

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA DE CAMPINAS
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA ELÉTRICA E ELETRÔNICA

ANTEPROJETO DE UM IMPLANTADOR
DE IONS PARA 40 KeV

FURIO DAMIANI
ORIENTADOR: PROF. C.I.Z. MAMMANA

TESE DE MESTRADO APRESENTADA À
FACULDADE DE ENGENHARIA DA UNI
VERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
JULHO/1976

À Olga e Umberto,
meus pais, dedico
este trabalho.

Agradeço a todos que cooperaram
neste trabalho com sugestões,
críticas, estímulo, boa vontade
e paciência.

Em particular ao Prof. Mammana,
por sua orientação e dedicação.

A Jaime Paladini, com o qual
trabalhamos desde seus tempos
de estagiário na EPUSP.

Ao Prof. Yukio Ishikawa, pelos
inúmeros auxílios prestados.

A todos os estagiários graduandos
por sua contribuição.

À EPUSP e à UNICAMP pelas facilidades
oferecidas.

Ao Prof. L.Q. Orsini e à direção
do LME, por aquilo que fizeram
para tornar nosso trabalho
possível na EPUSP.

Ao Prof. R.R. Scarabucci, pelo
apoio recebido na FEC-UNICAMP.

Aos colegas do LED e do LME, pelos
diversos auxílios prestados.

A J.P. de Souza e Marcelo
Pessoa.

A Rutênio G. de Menezes pelos
serviços de mecânica.

Aos desenhistas A.C.O. Campos,
Maria Auxiliadora Mazotini e José
Luiz O. Jr.

A Suzete H.Z. Costa e à Niura
A. Infanti pela dactilografia,
boa vontade e paciência.

À TELEBRAS, ao FINEP e ao BNDE,
pelo apoio financeiro recebido.

RESUMO

Este trabalho documenta a experiência obtida no projeto e construção de um implantador de íons no LME-EPUSP e o subsequente projeto de um implantador de íons para o Laboratório de Eletrônica e Dispositivos da Faculdade de Engenharia da UNICAMP.

Foram concluídos os projetos e desenhos de execução das partes componentes do implantador do LED, tendo sido introduzidas diversas modificações, baseadas na experiência anteriormente citada e também nas características propostas para o implantador do LED.

Entre estas podemos citar a elaboração de uma fonte de íons de concepção mais simples, a utilização de um espectrômetro de massa tipo setor magnético, uma câmara de alvo aperfeiçoada.

O sistema de vácuo é totalmente automático.

INDICE

1 PROJETO EXISTENTE

1.1 Descrição do implantador de íons existentes

2 NOVO PROJETO

2.1 Concepção do sistema de implantação iônica

2.2 Sistema de vácuo

2.3 Fonte de íons

2.4 Sistema extrator/lente eletrostática

2.5 Espectrômetro de massa

2.6 Fenda

2.7 Deflexão eletrostática

2.8 Câmara de alvo

3 DISCUSSÃO FINAL

APÊNDICE

A - Processos de ionização.

B - Teorema de Liouville

BIBLIOGRAFIA

PROJETO EXISTENTE 1

UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL

1.1 DESCRIÇÃO DO IMPLANTADOR DE ÍONS EXISTENTE

O Implantador de íons ora em funcionamento na Escola Politécnica da USP, foi fruto do trabalho conjunto realizado por nós e J.P.de Souza; este realizou o sistema de produção de íons positivos, objeto de sua tese de mestrado, defendida em 1973⁽¹⁾; a configuração final do implantador foi meta do trabalho conjunto desenvolvido por nós e J.P.de Souza, sob a orientação de C.I. Z. Margana, e consta desta nossa tese de mestrado.

A configuração final daquele projeto pode ser visualizada na fig. 1.1. Passaremos à descrição de cada uma de suas partes.

1.1.1 Fonte de íons

A fonte de íons está amplamente descrita na tese de J.P.de Souza⁽¹⁾.

É do tipo de elétrons oscilantes^(2,3) utilizada em separadores de isótopos e em implantadores de íons. A máxima corrente de feixe iônico que ela pode fornecer é da ordem de 500 μ A.

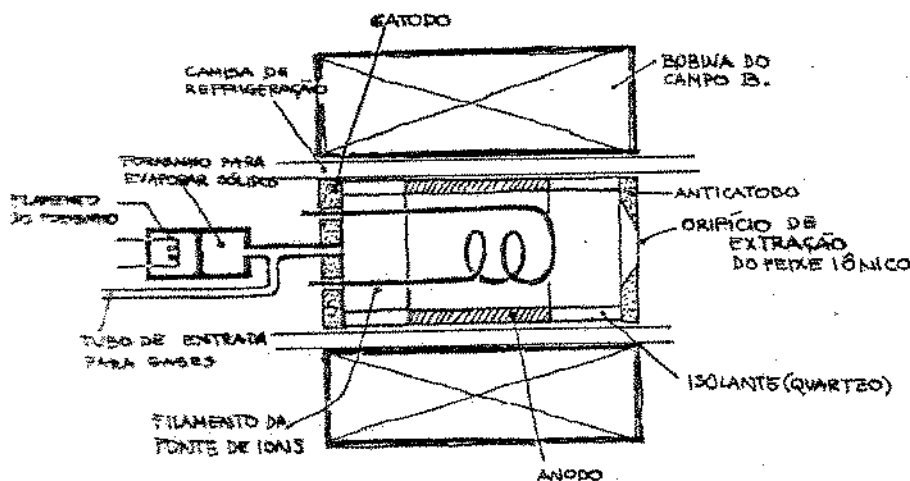


Fig. 1.2 - Esquema da fonte de íons de elétrons oscilantes

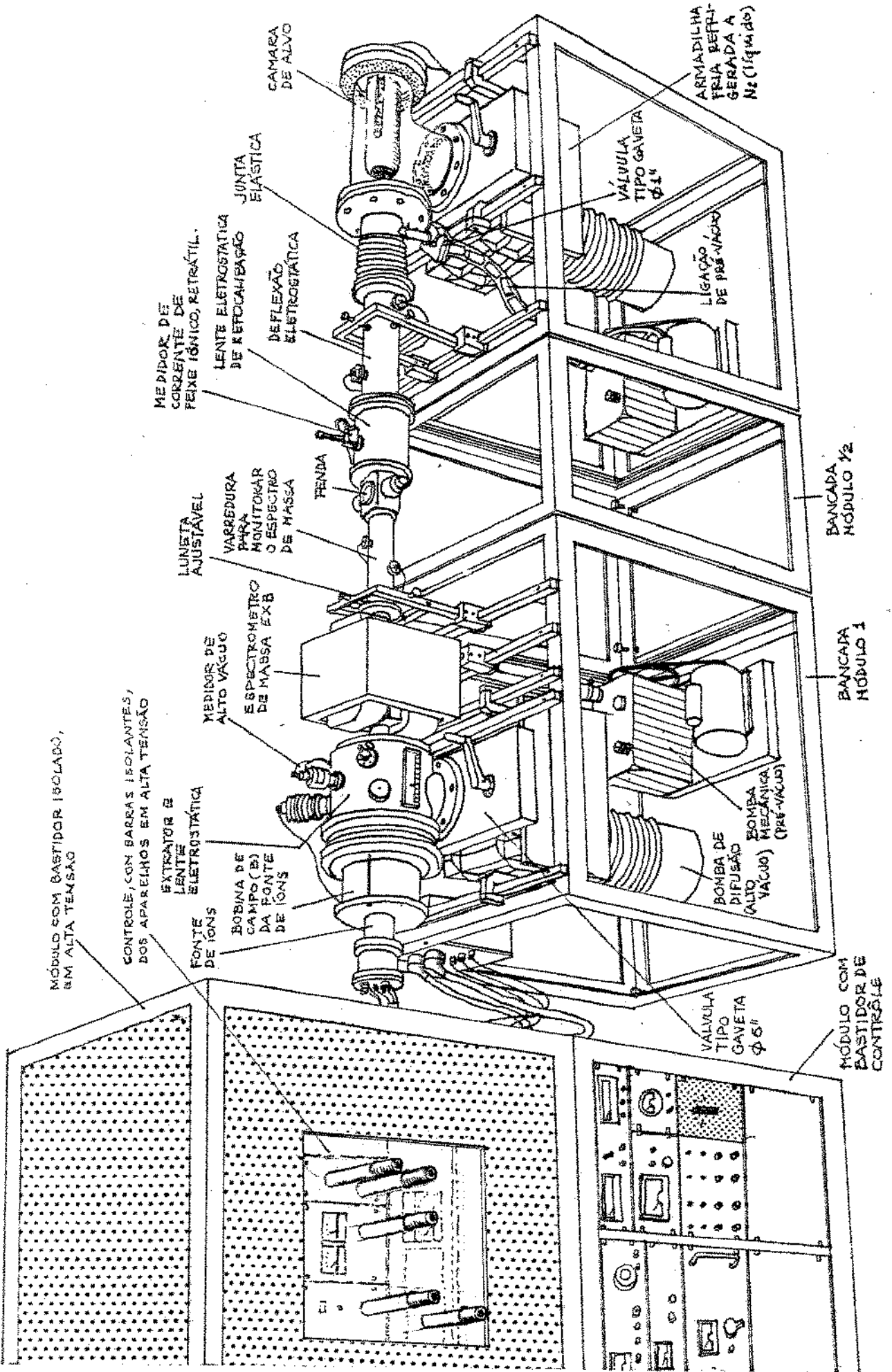


Fig. 1.1 - Configuração final do implantador construído no LME-EPUSP

Possui um forninho que a capacita gerar íons a partir de substâncias sólidas com baixa pressão de vapor à temperatura ambiente.

Isto a caracteriza como uma fonte de íons versátil, podendo gerar íons a partir de substâncias em qualquer estado físico.

É possível medir temperaturas em diversos pontos da fonte com termopares de cromel-alumel.

Naquele trabalho foram introduzidas poucas modificações na fonte de íons, visando tornar sua montagem mais fácil e a troca de cargas do forno mais rápida. Além disso, as fontes de potência elétrica, c.c. a ela associada tiveram seus fatores de ondulação melhorados, já que os existentes (2%) introduziam uma modulação de 120Hz na amplitude da corrente do feixe e na focalização.

Vantagens da fonte: eficiência elétrica na geração de íons, versatilidade na geração de íons (pode produzir virtualmente todos os íons da tabela periódica) e baixa dispersão de energia dos íons gerados.

Desvantagens: dificuldade de montar e desmontar a fonte, o que é periodicamente necessário para trazer os filamentos e limpar os isoladores; materiais como tubo de quartzo e peças de grafite, de relativa dificuldade de obtenção; dificuldade no alinhamento mecânico da fonte; necessidade de um sistema de refrigeração a óleo isolante; necessidade de uma bobina para geração do campo magnético axial.

Fontes de potência elétrica necessárias:

1 fonte ajustável CC de anodo 250V, 300 mA, 0,1%

1 fonte ajustável CC para o eletroímã de 15V, 12A,

0,1%

1 fonte ajustável CC para o filamento 200W, 0,1%

1 fonte ajustável CA para o filamento do forno -
 110V, 2,5A.

1.1.2 Extrator e lente unipotencial

Naquele projeto a geometria de extração é passível de variação podendo-se trocar os eletrodos de extração. Essa geometria foi então intensamente estudada.

O ângulo θ é de 50° . O ângulo α pode ser variado substituindo-se o eletrodo de extração. Dos resultados de Souza deduz-se que há pequena influência de α na intensidade de corrente extraída. Entretanto α afeta a focalização do feixe iônico.

O eletrodo de extração está solidário à montagem da lente eletrostática (fig.1.4) que pode deslizar sobre trilhos com patins de teflon.

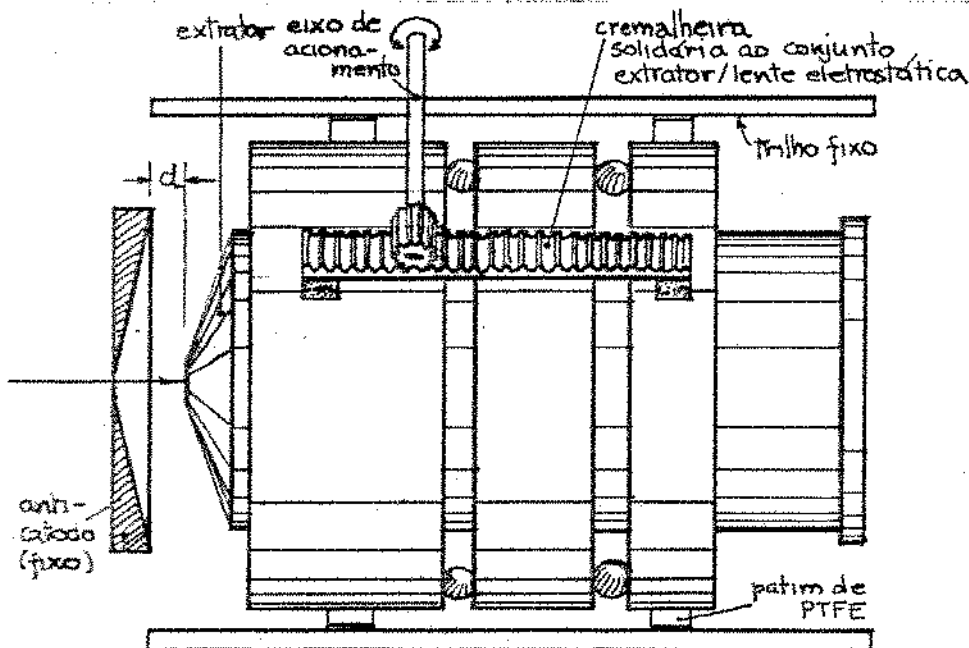


Fig. 1.4 - Conjunto extrator/lente eletrostática.

É possível desta maneira variar a distância d entre o eletrodo extrator e o orifício de extração através de um sistema de cremalheira que desloca todo o conjunto. Um visor externo que permite a medida direta da distância d .

A lente eletrostática unipotencial é de

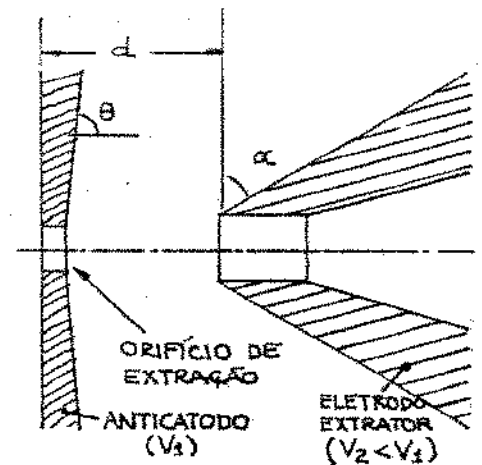


Fig. 1.3 - Geometria de extração; d é a distância entre o eletrodo extrator e o orifício de extração; θ é o ângulo do antecátodo, α é o ângulo do extrator.

o tipo descrito e medido por Liebmann(4), bastante interessante por minimizar as aberrações óticas no feixe por ela focalizado.

As dimensões principais da lente são mostradas na figura 1.5.

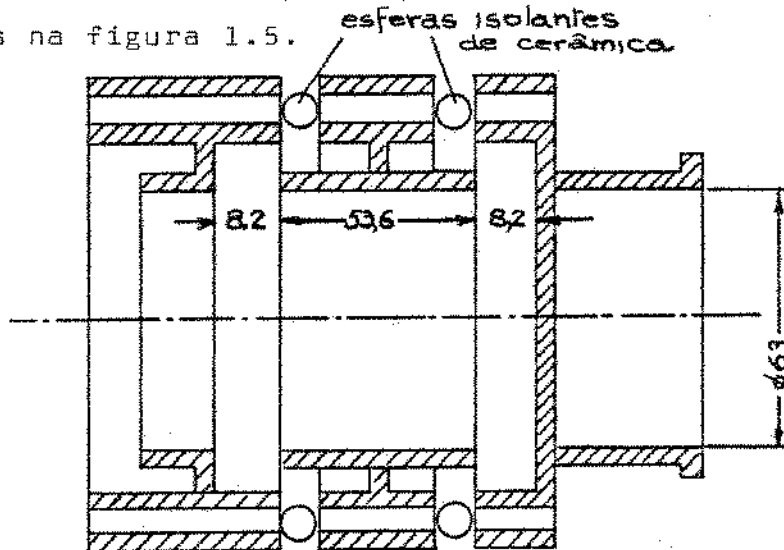


Fig. 1.5 - Dimensões principais da lente eletrostática unipotencial.

Desvantagens da montagem mecânica escolhida para a lente: necessidade de esferas isolantes de cerâmica densa (de precisão melhor que centésimo de milímetro); volume extra necessário para o sistema de alinhamento e isolamento; usinagem complicada, grande peso de material nobre (aço inox) necessário na sua construção.

Vantagens: obtenção das características óticas necessárias. Pode trabalhar em alta temperatura.

Fontes de potência elétrica necessárias:

1 fonte CC regulável de 30 KV 1 mA para a extração e aceleração do feixe iônico.

1 fonte CC regulável de 15 KV, 250 μ A para a lente unipotencial.

1.1.3 Espectrômetro de massa

O espectrômetro de massa é do tipo seletor de velocidades proposto por Wien (5) em 1902, e também conhecido pelo nome de filtro de Wien.

Wählin (6,7) o utilizou mais recentemente (1964 - 1965) na construção de um separador de isotópos. É utilizado em implantadores de íons com geometria linear (8).

Temos na figura 1.6 o diagrama funcional de um seletor de velocidades.

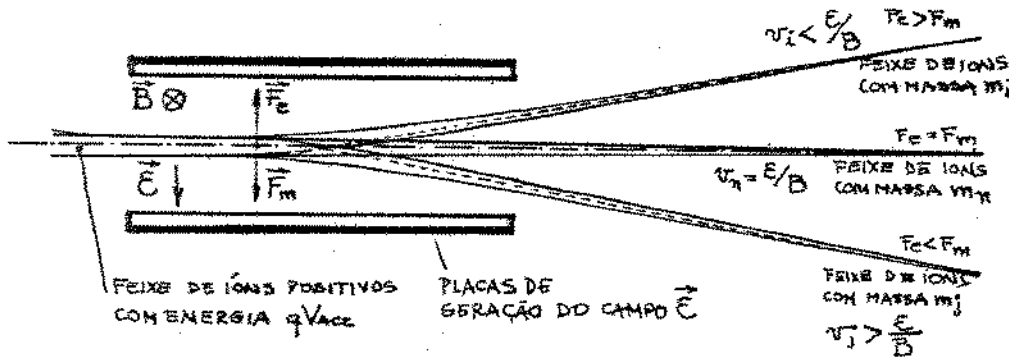


Fig. 1.6 - Esquema de funcionamento do espectrômetro de massa do tipo seletor de velocidades.

Sobre o feixe iônico, agem duas forças: uma magnética e outra elétrica, F_m e F_e ; quando $\vec{F}_m = \vec{F}_e$ o feixe continuará sem perturbação sua trajetória através do espectrômetro de massa.

$$\vec{F}_m = q\vec{v} \times \vec{B} \quad (1.1)$$

$$\vec{F}_e = -q\vec{E} \quad (1.2)$$

No caso $\vec{v} \perp \vec{B}$, então poderemos escrever

$$qvB = qE \quad \therefore \quad v = |\vec{E}|/|\vec{B}| \quad (1.3)$$

se a velocidade do feixe $v > B/E$ o feixe se deslocará no sentido do campo elétrico; se $v < B/E$ no sentido contrário.

O feixe iônico pode ser considerado razoavelmente monoenergético. A dispersão de energia no feixe é em torno de 10 a 50 eV, característica esta da fonte de íons e do sistema ótico de extração/focalização.

Portanto as massas com carga elétrica do feixe se deslocam com velocidades

$$v_n \approx (2 q V_{acc} / m_n)^{1/2} \quad (1.4)$$

v_n - velocidade da massa m_n
 q - carga elétrica elementar
 V - potencial acelerador
 m_n - massa do íon n

Para um dado módulo do campo magnético e do elétrico B_n e E_n , apenas a massa m_n cuja velocidade é expressa pela relação 1.3 passa imperturbada pelo sistema. As outras massas são desviadas. Assim o sistema é capaz de separar massas de acordo com a velocidade, donde o seu nome.

Vantagens do separador de velocidades:

- sistema linear
- peso e tamanho relativamente pequenos
- relativamente econômico
- a transmissão através do separador não depende de um limite máximo para o produto energia-massa (dos íons).

Desvantagens do separador de velocidades:

- usa duas fontes de potência elétrica
- os íons neutros são transmitidos pelo separador
- possui aberrações devidas ao campo magnético e elétrico
- possui poder de focalização

Fontes de potência elétrica utilizadas:

Para o campo elétrico: 4 fontes Lambda Electric Co., mod. 28M de 350 VCC, associadas duas a duas em série.

Para o eletroímã: fonte de corrente regulada 2,5A Sorensen mod.300.

Foi observado grande astigmatismo do feixe introduzido pelas placas paralelas do campo elétrico. Melhoramos a simetria do feixe arredondando as bordas destas placas. Conforme citado por Souza(1) convém modificar o sistema de geração do campo elétrico utilizando uma montagem semelhante à descrita por Wählin (6), que além de tornar mais uniforme o campo elétrico no interior do separador permitirá reduzir o entreferro da eletroímã, podendo-se obter assim campos magnéticos mais intensos, aumentando a dispersão entre os feixes separados.

1.1.4 Fenda e coletor

Após passar pelo espectrômetro, o feixe original de íons dispersado pelo mesmo se subdivide em feixes iônicos monocromáticos (*) divergentes. Para se obter apenas o feixe de massa escolhida, devemos barrar a passagem dos outros feixes existentes, o que é feito usando dois anteparos de bordas paralelas separados por uma distância regulável (fenda) que permite a passagem do feixe iônico escolhido.

Para medir a intensidade dos feixes iônicos emergentes do espectrômetro, e portanto obter o espectro de massas, existe um coletor colocado após a fenda. Este é constituído, por um conjunto conhecido como copo de Faraday e permite coletar os íons que a ele chegam, conhecendo-se assim a magnitude da corrente de íons, ou seja, o número de íons que chegam por unidade de tempo.

(*) Por associação com o conceito da óptica, significando constituído de uma só massa.

1.1.5 Sistema de vácuo

Consta de uma bomba mecânica de pré-vácuo e de uma bomba de difusão a óleo de 6 polegadas de diâmetro. A pressão no interior da fonte de íons é da ordem de 10^{-3} a 10^{-4} Torr. Na região do feixe a pressão é da ordem de 10^{-5} Torr.

Durante aquele trabalho, este sistema foi modificado de modo a permitir que:

- 1- O ciclo de vácuo diminuísse de maneira apreciável;
- 2- A pressão final diminuísse para 10^{-6} Torr a 10^{-7} Torr;
- 3- O vácuo fosse contaminado o mínimo possível pelo óleo proveniente da bomba de difusão.

O objetivo da tese de J.P.Souza consistia na construção e medidas de performance do conjunto de geração de íons positivos, portanto até a fenda e coletor descritos no item 1.1.4. Durante o trabalho, fizemos a implementação do implantador de íons utilizando o sistema existente como produtor de íons, modificando-o para que pudesse ter as características desejadas, projetando e construindo o sistema de refocalização de flexão eletrostática, câmara de alvo e sistema de vácuo.

Desejávamos obter um ciclo de vácuo menor que o existente, que era de cerca 20 min. Seria considerado razoável um ciclo de 5 min.

Para obter este efeito foram adquiridas duas bombas de difusão de 2000 l/s e 152,4mm de diâmetro (6 polegadas) e 2 bombas mecânicas de 300 l/s.

É necessário lembrar que só se usufrue do potencial de bombeamento de vácuo se ⁽²⁴⁾:

- a- o volume a evacuar for minimizado.
- b- as condutâncias do sistema forem ma

ximizadas

O sistema antigo não satisfazia estas condições.

Foi projetada e construída uma válvula gaveta de 6" em alumínio com comando manual.

Foi projetado e construído um sistema de arrefecimento de alta condutância em dois estágios: refrigeração a água com placas dispostas como pás de hélice e refrigeração a $N_2(l)$ tipo Chevron paralelo.

NOVO PROJETO
2

2.1. CONCEPÇÃO DO SISTEMA DE IMPLANTAÇÃO IÔNICA

Nesta parte discorreremos sobre o implantador de íons visto como um conjunto, delineando características gerais de importância e de detalhando outras, que servirão de hipóteses quando do projeto das partes constituintes.

Uma primeira opção quanto à estrutura do implantador deve ser feita. Vejamos, em primeiro lugar, quais as partes básicas componentes de um implantador.

Como vemos na fig. 2.1.1, necessita-se de uma fonte de íons (FI), de um sistema de extração-aceleração do feixe iônico (EXT), de um sistema de análise ou espectrometria de massa do feixe iônico (ESP), de uma câmara de alvo (C.A.).

O sistema de vácuo (S.V.) deve manter em vácuo todo o implantador.

Um sistema de medidas e controle faculta o comando e o registro das variáveis e parâmetros que influenciam o processo de implantação iônica (M.C.)

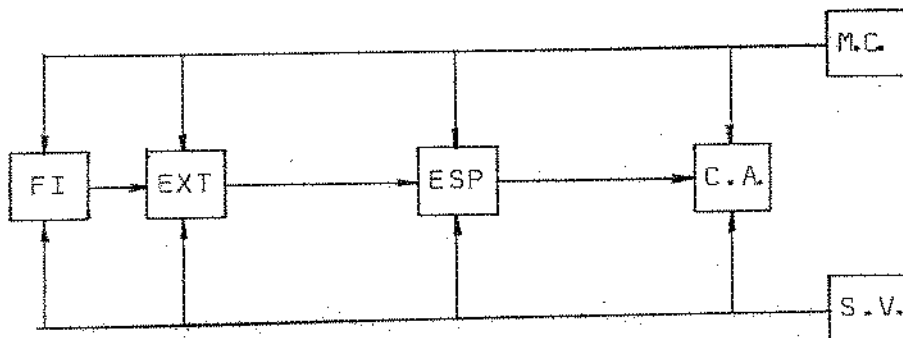


Fig. 2.1.1 - Partes básicas de um implantador.

