

**UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL –
INSTITUTO DE FÍSICA – UFRGS**

Kamila Kojoroschi de Menezes

Interação da Radiação com a Matéria - Aceleradores e Proteção Radiológica

Porto Alegre

2008

Kamila Kojeroschi de Menezes

**Interação da Radiação com a
Matéria - Aceleradores e Proteção
Radiológica**

Monografia apresentada ao curso de
graduação em Física como trabalho de
conclusão de curso.

Orientador: Prof. Dr. Johnny Ferraz Dias.

Porto Alegre

2008

Agradeço aos professores do Curso de Física pelo incentivo constante no decorrer de todo esse tempo de estudo.

Sumário

Resumo	5
Abstract	5
Capítulo1- Introdução	6
Capítulo 2 – A interação da Radiação com a Matéria	7
2.1 – Partículas carregadas pesadas	8
2.2 – Interação de elétrons e pósitrons	10
2.3 – Interação de raios X e raios gama	11
2.4 – Interação de nêutrons	15
Capítulo 3 – Aceleradores	16
3.1 – Aceleradores Eletrostáticos	18
3.2 – Aceleradores Cíclicos	20
3.2.1 – Acelerador Cíclotron	20
3.2.2 – Acelerador Síncrocíclotron	22
3.2.3 – Acelerador Síncrotron	22
3.3 – Aceleradores Lineares	23
Capítulo 4 – Técnicas desenvolvidas no Laboratório de Implantação Iônica	25
Capítulo 5 – Levantamento Radiométrico no Laboratório de Implantação Iônica	26
Capítulo 6 – Conclusões	27
Capítulo 7 - Esboço da Planta do Laboratório de Implantação – IF – UFRGS	28
Bibliografia	29

Resumo

O objetivo deste trabalho é fazer uma revisão bibliográfica sobre a interação da radiação com a matéria, os aceleradores de partículas, as radiações que eles emitem, as formas de detecção das radiações emitidas e finalmente os métodos usados na radioproteção.

O trabalho se inicia com uma revisão sobre a interação da radiação com a matéria no contexto de detectores de radiação e os diversos tipos de aceleradores de partículas, seus funcionamentos e suas aplicações. Neste contexto, serão apresentados os equipamentos em operação no Laboratório de Implantação Iônica do Instituto de Física da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, assim como as técnicas de suas aplicações e os tipos de radiações emitidas por esses aceleradores. Finalmente serão feitas medições da radiação de fundo do Laboratório de Implantação Iônica durante a operação dos aceleradores. Faremos um levantamento radiométrico que avaliará a blindagem dos aceleradores e apresentaremos um esboço da planta do laboratório apontando os pontos de maior exposição aos indivíduos que ali trabalham.

Abstract

The aim of this work is to present a bibliographical review of the basic concepts in radiation-matter interaction. In particular, the interaction of electromagnetic radiation, charged particles and neutrons with matter is discussed. Moreover, an overview of particle accelerators and detectors is carried out. Background radiation was evaluated in different sectors of the Ion Implantation Laboratory using a Geiger-Muller detector. The results show that no substantial radiation is present in the experimental area.

Capítulo 1

Introdução

O desenvolvimento de aceleradores de partículas se iniciou em 1932 com R.J. Van De Graaf, que desenvolveu um pequeno acelerador eletrostático com uma voltagem de terminal de 1 MV. A partir de então, devido a avanços tecnológicos, os assim chamados aceleradores Van de Graaf “single ended” passaram a ter energias maiores de terminal até adquirir um máximo de até 5 MV. Nos anos 60 se teve um avanço fundamental na tecnologia de aceleradores com o desenvolvimento de um acelerador Van de Graaf tipo Tandem que permitia alcançar uma voltagem de terminal de 35 MV, contribuindo de uma forma decisiva ao desenvolvimento da Física Nuclear. Por outro lado, e quase simultaneamente, na Universidade de Berkeley Califórnia desenvolveu-se um tipo diferente de acelerador, chamado de acelerador circular. Entre eles podemos destacar primeiro o Cíclotron e posteriormente o Síncrocíclotron com voltagem terminal semelhante aos aceleradores de Van De Graaf.

Além de íons leves como próton e partículas alfa, hoje em dia tais aceleradores podem acelerar praticamente todos os elementos da Tabela Periódica à energias da ordem de GeV e possuem várias aplicações. Os de alta energia são dedicados à física nuclear de alta energia e física de partículas elementares. Eles são altamente custosos e existem poucos no mundo. Estes são resultado de uma ação conjunta de vários países e conseqüentemente são de uso multinacional. Por outro lado, houve o desenvolvimento de aceleradores tipo Tandem de baixa voltagem de terminal (de 3 a 6 MV), equipamentos fundamentalmente dedicados à Ciências dos Materiais. Finalmente é de se destacar que com o Cíclotron aconteceu o mesmo processo. Em particular, esses aceleradores são muito utilizados em terapia medicinal.

Capítulo 2

A Interação da Radiação com a Matéria

A operação de qualquer detector de radiação depende basicamente da maneira com que a radiação a ser detectada interage com a matéria de seu detector. Um entendimento da resposta de um tipo específico de detector deve, portanto, ser baseada na familiaridade com os mecanismos fundamentais pelos quais a radiação interage e perde a sua energia na matéria.

Podemos organizar as quatro maiores categorias de radiações em dois grupos da seguinte maneira:

Grupo I

Radiação de Partículas carregadas:

- a. Partículas pesadas carregadas;
- b. Elétrons;

Grupo II

Radiações sem carga:

- c. Raios X e Raios Gama;
- d. Nêutrons.

O grupo I consiste em partículas carregadas que interagem através de interações coulombianas, enquanto o grupo II não está sujeito a forças coulombianas. Essas radiações podem interagir com o núcleo ou com o átomo como um todo, alterando radicalmente as propriedades da radiação incidente. Os raios X e os raios gama podem, por exemplo, interagir com a matéria de tal forma que toda ou parte de sua energia pode ser transferida para os átomos e elétrons do meio por onde eles se propagam. Detectores de radiação eletromagnética são adaptados para promover cada interação e para parar os elétrons secundários resultantes, pois suas energias podem contribuir para o sinal de saída e estão relacionadas com a radiação incidente. Em contraste, nêutrons devem interagir de maneira a produzir partículas pesadas carregadas secundárias, que então servirão como a base do sinal do detector, pois o que detectamos é a interação dos nêutrons com as partículas, e não os nêutrons em si. Por este motivo é interessante que

haja produção abundante de partículas pesadas carregadas, para que elas interajam com o detector como resultado da interação com os nêutrons.

2.1 Partículas pesadas carregadas

Partículas pesadas carregadas, como partículas α , interagem com a matéria principalmente através de forças coulombianas entre sua carga positiva e os elétrons dos átomos do material. Apesar de interações das partículas com os núcleos também serem possíveis, esses encontros ocorrem muito raramente e eles, em geral, não são significantes na resposta de detectores de radiação. Em vez disso, detectores de partículas carregadas devem confiar nos resultados de interações com elétrons do meio para a sua resposta.

