K_{Ta} + 1} \right) \left(\frac{n - K_{Ta}}{n + K_{Ta}} \right), \quad (3.5)$$

onde $n = \frac{\Delta E_{out}}{\Delta E_{in}}$.

Tanto no método de retroespalhamento, quanto no método de transmissão, é necessário fazer as medidas de ΔE para cada valor de energia E_0 e, deste modo, obter-se uma curva de perda de energia ΔE .

3.3 Método LC

Este método foi desenvolvido no IFUSP-DFN pelo nosso grupo, e permite obter curvas de perda de energia de um feixe de partículas em um absorvedor, de maneira praticamente contínua. Na implementação deste método utiliza-se um alvo primário espesso, sendo possível utilizar tanto a geometria para ângulos dianteiros quanto para ângulos traseiros. O espectro de energia obtido apresenta uma larga distribuição de energia, com aspecto mostrado na figura 3.6.

Como nos métodos anteriores, são feitas duas medidas do feixe espalhado, onde

Figura 3.6: Simulação através do SIMNRA do espectro de espalhamento de α em Ta , na geometria de espalhamento em ângulos traseiros.

em uma delas é feita apenas a medida da energia do feixe espalhado e na outra é feita a medida do espectro de energia do feixe espalhado após atravessar uma folha absorvedora, colocada em frente ao detector. As medidas são realizadas em sequência para diminuir a possibilidade de variação na estabilidade do sistema de detecção do experimento, que, como veremos adiante, é de fundamental importância na aplicabilidade do método. Através da comparação dos espectros obtidos, como descrito acima, observa-se claramente o deslocamento para a esquerda do espectro com o absorvedor, em relação ao espectro sem o absorvedor, como mostrado na figura 3.7.

O método desenvolvido fundamenta-se em duas hipóteses:

- 1 - a carga integrada nos dois espectros, com folha e sem folha, é a mesma;
- 2 - todas as partículas que atravessam a folha absorvedora são detetadas.

Se as hipóteses acima são satisfeitas, podemos escrever,

$$\int_E^{E_f} f(E) dE = \int_{E'}^{E'_f} f'(E) dE, \quad \text{com } E' = E - \Delta E(E). \quad (3.6)$$

Onde $f(E)$ representa o espectro sem a folha e $f'(E)$ representa o espectro com a

Figura 3.7: a) Espectro de energia retroespalhada de um feixe de α em Ta com energia $E_0 = 2.0$ MeV sem o absorvedor (a) e com absorvedor (b). Os parâmetros mostrados na figura são discutidos no texto.

folha absorvedora. Na figura 3.7 tem-se uma representação mais clara do significado dos parâmetros da equação 3.6

Para obter-se a perda de energia integra-se o espectro sem absorvedor, $f(E)$, no intervalo (E, E_f) , onde E_f corresponde à energia máxima observada em $f(E)$. Repete-se este procedimento para o espectro com o absorvedor no intervalo (E', E'_f) , variando-se o valor de E' , até que a área sob os dois espectros seja a mesma. Se as duas hipóteses que fundamentam o método forem satisfeitas, a perda de energia, para a energia E será dada por $\Delta E = E - E'$.

Este procedimento pode ser repetido variando-se o valor de E , em princípio,

desde a energia mínima E_{min} até a energia máxima, tal que a área integrada entre E_{min} até E_f seja igual a área total do espectro com a folha calculada entre a energia de corte E_{cut} até E_f . No entanto, o trabalho de Coutinho [18] mostrou que, o valor máximo da energia no espectro sem folha deve ser menor que E_f e acima do "cotovelo" do espectro, pois esta região é afetada pelo *straggling* em energia, como será mostrado na seção 5.5, produzindo uma queda acentuada no valor medido da perda de energia.

No intervalo de energia acima, o valor de E pode ser variado, em princípio, até o valor correspondente à largura em energia de um único canal e, deste modo, é possível se obter uma curva de perda de energia praticamente contínua, obtida através de uma única medida do espectro sem folha e de uma única medida do espectro com folha.

Para que as hipóteses que fundamentam o método sejam satisfeitas, o arranjo experimental deverá ter as seguintes características gerais:

- estabilidade do sistema eletrônico, prevenindo variações de ganho e de integração nos espectros. Para tanto, utiliza-se um segundo detector, para o monitoramento da estabilidade do sistema das medidas com e sem absorvedor. Caso sejam observadas pequenas variações na integração, correções podem ser aplicadas, mas caso existam variações de ganho no monitor, as medidas devem ser rejeitadas;
- o absorvedor deve ser colocado em frente ao detector o mais próximo possível do mesmo, para garantir que todas as partículas que atravessam a folha cheguem no detector. Esta condição é bastante bem satisfeita, tendo em vista que a fração de partículas espalhadas em ângulos traseiros pela folha absorvedora é praticamente desprezível;
- os alvos utilizados como espalhadores devem ser isotopicamente puros e limpos, sem contaminação na superfície, bem como a energia do feixe deve ser ade-

quada para garantir que somente partículas espalhadas elasticamente no alvo primário atinjam o detector.