Existem muitas configurações possíveis para um implantador⁽¹⁾. Desejamos, utilizamos a da Fig. 2.1.2 para o nosso projeto. Nela todo o implantador, excetuando-se a fonte de íons, está em potencial de Terra, estando esta polarizada positivamente em relação à terra.

É este potencial que irá extrair os íons da fonte, gerando o feixe iônico. O potencial de extração (V_{ext}) acelera os íons conferindo-lhes uma energia $E = qV_{acc} = qV_{ext}^*$ onde V_{acc} = potencial de aceleração.

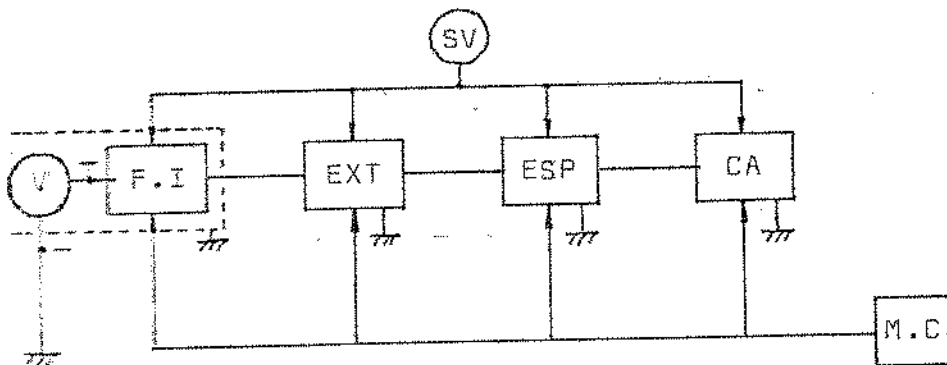


Fig. 2.1.2 - Configuração para implantador incluindo ligação de fonte de alta tensão e sistema de vácuo.

Omitimos no diagrama os componentes de óptica iônica necessários para a focalização e deflexão de varredura do feixe iônico. A primeira é necessária para a proceder à espectrometria de massa e a segunda para a implantação de amostras cuja área é muito maior do que a seção reta do feixe iônico.

A necessidade de focalizar o feixe reside, em primeiro lugar, no fato de que as ópticas iônicas possuem aberrações cujos efeitos podem ser desprezados se o feixe iônico puder ser

* Adotamos neste trabalho a convenção Q para carga total e q para o valor numérico da carga elementar (carga do elétron).

considerado paraxial, com dimensões transversais reduzidas em relação às dimensões das ópticas iônicas. Lembremos também que a distribuição de velocidades e a densidade de íons na seção reta do feixe não é uniforme e que os efeitos de repulsão por carga espacial nem sempre são desprezíveis, dependendo da densidade de íons e do espaço percorrido pelo feixe iônico de uma dada energia.

Estas considerações nos levam a concluir que o controle sobre o feixe iônico será mais preciso se:

- a densidade de corrente de feixe iônico for relativamente baixa;
- a energia dos íons não for muito baixa, ou seja, a velocidade dos íons é suficientemente alta para que o efeito da carga espacial num dado espaço percorrido seja desprezível;
- os espaços percorridos não sejam excessivamente grandes;
- as dimensões transversais do feixe iônico sejam pequenas.

Todas as condições acima estão interrelacionadas. Algumas considerações fixam pontos para um subsequente relacionamento; a energia do feixe iônico após a extração deverá ser entre 20 e 40 KeV, pois este é o intervalo ótimo de extração de feixe da fonte de íons, que é capaz de fornecer até, no máximo, centenas de microampères de corrente de feixe iônico⁽¹⁾.

Esta corrente, por sua vez, associada à energia dos íons permite focalizações do feixe da ordem de 1 mm^2 de área da sua seção reta, sem haver efeitos observáveis da repulsão devida à carga espacial, em espaços percorridos da ordem de 1-2 metros.

Os valores acima são práticos, obtidos

com nossa experiência no implantador construído no Laboratório de Microeletrônica da EPUSP e de inúmeras bibliografias citando aspectos práticos desses parâmetros.

Outra opção para manter pequena a área da seção reta do feixe é a utilização de diagramas ou colimadores. Este método reduz a corrente do feixe iônico e, embora muito simples, nem sempre pode ser utilizado; em feixes com acentuada divergência angular, apenas o diâmetro do feixe é reduzido, mas não sua divergência. A óptica iônica mantém a magnitude da corrente de feixe iônico e permite variar sua divergência; portanto, deve ser usada quando não se pode perder corrente de feixe e quando se deseja um maior controle do feixe iônico.

A fonte de íons deve ser de um tipo simples de executar, de manutenção simples, capaz de fornecer uma corrente máxima de 1mA.

Se possível, não utilizará refrigeração forçada com líquidos refrigerantes, pois a fonte de íons estará em alta tensão, o que requer que o sistema de refrigeração permita isolação elétrica de pelo menos 40 KV. Como a corrente de feixe iônico extraída é relativamente pequena, não nos preocuparemos, numa primeira aproximação, com a eficiência elétrica de geração de íons.

É muito importante que a manutenção da fonte de íons seja simples e que seja pouco frequente.

A troca rápida de materiais ionizáveis e a possibilidade de utilizar materiais ionizáveis tanto sólidos, quanto líquidos e gasosos são premissas de grande interesse para o usuário do implantador.

O espalhamento de energia dos íons gerados também deve ser pequeno, para que não haja necessidade de utilizar filtros de energia. Se

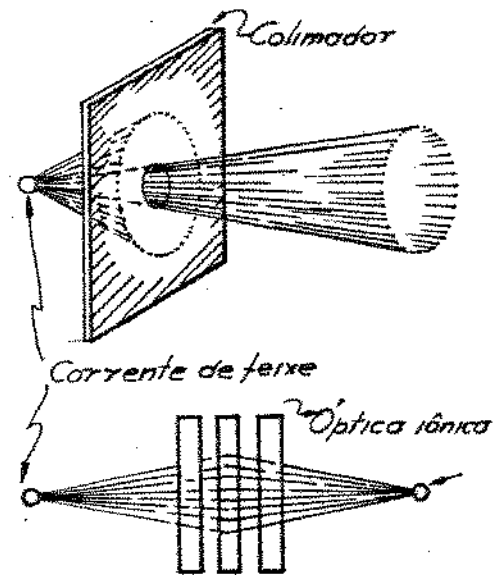


Fig. 2.1.3 - Colimador e óptica iônica.

o espalhamento de energia for grande, esta última exigência será necessária, caso contrário não conseguiremos fazer uma análise de massa conveniente.

A extração do feixe estará necessariamente associada a uma lente iônica, que conjugará ao objeto fornecido pela fonte de íons uma imagem, focalizada exatamente no plano da fenda existente após o espectrômetro de massa e cuja função é deixar passar o feixe iônico de massa escolhida, impedindo a passagem dos outros feixes iônicos separados pelo espectrômetro de massa. Quanto menor for a dimensão do feixe na direção transversal à essa fenda, melhor a possibilidade de separar dois feixes iônicos adjacentes.

O espectrômetro de massa deve ser capaz de separar o feixe monoenergético que lhe é entregue, composto por íons de diversas massas e cargas elétricas, em feixes monoenergéticos compostos por íons de mesma massa e carga elétrica, que serão separados fisicamente pela fenda anteriormente mencionada.

O espectrômetro de massa deverá ser capaz de separar a massa de 190 u.m.a. da massa 181 u.m.a., pois assim estaremos em condições de implantar íons isotopicamente puros de qualquer elemento da tabela periódica, além de moléculas cujo peso molecular não exceda 190 u.m.a.

Assim como todas as partes do implantador que têm influência sobre as características do feixe iônico, o espectrômetro de massa também deve introduzir um mínimo de aberrações no feixe de íons.

Após a fenda teremos, portanto, um feixe iônico monoenergético isotopicamente puro, o qual precisará ser varrido sobre a amostra a implantar, pois a área desta será muito maior do que a seção reta daquele.

O sistema escolhido para efetuar a varredura deverá permitir a variação da área varrida, manter a uniformidade da varredura dentro de pelo menos 1%, ser simples de realizar e usar fontes de potência elétrica com tensões de saída moderadas, se o sistema de varredura for elétrico.

Embora possam ser usadas varreduras mecânicas, que movem a amostra, estas requerem elementos móveis que estarão dentro do sistema de vácuo, o que implica em um sistema mecânico de precisão de preferência movido magneticamente, para evitar possíveis fontes de vazamentos se se utilizarem vedações dinâmicas. A precisão mecânica necessária para se obter uniformidade na varredura melhor do que 1% obriga, portanto, a uma sofisticação do sistema mecânico, que tem também limitações quanto à velocidade dos movimentos de varredura. Alguns autores já utilizaram varreduras deste tipo, que possuem três vantagens; a de manterem sempre o mesmo ângulo de incidência do feixe iônico sobre a amostra e a de não introduzirem aberrações no feixe de ions e de tornarem mais curto o caminho do feixe iônico após a análise de massa, podendo ficar o porta-amostra logo em seguida à fenda.

As varreduras magnéticas são muito mais dispendiosas e complicadas do que as eletrostáticas, devendo essas últimas serem consideradas quando não se deseja usar uma varredura mecânica.

Existem sempre ions neutralizados se deslocando na direção do feixe iônico; para evitar que este feixe neutro, não controlado pelos elementos de óptica iônica que manipulam o feixe iônico, atinja a amostra, torna-se obrigatório o uso de um desviador de feixe iônico precedendo a câmara de alvo. No caso de utilizar uma varredura eletrostática, esta pode ser polarizada convenientemente de modo a desviar o feixe iônico de

um ângulo constante, suficiente para que o feixe neutro não atinja a amostra.

A câmara de alvo deve possuir meios para fixar amostras de dimensões variadas, assegurando um bom contato térmico e elétrico como porta-amostra, o primeiro para evitar sobreaquecimento causado pela energia transferida à amostra pelo feixe iônico e o segundo para evitar que o potencial da amostra se eleve, causando inúmeros problemas e para permitir a medida do número de íons implantados.

Suponhamos que um feixe iônico de 100µA esteja implantado uma amostra com energia de 40 KeV. A potência elétrica do feixe iônico, quase totalmente transformada em calor na amostra, é de

$$P_f = 100 \cdot 10^{-6} \cdot 40 \cdot 10^3 \text{ W} = 4 \text{ W}$$

Os íons que atingem a amostra são de massa e carga elétrica conhecidas; a corrente iônica é proporcional ao número de íons que atinge a amostra. Como o bombardeio iônico gera elétrons secundários é necessário utilizar meios para evitar que estes provoquem leituras de corrente iônica errôneas.

A câmara de alvo também deve possuir meios de controlar a temperatura da amostra durante a implantação. Temperaturas entre aproximadamente 770K e 1100 K são geralmente úteis.

Existem dois pontos da trajetória do feixe iônico onde interessa medir a corrente de íons: um é após a fenda, pois neste ponto é que podemos obter com precisão o espectro de massa dos íons fornecidos pelo implantador; o outro é na amostra, pois a integração temporal da corrente nos fornece o número total de íons implantados.

A fonte de íons e toda a trajetória do feixe iônico, até a câmara de alvo deve estar em vácuo.

O vácuo na fonte de íons depende do ti
po de fonte de íons utilizada, mas a partir da ex
pressão o vácuo deve ser de boa qualidade, espe-
cialmente na região da câmara de alvo; nesta de
ve-se ter pressões menores ou iguais a $2 \cdot 10^{-6}$ Torr
e o vácuo deve ser isento de moléculas de hidro-
carbonatos, caso contrário degradam-se as carac-
terísticas das implantações ⁽⁸⁾.

Para poder haver troca de amostras sem
quebrar o vácuo em todo o implantador, convém
usar uma válvula do tipo gaveta que isola a câma-
ra de alvo do resto do implantador. Pelo mesmo
motivo é interessante haver a possibilidade de
trocar o material ionizável na fonte de íons sem
quebrar o vácuo do resto do sistema.

O ciclo de vácuo deve ser de preferên-
cia pequeno; tempos da ordem de 10ms parecem ser
bem razoáveis.

O sistema de vácuo deve ser automático
de modo que o usuário não tenha de controlar cons-
tantemente as diversas variáveis que regem seu
funcionamento.

Os materiais utilizados para a constru-
ção do implantador devem ser escolhidos de modo
a poderem ser encontrados no Brasil.

Acreditamos que uma documentação com
pleta, com todos os desenhos de execução atuali-
zados, seja de extrema importância para que o co
nhecimento conseguido possa ser transmitido e con
servado.

2.2. SISTEMA DE VÁCUO

O sistema de vácuo deve proporcionar pressões menores ou iguais a 10^{-6} Torr em todo o volume onde passa o feixe iônico, mais em particular, na câmara de alvo.

A fonte de íons necessita de pressões mais altas para o seu funcionamento, da ordem de 10^{-2} Torr. Para conseguir conciliar ambas as necessidades de vácuo, faz-se um bombeamento diferencial. Uma bomba de vácuo bombeia a região da câmara de alvo, mantendo a pressão necessária. Outra é ligada perto da região de extração; a pressão na fonte de íons é mantida controlando-se o fluxo de gás (ou vapor) a ser ionizado e através do bombeamento através de uma grande impedância que no caso é o orifício de extração (1mm de diâmetro) e por alguns furos dispostos em torno da placa de extração.

Para se conseguir vácuo das ordens de grandeza estipuladas, são usadas bombas de difusão e óleo, de 152mm de diâmetro e velocidade de bombeamento nominal de 2100 l/s. Para seu funcionamento cada bomba necessita de uma bomba mecânica de pré-vácuo que lhe fica em série, sendo também utilizada para pré-evacuar o volume bombeado (24).

A capacidade de bombeamento da bomba mecânica é de 300 l/m.

Entre as bombas de difusão e o sistema bombeado foram colocadas armadilhas frias, refrigeradas a nitrogênio líquido, que impedem que o óleo da bomba de difusão penetre no sistema evacuado.

O sistema de vácuo é automatizado e possui proteção para eventuais vazamentos e falta de água de refrigeração das bombas de difusão. Foi adquirido com válvulas pneumáticas e controlador de ciclo automático, possuindo uma válvula

do tipo gaveta sobre a armadilha fria de cada conjunto.

A automatização do sistema de vácuo permite ao operador de implantador se concentrar nos parâmetros de interesse da implantação iônica.

A fig. 2.2.1 mostra o sistema de vácuo do implantador. Uma válvula do tipo gaveta separa a câmara de alvo do resto do sistema. Estão indicados os pontos onde se mede o vácuo. Para pressões até 10^{-3} Torr são utilizados transdutores de pressão a termopar. Para pressões mais baixas utilizamos medidores do tipo catodo frio, que são bastante resistentes, podendo inclusive ficar ligados em pressões altas sem maiores problemas, o que não acontece com os medidores a catodo quente, que só podem funcionar em pressões abaixo de 10^{-4} Torr.

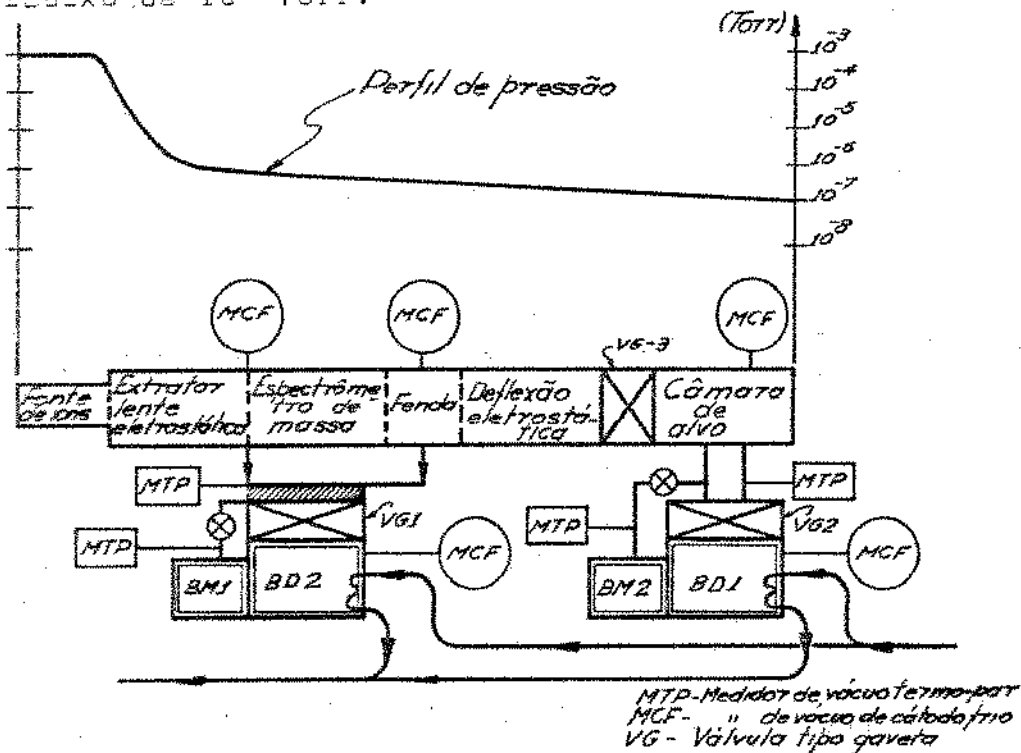


Fig. 2.2.1 - Sistema de vácuo do implantador de íons (o perfil de pressão apresentado é apenas ilustrativo).

2.3 FONTE DE ÍONS

2.3.1 Processos de Ionização

As fontes de íons utilizam um processo de ionização na geração de íons.

Para ionizar um átomo ou molécula precisamos criar meios para que um elétron possua energia adequada para:

a- Escapar do âmbito de ação atrativa do átomo, no caso de ionização positiva.

b- Ser capturado pelo átomo, no caso de ionização negativa.

Em implantação iônica usam-se geralmente íons positivos, pois assim não existe o eventual problema de elétrons serem acelerados junto com os íons. Além disso a produção de íons negativos é mais difícil que a de positivos.

Os processos de ionização conhecidos estão sumarizados abaixo:

- I- Ionização por impacto de elétrons
- II- Ionização por impacto de íons
- III- Ionização puramente térmica
- IV- Ionização por centelhamento
- V- Ionização por campo elétrico
- VI- Ionização por troca de carga
- VII- Ionização por captura de elétrons
- VIII- Ionização por radiação
- IX- Ionização por emissão nuclear
- X- Ionização por contato

Estes processos estão descritos com algum detalhe no apêndice A.

2.3.2 Fontes de Íons

As fontes de íons são montagens projetadas para aproveitar ao máximo as características

de interesse de um certo processo de ionização.

2.3.2.1 Parâmetros para a avaliação de desempenho de fontes de íons

Definem-se alguns parâmetros que permitem comparar quantitativamente o desempenho de fontes de íons. Os principais são:

a- Espécie de íons produzidos

Interessa saber de quais elementos a fonte é capaz de fornecer íons. Nem sempre é necessária grande flexibilidade: uma fonte para realizar eletro-erosão deve ser capaz de fornecer íons apenas de gases nobres de maior peso molecular (Ar, Kr, etc).

b- Intensidade de corrente iônica

É a medida do número de cargas (dos íons) por unidade de tempo, emitidas pela fonte.

Se os íons forem monoionizados, esse número é igual ao número de íons emitido.

De acordo com a aplicação, este parâmetro pode ser menos importante do que outros, mas de uma forma geral interessa ao usuário que as correntes produzidas sejam relativamente altas.

c- Divergência do feixe

A divergência angular do feixe iônico produzido pela fonte de íons é definida como segue.

Suponhamos um feixe iônico deslocando-se segundo uma direção geral de propagação z , conforme a figura 2.3.1.

Consideremos um plano $\alpha = \text{pl}(z = \bar{z} = \text{cte})$ que contém o eixo z ; perpendicular a este plano tracemos um outro, β , que intercepta o eixo z numa cota \bar{z} . As trajetórias dos íons interceptam o plano numa área A_r , chamada de secção reta do feixe.

Podemos identificar a intersecção dos planos α e β com uma das direções cartesianas, por exemplo y , como na fig. 2.3.1.

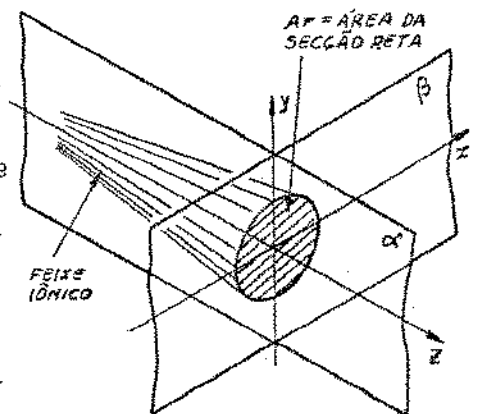


Fig. 2.3.1 - Planos e eixos definidos num feixe de íons.

Consideremos agora a fig.2.3.2. Nela é representado um plano α . Na secção reta indica re, por um ponto A passam diversas trajetórias que formam ângulos com o eixo z desde um valor α_1 até um valor α_2 . Costuma-se utilizar o valor da tan gente para indicar o ângulo; assim $y'_A = dy/dz$ $y=A$

Podemos construir um gráfico com estes valores, como na fig. 2.3.3 onde $\alpha_1 = \text{arc tg}(y'_1)$ e $\alpha_2 = \text{arc tg}(y'_2)$

Para conhecermos completamente o feixe na secção reta em z é necessário traçar os gráficos pelo menos para duas direções ortogonais x e y. No caso de haver simetria radial no feixe basta um dos gráficos, já que o outro será idêntico.

Para poder conhecer o feixe em todo o eixo z é necessário conhecer os gráficos em cada ponto z do eixo.

O espaço definido pelas coordenadas y, y' é chamado de espaço de fase, entretanto é cos tumeiro usar o espaço y, p_y onde p_y é o momento transversal da partícula. A relação entre y' e p_y é

$$y' = p_y / p_z \quad (2.3.1)$$

onde p_z é o momento da partícula no eixo z.

d- Emitância da fonte de íons

É uma medida da dispersão angular do feixe iônico. É definida como

$$E = 1/\pi A(y, y') \quad (2.3.2)$$

onde A(y, y') é a área definida no plano de fase pelo gráfico da divergência.

Vê-se que quanto maior a dispersão angular do feixe, tanto maior será a emitância.

Deseja-se, portanto, que a emitância do feixe seja sempre a mínima possível.

No caso de feixes onde o efeito das for

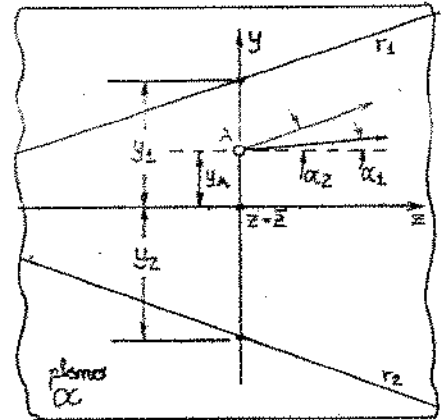


Fig. 2.3.2 - Diagrama explicativo da divergência angular do feixe iônico.

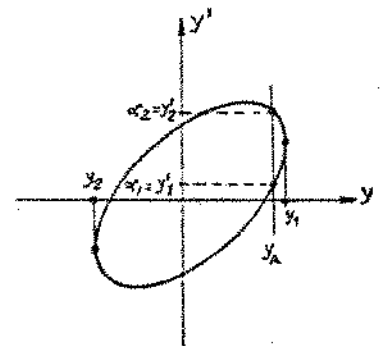


Fig.2.3.3 - Gráfico da divergência angular do feixe iônico (espaço de fase)

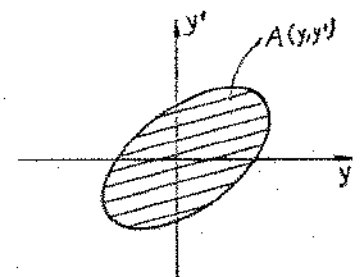


Fig. 2.3.4 - Área do espaço de fase, proporcional à emitância.

ças devidas à carga espacial pode ser desprezado, e supondo não haver perdas de energia na trajetória, a aplicação do teorema de Liouville nos indica que o valor da emitância se mantém constante sempre que o potencial do eixo ($V(z)$) não varie, ou seja o feixe não está sendo nem acelerado e nem retardado. No entanto, o produto

$$A_n = \frac{D}{m_0 c} A(y', y) = \frac{v/c}{1-(v/c)^2} A(y', y)$$

onde v é a velocidade da partícula, é invariante e permite definir uma emitância normalizada

$$E_n = A_n / \pi_0$$

O teorema de Liouville é aplicável também para feixes de grande intensidade de corrente. No entanto, neste caso E_n aumenta.

e- Brilho

O brilho de uma fonte quase pontual é definido pela relação: (ver fig. 2.3.5)

$$B = I/A\Omega^2 = I/\pi^2 R^2 \alpha^2$$

onde: I - corrente total em Ampères

A - área da fonte em m^2

Ω - ângulo sólido que contém todas as trajetórias que partem do centro da área A da fonte em (steradianos)²

α - semi-ângulo de abertura do feixe em (radianos)

$$A = \pi R^2$$

$$\Omega = \pi \alpha$$

Quando a área da fonte for grande, onde α passa a ser função de u esta expressão não pode ser aplicada.

O brilho médio pode ser expresso em ter

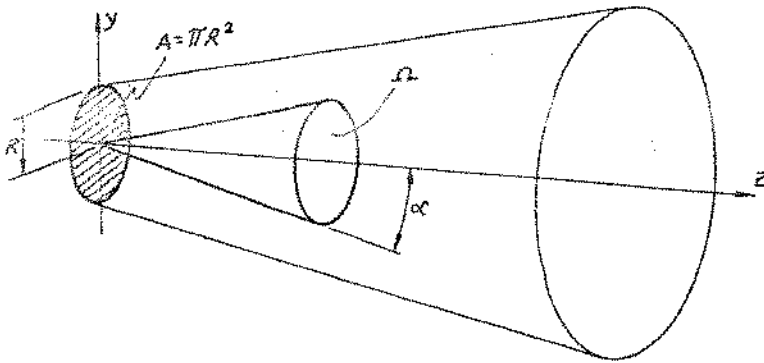


Fig. 2.3.5 - Diagrama da emissão de íons por uma fonte de área A.

mos da emitância (x) $E(y, y')$:

$$B = 2I/\pi^2 E(y, y')^2$$

Para efeitos de comparação entre fontes convém usar o brilho normalizado, definido por:

$$B_n = 2I/\pi^2 E_n$$

É sempre desejável que o brilho seja intenso. O brilho é, como vimos, inversamente proporcional à emitância da fonte.

f- Espalhamento de energia

No caso de serem usados espectrômetros de massa para a análise do feixe iônico ou outros dispositivos similares que pressuponham que a energia do feixe seja constante, o espalhamento de energia passa a ter grande importância.