Dependendo da energia que esta partícula carregada transfere para os elétrons, estes podem sofrer excitações que podem resultar na ionização dos átomos da amostra. A máxima energia que pode ser transferida de uma partícula carregada de massa m com energia cinética E para um elétron de massa m_0 em uma colisão é $4Em_0/m$, ou aproximadamente $1/500$ da energia da partícula por nucleon. Devido a esta pequena fração de energia, a partícula incidente deve perder essa energia em muitas interações durante a sua passagem através de um absorvedor. Em um dado tempo qualquer a partícula terá interagido com muitos elétrons, causando o decréscimo contínuo da sua velocidade até a partícula ser parada. As partículas carregadas são, portanto, caracterizadas por um alcance definido em função do material absorvedor e da própria partícula. O alcance representa a média da distância além da qual nenhuma partícula irá penetrar.

O poder de freamento linear (linear stopping power) S para partículas carregadas em um dado absorvedor é definido como a diferencial da energia perdida por uma partícula no interior do material dividida pela diferencial de comprimento de caminho atravessado:

$$S = -\frac{dE}{dx} \quad (1)$$

Este valor também é chamado de perda específica de energia ou razão de energia perdida. Para partículas com um dado estado de carga, S cresce quando a velocidade da partícula está decrescendo, ou seja, se aumenta a velocidade da partícula o poder de freamento linear diminui. A expressão clássica que descreve a perda específica de energia é conhecida

como a *fórmula de Bethe* [1]:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi e^4 z^2 NB/m_0 v^2, \quad (2)$$

onde, $B \equiv Z[\ln(2m_0 v^2/I) - \ln(1 - v^2/c^2) - v^2/c^2], \quad (3)$

v e ze são a velocidade e a carga da partícula incidente, N e Z são a densidade e o número atômico do átomo absorvedor, m_0 é a massa de repouso do elétron e e é a carga elementar. Finalmente, I é um parâmetro experimentalmente determinado para cada elemento e representa a energia de excitação média e o potencial de ionização do absorvedor. B varia lentamente com a energia da partícula. Partículas com grandes cargas terão uma grande perda específica de energia. Partículas α , por exemplo, perderão energia numa razão maior do que a de prótons da mesma velocidade. Comparando diferentes materiais absorvedores, dE/dx depende primeiramente do produto NZ , que está fora do termo logarítmico. Altos números atômicos e materiais com alta densidade resultarão, conseqüentemente, num grande poder de freamento linear. A fórmula de Bethe começa a falhar para partículas de baixa energia, onde a troca de carga entre a partícula e o absorvedor torna-se importante. A partícula positivamente carregada tenderá a capturar os elétrons do absorvedor, o que reduz sua carga efetiva e, conseqüentemente, resulta numa diminuição da sua perda de energia. Ao final do trajeto, a partícula terá acumulado Z elétrons e se tornará um átomo neutro.

A perda de energia ao longo da trajetória de uma partícula carregada pode ser esboçada numa curva conhecida como *curva de Bragg*.

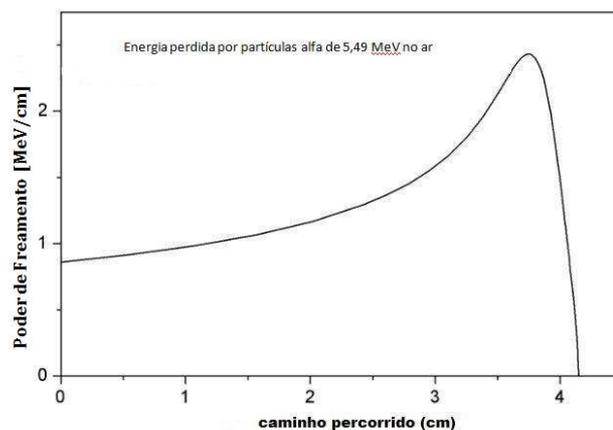


Fig. 1 Curva de Bragg. Poder de freamento para uma partícula alfa de 5,49 MeV em função do caminho percorrido por esta partícula no ar.

Observamos que, durante a maior parte do trajeto, a partícula é freada, ou seja, o poder linear de freamento S está aumentando com aproximadamente $1/E$ como prediz a fórmula de Bethe. Próximo ao final do percurso, a carga do íon é reduzida devido à captura eletrônica e a curva cai. Notamos, a partir da curva na fig. 1, que o poder de freamento linear é máximo quando a partícula atinge o seu maior alcance de penetração.

2.2 Interação de elétrons e pósitrons

Quando comparados a partículas carregadas, elétrons rápidos perdem energia a uma baixa razão e seguem um caminho tortuoso através do material absorvedor. Grandes desvios no caminho do elétron são possíveis porque uma fração muito grande dessa energia pode ser perdida em um único choque. Em adição, interações elétron – núcleo, que podem alterar abruptamente a direção do elétron, algumas vezes ocorrem.

Uma expressão similar, também obtida por Bethe, para descrever a perda específica de energia devido à ionização e excitação (as perdas colisionais) por elétrons rápidos mostra que a perda de energia depende de N , Z e do logaritmo de E [1]:

$$-(dE/dx)_c \approx f(N, Z, \ln E). \quad (4)$$

Elétrons também diferem de partículas carregadas, pois eles podem perder energia por processo radioativo bem como por interações coulombianas. Essas perdas radioativas podem ser por *Bremsstrahlung* ou radiação eletromagnética de freamento, que são emitidas quando o elétron é desacelerado.

As perdas radioativas são mais importantes para elétrons de altas energias e para materiais absorvedores de grande número atômico [1]:

$$-(dE/dx)_r \approx f(N, Z^2, E). \quad (5)$$

Para energias baixas de elétrons, a energia média de um fóton emitido por *Bremsstrahlung* é baixa e é normalmente reabsorvida próximo ao ponto de sua origem. Em alguns casos, entretanto, o escape de *Bremsstrahlung* pode influenciar na resposta de pequenos detectores. O poder linear de freamento total é a soma das perdas colisionais e

radioativas:

$$dE/dx = (dE/dx)_c + (dE/dx)_r. \quad (6)$$

O fato de que os elétrons sofrem freqüentemente deflexões (desvios) de grandes ângulos ao longo de sua trajetória leva ao fenômeno de *backscattering* (retro-espalhamento). Um elétron ao entrar na superfície de um absorvedor sofrerá defleções suficientes para reemerger da superfície através da qual ele entrou. Esses elétrons retro-espalhados não depositarão toda a sua energia no meio absorvedor e, contudo, pode haver um efeito significativo na resposta de detectores designados a medir a energia de elétrons incidentes externamente. Elétrons que retro-espalharam no detector (na janela de entrada) escaparão completamente de detecção.

As forças coulombianas constituem o maior mecanismo de perda de energia para partículas leves carregadas, quer a interação envolva uma força repulsiva ou atrativa entre as partículas incidentes e os elétrons dos átomos do meio. De fato, o trajeto de um pósitron em um absorvedor é similar ao de elétrons, e sua perda de energia específica e alcance são quase os mesmos para energias iniciais iguais. Porém, pósitrons diferem significativamente no que diz respeito à aniquilação de radiação que é gerada no final do trajeto do pósitron.

Aniquilação de pares ocorre quando uma partícula encontra a sua anti-partícula e, na interação, desaparecem produzindo radiação eletromagnética. Na aniquilação elétron – pósitron, um elétron encontra-se com um pósitron e ambos desaparecem originando um par de fótons que se propagam em direções opostas com energia mínima de 0,511MeV cada (massa de repouso do elétron). Esses fótons de 0,511MeV são muito penetrantes quando comparado com o alcance do pósitron, o que faz com que a deposição de energia aconteça mais longe do trajeto original do pósitron.