No trabalho desenvolvido por Coutinho foram feitas simulações que mostraram que os efeitos físicos provenientes do processo de medida, que não podem ser evitados nem descartados (*straggling* no absorvedor, a resolução, assimetria e não linearidade na resposta do detector e não homogeneidade do absorvedor), não afetam o método ou, em última análise, produzem efeitos que podem ser estimados e, neste caso, correções podem ser aplicadas. De uma maneira geral, a incerteza associada à medida da perda de energia é da ordem de 2% para espectros com estatística, tal que o número de contagens no "cotovelo" do espectro seja da ordem de 2000 contagens. No capítulo 5 mostraremos como estimar esta incerteza, de caráter estatístico, na medida da perda de energia.

Capítulo 4

Descrição Experimental

Neste capítulo é apresentada a abordagem experimental empregada no desenvolvimento deste trabalho. Descrevemos a configuração do experimento, o acelerador utilizado para fazer as medidas, a câmara de espalhamento, o sistema de detecção, a eletrônica para aquisição dos dados, os alvos e o absorvedor utilizados neste trabalho.

4.1 Acelerador de partículas

As medidas foram feitas no Laboratório de Materiais e Feixes Iônicos LAMFI [49], utilizando um acelerador eletrostático tipo Pelletron-Tandem, modelo 5SDH, construído pela NEC (National Electrostatic Corporation), cujo "stripper" é constituído de N_2 gasoso. Mostramos na figura 4.1 um esquema do acelerador.

O feixe de íons negativos é produzido a partir de He gasoso através de uma fonte de íons RF (rádio frequência).

O gás hélio (He) é ionizado por uma fonte de rádio frequência de $100MHz$ formando um plasma, e posteriormente, aplica-se uma diferença de potencial de $6 keV$, provocando uma pré-aceleração em direção ao local de troca de carga. No compartimento de troca de carga, o feixe é confinado por armadilhas frias de freon

Figura 4.1: Esquema do Acelerador do Laboratório LAMFI.

e vapor de rubídio, responsável pela doação dos dois elétrons necessários para a formação do feixe negativo [50]. Apenas em torno de 2% do feixe é convertido em íons negativos, que são direcionados e acelerados por uma tensão de 14 keV e injetados no acelerador. Mostramos na figura 4.2, uma foto do plasma de hélio formado na fonte de íons RF.

Figura 4.2: Plasma de hélio formado pela RF (rádio frequência).

Em seguida, o feixe negativo produzido na fonte de íons é injetado no tubo acelerador, o qual é mantido em alto vácuo, em direção ao terminal, mostrado na figura 4.1. O terminal é mantido em uma tensão positiva, produzindo desse modo a aceleração dos íons negativos. Ao chegar no terminal o feixe de íons atravessa o *striper* gasoso, que promove a troca de cargas entre as partículas do feixe e o gás, de modo que os íons fiquem com carga positiva e sejam repelidos pelo terminal em direção a saída do acelerador.

Os controles do acelerador e módulos de ajustes, dispositivos ópticos (defletores eletrostáticos, lentes magnéticas, ímãs selecionadores de massa e de energia), estão montados em um rack de controle, facilitando a operação do acelerador. A figura 4.3 mostra uma foto do rack de controle do LAMFI.

Figura 4.3: Rack de controle do acelerador [50].

4.2 Câmara de espalhamento

Neste trabalho utilizamos a estação de análise multiuso, localizada na extremidade da linha de RBS do LAMFI [51]. A câmara de espalhamento consiste de um cilindro de 43 cm de diâmetro interno e 15 cm de altura. No interior da câmara, há um anel móvel que pode ser girado remotamente, sem quebra de vácuo, e um porta alvos com capacidade para seis alvos primários diferentes, com posicionamento, também sem quebra de vácuo. Em condições de uso, a pressão na câmara é tipicamente 10^{-6} Torr. Mostramos na figura 4.4 uma foto com uma vista geral da câmara de espalhamento.

O sistema de detecção foi montado no interior da câmara, sendo necessário a realização de adaptações para chegar a uma configuração, que permita a aplicabilidade do método, como discutido no capítulo anterior.

Figura 4.4: Foto da câmara de espalhamento e do arranjo experimental usado nas medidas.

4.3 Sistema de detecção e eletrônica

A principal característica do método *LC* consiste na comparação das áreas dos espectros de energia das partículas espalhadas medidos com e sem folha absorvedora colocada em frente ao detector. Para fazer essa comparação, necessita-se de uma monitoração que garanta a mesma carga integrada nas duas medidas, bem como a estabilidade do sistema. Baseado nestas características, o sistema de detecção utilizado foi um arranjo composto por dois detectores de barreira de superfície, fabricados pela Ortec, de 100mm^2 de área ativa e 300μ de espessura, sendo essa espessura suficiente para que as partículas α depositem toda a sua energia no detector. A figura 4.5 apresenta um diagrama esquemático do arranjo experimental. O detector **M**, posicionado a 110° em relação a linha do feixe incidente, desempenha a função de monitor. Já o detector **D**, posicionado em ângulo de 170° , é responsável pelas medidas com e sem absorvedor, que são usadas para obter a curva de perda de

energia.