Se for necessário usar uma fonte que forneça íons cujo espalhamento de energia é grande, existem meios de tratar deste problema por meio de filtros de energia, que porém reduzem a corrente utilizável do feixe iônico. Há também a possibilidade de serem construídos espectrômetros que focalizam num mesmo ponto de saída elementos de mesma massa atômica mas com energias

diferentes. Estes equipamentos, entretanto, com aplicam bastante a estrutura do sistema e só de vem ser usados onde for imprescindível.

g- Eficiência de ionização

Ela afeta a fonte de íons de duas maneiras.

1- Consumo energético de ionização

Refere-se à razão entre a corrente de feixe iônico e a potência consumida na fonte para produzi-lo. Uma alta eficiência permite obviamente extrair feixes iônicos de alta intensidade a baixo custo energético, não significando com isso que não se possam extrair feixes de alta intensidade com eficiências baixas.

2- Necessidade de bombeamento

Se a eficiência de ionização é baixa, há uma quantidade maior de resíduos gasosos que devem ser bombeados pelo sistema de vácuo. Uma eficiência elevada permite utilizar sistemas de vácuo com menor capacidade de bombeamento.

2.3.2.2 Tipos de fontes de íons

Como o assunto é extenso, devemos dirigir o nosso interesse para aquelas que se mostram favoráveis para o uso em implantação iônica.

Isso não exclui a possibilidade de se vir a construir uma fonte de íons diferente dessas, já que nunca se pode afirmar taxativamente que alguma coisa seja irrealizável; no entanto, como premissa, devemos tomar que a realização prática de uma fonte está alicerçada no conjunto de tecnologias disponíveis na nossa realidade e na memória, traduzida pelo arsenal de técnicas expostas pela bibliografia existente e ainda pela experiência.

Na tabela da fig. 2.3.61, publicada por Wilson R.G.(1973) (8) nos dá uma boa idéia so-

| FONTE DE ÍONS TIPO | ESPALHAMENTO DE ENERGIA (eV) | CORRENTE TOTAL DE FEIXE IÔNICO (A) | DENSIDADE DE CORRENTE DE FEIXE IÔNICO (A/cm ²) | PRESSÃO DE TRABALHO (Torr) | ESTADO FÍSICO DO MATERIAL A IONIZAR | POTÊNCIA ELÉTRICA NECESSÁRIA (W) | COMENTÁRIOS |
|---------------------------------|------------------------------------|---|---|----------------------------------|---|---|---|
| Ionização por campo elétrico | 20 a 40 | 10^{-10} a 10^{-8} | 10^0 a 10^{-2} | 10^{-8} | gasoso | | Campos elétricos altos $5 \cdot 10^6$ V/cm |
| Duoplasmatron | 10 | 10^{-3} a 10^{-1} | 10^{-2} a 1 | 10^2 a 10^1 | gasoso/vapor | 1000 | V_{ext} 2 a 3 KV, $V(arco)$ 40 a 70 V |
| RF | 30 a 500 | 10^{-4} a 10^{-2} | 10^{-3} a 10^{-1} | 10^{-4} a $>10^2$ | gasoso/vapor | 100-300 | 10 a 1000MHz; B da ordem de 40 G |
| Centelhamento | 10^2 a 10^4 | 10^{-6} a 10^{-2} | 10^1 a 10^2 | $<10^{-8}$ a $\approx 10^{-6}$ | sólido/gasoso | 500 | Geração de átomos neutros, emissão não uniforme |
| Ionização da superfície | 0,2 a 0,5 | 10^{-5} a 10^{-2} | 10^{-4} a 10^{-2} | $<10^{-6}$ | vapor/átomos adsorvidos | 100 | Ioniza átomos com pequeno V_1 |
| Arco de baixa tensão | 0,2 a 2 | 10^{-4} a 10^{-3} | 10^{-3} a 10^{-2} | 10^3 a 10^{-2} | sólido/gasoso | 100 | |
| Arco de alta tensão | 10^4 | 10^{-3} a 10^{-2} | 10^{-2} a 10^{-1} | 10^2 a 1 | gasoso | 200 | |
| Impacto de elétrons | 1 | 10^{-10} a 10^{-8} | $\approx 10^{-7}$ | 10^{-4} | gasoso | 10 | |
| Elétrons oscilantes | 10 a 50 | 10^{-3} | $\approx 10^{-2}$ | 10^{-4} a 10^3 | gasoso | 100 | |

| TIPO DE TUBO | POTENCIAL DE ATRAÇÃO DE IÔNICA (eV) | CORRENTE TOTAL DE IÔNICA (A) | RENTAGEM DE CORRENTE DE IÔNICA (A/cm ²) | PRESSIONE DE TRATAMENTO (Torr) | ESTADO FÍSICO DO MATERIAL A DEPOSITAR | POTÊNCIA ELÉTRICA NECESSÁRIA (W) | COMENTÁRIOS |
|--------------------------------------|-------------------------------------|------------------------------|---|--------------------------------|---------------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|
| Bombardeio por elétrons termoiónicos | 1 a 10 | 10^{-10} a 10^{-3} | 10^{-10} a 10^{-3} | 10^7 a 10^2 | gases/líquidos/sólidos | 50-150 | |
| Descarga tipo Penning | 10 | 10^{-1} a 1 | 10^{-4} | 10^{-4} | gasoso | até 10^4 | Eficiência > 80 |
| Sputtering | 10 a 50 | 10^{-4} a 10^{-2} | 10^{-3} a 10^{-2} | 10^{-4} | sólido | 200 | |
| Vaporização por feixe de elétrons | ≈10 | 10^{-4} a 10^{-2} | 10^{-3} | 10^{-4} | sólido | 500 | Ioniza sólidos com baixa pressão |
| Catodo frio | 50 | 10^{-5} a 10^{-3} | 10^{-4} a 10^{-3} | 10^{-1} a 1 | gasoso | 20 | Grande vida útil |

bre as opções possíveis a ser feitas.

2.3.3 Anteprojeto da fonte de íons para o implantador iônico

As características da fonte de íons no nosso caso deveriam ser:

a- Produção de íons de qualquer espécie, a partir de substâncias sólidas, líquidas ou gasosas. Pode ser uma fonte que seja capaz de ionizar gases ou vapores das substâncias líquidas e gasosas, devendo, portanto, poder trabalhar em condições de temperatura e pressão condizentes. Os feixes produzidos não precisam ser monocromáticos, isto é, ser constituídos de íons de apenas uma espécie atômica.

b- Intensidade de corrente de íons no intervalo 10^{-6} - 10^{-3} A.

c- Pequena divergência do feixe iônico. Mais do que divergência radial nos interessa a simetria na emissão, pois a óptica associada pretende ser do tipo de simetria cilíndrica.

d- Pequena emitância.

e- Alto brilho. Para permitir que a óptica iônica funcione a contento.

f- Espalhamento de energia da ordem de 0,1% da tensão de extração mínima. Esta estará em torno de 10-15 KeV, portanto o $\Delta E_{\max} \sim 10^{-15}$ eV

g- Eficiência de ionização. Não é um parâmetro de suma importância, já que a eficiência elétrica pode ser baixa e o bombeamento certamente será suficiente para permitir ordens de grandeza de variação no fluxo de gás necessário para o funcionamento da fonte.

h- Facilidade de construção da fonte de íons. Este é um ponto muito importante. A fonte de íons deve usar materiais facilmente dispo

níveis no Brasil e necessitar de usinagens e processos de fabricação usuais, com margem de tolerância prontamente conseguida numa oficina medianamente aparelhada.

i- Facilidade de manutenção. A fonte deve ser de tal modo construída que suas partes susceptíveis de serem gastas pelo uso sejam facilmente substituíveis.

j- Estabilidade e repetibilidade de funcionamento.

k- Uso de fontes de potência elétrica encontráveis no mercado nacional. Todos os acessórios da fonte deverão ser, de preferência, simples, seguros e de relativo baixo custo.

Conclusões:

Na Tabela 2.3.6. vemos que as fontes do tipo Duoplasmatron, Ionização por superfície, Centelhamento de baixa-tensão, Elétrons oscilantes, Bombardeio de elétrons com catodo aquecido, e Vaporização por bombardeio de elétrons satisfazem os itens b e g e parcialmente a, no entanto, a premissa a já nos coloca em posição de poder optar por um processo de ionização: o de ionização por impacto de elétrons. É o processo mais versátil e permite ionizar qualquer substância desde que átomos ou moléculas desta possam ser colocadas em condições de poder colidir com elétrons cuja energia cinética esteja acima de 10 eV.

Dentro do espectro de projetos de fontes de íons que se baseiam no processo de ionização por impacto de elétrons podemos identificar duas classes:

- a- Fontes de íons a catodo quente
- b- Fontes de íons a catodo frio

Estas últimas não utilizam filamento e

centente não requerem uma fonte de energia para a eletrificação; entretanto a tensão entre catodo e anodo é parcialmente alta e as correntes que podem ser extraídas são relativamente mais baixas que as caídas pelas fontes a catodo quente.

Vamos descrever os fatores de importância no funcionamento de uma fonte por impacto de elétrons a catodo quente.

O catodo emite elétrons que são acelerados na direção do anodo por um potencial positivo.

No percurso entre catodo e anodo os elétrons vão se chocar com os átomos (ou moléculas) do gás que foi ali introduzido para ser ionizado.

Existe então uma probabilidade de choque que depende da substância que constitui o gás sendo proporcional à seção de choque que ela apresenta ao elétron, de sua distribuição volumétrica, que está associada à pressão e à temperatura em que se encontra. A probabilidade depende do comprimento da trajetória do elétron entre catodo e anodo.

Além disso os choques dos elétrons com os átomos podem ser elásticos ou inelásticos, sendo que no primeiro caso o átomo pode ficar apenas excitado, sem se ionizar, o que indica que é necessário um número médio de choques de elétrons com o átomo para poder ionizá-lo.

Se a energia dos elétrons for inferior a eV_0 (energia de ionização) a probabilidade de ionização de um átomo no estado fundamental é zero. Se a energia do elétron for bastante alta isto não exclui sempre a probabilidade de ionização. No caso de descargas elétricas, especialmente aquelas com grande densidade de corrente de elétrons, muitos átomos já se encontram excitados e elétrons com menor energia têm maior probabilidade de ionizar esses átomos, cedendo uma

energia $e(V_1 - V_{exc})$ onde V_{exc} é a energia cedida pelo elétron anterior que excitou o átomo (10).

Pode-se definir uma eficiência de ionização em termos de íons gerados por unidade de comprimento e por unidade de pressão

$$S_e = \frac{n^{\circ} \text{ íons}}{\text{compr. pressão}} = \text{m/Kg}$$

A eficiência S_e é uma função da energia cinética E_K dos elétrons como pode ser visto na fig. 2.3.7.

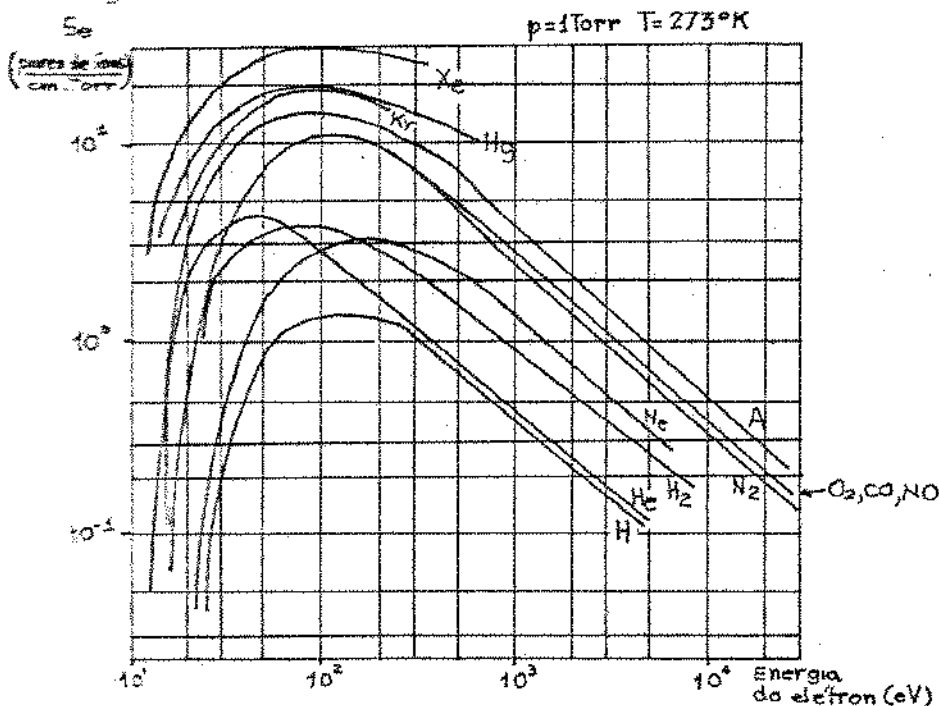


Fig. 2.3.7 - Variação da eficiência de ionização S_e com energia dos elétrons E_K (10).

É interessante notar que existe um máximo de eficiência para um certo valor de E_K .

No percurso entre catodo e anodo teremos sempre uma mistura de elétrons primários, produzidos no catodo, elétrons secundários, produzidos no campo de um choque ionizante, partículas neutras do gás, íons do gás ionizados em diversos pontos, partículas neutras excitadas, elétrons se

partículas provenientes de choques com o anodo, íons e átomos provenientes do catodo e anodo.

No regime, estabelece-se um plasma que contém todas as partículas citadas acima e uma região em frente ao catodo, onde apenas se movem íons do plasma, atraídos pelo potencial negativo elétrons gerados no catodo, situação esta representada na figura 2.3.8.

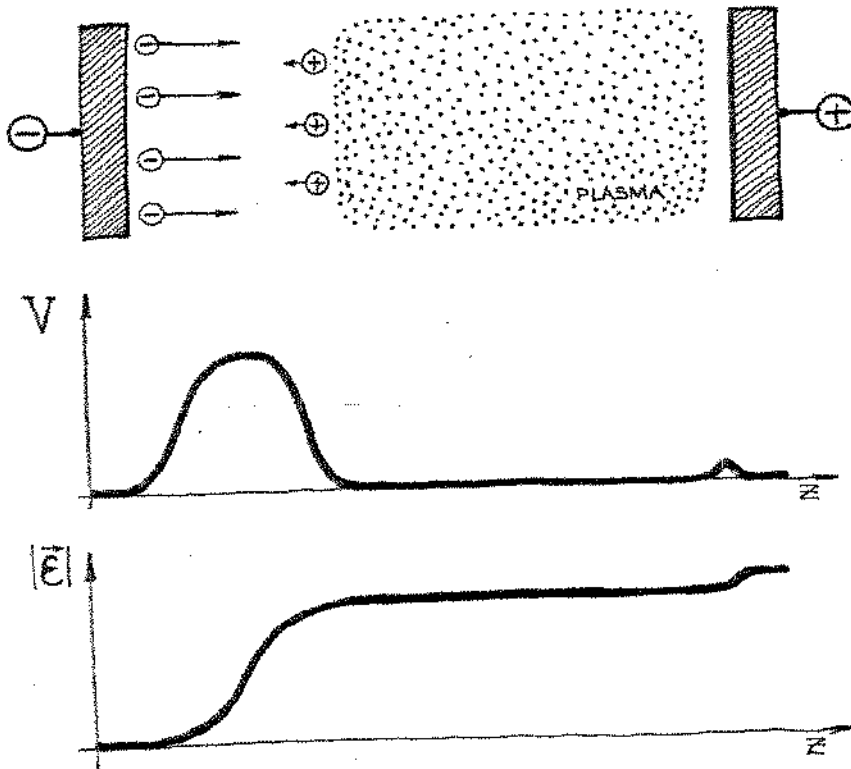


Fig. 2.3.8 - Região entre catodo e anodo. Diagramas qualitativos do potencial e do campo elétrico.

Devemos lembrar, também, que diversos processos de recombinação tendem a reduzir a eficiência de ionização: recombinação devida à captura de um elétron por um íon, recombinação devida ao choque de um íon negativo com um positivo, etc. É razoável esperar que quanto mais tempo um íon formado permanecer no plasma, maior a probabilidade de recombinação: é necessário, portanto, retirar os íons formados rapidamente para aumentar a eficiência de ionização.

Lembremos que os íons formados são lentos, isto é sua velocidade varia muito pouco mes-

mo após um choque com um elétron energético com transferência total de momentum, já que a massa do íon é pelo menos três ordens de grandeza maior que a do elétron. Os íons formados derivam para o catodo, na direção oposta aos elétrons, mas com velocidades diversas ordens de grandeza menor.

2.3.3.1 Descrição da fonte de íons construída para este trabalho

Vamos, agora, mostrar a fonte de íons desenvolvida para este projeto. Um corte em perspectiva é visto na figura 2.3.9.

Na figura 2.3.10 podemos ver que ela consta basicamente de um filamento de Tungstênio que gera os elétrons, os quais são atraídos pelo anodo de algumas centenas de volts.

Entre o filamento e o anodo, numa região limitada pelo cope do catodo, estabelece-se um plasma, como descrito anteriormente.

O cope do catodo está polarizado com um potencial ligeiramente negativo em relação ao filamento, assim como os escudos térmicos, de maneira a garantir que a corrente de elétrons se dirija para o anodo.

O volume interno da câmara formada pelo cope de catodo foi mantido mínimo; os motivos para tal decisão são:

a- Diminuir as necessidades de potência elétrica no filamento para manter o volume contido pelo cope do catodo em alta temperatura (inclusive o cope de catodo). Destarte substâncias cuja pressão de vapor é baixa e que foram evaporadas às custas do calor gerado no filamento não se condensarão nas paredes do volume citado.

b- Minimizar o volume do plasma, uma vez que as correntes extraídas da fonte de íons

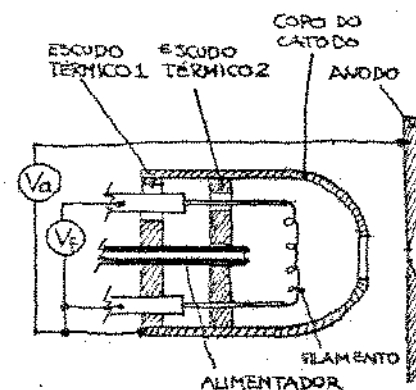


Fig. 2.3.10 - Esquema da fonte de íons a catodo quente.

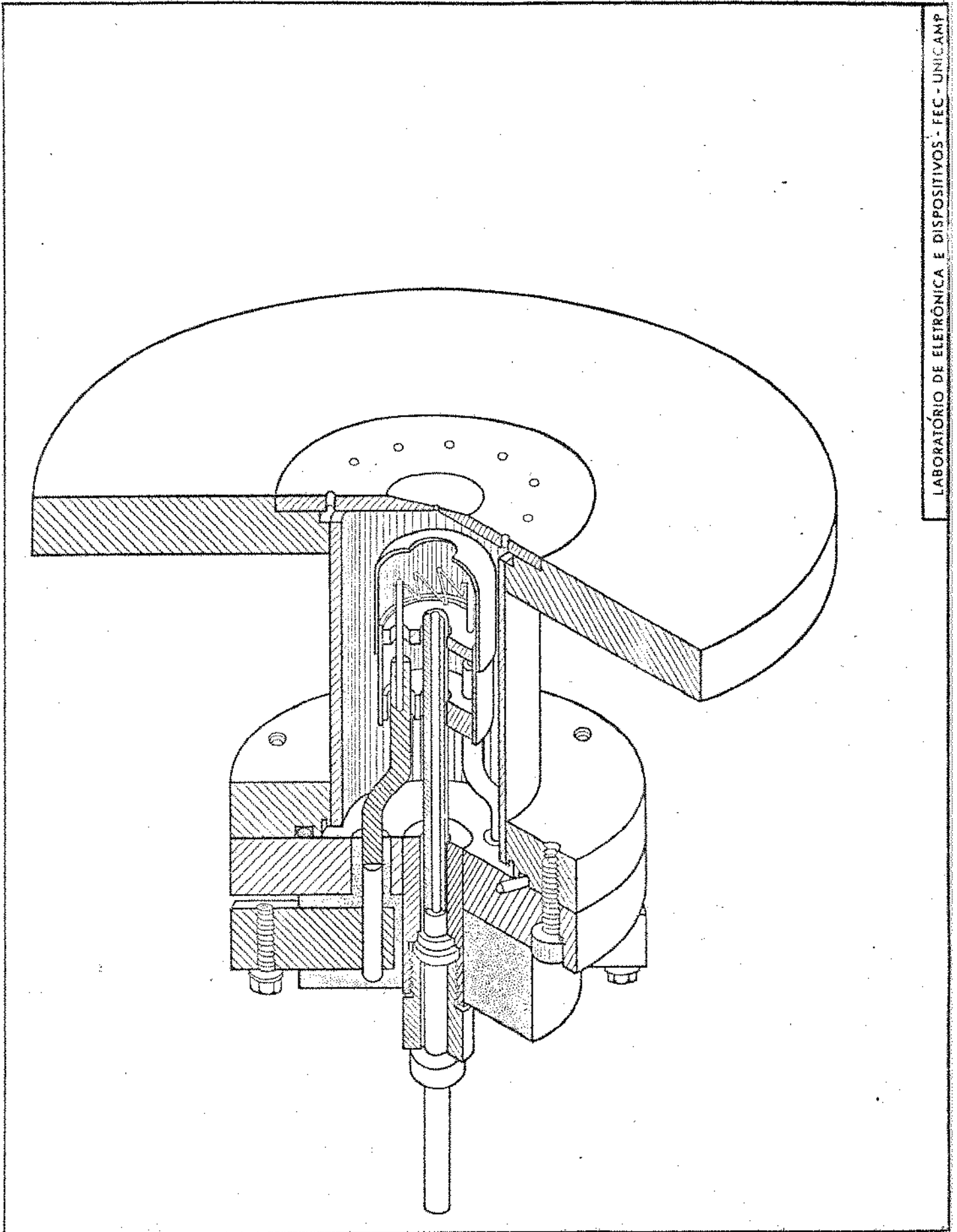


Fig. 2.3.9 - Corte em perspectiva da fonte de íons a catodo quente.

são relativamente baixas (tipicamente 100 μ A). Essa minimização permite diminuir a dissipação de potência térmica na fonte simplificando o sistema de arrefecimento.

O copo do cátodo tem a função de limitar especialmente a corrente de elétrons do filamento para o anodo e também a de escudo térmico, tendo sido executado em aço inoxidável polido para este fim.

O filamento é suportado por duas barras de tungstênio de 1,5 mm de diâmetro às quais é conectado por meio de solda a ponto. Por sua vez, as barrinhas são fixadas por pequenos parafusos às barras de aço inoxidável que trazem a corrente de filamento. Uma das barras de aço inoxidável é totalmente isolada eletricamente; a outra está em contato elétrico com o sistema escudo térmico/copo do cátodo. Todo o resto da câmara está no potencial do anodo. A isolamento elétrico e a vedação de vácuo para ambas as barras condutoras foi executada em resina epoxi pura, por meio de um processo a vácuo descrito no CODEX (referência). Os terminais para ligação com a fonte de filamento são de cobre eletrolítico, rosqueado e prensado contra as barras de inox.

Os dois escudos térmicos têm por intenção estabelecer um gradiente de temperatura na direção da flange F₁, de modo a temperatura desta não ultrapasse 120°C, já que as vedações para vácuo que foram utilizadas tem suas características alteradas acima daquela temperatura.

Além disso, os escudos têm função estrutural, suportando e alinhando o sistema copo de cátodo-filamento.

Para extrair o feixe de íons do plasma existe um orifício de extração situado no eixo da fonte e cujo diâmetro é 1 mm. Existem 12 orifícios de pequeno diâmetro, situados na periferia

de placa de extração, cuja função é permitir que o bombeamento de vácuo mantenha a pressão no interior da fonte em cerca de 10^{-3} Torr.

A câmara que contém a fonte foi construída em aço inoxidável, com flanges vedadas por anéis de elastômero.

Seu volume interno é de 68 cm^3 . No caso de se desejar trabalhar em temperaturas mais altas na região do filamento, será necessário refrigerar a câmara, podendo-se utilizar uma pequena ventoinha para tal.

O material a ser ionizado pode ser sólido, líquido ou gasoso na pressão e temperatura ambiente.

No caso de materiais gasosos à temperatura e pressão ambientes, estes são introduzidos na fonte por um tubo de quartzo de 4 mm de diâmetro externo e cerca de 2mm de diâmetro interno dito tubo alimentador.

O fluxo de gás é controlado por uma válvula de agulha. Quando o material gasoso utilizado for proveniente de um recipiente em alta pressão (por exemplo, BF_3 embalado em tubos à pressão de 180 atmosferas) existirá um estágio de redução de pressão, para permitir que o controle de fluxo não seja crítico, conforme é mostrado na figura 2.3.11.

Os materiais líquidos à pressão e temperatura ambiente, mas que forem gasosos na pressão da câmara (cerca de 10^{-3} Torr) são tratados como se fossem gases. Entretanto, para aqueles que ainda forem líquidos naquela pressão o tubo de quartzo atuará como um evaporador já que sua posição em relação ao filamento pode ser regulada até que o líquido se encontre numa temperatura que permita sua evaporação. (ver figura 2.3.12)

A temperatura pode ainda ser controlada variando-se a potência de filamento.

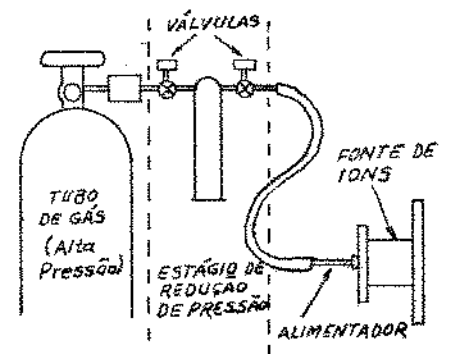


Fig. 2.3.11 - Esquema da montagem para utilização de materiais ionizáveis gasosos.