2.3 Interação de raios X e gama

Apesar de um grande número de possíveis mecanismos de interação ser conhecido para raios gama na matéria, somente três tipos apresentam um papel importante na medição de radiação: Absorção (ou Efeito) Fotoelétrica, Espalhamento Compton e Produção de Pares. Todos esses processos levam a uma parcial ou completa transferência de energia do fóton ao elétron. Eles resultam em uma mudança repentina e abrupta no

comportamento do fóton, em que ele ou desaparece inteiramente ou é espalhado em ângulos significantes. Este comportamento está em contraste com as partículas carregadas, que desaceleram gradualmente através de contínuas e simultâneas interações com muitos átomos absorvedores.

No processo de absorção fotoelétrica, um fóton sofre uma interação com um átomo absorvedor e desaparece completamente. Isso acontece quando um fóton incidente sobre um átomo transfere sua energia a um único elétron orbital, fazendo com que ele seja ejetado com uma energia (E_e) que corresponde à diferença de energia do fóton incidente (E_f) e a energia de ligação (E_b) do elétron no orbital:

$$E_e = E_f - E_b. \quad (7)$$

O elétron que foi ejetado deixou uma vacância que rapidamente será ocupada por um elétron de algum orbital de energia maior. Neste processo, um ou mais raios X característicos serão gerados, mas a grande maioria será absorvido próximo a sua origem.

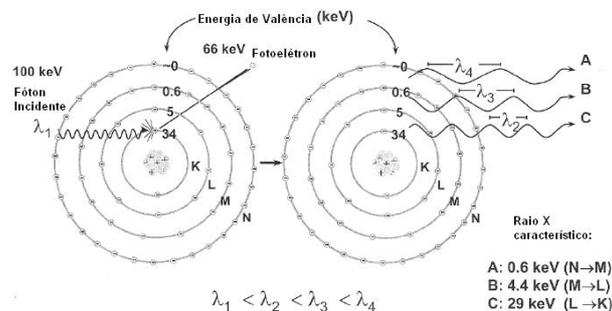


Fig. 2 Efeito Fotoelétrico e raios X característicos.

Os raios X que não foram absorvidos podem influenciar na resposta do detector. O Efeito Fotoelétrico é predominante nos casos em que o fóton incidente é de baixa energia e o número atômico do material absorvedor é alto.

O espalhamento Compton ocorre quando um fóton incidente sobre um material e um elétron desse material são espalhados. Em Espalhamento Compton, o fóton incidente é defletido através de um ângulo θ com respeito à direção original. O fóton transfere uma parte de sua energia para o elétron (que assumiremos em repouso inicialmente), que é então conhecido como elétron recuado. Como todos os ângulos de espalhamento

são possíveis, a energia transferida ao elétron pode variar de zero a grandes frações da energia do fóton gama. O fóton espalhado terá energia menor que a inicial, bem como outra direção de propagação.

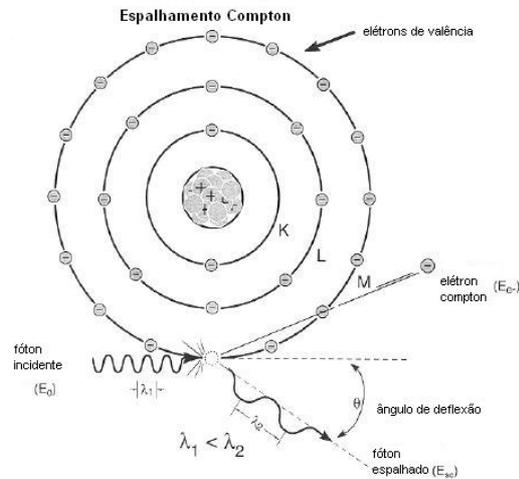


Fig.3 Espalhamento Compton.

A energia dos fótons espalhados após a colisão é dada por [1]:

$$hv' = hv / \{1 + hv/m_0c^2(1 - \cos\theta)\} \quad (8)$$

onde, hv é a energia do fóton incidente, hv' é a energia do fóton espalhado e m_0c^2 é a energia de repouso do elétron (0,511MeV). Para pequenos ângulos de espalhamento θ , muito pouca energia é transferida. Analisando os casos extremos temos que: para $\theta=0^\circ$, o elétron espalhado tem energia muito baixa, enquanto que o fóton espalhado tem aproximadamente a mesma energia do fóton incidente. Para $\theta=\pi$, o fóton gama incidente é retro-espalhado na sua direção de origem, considerando que o elétron recuou ao longo da direção de incidência do fóton. Este extremo representa a máxima energia que pode ser transferida a um elétron numa única interação Compton.

O Espalhamento Compton é predominante para radiações de energias intermediárias sendo inversamente proporcional a energia do fóton incidente e proporcional ao número atômico do átomo absorvedor.

A produção de pares é energeticamente possível se a energia do fóton gama incidente excede duas vezes a energia de repouso de um elétron (ou seja, 1,022 MeV). Na interação (que deve ocorrer com o campo elétrico do núcleo) o fóton gama desaparece dando lugar a um par elétron-pósitron.

Toda a energia transportada pelo fóton que exceder 1,022 MeV será convertida em energia cinética e repartida pelo par elétron-pósitron. Quando o pósitron se aniquilar, ao final de seu trajeto, produzirá dois fótons de aniquilação.

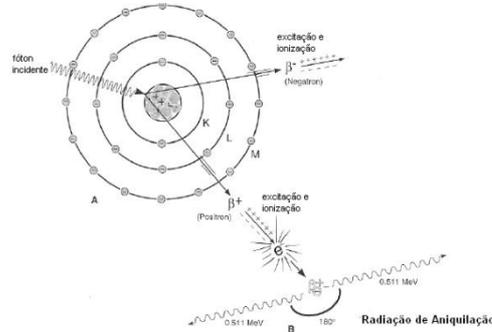


Fig. 4 Esquema de produção de pósitrons e aniquilação de pósitrons.

Não existe uma expressão simples para a probabilidade de produção de pares, mas a sua magnitude varia aproximadamente com o quadrado do número atômico do material absorvedor ($\sim Z^2$). A probabilidade de ocorrência de produção de pares aumenta, não só com o aumento do número atômico, mas com o aumento de energia do fóton incidente. A importância relativa dos três maiores processos de interação de raios gama com relação à energia do fóton e diferentes materiais absorvedores está ilustrada na figura abaixo:

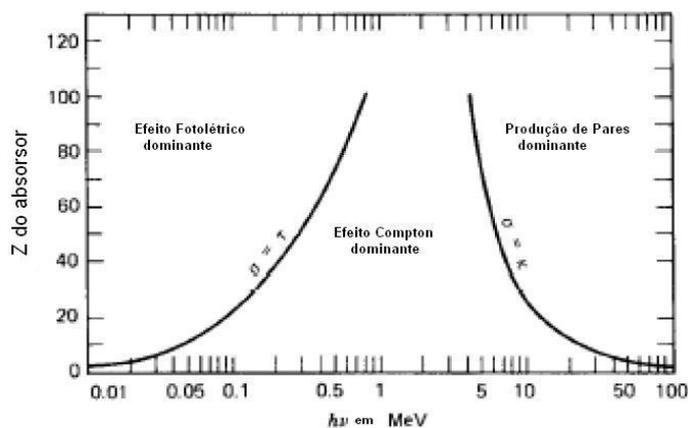


Fig. 5 Z do material absorvedor X Energia $h\nu$ em MeV .