Figura 4.5: Visão esquemática da câmara de espalhamento e do arranjo experimental utilizados nas medidas.

Foi necessário a confecção de um suporte, utilizado para fixar a folha absorvedora sobre o anel móvel da câmara, permitindo o deslocamento do absorvedor sem quebra de vácuo. Mostramos na figura 4.6 uma foto com os detalhes do sistema montado dentro da câmara.

As medidas são realizadas com o detetor **M** (monitor), ao mesmo tempo em que o detetor **D** realizava a medida sem absorvedor. Em seguida, o absorvedor foi posicionado em frente ao detetor **D**, e uma nova medida é realizada pelos dois detetores. A estabilidade do sistema é verificada analisando-se os espectros obtidos no detetor **M**.

A eletrônica, para esse tipo de experiência, consiste basicamente na amplificação dos sinais elétricos provenientes dos detetores e de uma interface entre os sinais analógicos e o computador, que realiza a aquisição e armazenamento dos dados.

Figura 4.6: Foto em detalhe mostrando os a)suportes fabricados, já fixos na câmara e detetores D e M.

Um diagrama do esquema da eletrônica é mostrado na figura(4.7).

Figura 4.7: Esquema da eletrônica usada na aquisição de dados.

O sinal, proveniente da energia da partícula depositada no detetor, é amplificado pelos módulos de pré-amplificação e amplificação. Estes sinais são enviados ao ADC (conversor analógico digital). O ADC é responsável em converter os sinais analógicos

dos detetores para sinais digitais, transferidos posteriormente para um computador PC Desktop, instalado no LAMFI, onde estes dados podem ser visualizados durante a aquisição através de histogramas e armazenados em memória permanente, para posterior análise.

4.4 Alvos e absorvedores utilizados

O método utilizado na obtenção da curva de poder de freamento, a partir da curva de perda de energia, como citado na seção (3.3), requer a utilização de alvos, isotópica e quimicamente puros e sem oxidação na superfície.

Os alvos usados como espalhadores foram o $^{93}\text{Nb}/\text{Au}$ e ^{181}Ta e $\text{SiO}_2(\text{vidro})$, com espessura suficiente para parar completamente o feixe incidente.

Todos os alvos foram previamente polidos e limpos no ultrassom, por 24 horas com água destilada. Após o processo de preparação, os alvos e absorvedores foram mantidos numa câmara, sob vácuo, para minimizar a oxidação dos mesmos. Sobre o alvo de ^{93}Nb foi depositado uma película de Au , através da técnica de evaporação, para fins de calibração e normalização. Outro alvo, usado para fins de calibração, era composto por um substrato de carbono, coberto por vapores de $^{nat}\text{Ti};^{27}\text{Al};^{181}\text{Ta}$, feitas por sputtering no laboratório de materiais magnéticos do IFUSP. Este alvo é utilizado normalmente como padrão de calibração no LAMFI, para experiências de retroespalhamento.

As folhas absorvedoras de Al , que devem ser homogênea e de espessura adequada, foram confeccionadas através do processo de evaporação no Laboratório de Alvos do Laboratório Pelletron . Absorvedores muito finos tornam a perda de energia na folha muito pequena, aumentando a incerteza relativa. Por outro lado, os absorvedores de maior espessura produzem erros sistemáticos na determinação do poder de freamento, conforme discutido na seção (3.1). Uma primeira estimativa da espessura das folhas absorvedoras, foi feita pelo método de pesagem, utilizando

uma balança analítica. As espessuras escolhidas para realizar as medidas foram de $0,14\text{mg/cm}^2$ e $0,20\text{mg/cm}^2$. Os procedimentos utilizados para a determinação precisa da espessura do absorvedor serão discutidos no próximo capítulo.

Capítulo 5

Redução dos dados

Neste capítulo mostramos o procedimento utilizado na obtenção e redução dos dados. Inicialmente, serão discutidas as medidas realizadas. Abordamos em seguida, o procedimento utilizado na calibração dos detetores, determinação da espessura da folha absorvedora e na obtenção da curva de perda de energia.

5.1 Medidas realizadas

Foram realizadas medidas de espectros de partículas α , com energia de incidência entre $E_\alpha = 2.2$ e $E_\alpha = 3.0$ MeV, espalhadas sobre alvos espessos de Ta , Nb/Au e SiO_2 , descritos na seção 4.4. O detetor **D**, com o qual foram realizadas as medidas dos espectros, com e sem folha absorvedora, foi posicionado em um ângulo de 170° em relação a linha do feixe e o monitor **M**, utilizado para monitorar a carga integrada, garantindo que nas duas medidas a carga fosse a mesma, foi posicionado a 110° em relação a linha do feixe.