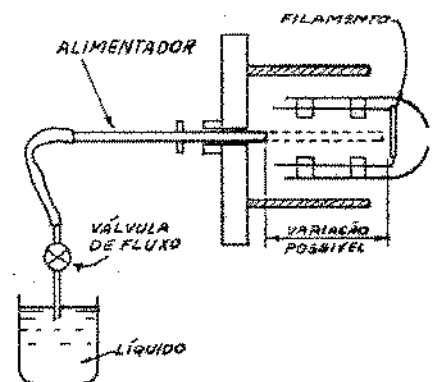


Fig. 2.3.12 - Esquema do alimentador atuando como evaporador de líquidos.

No caso de materiais sólidos à pressão e temperatura ambientes não pode ser utilizado o tipo alimentador. Neste caso utilizamos uma barra alimentadora de quartzo, com um pequeno furo na extremidade, onde é depositada uma pequena quantidade do material sólido como na figura 2.3.13



Fig. 2.3.13 - Barra alimentadora para sólidos.

Chamamos a este arranjo de forninho. A posição do forninho em relação ao filamento dependerá da pressão de vapor do sólido nas condições da câmara. Se a pressão de vapor for relativamente alta o forninho terá de ficar bem afastado, mais próximo à flange; no caso de baixa pressão de vapor terá de ficar bem junto ao filamento. Neste caso também podemos controlar a taxa de evaporação através da potência de filamento.

O sistema de alimentação permite, portanto, uma troca rápida de materiais a serem ionizados. Pode-se manter um estoque de barras alimentadoras para sólidos, cada uma para um material, de modo a não ser necessária a limpeza do forninho a cada troca de combustível e não se perdendo assim, o combustível a cada troca.

2.4 SISTEMA EXTRATOR/LENTE ELETROSTÁTICA UNIPOLAR TENCIAL

O projeto de sistemas de óptica eletrônica para tratamento de feixes de elétrons foi extensivamente tratado por inúmeros autores, dos quais as referências (11, 12, 13, 14, 15, 16) são livros sobre o assunto, sem contar inúmeros trabalhos nesse campo, já que as necessidades de aplicação os requeriam, particularmente nas décadas de 1940 e 1950, no caso das válvulas, cinescópios, iconoscópios e instrumentação (microscópios eletrônicos, etc).

É possível portanto, em vista da tecnologia e do conhecimento existentes, projetar com boa margem de certeza, ópticas eletrônicas específicas.

Entretanto a óptica iônica já não permite tal facilidade, pois, embora as equações e modelos matemáticos sejam semelhantes, o ponto objeto inicial, na fonte de íons, quase sempre se revela indeterminado ou então variável em posição e características, tornando impreciso o estudo das trajetórias para a determinação da forma de eletrodos, por exemplo.

Outro problema é que as velocidades dos íons são relativamente baixas em relação às dos elétrons e variam com o inverso da raiz quadrada da massa do íon ($M^{-1/2}$).

Isto gera dificuldades para extrair o feixe da fonte de íons e em conservar a forma do feixe, uma vez que a repulsão por carga espacial gera velocidades perpendiculares à trajetória. A relação entre essas velocidades (que chamaremos de radiais) e as segundo a direção da trajetória (axiais) é que nos dirá se podemos desprezar o efeito de carga espacial. Em termos práticos, esse efeito passa a ser importante quando a corren

de a faixa iônica é da ordem de 1 mA. O problema se agrava quando aumenta a massa dos íons do plasma.

O fato de que as características ópticas obtidas com campos magnéticos dependem da razão Q/M^+ (onde Q é a carga total do íon e M sua massa), torna inutilizáveis as lentes de focalização de feixe de tipo magnético, já que sua convergência é função de $(M^+)^{-1}$. Entretanto esta propriedade é conveniente para a obtenção de prismas magnéticos para a espectrometria de massa.

A convergência das lentes eletrostáticas independe de Q/M^+ e assim estas são costumeiramente utilizadas nos sistemas de óptica iônica.

Para extrairmos íons da fonte de íons é necessário que uma força controlável atue sobre eles mesmos.

Isto é conseguido, por exemplo, através de um campo elétrico, como mostra a fig. 2.4.1.

O sistema de extração consiste, portanto, de uma abertura na fonte de íons, por onde irão passar os íons extraídos, e de um campo elétrico que atue sobre esses íons.

O sistema deve ser capaz de produzir um feixe iônico o mais intenso possível em cada caso, com um mínimo de aberrações, do ponto de vista da óptica e com uma divergência também mínima.

O orifício de extração é relativamente pequeno; no nosso caso é um furo de 1 mm de diâmetro. Isto significa que a densidade de corrente iônica é razoavelmente alta e portanto os efeitos da carga espacial podem ser consideráveis. Para que as características acima descritas possam ser obtidas é necessário utilizar tensões de extração altas, evitando, assim, que o feixe tenha tempo de divergir e, além disso, criar forças suficientemente altas para extrair o máximo de corrente iônica possível (1)(11)

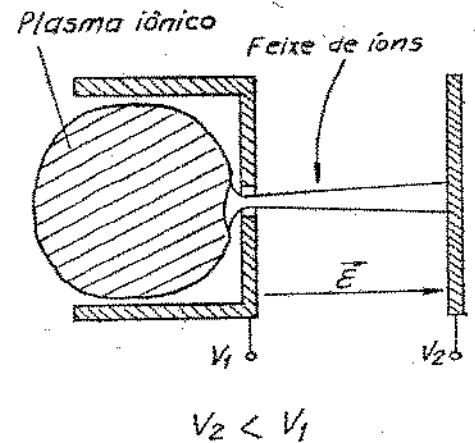


Fig. 2.4.1 - Diagrama de um extrator eletrostático de feixe iônico.

É interessante também que apenas os íons saiam pelo orifício de extração: devemos minimizar o número de átomos neutros (que não foram ionizados) que escapam por esse orifício.

O plasma é eletricamente neutro, macroscopicamente, ou seja, é equipotencial, não suportando campos elétricos. Se um plasma estiver perto de um eletrodo situado num potencial diferente do seu, há a formação de uma camada de carga espacial entre o plasma e o eletrodo, sendo que toda a diferença de potencial estará aplicada nesta camada, como mostra a fig. 2.4.2.

O eletrodo extrator é polarizado negativamente.

Na região do orifício de extração, as linhas de campo elétrico penetram pelo orifício de extração, tendo a forma geral da fig. 2.4.3.

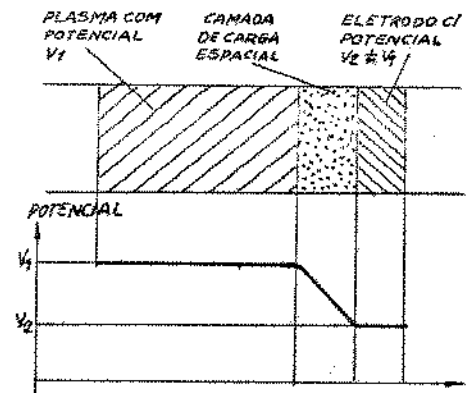


Fig.2.4.2 - Configuração de um plasma próximo de um eletrodo de potencial diferente do seu.

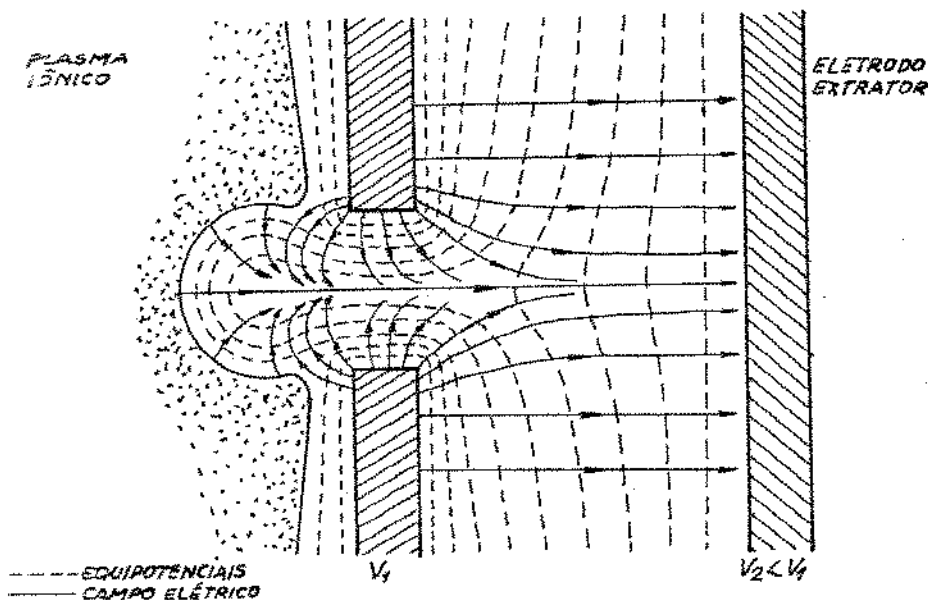


Fig. 2.4.3 - Forma do campo elétrico na região de extração.

Já dissemos antes que o plasma é macroscopicamente equipotencial. Entretanto, na fronteira plasma/camada de carga espacial que existe

na região do extrator, existe um pequeno campo elétrico suportado pelo plasma da ordem de kT_p/q (T_p é a temperatura eletrônica do plasma). Esse valor é da ordem de poucos volts. A forma do plasma na região de extração depende, portanto, da tensão de extração. Quanto maior for esta, mais as superfícies equipotenciais penetram pelo orifício de extração (fig. 2.4.3). A partir de uma certa tensão de extração, a penetração das equipotenciais pelo orifício de extração varia pouco com o aumento dessa tensão e assim o plasma, que ficará limitado por uma dessas superfícies praticamente independente do potencial de extração, tomando a forma de um menisco convexo, como mostra a fig. 2.4.4.

Os íons positivos são extraídos desse menisco. A componente de velocidade na direção perpendicular à superfície do plasma é devida ao campo elétrico criado pelo extrator. No entanto, existe uma componente dessa velocidade, devida à energia cinética dos íons na temperatura $T_{\text{íons}}$ e governada por uma distribuição de Boltzmann; as direções desta componente são aleatórias.

A corrente de íons extraída do menisco depende da densidade de cargas positivas do plasma (denotada por n^+), da área da superfície do menisco, da temperatura dos íons do plasma (T_e), da massa dos íons extraídos (M^+) e do potencial do eletrodo extrator em relação ao plasma.

Havendo limitação da corrente extraída por carga espacial, a densidade de corrente pode ser expressa pela relação:

$$J = n^+ \bar{v}_1$$

onde \bar{v}_1 é a velocidade média dos íons que cruzam a camada de carga espacial que limita a emissão. O critério de Bohm⁽¹¹⁾, aplicável para um plasma termalizado e estável, nos dá o valor

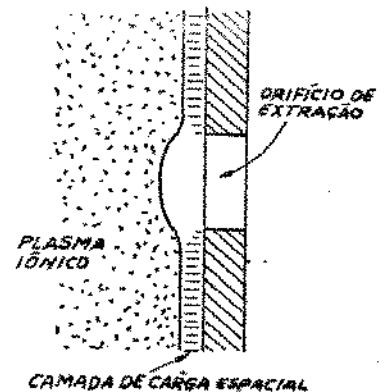


Fig. 2.4.4 - Forma da superfície do plasma na região de extração.

$$\bar{v}_i = (k T_e)^{1/2} / M_i$$

onde k é a constante de Boltzmann, T_e é a temperatura eletrônica e M_i a massa do íon com velocidade \bar{v}_i

Contudo, o modelo de Bohm dificilmente pode ser aplicado, pois na realidade o plasma não é termalizado, e os íons possuem energia cinética não nula (antes de serem acelerados pelo potencial de extração), energia esta que pode ainda ser aumentada por oscilações no plasma. O modelo pode ser usado para calcular a ordem de grandeza da densidade de corrente.

O cálculo exato da corrente extraída da fonte só será possível quando for conhecida com precisão a forma do plasma na região de extração e este cálculo só será válido para aquele particular ponto de operação da fonte e para um dado potencial de extração.

O objeto da lente associada à fonte será, no caso do menisco convexo, um objeto virtual. As trajetórias dos íons que deixam o plasma são inicialmente perpendiculares à superfície do mesmo. Como as velocidades dos íons inicialmente são baixas, a repulsão por efeito da carga espacial cria velocidades radiais que fazem o feixe, inicialmente convergente, perder essa convergência, chegando a torná-lo divergente, como mostra a fig. 2.4.5. Nessa figura, pode-se notar que o ponto objeto virtual se situará dentro do plasma, numa posição que pode ser determinada pelo prolongamento das trajetórias dos íons. Vemos que, para uma dada lente eletrostática só será conjugada uma imagem estável e focalizada do ponto objeto. Se este se mantiver estável, o que depende da forma do menisco, da sua curvatura, da corrente extraída, (pois a repulsão por efeito da carga espacial aumenta com a cor-

terris), da tensão de aceleração e da configuração do campo elétrico de extração que depende da configuração geométrica dos eletrodos de extração.

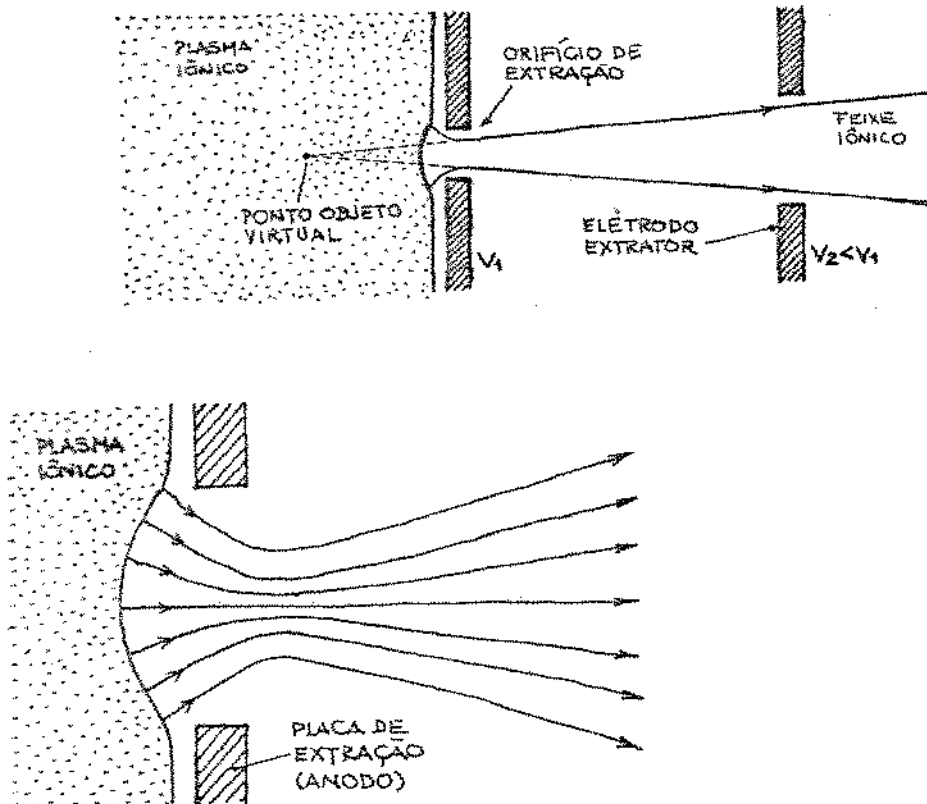


Fig. 2.4.5 - Extração do feixe iônico com mecanismo côncavo e trajetórias dos íons na região de extração-

A lente eletrostática escolhida para a focalização do feixe iônico é do tipo unipotencial, constituída por três segmentos de tubo com mesmo diâmetro interno. O segmento central está em potencial negativo em relação aos dois segmentos restantes, que se encontram em potencial de terra, como é mostrado na fig. 2.4.6.

Liebmann⁽⁴⁾ estudou muitos tipos de lentes eletrostáticas unipotenciais, expressando as distâncias d e l em termos de R , já que os parâmetros óticos da lente podem ser normalizados em relação a R .

Liebmann mediu as características dessas lentes e construiu gráficos empíricos nos quais

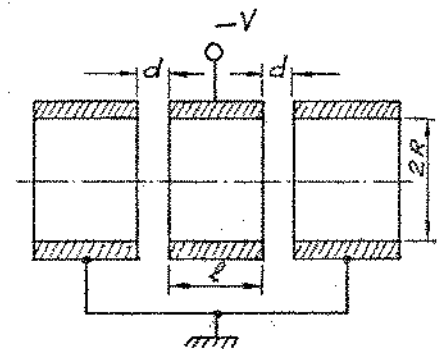


Fig. 2.4.6 - Lente eletrostática unipotencial.

são expressos os valores das aberrações das lentes, como se de lente da fig. 2.4.7.

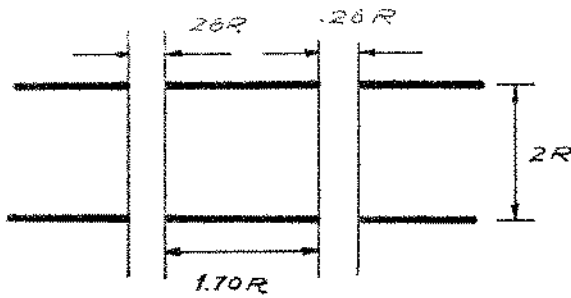


Fig. 2.4.7 - Geometria da lente eletrostática unipotencial nº 4 de Liebmann.

Os parâmetros são normalizados em relação ao raio interno dos segmentos de tubo que constituem a lente.

Do gráfico consta a variação desses parâmetros como função da distância entre o feixe iônico e o eixo de simetria.

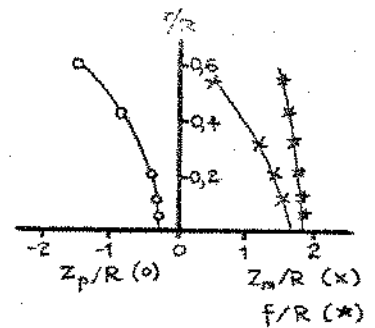


Fig. 2.4.8 - Variação da distância focal f , da distância foco-centro da lente Z_m e da posição do plano principal Z_p em relação à distância r entre a trajetória e o eixo de simetria da lente.

Extrator/Lente eletrostática construídos para este trabalho

A configuração da lente que escolhemos para o implantador é a das figuras 2.4.7 e 2.4.8 com $R=25\text{mm}$.

Há alguns detalhes construtivos de interesse na lente que executamos, a saber:

A lente foi construída em Alumínio, já que as características desse material são adequadas para vácuo e a sua usinagem é mais fácil que a do aço inoxidável.

A construção se dá em três etapas:

Primeira etapa: inicialmente são usinadas as flanges e 2 tuças, montados como na fig. 2.4.10. Em seguida preenche-se o espaço entre o tubo interno e o externo com resina epoxi pura, a vácuo.

Segunda etapa: tomando-se por base uma das flanges, colam-se a outra, de modo a manter o paralelismo.

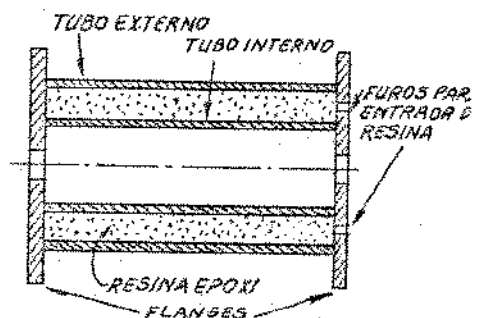


Fig. 2.4.10 - Primeira etapa da construção da lente eletrostática.

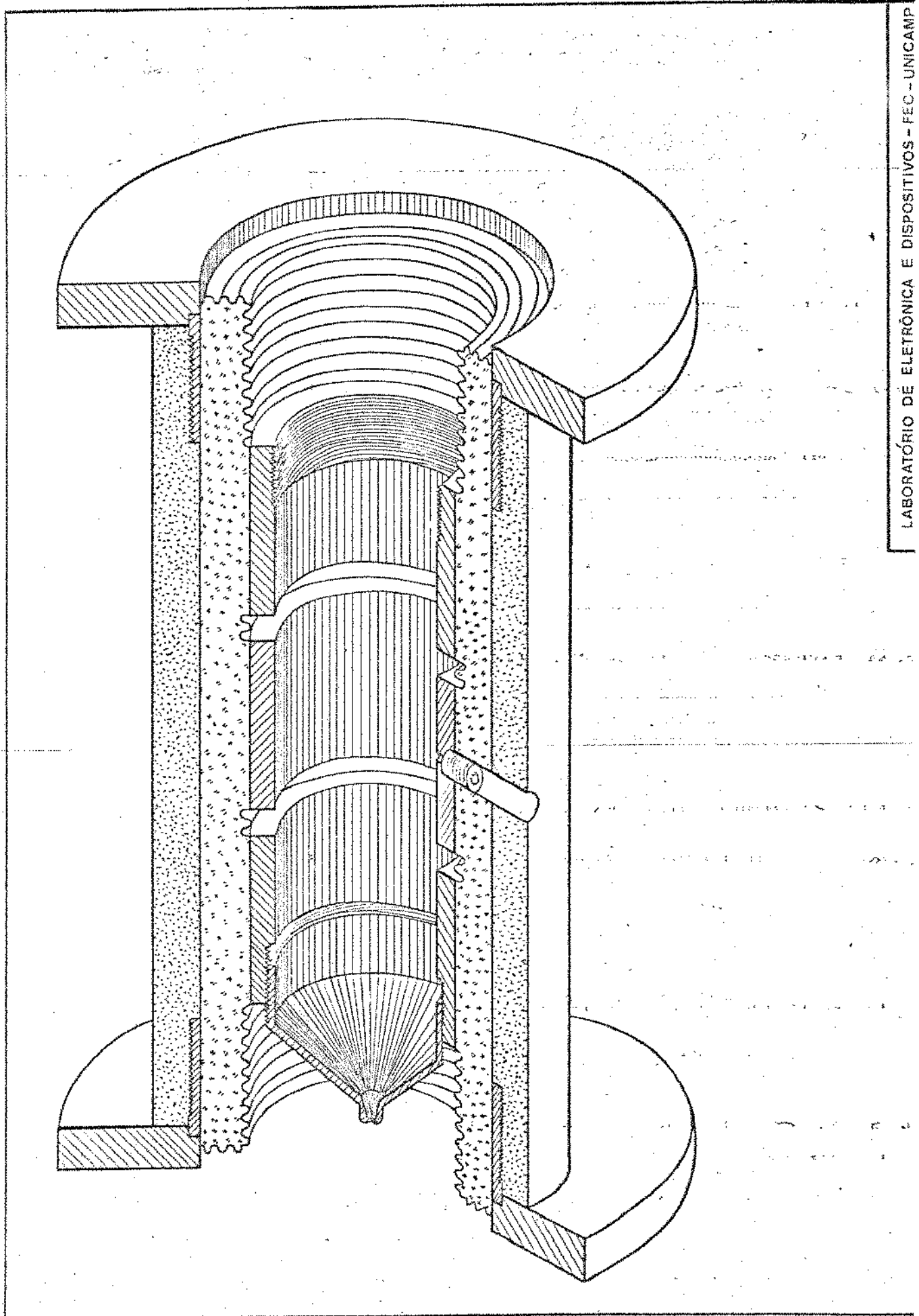


Fig. 2.4.9 - Corte em perspectiva da lente eletrostática unipotencial.

lismo entre ambas. Procede-se então à usinagem do tubo interno, de modo a garantir o perpendicularidade entre os planos das flanges e a linha de centro do tubo interno alinhando, portanto, o sistema. Corte-se, então, o tubo interno em três segmentos, definindo a lente. A resina epoxi exposta é ainda usinada formando-se-lhe canais melhorando assim as características de isolamento elétrica a correntes de superfície. Devemos lembrar que a flange que se ligará à flange da fonte de íons estará em potencial de -40kV em relação à terra e que os dois segmentos de tubo extremos da lente estarão num potencial de terra, ficando o segmento central num potencial intermediário entre 0 e 40 kV . A segunda flange também se encontra em potencial de terra.

Quando do encapsulamento com resina epoxi, foram inseridos terminais de cobre, ligados eletricamente em posições do tubo interno que após a usinagem dividir-se-ã nos três segmentos de tubo da lente. Esses terminais permitem o acesso elétrico externo a esses elementos da lente sem possíveis vazamentos para o vácuo.

O tubo externo também é usinado, mantendo-se apenas dois segmentos próximos às flanges para fixá-las mecanicamente. O aspecto da lente após esta fase é mostrado na fig. 2.4.11.

Terceira etapa: é sobreposta uma outra camada de resina epoxi, com preenchimento de pó de quartzo para dar características mecânicas mais estáveis do conjunto. As características elétricas, mecânicas e químicas desta camada são superiores às de resina epoxi pura. Entretanto, ela não é passível de usinagem, já que o pó de quartzo age como abrasivo sobre as ferramentas de usinagem, desgastando-as e impedindo seu trabalho. Além disso durante o processo de encapsulamento há sempre a formação de bolhas de ar que ficam presas no

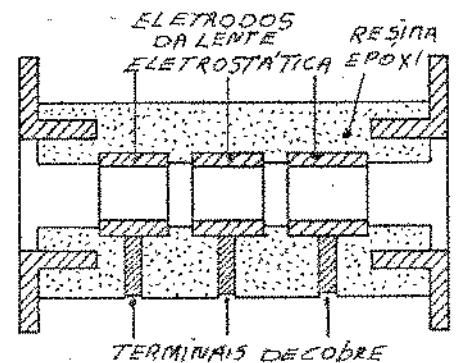


Fig. 2.4.11 - Aspecto da construção da lente eletrostática, segunda etapa.

seio do epoxi, degenerando as características de isolamento elétrica do mesmo. Por esse motivo o processo por nós utilizado foi a vácuo. Mesmo assim, é mais fácil conseguir um encapsulamento livre desse problema usando resina epoxi sem preenchimento, já que esta tem menor viscosidade.

A forma final da lente pode ser vista na fig. 2.4.9.