O coeficiente linear de atenuação μ é dado por:

$$\mu = \tau(\text{fotoelétrico}) + \sigma(\text{Compton}) + \kappa(\text{pares})$$

que é o resultado da soma dos coeficientes de atenuação linear de cada um

dos efeitos de interação. Este coeficiente depende da energia do feixe incidente e do material atenuador, dado pela relação:

$$I=I_0\exp(-\mu t) \quad (9)$$

onde, I e I_0 são as intensidades do feixe após atravessar uma espessura t e antes de atravessá-la, respectivamente.

2.4 Interação de Nêutrons

Da mesma maneira que os raios gama, nêutrons não carregam carga e, portanto, não podem interagir com a matéria por meio de força coulombiana. Nêutrons também podem penetrar uma longa distância na matéria sem sofrer qualquer tipo de interação e podem ser invisíveis para detectores comuns. Quando o nêutron sofre alguma interação, ela será com o núcleo de algum material absorvedor e, como resultado desta interação, o nêutron deve ou desaparecer totalmente ou ser substituído por uma ou mais radiações secundárias, ou ainda, a energia ou direção do nêutron é alterada significativamente. Em contraste com raios gama, a radiação secundária resultante da interação de nêutrons é quase sempre constituída de partículas carregadas. Nêutrons são blindados por materiais compostos por átomos leves, de baixa massa (água, por exemplo). A probabilidade relativa dos vários tipos de interação de nêutrons muda dramaticamente com a energia do nêutron. Simplificando, dividiremos os nêutrons em duas categorias de energia: nêutrons rápidos ou nêutrons lentos.

Para nêutrons lentos (com energias abaixo de 0,5eV), as interações interessantes incluem espalhamento elástico com o núcleo absorvedor e as reações nucleares. Por causa da pequena energia cinética dos nêutrons lentos, muito pouca energia pode ser transferida para o núcleo num espalhamento elástico. Conseqüentemente, esta não é uma interação na qual os detectores de nêutrons devem ser baseados. Colisões elásticas tendem a ser muito prováveis e servem para trazer o nêutron lento ao equilíbrio térmico com o absorvedor antes de um diferente tipo de interação ocorrer. Estes nêutrons nestas condições são os nêutrons térmicos, que à temperatura ambiente, têm uma energia média em torno de 0,025 eV. As interações de nêutrons lentos que realmente importam são aquelas que induzem reações que podem criar radiações secundárias de energia suficiente para ser detectada diretamente.

Já os nêutrons rápidos podem transferir uma energia maior devido à sua maior energia cinética. Neste caso, ocorre um espalhamento inelástico

com o núcleo que recua e passa a um estado excitado durante a colisão. O núcleo desexcita-se, em geral, emitindo uma radiação gama secundária. O nêutron perde uma fração maior de sua energia do que perderia em uma colisão elástica. Com as perdas de energia em sucessivos choques inelásticos, o nêutron torna-se lento ou térmico. Espalhamentos inelásticos e subseqüentes raios gama secundários desempenham um importante papel na blindagem de nêutrons de alta energia, mas são complicadores indesejáveis na maioria de detectores de nêutrons rápidos baseados em espalhamento elástico.

Capítulo 3

Aceleradores

O propósito de um acelerador de partículas carregadas é direcionar contra um alvo um feixe de um tipo específico de partículas com uma dada energia. Um acelerador de partículas requer uma fonte de partículas carregadas (elétrons de um filamento quente ou átomos ionizados de uma fonte de íons), um campo elétrico para acelerar as partículas ($\sim 10^7$ V em alguns aceleradores), elementos focalizadores para agir contra a tendência de divergir do feixe, defletores para dirigir o feixe na direção desejada, um alvo de um material selecionado para o feixe colidir e uma câmara para abrigar todos os componentes em alto vácuo e prevenir assim que o feixe seja espalhado por moléculas do ar.

O design dos aceleradores varia de acordo com o propósito para o qual ele será usado. Em alguns casos, é desejada alta tensão. Em outros, alta intensidade. Aceleradores de elétrons, que se tornam relativísticos, mesmo a baixas voltagens, e tem grande penetração na matéria, diferem muito daqueles de íons pesados, que são, em geral, não-relativísticos e de curtíssima penetração na matéria.

Cada acelerador deve ter uma seleção exata de energia e correntes razoavelmente altas, porque a máxima precisão de muitos experimentos é limitada pela estatística de contagem. Em muitos casos, para evitar a destruição dos alvos causada pelo aquecimento resultante das colisões do feixe, é necessário que o alvo seja constantemente resfriado.

Podemos classificar os aceleradores como: aceleradores de baixa, média ou alta energia. Aceleradores de baixa energia produzem feixes num intervalo de 10 a 100 MeV. São usados freqüentemente no estudo de

reações ou espalhamentos para explicar a estrutura de um estado final específico, talvez até de estados excitados individuais. Aceleradores de média energia operam num intervalo de aproximadamente 100 a 1000 MeV. Nestas energias, por exemplo, colisões de núcleons com núcleos podem liberar π -mésons e, então, estes aceleradores são frequentemente usados para estudar o papel de um méson trocado na força nuclear. Somente em alguns poucos casos estes aceleradores também são usados para resolver estados excitados finais individuais. Os aceleradores de alta energia produzem feixes de 1 GeV (1000 MeV) ou mais. Sua finalidade já não é mais estudar a estrutura nuclear, mas sim produzir novas variedades de partículas e estudar suas propriedades.

Em aceleradores eletrostáticos a fonte de íons, da qual se origina o feixe de íons, contém um gás, que é ionizado, geralmente por uma súbita descarga elétrica. Os íons positivamente carregados são extraídos por um eletrodo a um potencial negativo da ordem de 10 kV. Para algumas aplicações, é desejável ter um feixe de íons negativos. Neste caso, um feixe de íons positivos é passado através de um gás neutro, pois existe uma grande probabilidade de os íons positivos capturarem elétrons e tornarem-se íons negativos. Os íons que permaneceram positivos, após atravessarem o gás, são desviados por um campo elétrico ou magnético, deixando um feixe só de íons negativos.

O sistema que transporta o feixe consiste de uma série de dispositivos elétricos ou magnéticos que focalizam o feixe, focalizando-o ou defletindo-o. Em analogia com ótica, esses instrumentos focalizadores são chamados de lentes.

Eletroímãs podem mudar a direção de um feixe, como um prisma em ótica, e também o decompor, pois o raio de curvatura de uma partícula carregada em um campo magnético depende do momento. Eletroímãs são também muito utilizados na análise (decomposição) do feixe de produtos de uma reação, bem como para formar um feixe secundário de um tipo específico de partícula. Alvos para os feixes acelerados são tão variados quanto os usos para o qual o acelerador é proposto. Por exemplo, para se fazer uma espectrometria nuclear meticulosa, como o estudo de um estado excitado específico e suas seções de choque, é desejável que se tenha a menor perturbação possível dos feixes que entram e saem. Para isso são usados alvos muito finos, da ordem de 10 μm . Por outro lado, se queremos

parar completamente um feixe de prótons de alta energia, para criar partículas secundárias, então alvos grossos, da ordem de dezenas de cm, devem ser usados. Ambos os alvos, finos ou grossos, devem ser resfriados freqüentemente para extrair o calor depositado pelo feixe incidente.

Os equipamentos de detecção e análise são usados para registrar a identidade, energia, tempo e direção dos produtos das reações.