Na figura 5.1a e 5.1b mostramos os espectros obtidos para os alvos primários de Ta com e sem folha absorvedora em frente ao detetor, e na figura 5.2a e 5.2b o mesmo para o alvo primário de Nb/Au .

Figura 5.1: Espectro das partículas α espalhadas em Ta sem absorvedor (a) e com absorvedor (b).

Figura 5.2: Espectro das partículas α espalhadas em Nb/Au sem absorvedor (a) e com absorvedor (b).

Podemos notar claramente, nos espectros 5.1b e 5.2b, o deslocamento dos espectros, devido a presença da folha absorvedora de Al .

Na figura 5.3 mostramos os espectros obtidos pelo monitor **M**, correspondente

as medidas dos espectros com e sem folha do detector **D**, para o alvo de Ta .

Figura 5.3: Espectros obtidos utilizando o detector **M**, referente ao monitoramento das medidas com o detector **D**.

Os espectros, dentro da variação estatística, são essencialmente idênticos, o que pode ser verificado analisando a figura 5.4a e 5.4b que mostram, respectivamente, o espectro resultante da divisão dos espectros da figura 5.3 e o correspondente histograma, construído a partir dos valores resultantes da divisão dos espectros. O desvio padrão σ do espectro da figura 5.4b é compatível com o erro estatístico propagado, resultante da divisão dos espectros do monitor.

Figura 5.4: O primeiro gráfico (a) refere-se a divisão dos dois espectros mostrados na figura 5.3 e o segundo gráfico (b) corresponde ao histograma correspondente à essa divisão.

5.2 Calibração do detector

Para a calibração em energia, foram feitas medidas dos espectros de partículas α , com energias de incidência $E_\alpha = 2.2\text{MeV}$ e $E_\alpha = 3.0\text{MeV}$, espalhadas sobre alvos de $TiAlTa$, Nb/Au e o SiO_2 .

Os espectros obtidos, utilizando esses alvos, apresentam características importantes para a calibração em energia. O espectro para o alvo de $TiAlTa$, mostramos na figura 5.5, apresenta picos bem definidos, correspondentes ao espalhamento das partículas α nos elementos presentes no alvo.

Figura 5.5: Espectro do alvo de $TiAlTa$.

O espectro de Nb/Au , mostrado na figura 5.6, apresenta um pico referente ao espalhamento no ouro, utilizado como referência para a calibração em energia.

Na figura 5.7 mostramos o espectro para o alvo de SiO_2 , onde podem ser claramente observados o espalhamento na superfície do silício e do oxigênio.

Figura 5.6: Espectro do alvo de Nb/Au , utilizados para a calibração em energia dos detectores.

Figura 5.7: Espectro do alvo de vidro, utilizados para a calibração em energia dos detectores.

Neste ultimo caso, estando a superfície livre de oxidação e de impurezas, são obtidas importantes referências para a calibração em energia.

Através da cinemática do espalhamento elástico, pode-se determinar a energia das partículas espalhadas pelos diferentes elementos que compõem os alvos. Calculamos os espectros utilizando o programa SIMNRA e, através do ajuste da posição em canal dos picos nos espectros e respectiva energia, obtém-se a calibração do detector **D**. Nas figuras 5.8a, 5.8b e 5.8c mostramos alguns ajustes dos espectros feitos pelo programa SIMNRA para os espectros sem absorvedor.

A reta da calibração em energia, obtida através deste procedimento, é mostrada na figura (5.9).

É importante ressaltar que a determinação da perda de energia ΔE depende exclusivamente do coeficiente linear a , obtido na calibração de energia, cuja incerteza experimental é da ordem de 0,5%.

5.3 Espessura das folhas absorvedoras

Durante a confecção das folhas absorvedoras de *Al* foi feita a determinação preliminar da espessura através da pesagem. Para uma determinação mais precisa da espessura da folha absorvedora foram utilizados dois procedimentos. O primeiro consistiu na análise dos espectros com a folha absorvedora. Durante o processo de calibração em energia foram utilizados e ajustados, através do SIMNRA, os espectros sem absorvedor mostrados na figura 5.8. Repete-se o mesmo procedimento anterior, agora para os espectros obtidos com a folha absorvedora em frente ao detector, introduzindo-se também nos cálculos a folha absorvedora de alumínio com espessura determinada preliminarmente, realizando um ajuste da espessura para ajustar o cálculo teórico aos resultados experimentais.

Um exemplo dos espectros teóricos, obtidos deste modo, são mostrados, juntamente com os espectros experimentais, na figura 5.10.

Figura 5.8: Espectros medidos sem absorvedor (linha cheia) e calculado pelo programa SIMNRA (linha pontilhada) utilizados para a calibração em energia.

Neste procedimento foi obtida a espessura $\Delta x = 116 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ para o absorvedor analisado, com uma estimativa de incerteza percentual da ordem de 2%.