Nesta figura vê-se montado o extrator. A configuração que utilizamos para a extração foi a mostrada na fig. 2.4.12. O orifício de extração tem diâmetro de 1 mm. O eletrodo extrator tem um orifício cujo diâmetro é de 2 mm. Para evitar concentrações de campo elétrico, sua face é plana e a borda do eletrodo é arredondada. O extrator é cônico, permitindo que o feixe possa se alargar após ter passado pelo orifício de entrada.

A distância (d) entre o extrator e o orifício de extração na fonte de íons pode ser ajustada desde 0 até 15mm utilizando-se para tal a peça situada na parte de maior diâmetro do extrator, em contato com o primeiro segmento da lente eletrostática.

O terceiro segmento da lente eletrostática também possui uma rosca interna, permitindo a colocação e ajuste de um colimador, utilizado quando se deseja diminuir as aberrações da lente eletrostática.

A lente eletrostática construída tem, como vantagens o uso de materiais comuns em sua construção, auto alinhamento da lente, pequeno volume para o bombeamento de vácuo, isolamento elétrica própria, não requerendo anéis de cerâmica para isolação em relação à fonte de íons, sendo portanto simples e econômica.

Uma das vantagens dessa lente é o fato de que a resina epoxi não mantém suas caracterís

três aberturas, físicas e elétricas acima de 130° para expulsar gases ou substâncias absorvidas nas superfícies em contato com o vácuo.

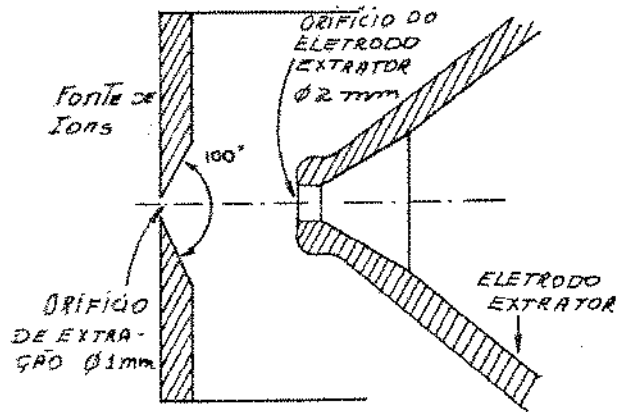


FIG. 2.4.12 - Sistema de extração do feixe iônico

2.5 ESPECTRÔMETRO DE MASSA

Uma das vantagens da implantação iônica é a possibilidade de se obter um feixe iônico de elevada pureza a partir de materiais ionizáveis de baixa pureza, o que se faz utilizando um espectrômetro de massa.

Dos possíveis métodos de espectrometria de massa, dois são os mais indicados para a implantação iônica: o filtro de Wien, também conhecido por espectrômetro de campo cruzado ou selector de velocidades e o espectrômetro de setor magnético. Ambos são capazes de analisar feixes iônicos com corrente constante.

No filtro de Wien, o feixe iônico composto pelos íons que se deseja implantar continua em sua trajetória após atravessar o espectrômetro, sendo desviados para os lados os feixes iônicos não escolhidos: isto facilita o alinhamento mecânico do implantador. Wilson⁽⁸⁾ afirma que nos Estados Unidos este tipo de espectrômetro é relativamente mais barato, quando comparado aos outros tipos. Por outro lado, estando a fonte de íons alinhada com a câmara de alvo, os íons neutralizados na região de extração e na de espectrometria de massa, deslocam-se na direção da câmara de alvo, constituindo um feixe neutro sobre o qual tanto as ópticas iônicas de focalização quanto as deflexões eletrostáticas não têm ação. É necessário então utilizar desviadores eletrostáticos para que as amostras implantadas não sejam atingidas pelo feixe iônico neutro. Como é necessária a existência de um campo elétrico na região do campo magnético, o entreferro do ímã desse espectrômetro de massa não pode ser muito reduzido, pois deve haver espaço para colocar as placas que criam o campo elétrico. Estas, por sua vez, introduzem astigmatismos no feixe devi

dos a ação dos campos de borda e a não uniformidade do campo elétrico. Foram desenvolvidas técnicas de obtenção do campo elétrico na região central das placas, entre outras aquela que utiliza lâminas condutoras isoladas entre si, como mostrado na fig.2.5.1.

A disposição das lâminas é tal que corrige as deformações do campo elétrico. O arranjo é obtido empiricamente por modelagem num tanque eletrolítico. Sistemas como este complicam e oneram o filtro de Wien.

No trabalho desenvolvido por J.P.de Souza⁽¹⁾ foi utilizado um espectrômetro deste tipo cuja resolução mostrou ser da ordem de 1 u.m.a. na massa de 80 u.m.a. Além de introduzir astigmatismo no feixe, as placas eletrostáticas tinham o efeito de lente devido aos campos de borda, introduzindo aberrações de outros tipos no feixe iônico.

O espectrômetro de massa tipo setor magnético, do ponto de vista da óptica iônica, age como um prisma, sendo a cromática associada ao espectro de massa componente do feixe iônico. A trajetória dos íons de massa escolhida para a implantação é circular, evitando-se portanto, o problema de feixe neutro. O prisma magnético possui poder de focalização e também um limite máximo para o produto ME (massa do íon x energia do íon) que ele é capaz de analisar. Dado um setor magnético de raio R, capaz de estabelecer um campo B_{max} no seu entreferro, a expressão

$$(ME)_{max} = \frac{1}{2} q^2 B_{max}^2 R^2$$

indica a limitação citada.

O espectrômetro tipo setor magnético utiliza apenas uma fonte de potência elétrica, a da bobina do ímã.

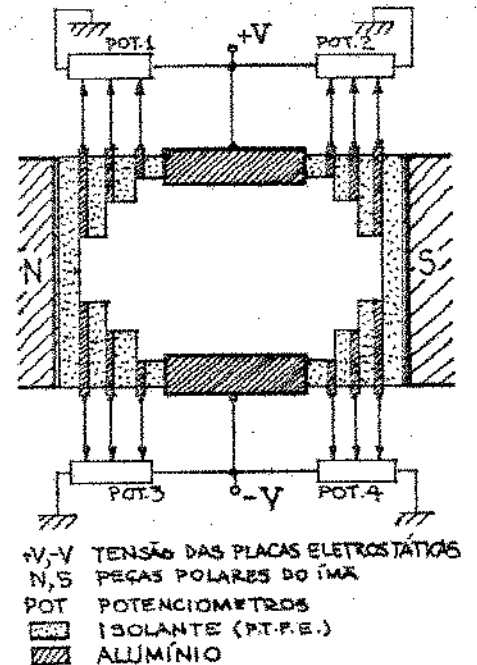


Fig. 2.5.1 - Método de obtenção de campo elétrico uniforme num filtro de Wien

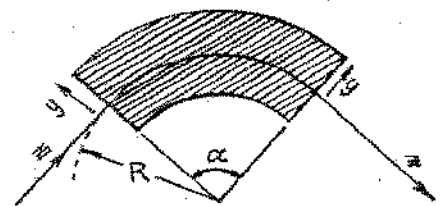


Fig. 2.5.2 - Setor magnético. R é o raio, α o ângulo de abertura. O campo B é estabelecido na área hachurada.

Se o campo magnético B for uniforme, em todo o entreferro, há um efeito de focalização num plano paralelo ao do entreferro. É possível, entretanto, obter focalização dupla utilizando peças polares não paralelas, mas em ângulos, criando um campo magnético não uniforme no sentido radial, mas uniforme para uma dada trajetória.

Se um feixe iônico paralelo de seção reta circular for focalizado por um setor magnético de campo constante e uniforme, ao sair do espectrômetro terá sua seção reta na forma de uma elipse estreita. No caso da focalização dupla, ele manterá uma seção circular. Isto é mostrado na Fig. 2.5.3.

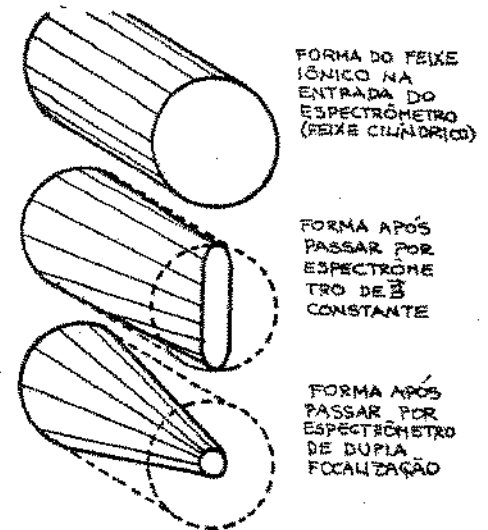


Fig. 2.5.3 - Formas do feixe iônico após a mensuração em espectrômetro tipo setor magnético.

Espectrômetro tipo setor magnético construído para este trabalho

Decidimos usar um espectrômetro deste tipo em virtude das aberrações serem só devidas ao campo magnético de borda. A possibilidade de usar uma altura de entreferro diminuta, permitindo valores razoavelmente altos do campo magnético no entreferro é outra vantagem com relação ao filtro de Wien. Como vimos, seu uso também evita o feixe neutro criado na região de extração e lente eletrostática, além de usar apenas uma fonte de potência elétrica, para estabelecer a corrente de magnetização.

Para projetar o ímã, fixamos alguns parâmetros:

O ângulo de abertura do setor circular foi fixado em 90° .

O limite superior para a magnitude do campo magnético B foi estipulado em 10 KG, pois há grande dificuldade em se obter materiais que possuem ao mesmo tempo alta saturação e baixa retentância de campo magnético. O material utilizado foi chapa de aço SAE 1006 de 127mm de espessura.

ra, que tem comportamento semelhante ao do "ferro doce". A porcentagem de Carbono no material utilizada é a principal responsável pela remanência e saturação do ferro que a contém. Quanto menos Carbono houver no Ferro, tanto melhores aquelas propriedades.

Outros elementos que também afetam as propriedades magnéticas do Ferro, como Al, Co, Si, Ni, Cu, etc. também são encontrados no material que utilizamos, porém em porcentagens que tornam seus efeitos desprezíveis.

O gráfico da fig.2.5.4 mostra a curva de magnetização de alguns materiais, entre os

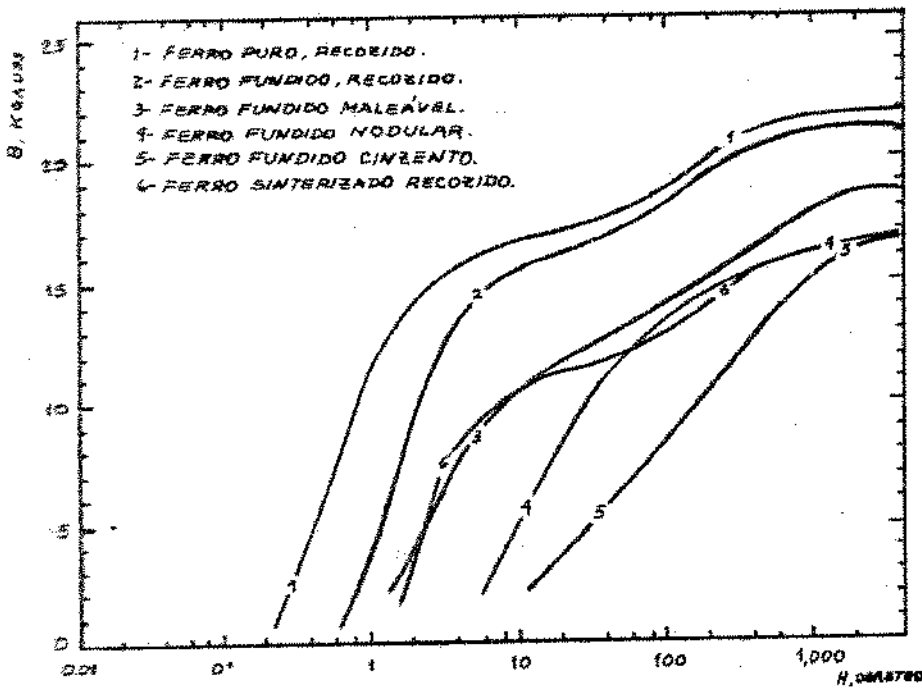


Fig. 2.5.4 - Curvas de magnetização c.c.

quais Fe puro (eletrolítico) recozido e lingote de Ferro recozido, sendo este último um material de características próximas ao que nós utilizamos. Podemos ver no gráfico que a relação entre a indução magnética H e o campo magnético B se mantém até cerca de 10 KG, ponto este em que co

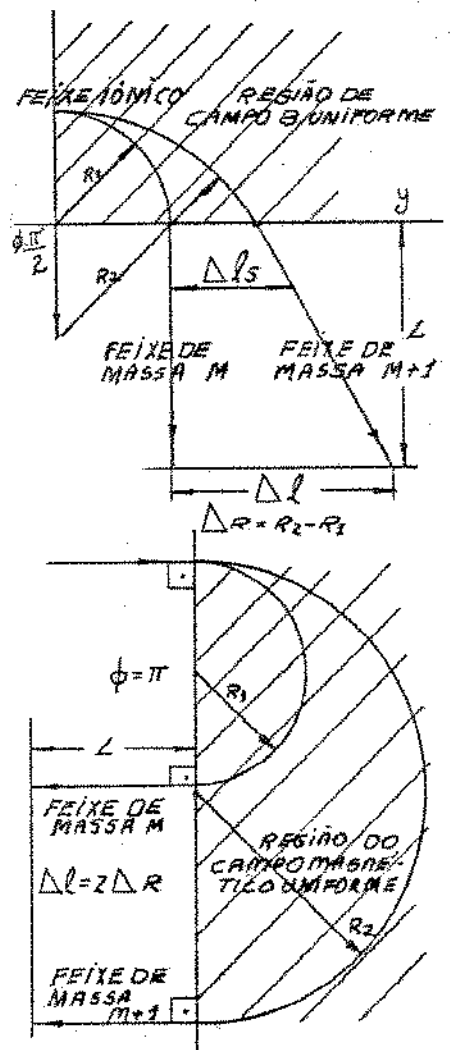


Fig. 2.5.5 - Trajetórias dos íons de massa M e M+1 em setores magnéticos de $\phi = \pi/2$ e $\phi = \pi$ com incidência normal.

meça a haver saturação.

A energia dos íons analisados poderá variar desde alguns KeV até 40 KeV, sendo utilizado este último valor para efeito de projeto por dois motivos: em primeiro lugar, a corrente extraída da fonte de íons é função da tensão de extração e existe uma tensão de aceleração mínima que otimiza as condições de extração de feixe iônico. Verificou-se que esta se encontra em torno de 25-30 KV.

Para facilitar a visualização do projeto foram construídos três gráficos.

O da fig.2.5.6 relaciona a diferença entre os raios das trajetórias dos íons de massa M e $M+1$ u.m.a., supondo-os monoionizados.

O gráfico da fig.2.5.7 fornece o valor do raio de curvatura da trajetória em função da massa dos íons.

Finalmente o da fig.2.5.8 nos fornece o valor do parâmetro K , definido mais adiante, em função do qual foram parametrizadas as duas famílias de curvas das figs.2.5.6 e 2.5.7.

No caso de íons duplamente ionizados, estes se comportam como se sua massa fosse a metade da massa que possuem, uma vez que sua energia dobra em virtude da carga $2q$.

As expressões utilizadas para o cálculo dos raios de curvatura das trajetórias são as seguintes:

$$\vec{F} = Q\vec{v} \times \vec{B} = Qv.B \text{ sen}(\vec{v}, \vec{B}) \quad (2.5.1)$$

onde \vec{F} é a força que atua sobre uma partícula de massa M e carga Q que se desloca com uma velocidade \vec{v} numa região de campo magnético B .

No nosso caso, \vec{v} é perpendicular a \vec{B} e portanto $\text{sen}(\vec{v}, \vec{B})=1$, então podemos usar

$$F = Q v B \quad (2.5.2)$$

para o cálculo do módulo da força. Sua direção e sentido podem ser obtidas usando 2.5.1 ou as regras mnemônicas usuais.

Como a força F é perpendicular à velocidade do íon v , este descreverá trajetórias circulares em movimento circular uniforme com raio de curvatura R . A força centrípeta F está relacionada com a velocidade tangencial do íon:

$$F = M v^2/R \quad (2.5.3)$$

A energia E do íon de carga total Q acelerado pela tensão de aceleração V_{acc} é

$$E = q V_{acc} \quad (2.5.4)$$

e também

$$E = 1/2 M v^2 \quad (2.5.5)$$

$$V = (2E/M)^{1/2} \quad (2.5.6)$$

Manipulando 2.5.2, 2.5.3 e 2.5.6 para deixar R em evidência, obtemos:

$$R = (2EM)^{1/2}/QB \quad (2.5.7)$$

Quando $Q = 1q$ ou seja, no caso de íons monoionizados,

$$R = (2MV/q)^{1/2}/B$$

$$R = k_1 K M^{1/2} \quad (2.5.8)$$

$$k_1 = (2/q)^{1/2} \quad K = V^{1/2}/B$$

k_1 é uma constante para íons monoionizados. No caso de íons n -ionizados,

$$k_n = (2/n^2q)^{1/2}$$

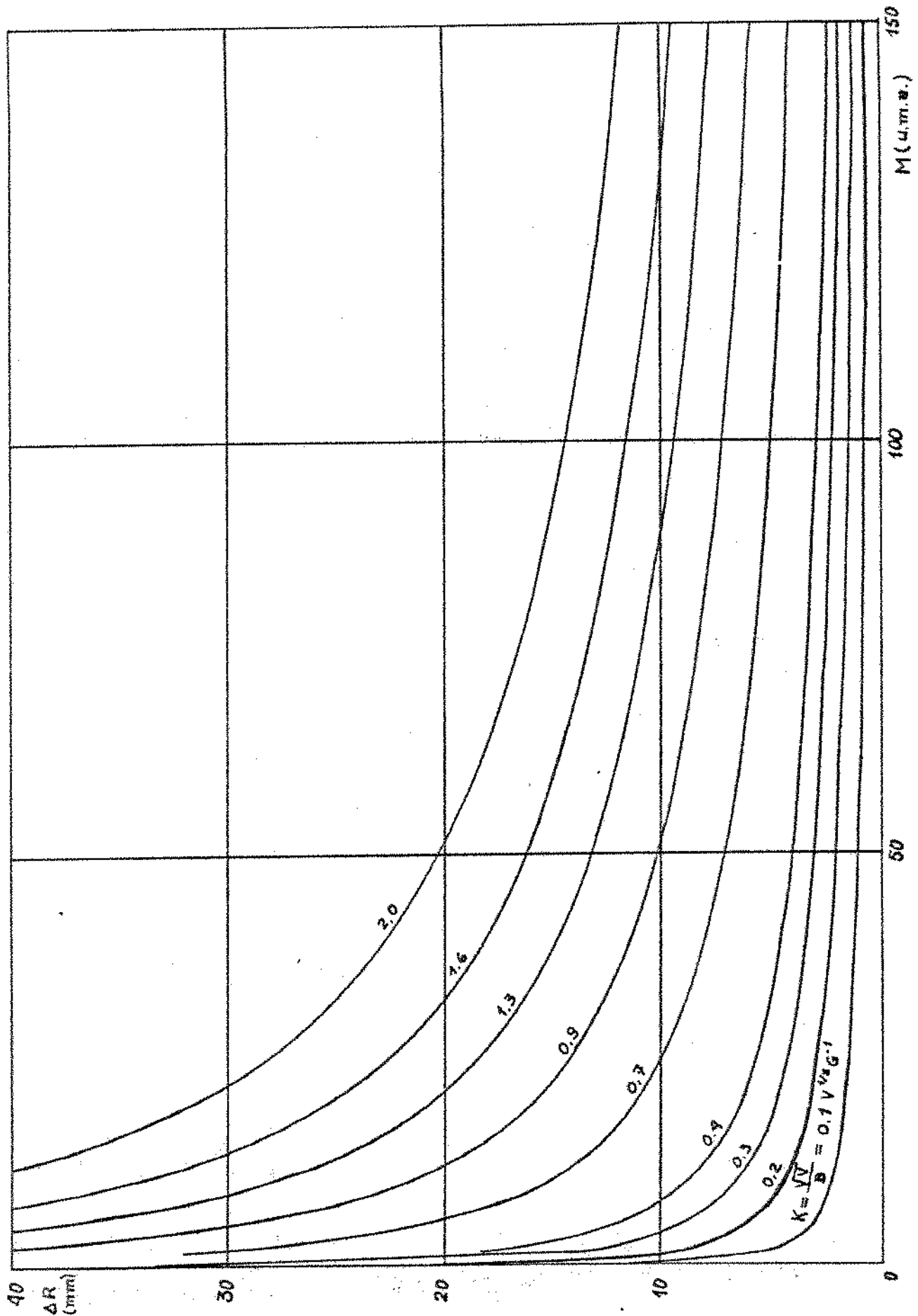


Fig. 2.5.6 - Gráfico da diferença entre os raios das trajetórias dos íons (ΔR) de massa atômica M e $M+1$, monoionizados em função da massa M , tendo por parâmetro

$$K = \frac{V^{1/2}}{B}$$

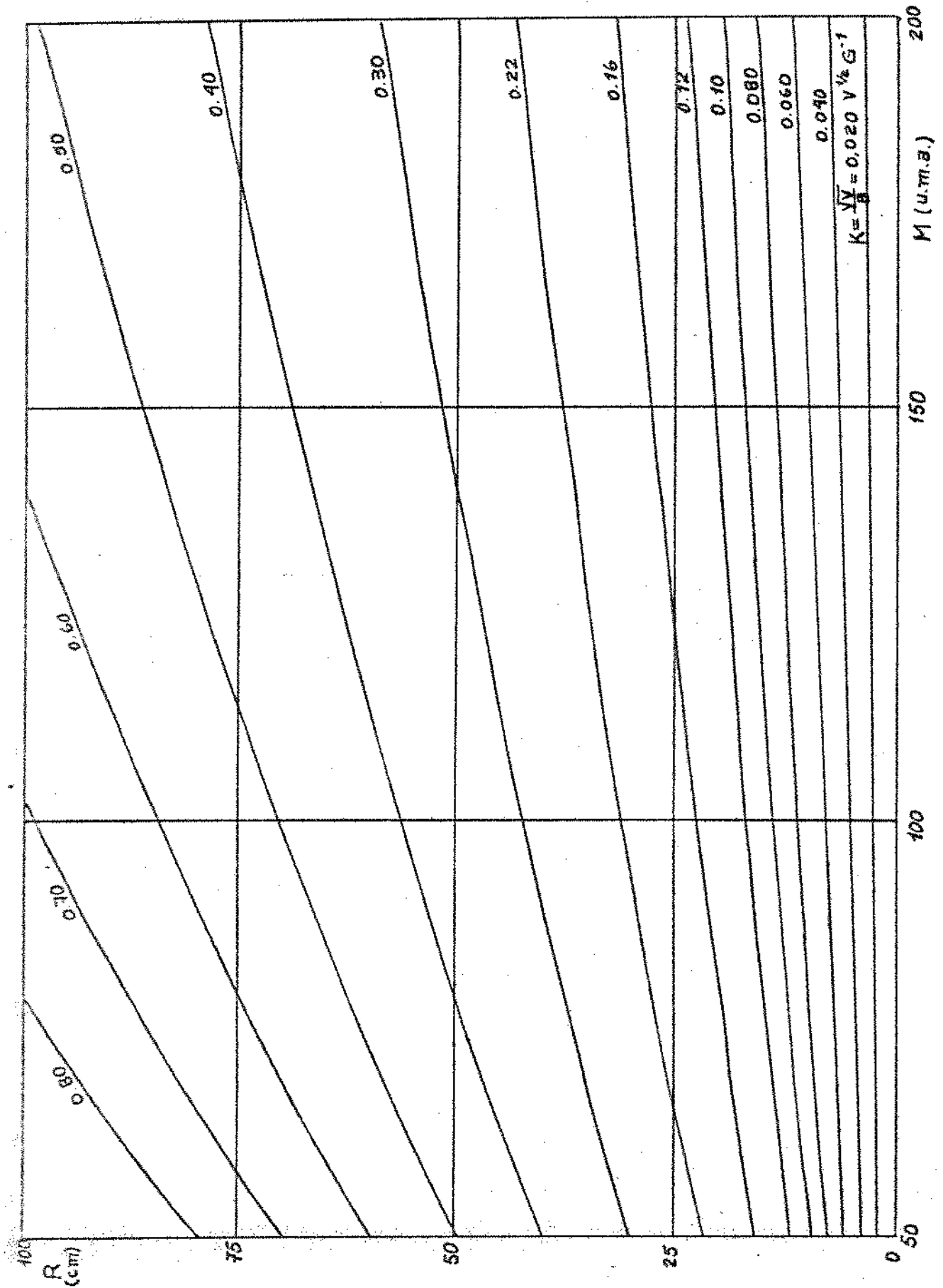


Fig. 2.6.7 - Gráfico do raio de curvatura da trajetória de íons se deslocando num campo magnético uniforme em função da massa atômica tendo por parâmetro $K = \frac{V}{V_0}$

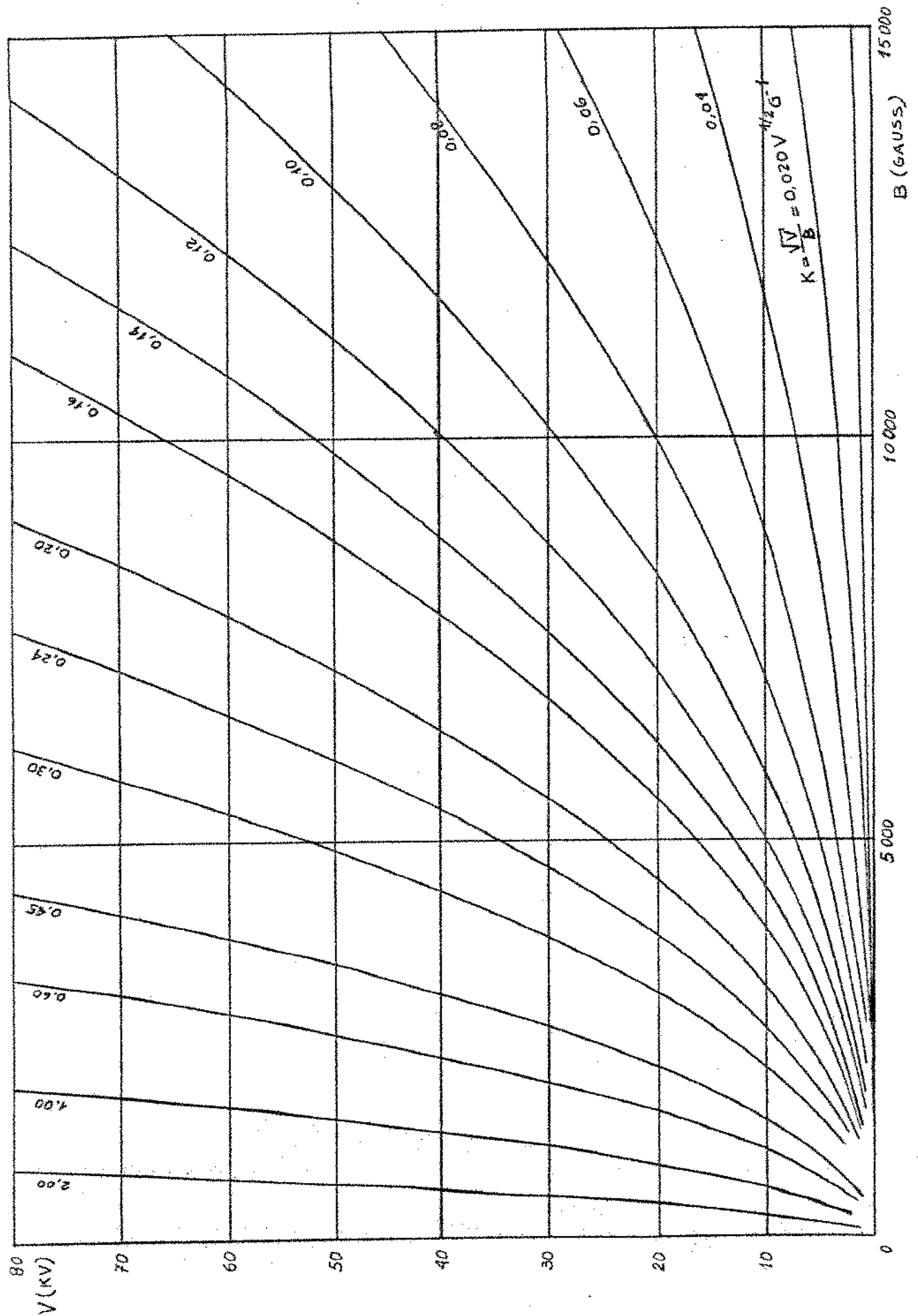


Fig. 2.5.8 - Monograma que fornece o valor do parâmetro $K = \frac{\sqrt{V}}{B}$ em função de V e B.