3.1 Aceleradores Eletrostáticos

A maneira mais simples de se acelerar uma partícula é submetendo-a a uma diferença de potencial V ; se a partícula tem uma carga q , ela adquire uma energia cinética de qV . A maior diferença de potencial que pode ser mantida sob as condições do acelerador é em torno de 10^7 V. Assim, os íons poderão adquirir uma energia cinética da ordem de 10MeV por unidade de carga. Esta é a energia que precisamos para muitos estudos de estruturas nucleares, e, por este motivo, este tipo de acelerador tem sido bastante usado em laboratórios de física nuclear ao redor do mundo. A tecnologia de aceleradores eletrostáticos consiste em estabilizar e manter um terminal de alta voltagem para acelerar as partículas carregadas da fonte de íons. O primeiro desenvolvimento deste tipo de acelerador para aplicações em física nuclear foi em 1932 por Cockcroft e Walton (CW) que construíram um equipamento que alcança um potencial de 800kV. O gerador Cockcroft-Walton é basicamente um multiplicador de voltagem que converte corrente alternada ou pulsos elétricos de corrente contínua de baixa voltagem em uma corrente contínua de alta voltagem. O princípio básico de operação é uma rede de capacitores e diodos que geram alta voltagem. Essa técnica de multiplicação de voltagem foi usada por Cockcroft e Walton para executar a primeira desintegração nuclear usando partículas aceleradas artificialmente. Por causa da simplicidade de design, o acelerador CW tem tido mais do que apenas interesse histórico, ele está em uso ainda hoje para produzir fontes de nêutrons (por exemplo, ${}^2\text{H}+{}^2\text{H} \rightarrow \text{n} + {}^3\text{He}$, que pode ser obtido com umas poucas centenas de keV) e também como um injetor de partículas, especialmente prótons, para aceleradores de alta energia. O tipo mais comum de acelerador eletrostático em uso hoje nos laboratórios de física nuclear é baseado no gerador de Van de Graaff. O princípio básico de funcionamento é a eletrostática fundamental: O Gerador Van de Graaff é uma máquina que utiliza uma correia móvel para acumular tensão eletrostática muito alta na cavidade de uma esfera de metal. No

interior do gerador de Van de Graaff, a correia móvel está acoplada a uma roldana de plástico. Quando o motor aciona a roldana, a correia fricciona a roldana de plástico, transferindo cargas negativas para ela. Enquanto o motor continua a acionar a roldana, as cargas negativas na roldana acumulam-se e induzem cargas positivas na escova de metal. O campo elétrico, entre a roldana e a escova, aumenta, e o ar à volta da escova ioniza-se. As cargas positivas das moléculas de ar são repelidas da escova e transferidas para a superfície da correia. Estas cargas positivas são a seguir transportadas para dentro da cavidade da esfera de metal, que se chama abóbada, e transferidas, a partir da escova de metal, para a abóbada esférica, através da ionização do ar. Este processo permite acumular uma grande quantidade de cargas positivas na superfície da abóbada esférica, e o seu potencial aumenta. O gerador de Van de Graaff está esquematizado na Figura 6(a) e a Figura 6 (b) é uma das primeiras versões do Gerador Van de Graaff:

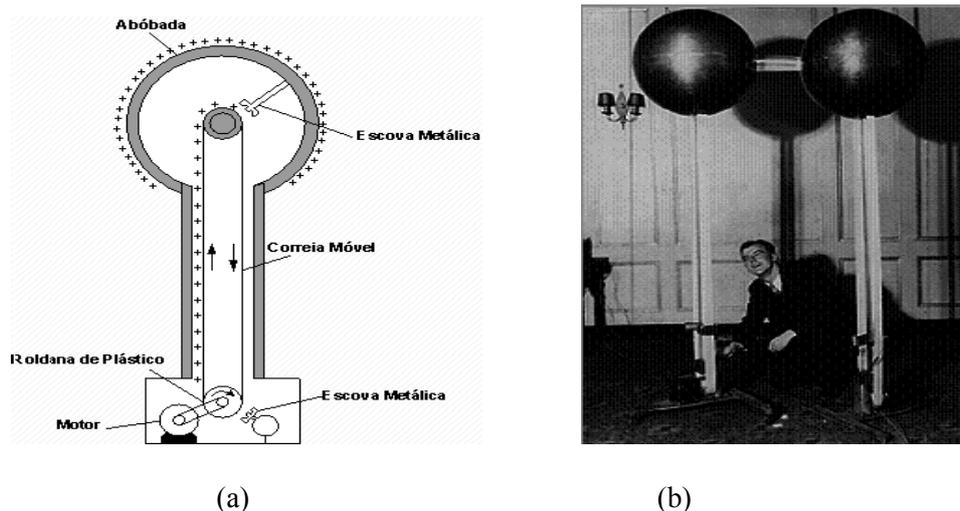


Fig. 6 (a) Esquema do Gerador de Van de Graaff. (b) Imagem de uma das primeiras versões.

Para evitar faiscamentos, o gerador é envolto em um tanque pressurizado contendo aproximadamente 10 ou 20 atmosferas de um gás isolante que inibe descargas; o hexafluoreto de enxofre (SF_6) é um gás quimicamente estável, não inflamável e é bastante usado hoje em dia. É um isolante elétrico muito bom. Um tubo acelerador evacuado guia os íons da fonte até o alvo, que está aterrado.

O acelerador de Van de Graaff tem uma enorme vantagem sobre o acelerador Cockcroft-Walton. A voltagem terminal no Van de Graaff é extremamente estável e não tem as oscilações de corrente alternada do

Cockcroft-Walton. Uma desvantagem do acelerador de Van de Graaff é a baixa corrente de saída (μA) comparada com o Cockcroft-Walton (mA). Todavia, correntes num intervalo de μA são suficientes para experimentos de reações nucleares (de fato, altas correntes não seriam toleradas por muitos alvos) e, como resultado, o Van de Graaff tornou-se o “carro-chefe” da física nuclear de estrutura de baixa energia em 1960. Como a fonte de íons é o ponto mais fraco num acelerador, ela requer uma grande atenção de seu usuário. Podem ocorrer descargas nos filamentos que deverão ser reparados, mas, como a fonte de íons se localiza no interior do terminal de alta voltagem, a sua substituição ou manutenção requer que o aparelho seja desligado por muitas horas, podendo causar transtornos. Um design alternativo que elimina este problema (e o feixe ganha energia no processo) é o acelerador Tandem Van de Graaff. Um feixe de íons negativos é acelerado do terminal aterrado em direção ao terminal de alta voltagem no centro de um tanque pressurizado, onde os íons entram em contato com um gás que remove elétrons, resultando num íon de carga líquida positiva. Estes íons são repelidos e acelerados para fora deste terminal de alta voltagem positiva. A tensão é da ordem de milhões de volts (MV). Estes aceleradores também produzem correntes de poucos micro-ampéres (μA).

3.2 Aceleradores Cíclicos

Além dos aceleradores lineares, existem os aceleradores cíclicos. Este design de acelerador força a partícula a passar diversas vezes pelo sistema de aceleração. A energia final das partículas depende da amplitude da diferença de potencial aplicada e do número de voltas que elas percorreram no dispositivo. Os tipos de aceleradores mais utilizados são o ciclotron, o sincrociclotron e o síncrotron.