O segundo procedimento realizado foi feito através da análise do espectro de retroespalhamento da folha absorvedora. Utilizando novamente o programa SIMNRA, foram feitas simulações deste espectro com a calibração obtida anteriormente e a espessura Δx obtida no procedimento anterior. O espectro calculado deste modo

Figura 5.9: Reta da calibração em energia para as medidas realizadas.

é totalmente compatível com a espessura determinada no primeiro procedimento.

Na figura 5.11 mostramos os resultados obtidos.

Podemos notar que o pico referente ao espalhamento na folha de alumínio é composto, na realidade, de dois picos. Este fato é consequência de a folha absorvedora ter sido confeccionada a partir da dobragem de uma folha de menor espessura. Os três pequenos picos, referentes ao espalhamento elástico no oxigênio, ocorrem em diferentes posições no espectro, por estarem localizados nas superfícies externas e na interface entre as folhas de alumínio. O carbono presente no espectro deve-se ao fato de, nesta medida, ter-se utilizado um substrato grosso de carbono.

Cabe ressaltar que, na região de energia medida, as parametrizações utilizadas pelo código SIMNRA, são muito bem conhecidas e testadas, fornecendo, portanto, resultados bastante confiáveis.

Figura 5.10: Espectros medido com absorvedor (linha cheia) e calculado pelo programa SIMNRA (linha pontilhada). Em energias mais baixas o desvio do espectro calculado, em relação ao experimental, deve-se, em parte, a possíveis incorreções nos valores de perda de energia calculado pelo programa.

5.4 Determinação da curva de perda de energia

Nas figuras 5.12a e 5.12b são mostrados os espectros de energia das partículas α espalhadas no alvo de Au , sem e com a presença da folha absorvedora de Al colocada em frente do detetor. Da análise destes espectros, sem a calibração em energia, pode-se calcular o deslocamento $\Delta C_i = C_i - C'_i$, indicado na figura 5.12b, de tal modo que as áreas sob os dois espectros, sejam iguais.

Figura 5.11: Espectro de retroespalhamento da folha absorvedora. A linha cheia refere-se ao espectro medido. A linha pontilhada corresponde à simulação feita com SIMNRA, utilizando a calibração em energia e a espessura Δx obtidas anteriormente.

O primeiro passo deste cálculo consiste da determinação do número total de contagens N_S no intervalo (C_i, C_f) do espectro sem folha:

$$N_S = \sum_{j=i}^f N(C_j). \quad (5.1)$$

Na expressão acima $N(C_j)$ representa o número de contagens no canal C_j . Posteriormente, é calculado o número total de contagens N_C no intervalo (C'_i, C'_f) , ajustando-se o valor de C'_i , tal que o número total de contagens seja o mesmo, ou seja:

Figura 5.12: Espectros de α em Ta a) sem absorvedor de Al e b) com absorvedor de Al, utilizados para o cálculo da curva de perda de energia.

$$N_C = \sum_{j=i}^f N'(C'_j), \quad (5.2)$$

com

$$\Delta N = N_S - N_C = 0. \quad (5.3)$$

Inicialmente a igualdade equação 5.3 é calculada de maneira aproximada, variando-se o valor de C'_i , tal que o valor de ΔN se torne negativo. Para se determinar o valor preciso de C'_i , onde a expressão 5.3 é satisfeita, bem como estimar a incerteza δC nesta determinação, foi implementado um código computacional que calcula automaticamente o valor de N_S , para um dado valor de C_i e, tipicamente, 5 valores

de $N_C(i)$ no entorno de C'_i . O valor de $N_C(i)$, calculado desta maneira, tem um comportamento linear neste intervalo, como pode ser visto na figura 5.13.

Figura 5.13: Intersecção das curvas das somas das contagens dos espectros, com e sem absorvedor, utilizados para estimar C' , bem como o valor do limite superior para o erro experimental $\delta C'$.

Da intersecção do número total de contagens N_S com a reta que representa o valor de $N_C(i)$ como função de C'_j , determina-se o valor preciso de C' . As retas pontilhadas na figura 5.13 representam os erros estatísticos, $\sqrt{N_S}$ e $\sqrt{N_C(i)}$, associados ao número total de contagens, N_S e $N_C(i)$, respectivamente. A partir destes valores faz-se uma estimativa que superestima o valor δC , tomado como sendo o intervalo resultante da intersecção do limite superior de N_S com o limite inferior de $N_C(i)$ e do limite inferior de N_S com o limite superior de $N_C(i)$.

Esse procedimento é repetido, variando-se o valor de C_i , em princípio de canal em canal, no espectro sem folha do valor máximo C_f , que como explicado na seção 3.3, deve ser ligeiramente superior ao valor de C_f , até o valor (C_{min}) tal que a área no espectro sem a folha no intervalo (C_{min}, C_f) seja igual à área total do espectro

com a folha no intervalo (C_{cut}, C'_f) .

A figura 5.14 mostra a curva de ΔC_i em função do canal C_i , com as respectivas incertezas de caráter estatístico δC_i , calculados pelo procedimento descrito acima. O valor de C_i nesse gráfico foi tomado de dez em dez canais.