K é um parâmetro que escolhemos para caracterizar as curvas, pois temos

$$R = f(M)_{K_n}, \quad K = \text{cte}$$

O número que nos pode dizer do poder de separação do espectrômetro é a diferença entre os raios de trajetória (ΔR) de dois íons, o de massa M e o de massa $M+1$ u.m.a. A unidade de massa que utilizamos é a u.m.a. (unidade de massa atômica) e seu valor é

$$1 \text{ u.m.a.} = 1,660531 \cdot 10^{-27} \text{ Kg}$$

Como vemos na fig. 2.5.5 a influência de ΔR na separação Δl dos feixes iônicos de massas M e $M+1$ u.m.a. depende do ângulo central do setor magnético, das tangentes às trajetórias no ponto de emissão da região de campo magnético e da distância do ponto de coleta do feixe iônico em relação ao plano de saída.

Notemos que, no caso de incidência normal do feixe iônico, quando $\phi = \pi/2$, os feixes de massas M e $M+1$ u.m.a. têm trajetórias divergentes após saírem do setor magnético; quando $\phi = \pi$ as trajetórias são paralelas na saída e distanciam-se de $2\Delta R = 2(R_2 - R_1)$. Para facilitar a análise do setor com $\phi = \pi/2$, suponhamos que uma das trajetórias possua emergência normal; a outra, de saída do espectrômetro, estará distanciada de $l_s = \Delta R$, no entanto, devido à divergência em l_s de l_s dos feixes, conseguiremos obter separações maiores do que $2\Delta R$ se coletarmos os feixes numa distância l conveniente.

Se $\Delta R \gg R_1$ e R_2 , podemos tomar, na saída do espectrômetro, $\Delta l_s = \Delta R$. Isto significa que, para $l = 0$ a distância que separa as trajetórias centrais de dois feixes iônicos é $\Delta l = \Delta R$. Deve-se verificar qual a maior dimensão esperada do

feixe iônico na direção y . No caso limite, este valor deverá ser, no máximo, igual a Δl , como pode ser visto na fig. 2.5.9.

O feixe iônico vai ser focalizado de modo que no ponto em que sua dimensão y_M for mínima colocaremos um sistema de fenda, constituído por duas lâminas coplanares cujas bordas retas são mantidas paralelas e separadas por uma distância ajustável como mostra a fig. 2.5.10. Desta maneira permitimos que passe somente o feixe (emergente do espectrômetro) iônico desejado, barrando os outros, perfazendo destarte a análise de massa intencionada.

A óptica iônica deverá portanto, focalizar o feixe sobre o plano da fenda. Podemos estipular, "a priori", que a óptica iônica utilizada permitirá obter um y_M (no plano da fenda) menor ou igual a 2mm.

Como dissemos anteriormente, suporemos que a energia dos íons será de 40KeV e que o campo magnético no entreferro do ímã variará de 0 a 10 KG. O parâmetro K variará, portanto, entre 1,12 e ∞ .

$$V^{1/2}/B = K \equiv (0,02 - \infty) (V^{1/2} \cdot G^{-1})$$

Estipulamos que o nosso espectrômetro deverá separar a massa 190 da 191 u.m.a. o que significa que deverá ser capaz de separar de pelo menos 2mm ($\Delta l = \Delta y$) os dois feixes.

Procuramos na fig. 2.5.6, para a massa 191 e com $K=0,02$, qual o ΔR correspondente. Obtemos $\approx 1,85$ mm. Podemos aceitar em primeira instância este valor, pois com um L conveniente poderemos chegar aos 2mm desejados. Vamos verificar na curva 2.5.7 qual o raio descrito pela massa 190 u.m.a, nessas condições. Este é de ≈ 400 mm.

Façamos um parênteses para equacionar o valor de L . Da fig. 2.5.11 constam os parâme-

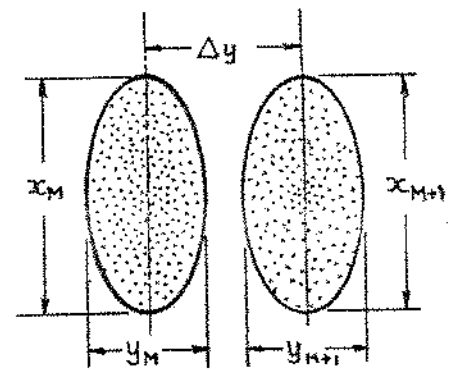


Fig. 2.5.9 - Separação entre feixes iônicos.

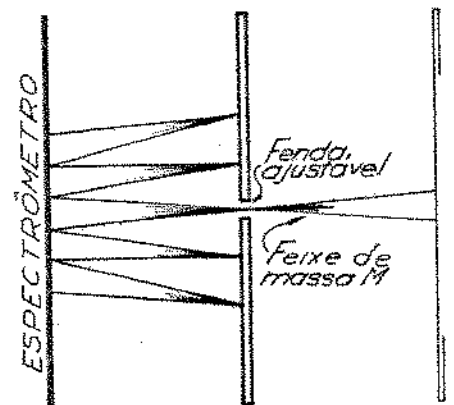


Fig. 2.5.10 - Diagrama funcional da fenda para a análise de massa.

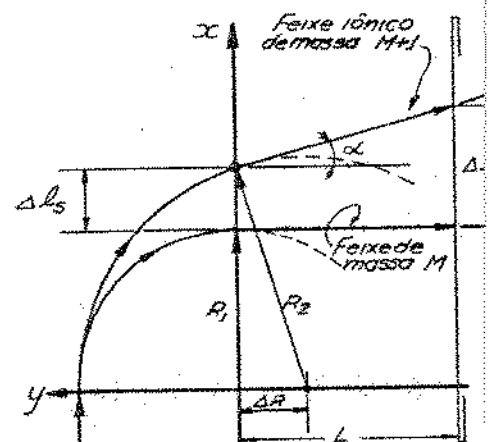


Fig. 2.5.11 - Relações métricas para o espectrômetro de massa de setor magnético

tem de interesse no caso, supondo entrada normal do feixe iônico produzido pela fonte de íons e energia normal do feixe iônico desejado. (Essa é considerada Δl em relação à massa $(M+1)$ u.m.a. pois R_n varia com a raiz quadrada da massa $(R_n = k\sqrt{M_n})$, o que significa que o feixe iônico de massa $(M+1)$ u.m.a. está sempre mais próximo do de massa M do que o de massa $M-1$).

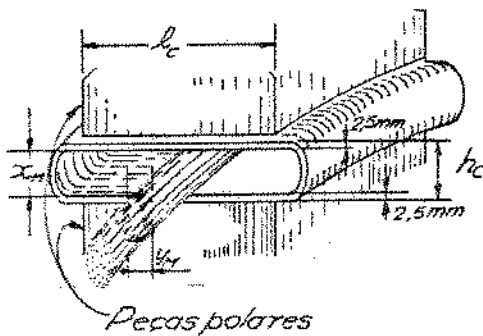


Fig. 2.5.12 - Entreferro do ímã do espectrômetro.

Da fig.2.5.11 podemos deduzir:

$$\Delta l_s = (R_2^2 - \Delta R^2)^{1/2} - R_1$$

$$\Delta R = R_2 - R_1$$

$$\text{tg}\alpha = \Delta R / (R_2^2 - \Delta R^2)^{1/2} = (R_2^2 / \Delta R^2 - 1)^{-1/2}$$

$$\Delta l = \Delta l_s + L \text{tg}\alpha \quad \therefore L = (\Delta l - \Delta l_s) / \text{tg}\alpha$$

Vamos que, com $R = 1,05\text{mm}$, L ficará

com cerca de 360mm; para nos dar um menor percurso de feixe, procuramos então, iterativamente, chegar a um valor menor de L , o que implica em aumentar R .

Chegamos a um resultado que nos parece satisfatório. Para $R_1 = 500$ mm, com $M=190$ u.m.a., $K=0,025$ ($V^{1/2} \cdot G^{-1}$), o que se encontra dentro do nosso intervalo de variação de K . Nestas condições a massa 191 u.m.a. descreverá uma trajetória com $R_2=501,314$ mm o que nos dá um $\Delta R=1,314$ mm e um $\Delta l_s = 1,312$ mm e, portanto, dentro dos limites de medida $\Delta R \approx \Delta l_s$. Com isso, $\text{tg} \alpha = 0,00262$ obtendo-se $L=262$ mm.

Verificamos que este ímã nos dará um ΔR de

| | |
|-------|----------------------------|
| 45mm | para o Li ($M=7$ u.m.a.) |
| 35mm | para o B ($M=10$ u.m.a) |
| 8,5mm | para o P ($M=31$ u.m.a) |
| 3,5mm | para o Ar ($M=75$ u.m.a) |
| 2,4mm | para o Sb ($M=122$ u.m.a) |

Resumindo: O nosso ímã deverá possuir um raio médio de 500 mm e um ângulo de abertura de $\pi/2$.

Para projetar a altura do entreferro h_e levamos em consideração que a maior dimensão x_M (referimo-nos às figs. 2.5.9 e 2.5.12) do feixe iônico no interior do espectrômetro será de 10mm. As paredes da câmara de vácuo deverão ter espessura de 2,5mm, o que nos dá $h_e=15$ mm.

A largura l_e do entreferro foi estipulada em 120mm. Temos assim $l_e=8h_e$ de modo que o campo magnético se mantém uniforme na região central do entreferro, onde passa o feixe iônico.

O projeto do ímã foi feito partindo das dimensões das peças polares, utilizando-se uma construção em "C" para fechar o circuito magnético e suportar as peças polares. Uma visão perspectiva do ímã é a da fig. 2.5.13.

As figs. 2.5.14 e 2.5.15 complementam essa visão.

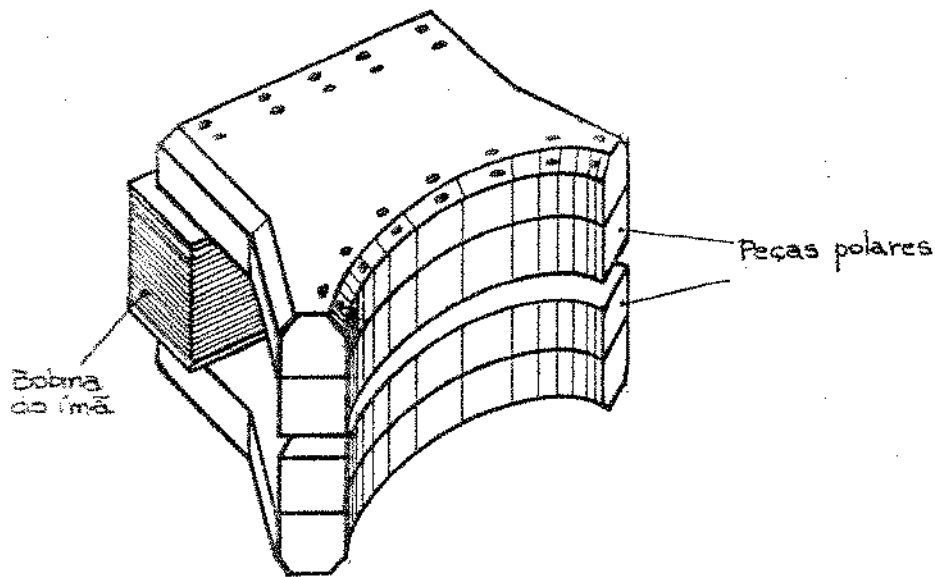


Fig. 2.5.13 - Perspectiva cavaleira do espectrômetro de massa tipo setor magnético.

Todas as superfícies de contato das partes do ímã, assim como as peças polares, foram retificadas, para permitir um bom paralelismo entre as peças polares, mantendo o campo magnético uniforme.

Além disso, sofreram um recozimento com resfriamento lento para normalizar as características do material, eliminando tensões internas e reforçando uniformidade de sua permeabilidade magnética.

O peso total do ferro do ímã é de aproximadamente uma tonelada.

O dimensionamento da bobina foi feito considerando que a fonte que lhe fornece a corrente seja construída com semicondutores, o que facilita no uso de tensões baixas para facilitar seu projeto e construção.

O campo máximo nominal no entreferro é de 10 KG, então, com

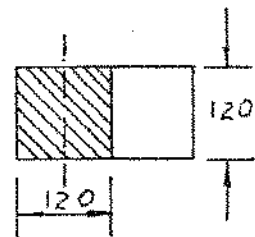
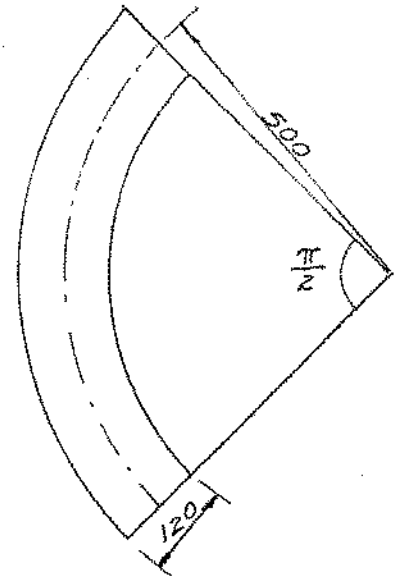


Fig. 2.5.14 - Peça polar do espectrômetro de massa.

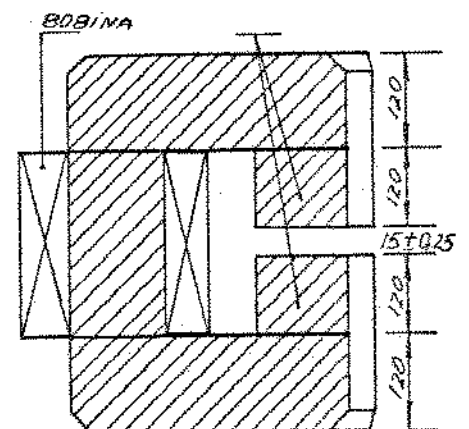


Fig. 2.5.15 - Corte sagital do espectrômetro de massa.

$$B_N = 10 \text{ KG} = 10000 \text{ wb/m}^2$$

$$l_e = 15 \text{ mm} = 15 \cdot 10^{-3} \text{ m}$$

$$\mu = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ henries/m}$$

$$H_N = B_N / \mu = 1 / (4\pi \cdot 10^{-7}) \text{ (A. esp/m)}$$

$$NI_N = H_N l_e \approx 12000 \text{ A. esp.}$$

O nosso núcleo tem dimensões de 120 x 622 x 255, como mostra a fig. 2.5.16.

Em virtude do perímetro ser da ordem de 1,5m convém termos poucas espiras, o que vem de encontro ao nosso desejo de uma fonte de potência elétrica de baixa tensão. Achamos que uma corrente de 40A é conveniente para o nosso caso, e que nós dá

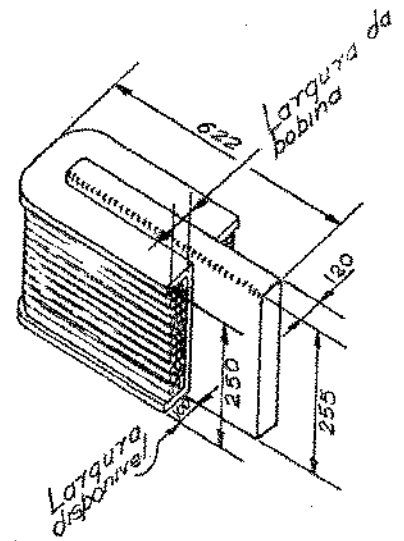


Fig. 2.5.16 - Bobina e núcleo do ímã do espectrômetro.

$$N = NI_N / I_N = 12000 / 40 = 300 \text{ espiras}$$

Resta, agora, dimensionar o diâmetro do fio do enrolamento, levando em consideração que a potência dissipada P_d é um fator preponderante pois, se esta for muito elevada, deve-se utilizar refrigeração forçada para manter a temperatura da bobina dentro dos limites de trabalho especificados para os fios escolhidos. Consulte a tabela a seguir, fig. 2.5.17 utilizando o fio # 30AWG inicialmente, pois é o que suporta a corrente nominal do ímã, segundo os padrões AWG para fios de cobre esmaltado.

Os cálculos supõem uma espira média de 182mm, significando que o enrolamento preenche os 120mm disponíveis lateralmente.

As últimas duas linhas ilustram o que acontece se (linhas 4 e 5)

continuarmos o número de espiras, aumentando a corrente e mantendo o diâmetro do fio utilizado:

a tensão necessária se mantém, aumentando, porém, a potência dissipada.

3- se alterarmos o número de espiras, diminuindo a corrente e mantendo o diâmetro de fio utilizado : a tensão se mantém, diminuindo a potência dissipada.

| | Nº AWG | Nº DE ESPIRAS | I_N (A) | RESISTÊNCIA DA BOBINA (Ω) | P_d (KW) | TENSÃO DA FONTE (V_N) |
|---|--------|---------------|-----------|------------------------------------|------------|---------------------------|
| 1 | 8 | 300 | 40 | 0,6949 | 1,11 | 27,8 |
| 2 | 4 | 300 | 40 | 0,477 | 0,7 | 17,5 |
| 3 | 2 | 300 | 40 | 0,2736 | 0,44 | 10,9 |
| 4 | 2 | 240 | 50 | 0,2189 | 0,547 | 10,9 |
| 5 | 2 | 600 | 20 | 0,5472 | 0,22 | 10,9 |

Fig. 2.5.17 - Tabela comparativa das opções para a bobina do imã.

Embora esta última opção seja a mais favorável em termos de potência dissipada, é inconveniente, pois a área da seção da bobina é grande e não é possível refrigerar a mesma por convecção utilizando o expediente de bi ou tri espiras e enrolamento.

Adotamos a opção 3 da tabela, pois o volume de cobre está num valor razoável e a potência da fonte elétrica não é excessiva. Poderíamos aumentar mais a seção do fio de cobre, entre outras, seções maiores que a do 2AWG (6,54mm de diâmetro) tornam dificultoso o enrolamento da bobina.

No caso adaptado a área da seção reta do enrolamento é (quando o empacotamento é mostrado na fig. 2.5.18) dado por:

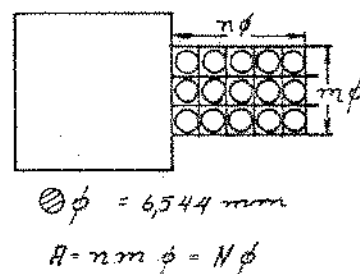


Fig.2.5.18 - Empacotamento utilizado no enrolamento da bobina do imã do espectrômetro.

$$A = N\phi = nm\phi = 300 \cdot 6,544 = 12846 \text{ mm}^2$$

Nos interessa que o perímetro seja mínimo, portanto m deve ser máximo. Para tanto $\phi < 250$.'. $m=38$ satisfaz.

dónde: $m\phi = 249$

Teremos então $n=8$ em excesso, ou seja, 7 camadas de 38 espiras e mais 1 camada de 34 espiras, perfazendo $N=300$.

As especificações para a fonte do ímã são:

$$I \geq 40A$$

$$V \geq 11V$$

$$P \geq 0,5KW$$

regulação de carga e linha deve ser de + 0,01 % pelo menos, pois o raio de curvatura R é inversamente proporcional ao campo magnético B e como $\Delta l = 2mm$ e $R = 500$

$$dR/R = dB/B = dI/I$$

O maior desvio admissível em R é da ordem de 0,1mm, o que significa que

$$dR/R \leq 0,1/500 = 2 \cdot 10^{-4} = 0,02\%$$

2.6 FENDA

Como dissemos na seção 2.5, há necessidade de uma fenda ajustável na saída do espectrômetro de massa para efetivar a separação física dos feixes iônicos dispersos pelo espectrometro.

A fenda deve ser constituída de um material eletricamente condutor, caso contrário os feixes iônicos interrompidos pela mesma não se riam neutralizados, elevando o potencial da fenda continuamente e criando condições de faísca dentro, além de altos campos elétricos, indesejáveis.

A direção de emergência do feixe iônico desejado é previamente estabelecida e todo o sistema do implantador está alinhado mecanicamente com essa direção. Interessa-nos, portanto, que o ajuste da largura da fenda seja simétrico em relação a um plano sagital. Utilizando o fato de que os paralelogramos mantêm paralelos seus lados mesmo mudando o ângulo entre estes, projetamos a fenda mostrada na fig. 2.6.1.

O material constituinte da fenda é aço inox para as lâminas e alumínio para a estrutura.

Uma particularidade dessa construção é que se um atuador desloca um lado da fenda de uma certa distância d vista em (1) na fig. 2.6.2, a largura da fenda varia de $2d$. Utilizando um atuador que se desloca numa direção a 60° da (1), a um deslocamento d do atuador corresponderá $d/2$ de lado da fenda e portanto esta variará sua abertura de d .

Para termos leitura direta e precisa do valor da abertura da fenda utilizamos o procedimento descrito acima, acrescido da colocação de um micrometro, que aciona o atuador.

A largura da fenda (X_M) pode ser variada desde zero até 20 mm; ela permite a passagem

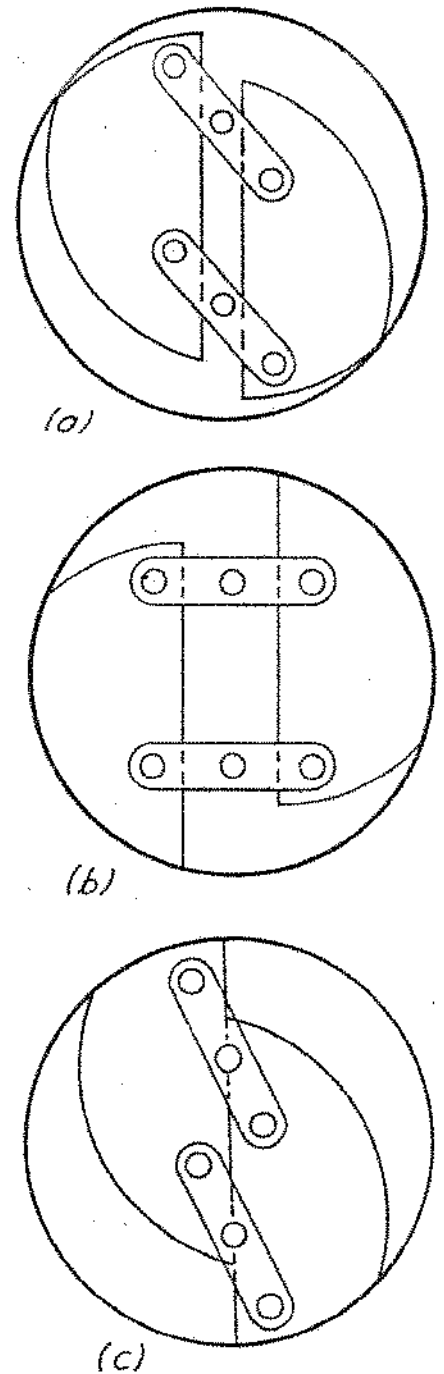
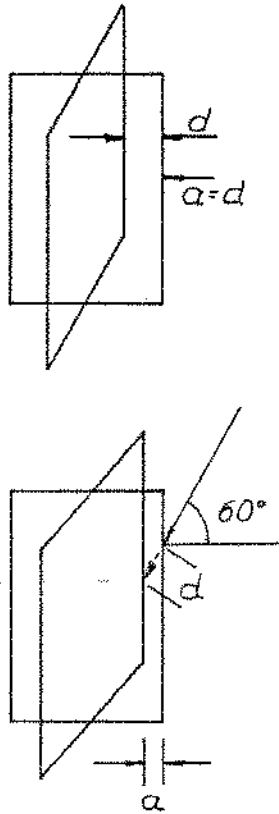


Fig. 2.6.1 - Fenda
a) semi-aberta
b) aberta
c) fechada

de 12 mm de altura (Y_M).