3.2.1 Ciclotron

Os aceleradores do tipo ciclotron são aceleradores nos quais os feixes de partículas sofrem a ação de um campo elétrico constante de alta frequência e de um campo magnético perpendicular e estático, que faz com que o feixe realize ciclos recebendo um incremento na voltagem em cada orbita até a energia da partícula atingir alguns MeV. O ciclotron possui duas câmaras de metal semicirculares chamadas de “D’s”. Sua montagem é numa câmara de vácuo entre os pólos de um eletromagneto. Os “D’s” são conectados a uma fonte de voltagem alternada. Quando as partículas estão

dentro dos “D’s” elas não sentem o campo elétrico, mas o feixe é curvado em um caminho circular pelo campo magnético. No espaçamento (gap) entre os “D’s”, entretanto, as partículas sentem a voltagem que as acelera fazendo que elas ganhem energia a cada ciclo. O design deste acelerador cíclico foi concebido por Ernest Lawrence em 1929. Uma característica interessante deste acelerador é que o tempo que uma partícula leva para percorrer um caminho semicircular independe do raio deste caminho, conforme a seguinte relação: $t = m\pi/qB$, obtida a partir da expressão de força de Lorentz para orbitas circulares ($F=qvB=mv^2/r$ - onde q é a carga da partícula acelerada, v é a velocidade de deslocamento da partícula, B é a componente do campo magnético uniforme e r é o raio do semi-circulo). Como partículas circulam em raios muito grandes, elas ganham energia e velocidades muito grandes e, o acréscimo no tamanho do caminho é compensado pelo aumento da velocidade. Ou seja, se a partícula percorrer um ciclo de raio curto num tempo t qualquer, ela levará o mesmo tempo t para percorrer um ciclo de raio maior. Se meio período da voltagem ac sobre os “D’s” é igual ao tempo de órbita semicircular, então o campo alternado está em sincronismo com a passagem das partículas pelo gap, e a partícula sente uma aceleração cada vez que cruza o gap.

Quando a velocidade das partículas atinge aproximadamente 10% da velocidade da luz começa a ocorrer uma sensível variação da massa das partículas acarretando numa variação do tempo, e conseqüentemente de freqüência, para a partícula completar a trajetória semicircular. Ocorrendo isto, não haverá mais sincronismo entre o alternador e o movimento da partícula, pois é sabido que, ao variar a energia da partícula, acaba havendo o surgimento de uma diferença entre a freqüência de oscilação do potencial acelerador e a freqüência de circulação da partícula num segmento da sua trajetória. Este efeito gera um erro inflacionário, que aumenta a cada volta, limitando assim a energia máxima da partícula.

A corrente nestes cíclotrons é da ordem de dezenas de micro-ampéres, suficientes para o estudo detalhado de estrutura nuclear com reações nucleares.

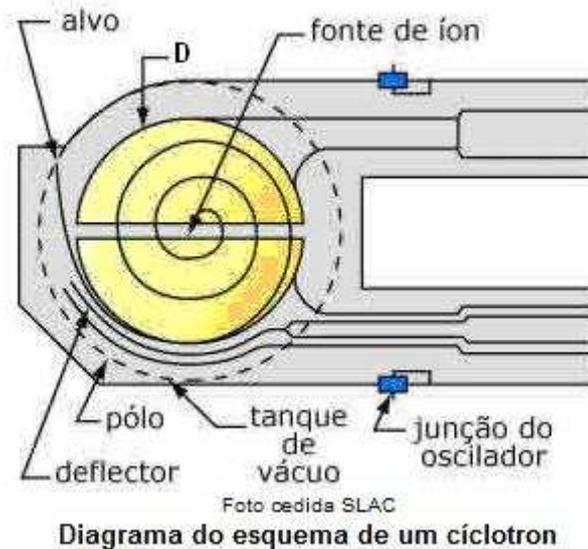


Fig. 7 Esquema de um Ciclotron

3.2.2 Síncrociclotron

Para resolver o problema de erro inflacionário e superar a limitação de energia do ciclotron, projetou-se um aparelho que possibilita variar a frequência aplicada aos “D’s”, de acordo com as necessidades de focalização magnética e a variação relativística da massa dos íons. Sua construção foi possibilitada pela existência de órbitas estáveis em que a frequência de revolução é igual a frequência da voltagem aplicada aos “D’s”. Se a frequência de oscilação for diminuída, as partículas tendem a permanecer nestas órbitas, absorvendo energia dos campos elétricos dos “D’s”. Mantendo-se o sincronismo, as partículas ganham energia e movimentam-se em órbitas de raios crescentes, até a órbita máxima permitida pelo design do magneto.

Uma grande vantagem deste aparelho é que não existe limite no número de revoluções necessárias para a obtenção de uma dada energia.

3.2.3 Síncrotrons

O desenvolvimento dos síncrotrons foi necessário para melhorar as soluções de aceleração de partículas cujas trajetórias são de raios fixos. Estes, da mesma forma que os ciclotrons, aceleram as partículas eletricamente e as confinam em campos magnéticos. A diferença é que o síncrotron utiliza o princípio da estabilidade de fase, mantendo desta forma o sincronismo entre campo elétrico aplicado e a frequência de revolução da partícula.

O funcionamento se dá através de um campo magnético que causa a deflexão da partícula para uma órbita circular, e cuja intensidade do campo é modulada de forma cíclica, mantendo assim órbitas cujo raio é bastante

estável e constante, apesar do ganho de energia e massa conseqüentemente. Uma vez que se usa o campo magnético para manter a órbita, em vez de acelerá-la, as linhas de campo magnético só são necessárias na região anular que é definida pela órbita. O campo é gerado por um eletromagneto anular. Os síncrotrons de prótons são os aceleradores de partículas que atingem maiores energias chegando a 800 GeV, enquanto o síncrotron de elétrons alcança no máximo 12 GeV. A velocidade do próton só chega próxima da velocidade da luz no vácuo com uma energia acima de 1 GeV. O próton acelerado não perde energia por radiação, ou se perde é muito pouco. Já os elétrons adquirem uma velocidade muito alta a energias relativamente baixas, e quando defletidos por campos magnéticos irradiam energia eletromagnética próxima do comprimento de onda dos raios X. Essa energia irradiada precisa ser reposta pelo sistema acelerador.



Fig. 8 Esquema de um Síncrotron.

3.3 Aceleradores lineares

O acelerador linear, também chamado de LINAC (linear accelerator), é um tipo de acelerador que faz a partícula seguir uma trajetória reta, onde a energia final obtida é proporcional à soma das diferenças de potencial geradas a partir dos mecanismos de aceleração dispostos ao longo da trajetória, que proporcionam pequenos incrementos de energia à partícula. Estes aceleradores podem ser de dois tipos: aceleradores de elétrons e aceleradores de prótons. O princípio de funcionamento deles é ligeiramente diferente.

O acelerador linear de elétrons consiste num sistema que utiliza um campo eletromagnético longitudinal móvel, para fornecer energia cinética para os elétrons. Este equipamento é provido de uma câmara de aceleração composta de um tubo de vácuo cilíndrico, tipo cavidade ressonante, ou guia de ondas, que orienta o campo acelerador. Existe também um amplificador de potência de vários megawatts que excita as câmaras aceleradoras (eletrodos) sucessivas e seqüenciais que forçam o deslocamento de uma frente de onda progressiva no tubo. Esta frente de onda, uma vez sincronizada pelos dispositivos aceleradores, se desloca cada vez com

maior velocidade, até chegar ao fim do tubo. O que assegura a sincronização é a velocidade de fase da onda progressiva, que acaba por se igualar à velocidade dos elétrons.