Figura 5.14: Curva de perda de energia sem a calibração em energia.

A partir deste tipo de curva, e utilizando a calibração em energia obtida na seção 5.2, obtém-se a curva de perda de energia em função da energia, como mostrado na figura 5.15. Na realidade a curva mostrada nesta figura é o resultado da média das medidas feitas com diferentes alvos primários e em diferentes períodos.

Levando-se em conta a incerteza δC na determinação de ΔC e a incerteza no coeficiente angular da calibração em energia (figura 5.9), o valor máximo da incerteza na perda de energia ΔE , que ocorre na região do máximo da curva, é da ordem de 3% e o valor mínimo é da ordem de 2%.

5.5 O efeito do straggling

Finalmente para ilustrar o efeito do straggling no método LC, fizemos uma simulação utilizando o programa SIMNRA, gerando espectros de partículas α , com e sem folha absorvedora de Al com espessura $\Delta x = 116\mu/cm^2$ sobre um alvo primário de

Figura 5.15: Média das curvas de perda de energia obtidas a partir das medidas feitas com o respectivo erro experimental.

S_iO_2 (com uma pequena quantidade de Ca). Os espectros gerados foram utilizados para determinar a perda de energia. Na figura 5.16a são mostrados os espectros sem (linha cheia) e com folha (linha pontilhada) e, na figura 5.16b, a correspondente perda de energia determinada pelo método LC.

Podemos notar claramente que, nos canais correspondentes ao espalhamento na superfície dos elementos presentes no alvo, ocorre uma diminuição na perda de energia medida. Esta diminuição é devida, basicamente, de acordo com as simulações, ao *straggling* e à resolução em energia do sistema de deteção.

Figura 5.16: Simulação de um espectro de vidro com e sem absorvedor (a) e a perda de energia referente a essa simulação (b).

Capítulo 6

Procedimento, resultados e conclusões

Neste capítulo descrevemos o procedimento utilizado na determinação da curva do poder de freamento, a partir da curva de perda de energia, os resultados obtidos, comparação com a sistemática e, finalmente, as conclusões.

6.1 Determinação da curva do poder de freamento

O principal objetivo deste trabalho foi o de obter o poder de freamento com incerteza inferior aquela observada nas curvas do poder de freamento, obtida, por exemplo nas compilações ZBL [16].

A idéia básica do método é fazer um ajuste global da curva de perda de energia, obtida no capítulo anterior, sem utilizar o procedimento descrito no capítulo 3, e, em particular a equação 3.1, como mostrado na seção 3.1 desta dissertação.

Entretanto, vale ressaltar que o procedimento desenvolvido depende do conhecimento prévio do poder de freamento obtido na literatura ou nas compilações já citadas.

Para a implementação do ajuste global da curva de perda de energia, utiliza-se

a equação abaixo:

$$\Delta x = \int_E^{E-\Delta E} \frac{1}{\left[\frac{dE}{dx}(E')\right]} dE'. \quad (6.1)$$

Esta equação é a mesma que foi mostrada no capítulo 3, mas agora ela será utilizada para, conhecendo-se a espessura do absorvedor Δx e a perda de energia medida ΔE , determinar o valor experimental de $\frac{dE}{dx}$.

O primeiro passo do procedimento foi obter uma curva de poder de freamento da literatura. O segundo passo consiste em ajustar a curva de poder de freamento através de uma expressão analítica. Na literatura encontramos algumas parametrizações bastante convenientes, como, por exemplo, aquelas utilizadas por Eppacher [52] ou Plompen [48], sendo que utilizamos a parametrização de seis parâmetros, proposta por Plompen:

$$\frac{dE}{dx} = p_1 E^{p_2} \frac{1 + p_3 E + p_4 E^2}{1 + p_5 E^2 + p_6 E^3}. \quad (6.2)$$

Através de um ajuste de mínimos quadrados, utilizando as rotinas do CERN [53], obtivemos os valores dos parâmetros iniciais $p_j^i (j = 1, 6)$, que melhor ajustam a curva de poder de freamento da literatura. O resultado obtido pelo procedimento acima apresentado na figura 6.1.

O terceiro passo do procedimento consiste em determinar o poder de freamento referente as medidas experimentais realizadas. Para tanto, através do conhecimento de ΔE e Δx , utilizando a equação 6.1 e através da rotina de minimização de χ^2 GRIDILS [54], foi feito um ajuste a partir dos parâmetros iniciais de tal forma que se consiga a partir do conhecimento de Δx , ajustar-se a curva de perda de energia experimental. O quarto e último passo resume-se em utilizar os parâmetros finais, obtidos na etapa anterior, na equação 6.2, e deste modo, obter a curva de poder de freamento, que consideraremos como sendo a curva de poder de freamento experimental.