Existem parafusos de ajuste para alinhar mecanicamente o conjunto em relação à direção desejada.



$$a = d \cos 60^\circ = \frac{d}{2}$$

Fig. 2.6.2 - Movimento da fenda

2.7 DEFLEXÃO ELETROSTÁTICA

O feixe iônico de massa escolhida está disponível à saída da fenda.

Sua seção reta, entretanto, é muito menor do que a área das amostras que se deseja implantar. Além disso, a densidade de íons não é uniforme na seção reta. Por isso não convém fazer divergir o feixe iônico para que assumas as dimensões das amostras, pois a distribuição de íons implantados nesta última não seria uniforme.

Em consequência, deve-se proceder a uma varredura do feixe sobre a amostra.

A varredura deve ser tal que a uniformidade de implantação seja pelo menos igual a 1% que é o limite de precisão da medida da distribuição de íons implantados.

Optamos pela deflexão eletrostática, pois a deflexão magnética para íons é de difícil implementação, levando-se em consideração a massa das partículas defletidas e a dificuldade em blindar campos magnéticos; a deflexão eletrostática é bem mais simples de realizar.

Vamos definir as condições de contorno do nosso projeto:

I - A energia máxima do feixe a defletir é de 40 KeV.

II- O diâmetro máximo da amostra é 50mm

III-As tensões de deflexão devem ser da ordem de 1000 V no máximo, para facilitar o projeto e as isolações das fontes e da fiação.

IV- Utilizaremos o tubo de 95mm (por nós padronizado) para conter o sistema de deflexão eletrostática.

V - Usar o sistema de placas paralelas por ser o mais simples.

Poderíamos utilizar sistemas de placas

em ângulo ou com dois ângulos para minimizar o comprimento do sistema de deflexão eletrostática. No entanto, o nosso sistema de bombeamento de vácuo comporta o acréscimo de comprimento que a opção placas paralelas nos obriga. O valor teórico máximo é da ordem de 100% de acréscimo, não levando, em consideração, entretanto, fatores como: espaçamento entre placas de deflexão, linearidade e, ainda mais, em virtude do ângulo dado nas placas; embora o comprimento destas diminua, o diâmetro do tubo que as contém aumenta não levando desta forma grande vantagens em relação ao bombeamento de vácuo. Como veremos adiante, o comprimento total do sistema de deflexão usando placas paralelas é modesto, não sendo primordial sua otimização em função da complexidade construtiva que ela acarreta.

Dadas duas placas paralelas, separadas por uma distância d , de comprimento L e com uma largura suficiente para que o campo elétrico seja uniforme na região central das placas, as equações que apresentaremos a seguir representarão o movimento do feixe de íons, desde que o ângulo de deflexão seja pequeno (equações paraxiais). Estas equações são aproximações de 1ª ordem. No entanto, dentro das condições propostas, aproximam muito bem o comportamento da deflexão real.

A fig. 2.7.1 nos mostra uma deflexão deste tipo.

Condições iniciais: $Z < 0$

$$v_{z0} = v_z = \left(\frac{2E}{M} \right)^{1/2} = \left(\frac{2QV}{M} \right)^{1/2} \quad (2.7.1)$$

$$v_{y0} = 0$$

$$y_0 = 0$$

Nas condições de máxima deflexão

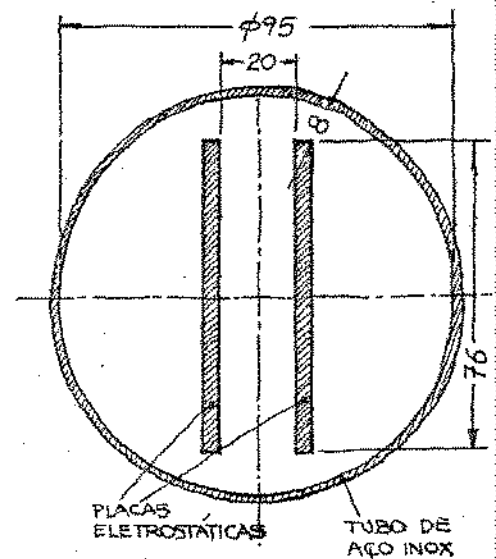


Fig. 2.7.2 - Dimensões principais da seção reta da deflexão eletrostática.

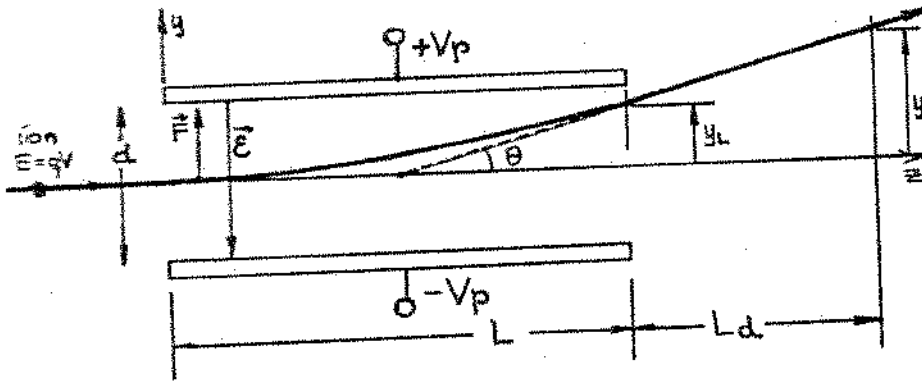


Fig. 2.7.1 - Deflexão eletrostática usando placas planas paralelas.

$$|\vec{E}| = -\text{grad } V = -2V_p/d = -V_{pp}/d$$

Para $Z > 0$

$$v_z = v_{z0} = \text{cte}$$

$$F = M\ddot{y} = -Q|\vec{E}| = (Q V_{pp})/d$$

$$\ddot{y} = (Q V_{pp})/(Md)$$

$$\dot{y} = y t^2/2 = [(Q V_{pp})/(2Md)] t^2 \quad (2.7.2)$$

$$t = Z/v_z \quad (2.7.3)$$

Usando (2.7.1) e (2.7.2) e (2.7.3)

$$y(Z) = (V_{pp}/4dV) Z^2 \quad (2.7.4)$$

$$\tan\theta = (dy/dZ) = V_{pp}/dV \cdot Z/2 \quad (2.7.5)$$

Levando em consideração a restrição IV

e usando uma distância mínima de 7,5mm entre uma placa e o tubo, placa esta constituída de chapa de alumínio de 6mm de espessura, obtemos um diâmetro útil de 80mm, onde disporemos as placas, separadas de uma distância d e simétricas em relação ao centro do tubo.

Considerando ainda que, para termos uma região central com campo elétrico uniforme, é necessário que a largura das placas seja maior do que d chegamos às dimensões mostradas na figura 2.7.2, onde vemos que a largura das placas é de 75mm e a distância que as separa 20mm.

Usaremos o mesmo d para os dois conjuntos de placas.

Podemos agora esboçar o sistema de deflexão como na fig. 2.7.3, considerando que $y_{L_{\max}} = d/4$ para ambas as placas.

Temos:

$$V_{pp} = 1000 \text{ V}$$

$$V = 40000 \text{ V}$$

$$d = 20 \cdot 10^{-3} \text{ m}$$

$$y_{L_{\max}} = d/4$$

$$y_{L_2} = d/4 = (V_{pp} L_2^2) / (4dV)$$

$$L_2 = 127 \text{ mm}$$

$$\text{tg} \theta_2 = 0,079$$

$$L_d = (y_A - y_{L_2}) \text{tg} \theta_2^{-1} = 254 \text{ mm}$$

As placas restantes deverão defletir o feixe de y_A , a uma distância de $(e + L_2 + L_d)$, ou seja:

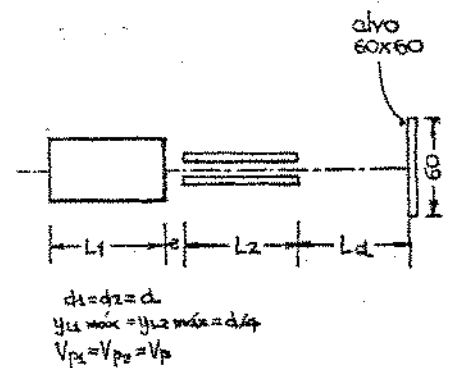


Fig. 2.7.3 - Esboço do sistema de deflexão

$$y_A = y_{L_1} + (e + L_2 + L_d) \operatorname{tg} \theta_1$$

$$y_A = (V_{pp} L_1^2) / (4dV) + (e + L_2 + L_d) (V_{pp} L_1) / (2dV)$$

Resolvendo esta equação do segundo grau, obtemos:

$$L_1 \approx 105 \text{ mm}$$

$$y_{L_1} \approx 3,5 \text{ mm} < d/4$$

Em resumo, nossa deflexão consiste de dois conjuntos de placas com:

$$d_1 = d_2 = d = 50 \text{ mm}$$

$$L_1 = 105 \text{ mm}$$

$$L_2 = 127 \text{ mm}$$

$$L_d = 254 \text{ mm}$$

$$e = 20 \text{ mm}$$

Largura das placas: 7,6 mm

Para dar maior flexibilidade ao sistema separamo-lo em duas partes:

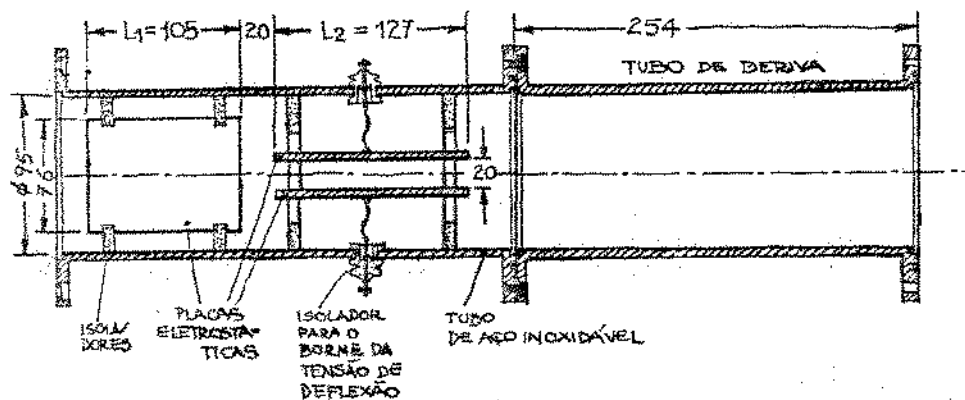


Fig. 2.7.4 - Desenho em corte do sistema de deflexão eletrostática.

Um segmento de tubo flangeado contém as placas e um outro tubo, chamado de tubo de deriva nos fornece a distância L_d , que pode ser mudada adicionando-se mais um segmento de tubo ou trocando o tubo de deriva por outro.

Para que o feixe iônico seja defletido é necessário ainda que se tenham as fontes que impõem as tensões às placas.

Da forma de onda destas tensões depende a uniformidade da implantação das amostras.

O implantador iônico fornece uma corrente de íons aproximadamente constante, ou seja, a taxa temporal de íons que incide na amostra é aproximadamente constante ao longo do tempo. Se desejamos implantar uniformemente a amostra, o mesmo feixe deverá permanecer tempos iguais em todo lugar.

Concluimos que a forma de onda deve manter a velocidade transversal do feixe constante, portanto ele deve ser linear com o tempo.

Como a amostra é finita o feixe deverá fazer um movimento de vai e vem para continuar cobrindo-a. Portanto a forma de onda deve ser triangular.

Para cobrir toda a amostra é executada uma varredura. A composição das duas formas de onda é que será responsável pela uniformidade de implantação.

Se escolhermos uma das frequências bem mais alta que a outra, obteremos uma deflexão se saltante à da televisão e incorreremos em alguns problemas devido ao fato de que o diâmetro do feixe sobre a amostra não é constante para todas as implantações.

Se a relação das frequências faz o feixe percorrer linhas com uma certa distância média b entre elas, se o diâmetro do feixe ϕ for maior do que b teremos faixas em que houve super

deflexão e, portanto, maior densidade de íons im-
electados: quando $b > \phi$ teremos o caso contrário. Co-
m ϕ pode variar desde 1mm até 8-10mm, estas de-
suniformidades podem se tornar importantes.

Parece-nos que o maior problema é a ex-
tensão das faixas desuniformes que cruzam a amos-
tre numa só direção.

A nossa deflexão é constituída por duas
ondas triangulares de baixa frequência, o que man-
tém constante a diferença entre suas frequências:
400 Hz e 402Hz.

A composição dessas formas de onda nos
dá uma trajetória semelhante à de fig. 2.7.5.

O tamanho da malha do reticulado que apa-
rece é função da relação entre as frequências uti-
lizadas.

Neste caso as desuniformidades nunca te-
rão extensão maior que a da malha.

Foi construído um circuito eletrônico
digital que possui um oscilador e diversos diviso-
res para obter as frequências desejadas. A rela-
ção entre as frequências é mantida constante.

Com o uso de ondas quadradas e integra-
dores foram geradas as ondas triangulares, poste-
riormente amplificadas e no estágio final, através
de um transformador, que tem a dupla função de ele-
var a tensão e isolar a saída, chega-se a 1500V_{pp}.

As formas de onda tem linearidade me-
lhor do que 1% numa região entre 10% e 90% da ten-
são pico a pico. Por isso o feixe iônico é sempre
defletido em 10% a mais do que as dimensões da
amostra.

O sistema de deflexão eletrostática po-
de ser usado também para ajustar ou desviar a tra-
jetória do feixe de íons, já que o secundário do
transformador que alimenta as placas é isolado,
permitindo que se as polarize com uma tensão C.C.

A primeira configuração do sistema de

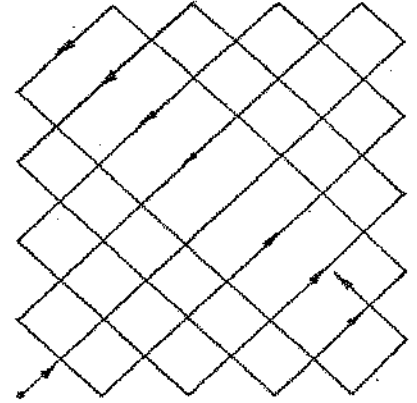


Fig. 2.7.5 - Composição das formas de onda de deflexão.

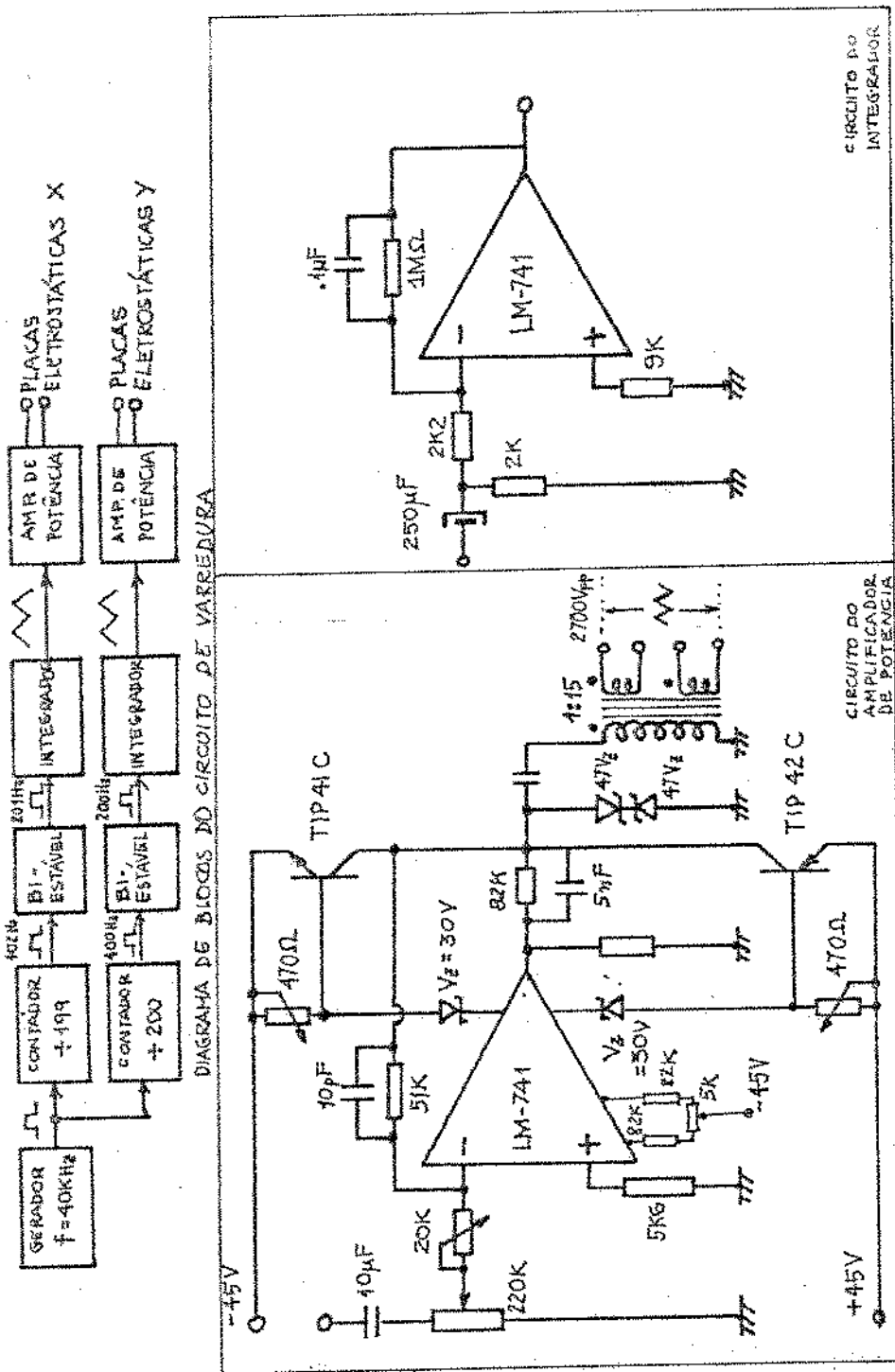


Fig. 2.7.8 - Diagrama da varredura para a deflexão eletrostática.

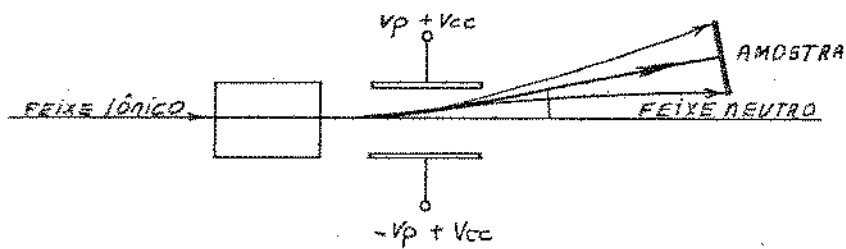


Fig. 2.7.7 - Polarização das placas eletrostáticas para obter um desvio constante θ

reflexão eletrostática, realizado por nós no Laboratório de Microeletrônica da U.S.P. foi apresentada na 27ª. Reunião Anual da SBPC em 1975. A polarização C.C. é utilizada naquele caso, para desviar o feixe, de modo que o feixe de íons neutros, proveniente principalmente da fonte de íons e perturbado pelas ópticas iônicas, não incida sobre a amostra, como mostrado na fig. 2.7.7, uma vez que, naquele projeto foi utilizado um espectrômetro tipo (ExB).

Verificamos que há grande influência do campo de borda na deflexão eletrostática. Para diminuir os efeitos do campo de borda, que cau

se o astigmatismo ao feixe iônico, os cantos ví
das placas foram arredondados, como na fig.
2.7.8, de modo a diminuir o gradiente do campo
elétrico nessa região.

O astigmatismo é causado pelo efeito
de lente eletrostática criado pelo campo de bor
da. Como este não tem simetria circular, o resul
tado é a introdução de astigmatismo.

Medições executadas nas lâminas impla
ntadas no implantador do L.M.E. com a deflexão mos
tra que a uniformidade é melhor do que 2%, sendo
que este é o valor da precisão do aparelho com o
qual foi medida a uniformidade de implantação (Me
didas de resistividade superficial de 4 pontas).

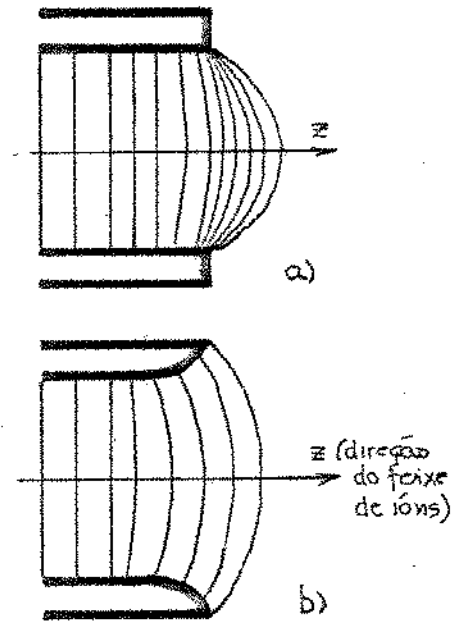


Fig. 2.7.8 - Campos de bor
da em placas eletrostáti
cas. a) bordas agudas. b)
bordas arredondadas.

2.6.1 CÂMARA DE ALVO

A câmara de alvo é basicamente, o local onde se encontra o porta-amostra.

O porta-amostra deve prover contato elétrico e térmico com a amostra. O primeiro para permitir que elétrons venham para a amostra, de forma a neutralizar as cargas positivas da corrente de feixe iônico e manter a amostra num potencial constante.

O contato térmico é necessário para manter constante a temperatura da amostra, já que a energia cinética dos íons transferida para a amostra se transforma, em sua maior parte, em calor, sendo que, em algumas condições, a temperatura da amostra pode aumentar de algumas centenas de graus, se esse calor não for dissipado.

Existe também o interesse de fazer implantações em temperaturas pré-estabelecidas e controladas. Para isso o porta-amostra deve estar termicamente acoplado a um sistema de temperatura controlada.

Deve haver facilidade na troca de amostras e, eventualmente, a possibilidade de implantar um conjunto de amostras sem ter de abrir a câmara.

O número de íons implantados é proporcional à carga total implantada; deve-se prover a câmara de alvo de meios para garantir que a corrente de elétrons que ocorre à amostra seja igual à corrente iônica que chega à mesma, pois a integração de corrente de elétrons é que nos fornecerá a carga total implantada e nos permitirá calcular as concentrações e distribuições dos íons implantados nas amostras.

Isto significa evitar que elétrons secundários gerados nas imediações da amostra a perturbem ou a deixem.

No trabalho feito na U.S.P. fizemos duas câmaras de alvo. Uma está esquematicamente representada na fig. 2.8.1.

O porta-amostra permite prender amostras de até 10x10mm. Um copo de Faraday polarizado negativamente em relação à amostra com cerca de 200V evita que elétrons secundários provenientes do choque dos íons com a amostra escapem do porta amostra. Existem ligações para um termopar para medir a temperatura da amostra.

A barra vertical presa à flange possui uma placa de altura e de ângulo em relação à direção de incidência do feixe iônico.

Esta estrutura é muito simples e não possui controle de temperatura da amostra.

A troca da amostra faz-se retirando-se o copo de Faraday que é rosqueado, expondo desta maneira o porta-amostra. A flange fica então apoiada no tubo de vidro, não sendo necessários apertos de parafusos para mantê-la no lugar e garantir a estanquidade ao vácuo.

A segunda câmara de alvo está esquematicamente na fig.2.8.2. Esta câmara traz diversos melhoramentos em relação à primeira. Ela permite girar a amostra e, também medir esta temperatura. A disposição é axial e contém um copo a mais, cuja função passaremos a explicar.

Na fig. 2.8.3 vemos que os elétrons secundários gerados no choque dos íons com a amostra são repelidos pelo potencial negativo do copo de Faraday. Entretanto os elétrons secundários gerados pelo choque de íons com o próprio copo de Faraday são acelerados na direção do porta amostra tornando a corrente de elétrons usada para medir a carga total implantada menor que a real. Para evitar isto superpõe-se ao copo de Faraday, um outro, em potencial igual ao da amostra (terra local) e que impede que íons atinjam

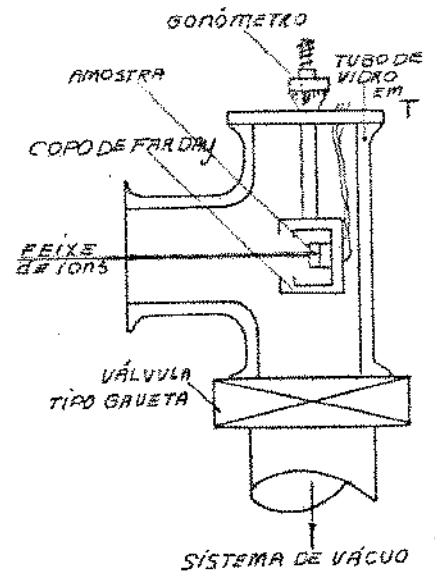


Fig. 2.8.1 - Câmara de alvo 1.