O acelerador linear de prótons utiliza o método de ondas eletromagnéticas estacionárias para acelerar prótons. Os prótons possuem massa em torno de duas mil vezes a dos elétrons, gerando uma barreira para sua excitação através de uma guia por ondas progressivas que tenham velocidade de fase igual à sua velocidade de avanço. Os prótons, cuja energia é de quatro megavolts, têm cerca de dez por cento da velocidade da luz, o que causa efeitos relativísticos. Estes fatores impossibilitam o uso da técnica de guia de ondas da mesma forma que se usa para elétrons. Logo, os aceleradores de ondas estacionárias são usados somente como injetores de prótons para aceleradores cíclicos de grande energia que possuem dispositivos para detectar e corrigir as distorções ocasionadas pelos efeitos relativísticos.

Um acelerador linear é constituído de um tubo muito longo em porções de comprimento variável, conforme figura 9. O feixe viaja através de uma série de eletrodos ocios tubulares conectados alternadamente por pólos opostos por uma fonte de voltagem ac. Partículas são aceleradas e cruzam o gap (espaçamento) entre os eletrodos. No interior do eletrodo, a partícula esta imersa numa região livre de campo elétrico por um tempo igual à metade do período de voltagem ac. Desta maneira, a polaridade da voltagem é revertida durante o tempo que a partícula está dentro do eletrodo, e ela é, então, acelerada para fora, de forma a cruzar o próximo gap. Por exemplo, se $t/2$ é o meio período da voltagem ac, então o comprimento do n-ésimo eletrodo para partículas de velocidade v_n deve ser $L_n = v_n t/2$. Para partículas não relativísticas de carga e , depois de atravessar n gaps de diferença de voltagem V_0 , a energia cinética da partícula é $T_n = neV_0 = 1/2mv_n^2$ e então $L_n = (neV_0/2m)^{1/2}t$. Ou seja, o comprimento do eletrodo deve, portanto, crescer com $n^{1/2}$. Para partículas relativísticas, onde $v \approx c$, os comprimentos dos eletrodos são praticamente constantes.

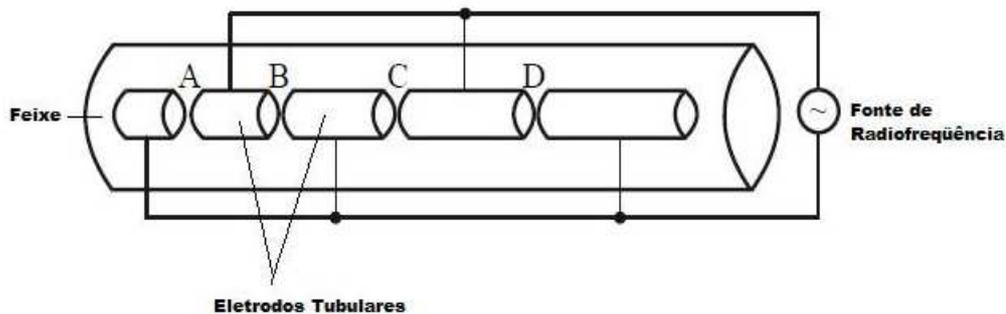


Fig. 9 Esquema de um acelerador linear.

Capítulo 4

Técnicas desenvolvidas no Laboratório de Implantação Iônica

No laboratório de Implantação Iônica do Instituto de Física da UFRGS, são desenvolvidas técnicas de modificação e análise de materiais. As técnicas de modificação, implantação e irradiação iônica, são aplicadas nos estudos básicos da interação íon-sólido, na dopagem de semicondutores, na modificação de superfícies metálicas, na irradiação de polímeros, etc.. As técnicas de análise utilizadas são RBS (Espectrometria por retroespalhamento Rutherford), PIXE (Partícula Induzida por Emissão de raios X), micro-PIXE, MEIS (Espalhamento de Íons de Média Energia), ERDA (Análise por detecção de Recuo Elástico), Canalização e NRA (Análise por Reação Nuclear). Tais técnicas têm como objetivo analisar danos de irradiação, cristalinidade, processos de difusão, contaminação, interfaces, localizar dopantes e analisar a composição de materiais e tecidos biológicos.

A implantação iônica consiste na injeção de íons em sólidos, modificando as suas propriedades elétricas, ópticas, químicas, mecânicas e magnéticas. A implantação iônica consiste em uma técnica alternativa única para produzir novos materiais, ligas e compostos meta estáveis, por ser um processo fora do equilíbrio termodinâmico, pois estes materiais não são obtidos por reações químicas ou tratamentos térmicos usuais. Hoje, a mais importante aplicação da implantação iônica é na indústria da microeletrônica como alternativa à tradicional difusão térmica de dopantes no silício.

Chamamos de irradiação iônica quando o feixe de átomos atravessa totalmente o filme ou a camada do material, produzindo efeitos através da energia depositada no material.

Na análise de materiais, as técnicas citadas acima cobrem a detecção de todos os elementos da tabela periódica, permitindo sua utilização em muitas áreas da ciência dos materiais. As técnicas não são destrutivas e trazem resultados quantitativos imediatos sem grande investimento em preparação de amostras.

No Laboratório de Implantação Iônica, existem dois aceleradores eletrostáticos: um acelerador de 500kV, do tipo Cockcroft –Walton (CW), e outro de 3MV, o Tandetron.

No acelerador CW, são acelerados feixes de íons positivos para aplicação das técnicas de: implantação iônica, reação nuclear (NRA-nuclear reaction analysis), RBS (Rutherford Backscattering Spectrometry) e MEIS (Medium Energy Ion Scattering).

O Tandetron tem como finalidade acelerar íons para as seguintes técnicas: NRA, RBS, ERDA, Implantação, Micro-PIXE e PIXE (Particle-

Induced by X-ray Emission).

A espectrometria de retroespalhamento Rutherford (RBS) usa íons de energia na região do MeV e é aplicada extensivamente na determinação precisa da composição de materiais, na distribuição de impurezas e na determinação da espessura de filmes. A medida do número e da energia dos íons retro-espalhados pelos átomos na região próxima da superfície dos materiais permite a identificação de suas massas atômicas e a determinação da distribuição dos elementos do alvo, em função da profundidade da amostra.

A técnica de análise MEIS é semelhante à RBS, e é utilizada na análise de superfícies e alvos finos. A diferença se encontra no sistema de detecção. No MEIS o sistema de detecção tem um poder de resolução de 0,3 keV, enquanto que na RBS a resolução é de 10 keV.

A presença de hidrogênio nos materiais (metais, ligas, semicondutores, polímeros, etc.) não pode ser medida com RBS porque o hidrogênio é o átomo mais leve. No entanto, a técnica de análise de átomos por recuo elástico (ERDA – Elastic Recoil Detection Analysis) é utilizada com vantagem para este fim. Usa-se um feixe incidente rasante de hélio ou outro íon mais pesado, o qual colide com o átomo de H, que por ser mais leve é arrancado da amostra e é medido no detector.

A técnica PIXE permite medir quantitativamente concentrações de elementos numa amostra. A amostra em análise é irradiada por partículas carregadas (prótons) de energias entre 1 e 3MeV que ejetam elétrons das camadas mais internas dos átomos da amostra. Os raios X característicos emitidos pela desexcitação dos átomos na amostra são analisados e sua composição do alvo é determinada.