Figura 6.1: Curva de poder de freamento calculado pelo programa SRIM (linha cheia), e ajuste realizado através da expressão 6.2 com os parâmetros $p_j^i (j = 1, 6)$ (linha pontilhada)

Inicialmente fizemos a verificação da consistência deste procedimento, utilizando a perda de energia ΔE para uma dada espessura Δx , geradas pelo poder de freamento $\frac{dE}{dx}$ da literatura. Realizando o procedimento descrito acima, os parâmetros no primeiro ajuste, $p_j^i (j = 1, 6)$, não deveriam sofrer alteração significativa ($p_j^i \approx p_j^f$) e, conseqüentemente, a curva de $\frac{dE}{dx}$ resultante após os ajustes deveria ser idêntica a curva parametrizada inicialmente. Fazendo-se pequenas alterações nos valores dos parâmetros do primeiro ajuste, foi verificado que o conjunto de parâmetros iniciais modificados converge rapidamente para os valores originais. Na figura 6.2 mostramos um fluxograma dos procedimentos descritos nesta seção.

Figura 6.2: Fluxograma do procedimento desenvolvido neste trabalho para obtenção do poder de freamento a partir da perda de energia.

6.2 Resultados

Nas figuras 6.3 e 6.4 mostramos os resultados obtidos utilizando o procedimento acima descrito. Na figura 6.3 é mostrada novamente a curva de perda de energia, juntamente com o ajuste obtido. Na figura 6.4 é mostrado a curva experimental de poder de freamento de α em Al obtida neste trabalho. A região sombreada indica a incerteza experimental, associada à medida experimental.

Figura 6.3: Curva de perda de energia obtida a partir das medidas (pontos) e ajuste realizado (linha cheia).

Figura 6.4: Curva de poder de freamento obtida através da implementação realizada neste trabalho. A região sombreada indica a incerteza experimental associada à medida experimental.

6.3 Conclusões

Neste trabalho foi determinada a curva de poder de freamento de partículas α em folhas absorvedoras de Al , a partir da curva contínua de perda de energia obtida ex-

perimentalmente, através do método LC. Desenvolvemos um código computacional para integrar a equação 6.1, utilizando a expressão 6.2 para parametrizar o poder de freamento através uma rotina de minimização do χ^2 e, finalmente, obter a curva de freamento experimental.

Na figura 6.5 abaixo, mostramos nosso resultado juntamente com a curva contínua obtida por Barradas [13], através do método da inferência Bayesiana, bem como a curva de poder de freamento, obtida através do programa SRIM .

Figura 6.5: Comparação do poder de freamento obtido neste trabalho com o resultado obtido por Barradas e pelo programa SRIM.

Finalmente na figura 6.6, mostramos nosso resultado juntamente com os dados compilados por Paul [55]. Da análise das figuras 6.5 e 6.6 podemos notar que nosso resultado está em excelente acordo com o cálculo do programa SRIM.

Deste modo, a metodologia desenvolvida neste trabalho pode ser aplicada para energias e combinações de feixes incidentes-alvos, onde o espalhamento elástico é predominante, sendo inviável sua aplicação em regiões de energia que produzam reações e, portanto, partículas de diferentes massas, que não podem ser diferenci-

Figura 6.6: Comparação com a sistemática [55].

adas pelo sistema de detecção utilizado. Para baixas energias, o fator limitante do método é, também, o sistema de detecção. No entanto, poderíamos aplicar o nosso procedimento em conjunto com outros arranjos experimentais, como por exemplo, o sistema de tempo de voo, similar ao utilizado por Zhang [56], que permite diferenciar as partículas espalhadas pela sua massa, tornando possível a aplicação do nosso método para energias um pouco mais elevadas. Além do mais, o sistema de tempo de voo permitiria, também, determinar curvas contínuas de perda de energia, fazendo com que, numa única medida, fosse possível determinar o poder de freamento através de dois métodos independentes.

Referências Bibliográficas

- [1] E. Rutherford, Philos. Mag. 21, (1911) 668.
- [2] H. Geiger and E. Marsden, Philos. Mag 25, (1913) 604.
- [3] W. K. Chu, J. W. Mayer and M.A. Nicolet, Backscattering Spectrometry, Academic Press, New York, (1978).
- [4] J. R. Bird e J. S. Willians, Ion Beams for Materials Analysis, 1a ed., Academic Press, San Diego, (1989).
- [5] N. Bohr, Philos. Mag. série 6, v. 26, n. 151, (1913) 1.
- [6] H. A. Bethe, Annalen der Physik. vol. 5 (1930) 325.
- [7] F. Bloch, Annalen der Physik. (Leipzig) vol. 16 (1933) 285.
- [8] J. Lindhard, M. Scharff, H. E. Schiott, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., Copenhagen, vol.33 , 14 (1963) 1.
- [9] P. Mertens, Nucl. Inst. and Meth. **B** 27 (1987) 315.
- [10] Peter Bauer, Nucl. Inst. and Meth. **B** 27 (1987) 301.
- [11] H. Schmidt-Böcking, G. Rühle and K. Bethge, Nucl. Inst. and Meth. 109 (1974) 357.
- [12] S. Matterson, J. M. Harris, R. Pretorius and M-A. Nicolet. Nucl. Inst. and Meth. 149 (1978) 163.