Capítulo 5

Levantamento Radiométrico no Laboratório de Implantação

Para realizar as medidas de taxa de exposição em pontos estratégicos no Laboratório de Implantação, foi utilizado um detector do tipo Geiger-Mueller. Este detector consiste numa câmara de ionização por pulso que é um recipiente hermeticamente selado preenchido com um gás em que dois eletrodos produzem um forte campo elétrico. Os eletrodos podem ser planos, cilíndricos ou esféricos. As partículas cujas energias estão sendo medidas ionizam o gás contido na câmara entre os eletrodos. As cargas produzidas pela ionização são capturadas pelos eletrodos definindo um potencial, e é este o valor que é medido.

O detector foi calibrado com uma fonte radioativa de ^{137}Cs na faixa de equivalente de dose para fótons de 0,02 à 8mSv/h (taxa de exposição de 2 a 800mR/h).

As medidas de taxa de exposição no acelerador Tandetron foram realizadas durante experimentos utilizando a técnica PIXE, onde a tensão no terminal do acelerador era de 1MV, a corrente inicial e final eram de 20 e 5 μA respectivamente, e a energia final do feixe de prótons era de 2 MeV produzindo um feixe de $2,5 \times 2,5 \text{ mm}^2$.

No acelerador CW, as medidas foram feitas sob as seguintes condições: durante a técnica RBS os íons foram acelerados por uma tensão de 300 kV onde um feixe de partículas alfa (He^+) foi produzido com uma corrente de 50 μA .

Na planta, estão esboçados os pontos onde foram realizadas as medidas de taxa de exposição e os valores são apresentados na tabela 1.

Tabela 1.

Ponto	Taxa de exposição (mR/h)	Ponto	Taxa de exposição (mR/h)
A	0,15	H	0,10
B	0,00	I	0,10
C	0,00	J	0,00
D	0,00	K	0,40
E	0,00	L	0,25
F	0,00	M	0,15
G	0,15	N	0,10

De acordo com os dados apresentados na tabela 1, é possível observar que os pontos de maior exposição são os pontos identificados pelas letras K e L, que podem ser visualizados no capítulo 7.

Capítulo 6

Conclusões

Neste trabalho foram apresentadas as principais formas de interação de radiações por partículas carregadas, neutras e ondas eletromagnéticas, com a matéria. Também foram apresentados os diversos tipos de aceleradores de partículas.

Dentro do laboratório de implantação iônica do instituto de Física da UFRGS, onde encontramos aceleradores eletrostáticos, foram realizadas medições da taxa de exposição em pontos de maior probabilidade de haver fuga das radiações emanadas pelos aceleradores. O objetivo destas medições era avaliar se as blindagens dos aceleradores eram satisfatórias.

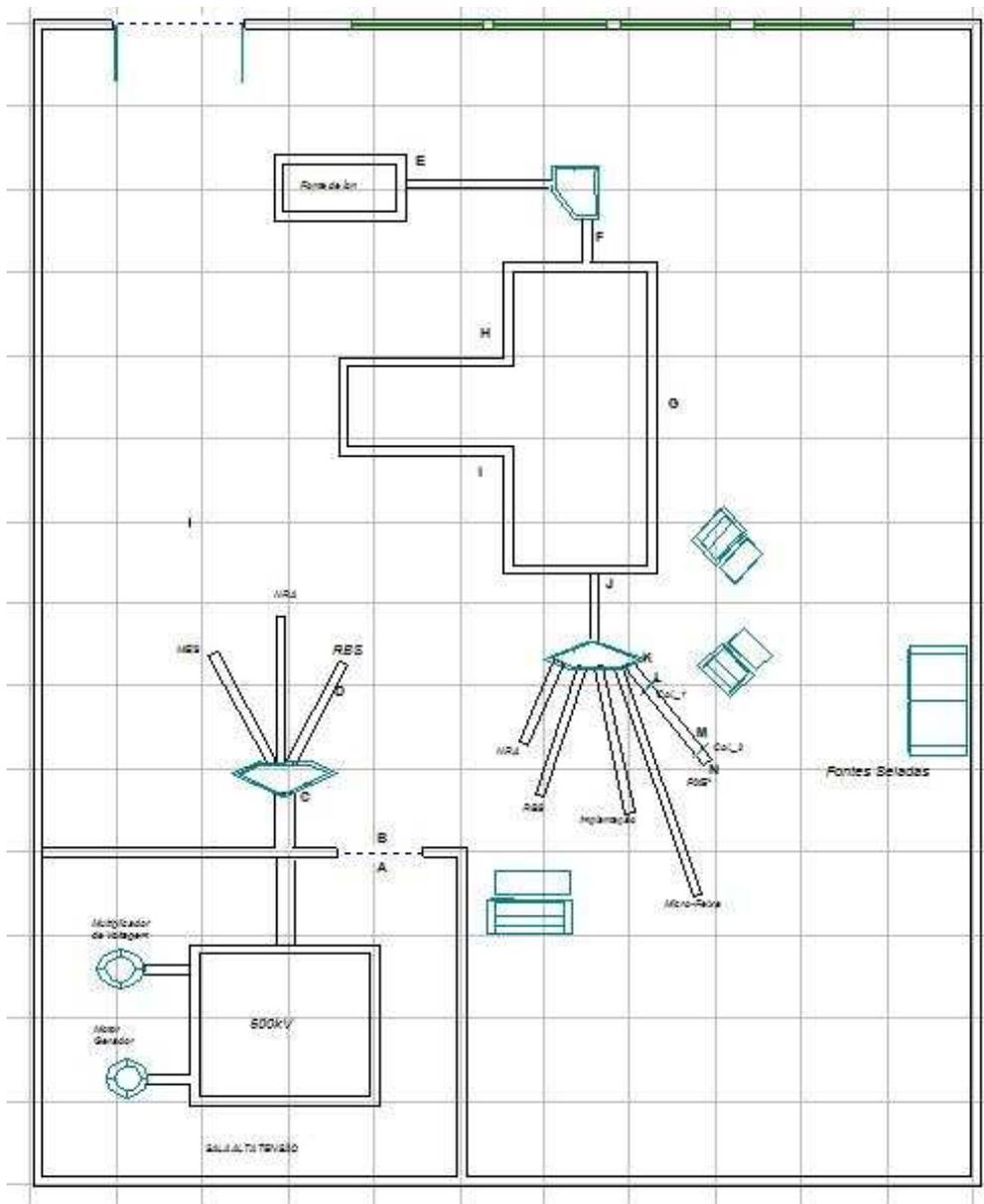
De acordo com as medidas realizadas e baseando-se nos limites contidos na norma nacional, CNEN-NN 3.01 de janeiro de 2005, que limita as doses anuais para indivíduos ocupacionalmente expostos em 20mSv/ano,

o que corresponde a 0,2 mR/h, conclui-se que não há necessidade de se adicionar blindagens aos aceleradores nem otimizar a disposição das áreas de trabalho, pois o posicionamento dos trabalhadores dentro do laboratório já está otimizado em áreas onde não há taxa de exposição.

Os únicos pontos que apresentaram medidas acima do limite citado (0,4 e 0,25mR/h) são um ponto na superfície do defletor de feixes e outro no colimador 1, ambos de difícil acesso.

Capítulo 7

Esboço da Planta do Laboratório de Implantação – IF – UFRGS



Bibliografia

- [1] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, second edition, Michigan, 1989.
- [2] K. S. Krane, *Introductory Nuclear Physics*, Oregon, 1988.
- [3] R. D. Evans, *The Atomic Nucleus*, New York, 1982.
- [4] I. Kaplan, *Nuclear Physics*, second edition, Cambridge, 1962.