- [13] N. P. Barradas, C. Jeaynes, R.P. Webb. E. Wendler, Nucl. Inst. and Meth. **B**, 194 (2002) 15.
- [14] P. L. Grande, CASP, <http://www.hmi.de/people/schiwietz/casp.html>.
- [15] L. C. Northcliffe and R. F. Schilling, Nucl. Data Tables, vol. A7 (1970) 233.
- [16] J. F. Zigler, The Stopping and Ranges of ions in Matter, vol. 1, 1a. ed., Pergamon Press, (1985).
- [17] Programa SRIM, <http://www.srim.org>.
- [18] R. Liguori Neto, N. Added, F. A. S. Coutinho, Nucl. Inst. and Meth. **B**(2000)159.
- [19] SIMNRA User's Guide, <http://www.rzg.mpg.de/mam/index.html>.
- [20] L. L. Araújo, UFRGS, Tese Doutorado, (2004).
- [21] Sklodowska-Curie, Comptes Rendus de l'Académie des Sciences, Paris, v. 130, (1900) 76.
- [22] J. J. Thomson, Conduction of electricity through gases. Cambridge University Press, (1903).
- [23] N. Bohr, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., vol. 18, (1948) 8.
- [24] N. Bohr, Philos. Mag. v. 30, n. 177, (1915) 581.
- [25] N. Bohr, Physical Review, v. 58, n. 7, (1941) 654.
- [26] N. Bohr, Physical Review, v. 59, n. 3, (1941) 270.
- [27] L. H. Thomas, Proceedings of the Cambridge Philosophical Society, Cambridge, v. 23, (1927) 542.
- [28] E. Fermi and Teller, Physical Review, New York, 72, n. 5, (1947) 399.

- [29] J. Lindhard, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., Copenhagen, v. 28, n. 8, (1954)1.
- [30] J. Neufeld and R. H. Ritchie. Physical Review, v. 98, n. 6, (1955) 1632.
- [31] U. Fano, Physical Review, v. 103, n. 5, (1956) 1202.
- [32] C. C. Rousseau, W. K. Chu and D. Powers, Physical Review **A**, v. 4, n. 3, (1971) 1066.
- [33] W. D. Wilson, L. G. Haggmark and J. P. Biersack, Physical Review **B**, v. 15, n. 5, (1977) 2458.
- [34] P. Sigmund and A. Schinner, European Physical Journal **D**, v. 12, n. 3, (2000) 425.
- [35] P. Sigmund and A. Schinner, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **B**, v. 195, n. 1/2, (2002) 64.
- [36] P. L. Grande and G. Schiwietz, Physical Review **A**, v. 58, n. 5, (1998) 3796.
- [37] G. Schiwietz and P. L. Grande, Nucl. Instr. and Meth. **B**, v. 153, n. 1/4, (1999) 1.
- [38] A. F. Lifschitz and N. R. Arista, Physical Review **A**, v. 57, n. 1, (1998) 200.
- [39] A. F. Lifschitz and N. R. Arista, Physical Review **A**, v. 58, n. 3, (1998) 2168.
- [40] H. A. Bethe, Zeitschrift fur Physik, v. 76, (1932) 293.
- [41] H. A. Bethe, Intermediate Quantum Mechanics, 1a. ed. W. A. Benjamin, New York, (1964).
- [42] F. Bloch Annalen der Physik (Leipzig), vol. 16, (1933) 285.
- [43] J. F. Ziegler and J. P. Biersack, SRIM the stopping and range of íons in matter.
<http://www/srim.org>.

- [44] R. Doolittle, Nucl. Inst. and Meth. **B** 9 (1985) 344.
- [45] E. Szilágyi and F. Pászti, Nucl. Inst. and Meth. *B* 85 (1994) 616.
- [46] T. K. Alexander and J. S. Forster, Advances in Nuclear Physics vol. 10, (1978) 197.
- [47] H. Schmidt-Bocking and G. Ruhle and K. Bethge, Nucl. Instr. and Meth. 118 (1974) 357.
- [48] A. J. M. Plompen, Journal. Appl. of Phys. 80 (1996) 3147
- [49] LAMFI <http://www.if.usp.br/lamfi/accelerador.htm>.
- [50] LAMFI <http://www.if.usp.br/lamfi/fontes.htm>.
- [51] LAMFI <http://www.if.usp.br/lamfi/multiuso.htm>.
- [52] C. Eppacher and D. Semrad, Nucl. Instr. and Meth., Sect. *B* 35, (1988) 109.
- [53] R. Brun, D. Lienart, CERN Program Library Y250-HBOOK User Guide, Version 4, (1988).
- [54] P. R. Bevington, Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences, McGraw-Hill, New York, (1969).
- [55] H. Paul and A. Schinner and Stopping Power for Light Ions <http://www.exphys.uni-linz.ac.at/stopping/>.
- [56] Y. Zhanh, G. Possnert and H. J. Whitlow, Nucl. Instr. and Meth. **B** 183 (2001) 34.