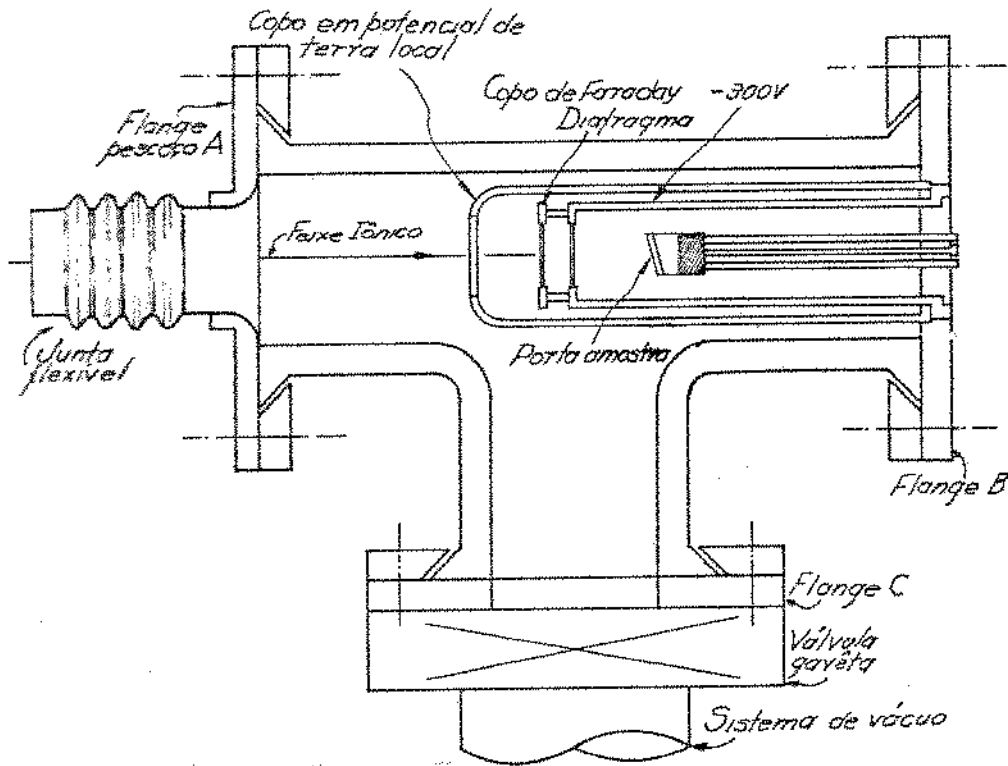
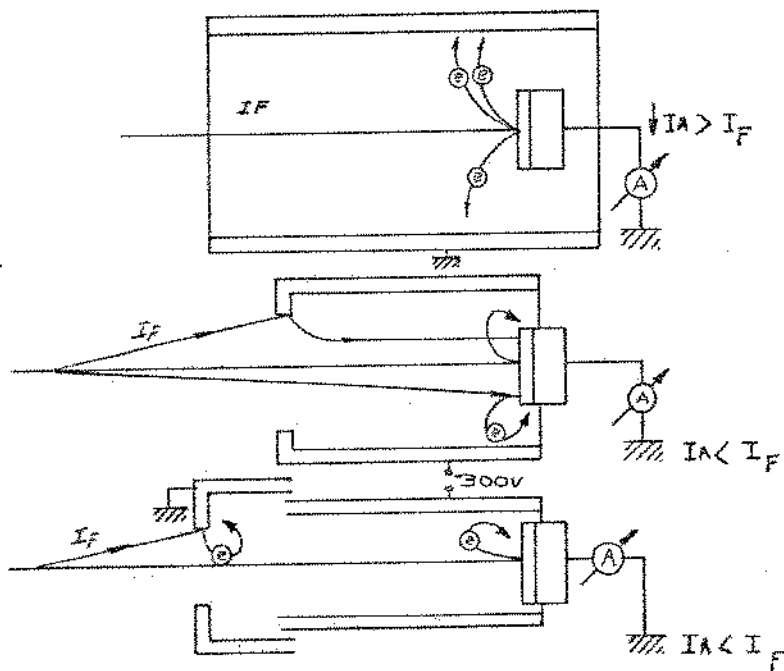


Fig. 2.8.2 - Câmara de Alvo 2.

Fig. 2.8.3 - Emissão e supressão de elétrons secundários. I_F é a corrente de faixe iônica. I_A é a corrente imediata.

o tipo de Faraday.

Desta forma os elétrons secundários gerados no choque de íons com este copo são repelidos pelo potencial negativo do copo de Faraday não conseguindo ser acelerados para o porta-amostra.

Além disso, o porta amostra faz ângulo de cerca de 10° com a direção de incidência do feixe. Pretende-se, com isso, evitar o fenômeno de canalização dos íons implantados, uma vez que grande parte das amostras monocristalinas a ser implantadas é cortada segundo uma direção cristalográfica que permite canalização.

A troca das amostras é facilitada pela montagem da flange, dividida em um anel e uma flange central. O anel é fixo na boca do "T" de vidro e nele está fixado o copo mais externo.

A flange que suporta o copo de Faraday e o porta-amostra é isolada por uma flange intermediária de acrílico e é fixada no anel por parafusos, sendo usada uma redeção com anel de elastômero para o vácuo.

Uma vez retirado este conjunto, retira-se o copo de Faraday, que é rosqueado, expondo o porta-amostra.

Esse arranjo tem o inconveniente de exigir cuidado ao retirar o conjunto citado através do anel fixo e de ser necessário dar diversas voltas ao copo de Faraday para retirá-lo pois o alinhamento do porta-amostra com o diafragma colimador do copo externo depende dessa conexão que, por esse motivo, foi fabricada com rosca fina. Além disso devem-se manipular partes que estarão ao vácuo, havendo sempre o risco de sujá-las.

Este arranjo foi utilizado com pós-aceleração, utilizando-se o vão entre a flange A da fig. 2.5.2 e o copo externo do sistema de supressão de elétrons como o vão de pós-aceleração.

Conseguiu-se subir a tensão até cerca de 80 KV, sendo que, a partir dessa tensão, abriam-se arcos entre as flanges B e C. A energia total do feixe com pós-aceleração chegou portanto a um pouco mais de 100 KeV.

Todo este sistema está em pleno funcionamento até a presente data.

A câmara de alvo projetada para versão do implantador de que trata este trabalho é mostrada na fig. 2.8.4.

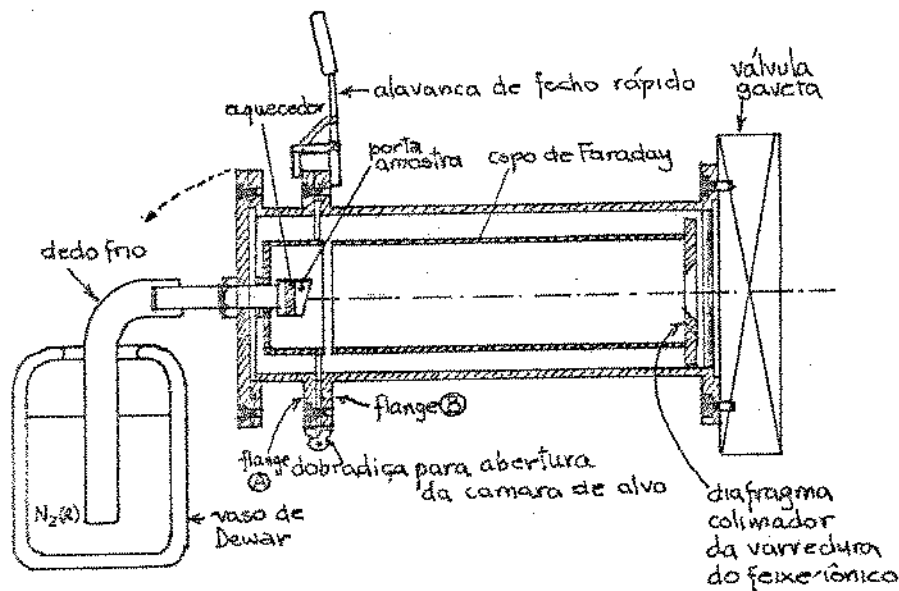


Fig. 2.8.4 - Câmara de alvo projetada para este trabalho.

Ela dispõe de um sistema de controle da temperatura do porta-amostra, desde a temperatura do Nitrogênio líquido até 600°C. Para temperaturas acima de 200°C, que é o limite para o funcionamento das vedações de teflon, utiliza-se o Nitrogênio líquido para confinar a alta temperatura apenas na região da amostra. Um termopar, situado no porta-amostras, registra a temperatura.

O porta-amostras, juntamente com o seu aquecedor, pode ser trocado para conter amostras de diâmetro padronizado até 50mm. Quando desta troca, muda-se também o diafragma, de modo que o feixe atinja somente a área do porta-amostra.

Quando as amostras são irregulares, utiliza-se um porta-amostras que as possa conter e utiliza-se a relação entre as áreas da amostra e do porta-amostra para estabelecer a carga implantada na amostra (uma vez que a medida de carga se faz integrando a corrente que atinge o porta-amostra inteiro).

A troca de amostras é bem simples, bastando soltar a presilha de fechamento e girando a flange. A da fig. 2.8.4; isto expõe amplamente o porta-amostras. O processo é mostrado na fig. 2.8.5.

Um medidor de vácuo colocado nas imediações do porta-amostra, mede a pressão nessa região.

A abertura da câmara de alvo é precedida pelo fechamento de uma válvula tipo gaveta que fecha a câmara de alvo do resto do sistema. Após o fechamento dessa válvula, o vácuo da câmara de alvo é rompido introduzindo-se nitrogênio gasoso seco, de modo a evitar que as paredes da câmara de vácuo e o volume da mesma sejam contaminados com vapores e substâncias existentes no ar ambiente.

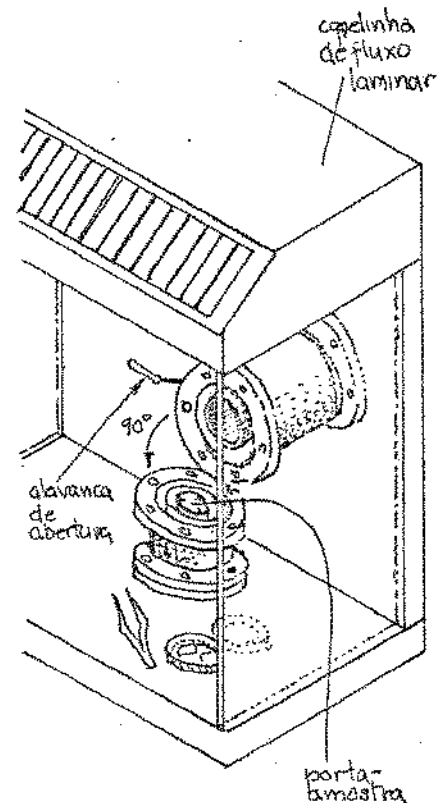


Fig. 2.8.5 - Troca de amostras na câmara de alvo.

DISCUSSÃO FINAL

3

Descreveremos a seguir o trabalho realizado para esta tese de mestrado tanto no Laboratório de Microeletrônica da EPUSP como no Laboratório de Eletrônica e Dispositivos da FEC - UNICAMP.

No Laboratório de Microeletrônica da Escola Politécnica da Universidade de São Paulo (LNE/USP) participamos do projeto e execução das modificações do sistema de geração de íons positivos primitivos, objeto de tese de mestrado de J.P. de Souza⁽¹⁾ sob a orientação de C.I.Z. Mammone. Estas se faziam necessárias para colocar o sistema de geração de íons em condições de implantar amostras.

Foram projetadas e construídas duas câmaras de alvo, já descritas nesta tese, o sistema de deflexão eletrostática do feixe de íons, os circuitos de varredura necessários para seu funcionamento, sendo utilizada uma lente eletrostática unipotencial para a refocalização do feixe sobre a amostra, duas armadilhas frias refrigeradas a nitrogênio líquido do tipo "chevron", que apresentam grande condutância para o bombeamento de vácuo, precedidas de armadilhas frias refrigeradas a água, com a forma de pá de hélice, também de grande condutância. Duas bombas de vácuo de difusão de óleo de 2600 l/s, importadas, providas das respectivas bombas mecânicas a óleo para o pré-vácuo, também importadas, foram instaladas no sistema: uma para evacuar a câmara de alvo e a outra para prover o vácuo na região da fonte de íons, garantindo assim as pressões necessárias ao funcionamento do implantador: 10^{-3} Torr na fonte de íons, pressão da ordem de 10^{-6} Torr

na câmara de alvo e um gradiente de pressão em ambas as extremidades, sendo o gradiente mais acentuado na região de extração, de forma a manter quase todo o implantador em pressão da ordem de 10^{-6} Torr.

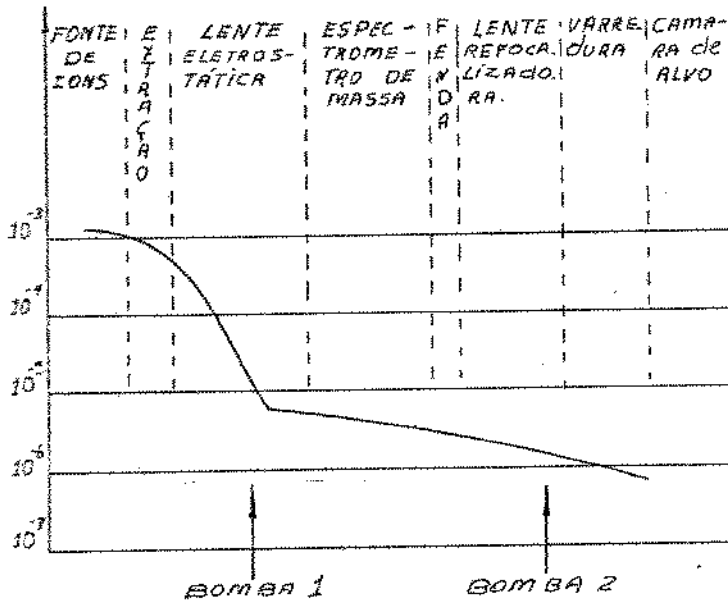


Fig. 3.1 - Gráfico das pressões ao longo do implantador.

Foi também construída uma válvula gavete de 100mm de diâmetro para isolar a câmara de alvo do resto do implantador.

A fonte de íons foi modificada em alguns detalhes, como a adição de um forninho para evaporar materiais sólidos, a construção de um pequeno reservatório para diminuir a pressão de entrada dos gases a serem ionizados, tornando o ajuste do fluxo de gás para a fonte de íons mais controlável e estável.

A lente unipotencial acoplada ao extrator foi provida de um sistema que permite variar

a variar a distância do eletrodo extrator ao ori-
fício de extração da fonte externamente, permi-
tindo a variação desse parâmetro com o sistema em
funcionamento.

Foi suprimida a fonte de alta tensão
que alimentava o eletrodo central dessa lente,
sendo substituída por um divisor resistivo enca-
psado em plástico isolante, ligado na fonte de
alta tensão que fornece a tensão de extração/ace-
leração de feixe iônico. Isto foi possível pois
as medidas efetuadas no poder de focalização nas
condições da montagem existente indicavam que a
tensão do eletrodo intermediário da lente unipo-
tencial (tensão de focalização) deveria ficar en-
tre $2/3$ e $3/4$ da tensão de extração.

O divisor fixo ainda permitia a inser-
ção de um conjunto de resistências e um potenciô-
metro para facultar a variação da tensão em tor-
no dos valores pré-fixados.

Foram melhoradas as características do
espectrômetro de massa tipo ExB, reduzindo o as-
simetismo causado pelas placas eletrostáticas.

Construiu-se um medidor de corrente de
feixe iônico retrátil localizado na saída da fen-
estra do espectrômetro de massa. Outro medidor, re-
trátil, do tipo porta, foi construído e instala-
do para a deflexão eletrostática. Este último uti-
liza um comando externo magnético e pode ser usa-
do também para interromper o feixe, além de per-
mitir uma medida da corrente do feixe iônico re-
focalizado, sem que este atinja a amostra.

O feixe também pode ser desviado da
amostra utilizando-se uma fonte de polarização
nas placas defletoras; a mesma fonte que mantém
o desvio constante no feixe iônico para evitar
que o feixe neutro atinja a amostra é utilizada
nessa caso.

Foram montados bastidores para conter

todos os instrumentos e fontes de potência necessárias para o controle e funcionamento do implantador. Estes são do padrão internacional (CERN padrão).

A estrutura de suporte foi projetada em módulos componíveis (bancadas) aos quais as partes do implantador se fixam através de elementos de sujeição de fácil manuseio e ajuste tridimensional. Além destas lunetas quadradas, de fácil execução e manuseio foram criadas, permitindo o alinhamento mecânico preciso do implantador com o auxílio de um pequeno laser de Neônio.

Toda a fiação, inclusive a de alta tensão foi distribuída de forma racional e através de conectores múltiplos, é ligada ao bastidor de controle.

As fontes de ânodo, de filamento, do filamento, o medidor de temperatura a termopar, o sistema de fornecimento de gases, todos da fonte de fons, assim como o divisor resistivo para a câmara de focalização de lente electrostática as aprofunda e extrator foram montados em um pequeno compartimento isolado, montado dentro de uma das estruturas padrão de suporte, já que todo este equipamento fica em alta tensão. O manuseio dos botões de controle e das válvulas de gases para a fonte de fons é feito por intermédio de tubos isolantes de PVC (tubos de água TIGRE). Envolvendo a estrutura de suporte existe uma tela perfurada a potencial de terra para garantir a segurança. Foi feito também o encapsulamento do transformador de isolamento necessário para suprir energia elétrica aos equipamentos em alta tensão. O material utilizado foi resina epoxi com preenchimento de quartzo em pó, processado a vácuo.

Foi construído um pequeno sistema de ligas de interruptores para evitar que as bombas de difusão fossem acionadas sem terem sido

ligadas as respectivas bombas mecânicas de pré-
 vácuo, este sistema ainda mantinha em série os
 sensores de excesso de temperatura das bombas de
 difusão, evitando a possível queima dos filamen-
 tos e do óleo no caso de falta de água de refri-
 geração das bombas de difusão.

Foram testadas diversas configurações
 do sistema: com refocalização, sem refocalização,
 usando as placas eletrostáticas de espectrômetro
 da mesa para a deflexão, etc. Utilizamos um tu-
 bo de osciloscópio usado, cortando-o de modo a
 afinar o canhão de elétrons, para verificar as
 condições do feixe iônico em todos estes casos.
 Foi através deste sistema que detetamos o astig-
 matismo do espectrômetro e verificamos a redução
 desse problema. As características do sistema de
 deflexão eletrostática também foram verificadas
 desta forma.

Um problema sério que surgiu foi a ine-
 xistência de um terra local de baixa impedância.
 A falta de aterramento criava condições de faís-
 camento em todas as partes do implantador, distor-
 tendo as leituras dos medidores e danificando, in-
 clusive, partes do equipamento.

Logo após termos instalado um terra
 conveniente, com resistência ohmica menor do que
 1Ω, ainda surgiram problemas de aterramento devi-
 do a elos de terra (loops). Em virtude disto deci-
 dimos organizar toda a fiação do implantador e
 melhorar o aterramento de suas partes, incluín-
 do os bastidores, evitando os elos de terra.

O resultado mostrou-se satisfatório, de-
 saparecendo os problemas existentes.

No laboratório de Eletrônica e Disposi-
 tivos da UNICAMP (LED/UNICAMP) decidiu-se por no-
 vo projeto, utilizando a experiência já consegui-
 da com o primeiro.

Configuramos o sistema de implantação

iônica descrito neste trabalho, do qual fizemos todo o projeto e desenhos de execução.

A fonte de íons foi a primeira a ser executada; a usinagem mecânica do espectrômetro de massa tipo setor magnético foi encomendada a uma firma de Campinas. Inicialmente procuramos uma fundição que se dispusesse a fundir as partes componentes do ímã do setor magnético. A grande parte das fundições procuradas não tinha condições de garantir as especificações do material a ser usado para a fusão - um aço doce, com baixo conteúdo de Carbono (menor ou igual ao da norma SAE 1006). Fomos informados que somente as usinas que possuíssem fornos a vácuo ou de outro tipo que permitisse a redução do conteúdo de Carbono poderiam fazer este trabalho.

Encontramos uma fundição que se dispôs a estudar o assunto e nos informou que poderiam executar o serviço. O custo da fusão era, entretanto, superior a dez vezes o custo do material mais mão de obra necessários tendo a direção da firma justificado tal aumento em virtude de ser apenas executada uma peça e que a especialidade da firma eram os aços finos especiais, pelo que estavam cobrando de acordo com sua tabela. O prazo de entrega sendo longo (120 dias), optamos por uma outra solução: a de utilizar chapa de aço SAE 1005 de 127 mm nominais de espessura, recortada com maçarico de corte pantográfico, em seguida sofrendo um processo térmico lento de normalização.

Estas peças brutas foram então enviadas à usinagem, que se encontra em fase de acabamento. Em virtude das dimensões e peso da peça (1 tonelada, montada; o menor segmento pesa 175 kg) e também da precisão das superfícies usinadas, tiveram que ser projetados dispositivos especiais para a usinagem da peça, o que implicou em atra

em dois prazos de fabricação.

Para a construção do transformador de isolamento contamos com a participação dos estagiários graduandos Celso Posca e Roque Trondi.

Para proceder à fusão da resina epóxi em vácuo, etapa necessária para reduzir na medida do possível bolhas de gases na massa do epóxi, evitar este que degrada as características isolantes da resina citada, foi construída uma câmara de vácuo de cerca de 120 l de volume, utilizando para o bombeamento uma bomba mecânica de vácuo de dois estágios, do tipo de palhetas rotativas, com capacidade de 300 l/m, marca SARGENT - WELCH.

O grande volume fez-se necessário para poder manter uma placa aquecedora em vácuo, além das formas para o transformador e iluminação interna para observar o processo, através de um vidro fabricado para tal.

A formulação da resina epóxi utilizada para o transformador de isolamento inclui pó de quartzo na proporção de 4 partes deste para uma de resins, além das quantidades necessárias dos outros componentes. Esta formulação deu bons resultados, tendo sido usada também, excluindo-se o pó de quartzo e o corante, na construção da fonte de íons. Em virtude das temperaturas de trabalho da fonte de íons e do transformador e fusão e a cura foram feitas a 120°C.

Nesta temperatura o tempo de gel (tempo que a resina leva para se tornar gelificada) é da ordem de 20 min.

Como a mistura dos componentes leva cerca de 5 minutos e outros 5 minutos são gastos para preencher o molde os restantes 10 minutos não são suficientes para evacuar a massa, ficando ao risco de haver gelificação durante o processo de vácuo.

Para a fusão da lente eletrostática utilizamos uma formulação que cura a 60°C, o que

que nos dava um tempo de gel de mais de 1 hora.

Entretanto, os coeficientes de dilatação desta resina são bem maiores que os da outra e como resultado apareceram grandes fissuras na camada de resina, inutilizando nossa primeira lente eletrostática.

Procederemos a dois testes a seguir:

- utilizaremos a primeira formulação a 60°C e verificaremos seus resultados;

- utilizando a segunda formulação, após o processo de fusão a vácuo a 60°C, faremos a cura a 120°C, pois nesta temperatura a resina epóxi é flexível e pode se amoldar à sua forma.

O trabalho com a resina epóxi nos permite descobrir alguns detalhes de projeto importantes para encapsulamentos e construção de isoladores para alta tensão e vedação de vácuo. Um relatório detalhado está sendo preparado para publicação interna no CODEX. Consideramos de interesse desenvolver essa tecnologia, pois temos intenção de usá-la posteriormente na construção de um tubo de pós-aceleração, substituindo os isoladores de porcelana necessários.

Para medir as características do ímã do espectrômetro de massa tipo setor magnético foi desenvolvido um gaussômetro cuja bobina exploradora é de pequenas dimensões, cerca de 10mm de diâmetro. A bobina exploradora pode ser diminuída mais ainda em caso de necessidade (fig. 3.2)

O ímã do espectrômetro possui peças polares com raio médio de 500mm. Para mapear o campo magnético produzido, usou-se um sistema polar de coordenadas, cujo centro coincide com o do setor de círculo das peças polares. A montagem utilizada está esquematizada na fig. 3.2.

O gaussômetro possui uma saída digital com uma precisão da ordem de 1%, tendo sido de

envolvido com a participação do estagiário graduado S.S.Saviani.

Para conhecermos o número total de íons implantados devemos integrar a corrente de feixe iônico durante o tempo de implantação, obtendo a carga total implantada.

Um método às vezes utilizado é o de usar um electrômetro para a medida da corrente iônica (pois as correntes podem chegar a 1 nA) e um cronômetro. Este método dá pouca precisão pois depende do operador e da constância do valor da corrente de feixe iônico.

O uso de um circuito integrador de corrente, permite melhor precisão. Para o implantador do LME/EPUSP.

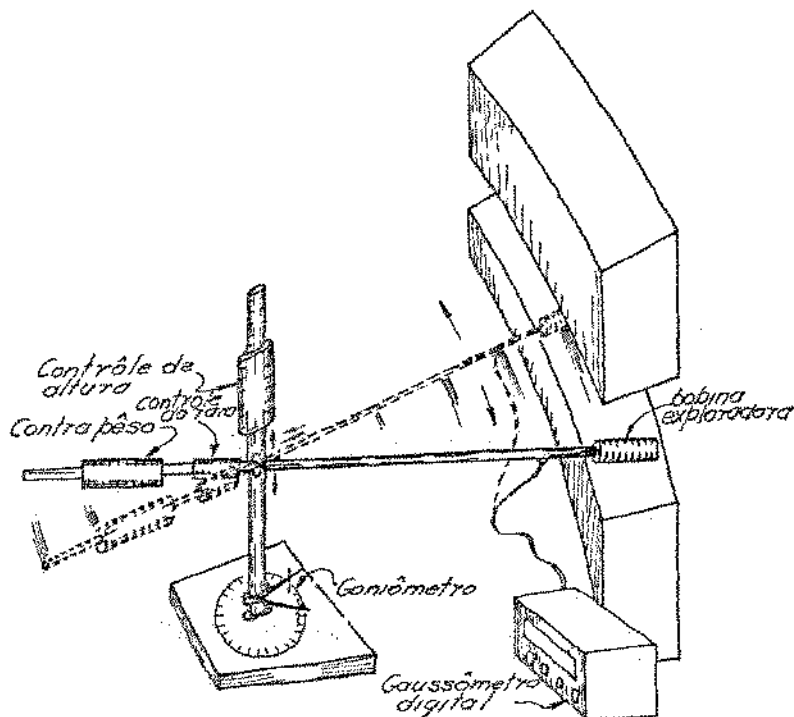


Fig. 3.2 - Montagem para a medição do campo magnético do ímã do espectrômetro de massa.

APENDICE

APÊNDICE A - PROCESSOS DE IONIZAÇÃO

A.1 - Ionização por impacto de elétrons

Consideremos o choque entre um elétron cinético e um átomo neutro. Se a energia transferida pelo elétron ao átomo for suficiente para levar um ou mais elétrons desse átomo ao nível de vácuo, terá havido uma ionização por impacto de elétrons.

Para conseguir a ionização devemos construir uma fonte de elétrons energéticos, que deverão se mover dentro de um gás da substância a ser ionizada.

Os choques desses elétrons com as partículas do gás nem sempre resultam em ionizações. Podem ocorrer choques elásticos (interação com a coroa eletrônica), dissociação das partículas do gás ou excitação dessas partículas, com eventual emissão de fótons quando os elétrons dessas partículas voltarem ao estado fundamental.

Os elétrons podem ser gerados termoiônico ou por meio de catodos frios. É no percurso entre catodo e anodo que se realizam os fenômenos que geram os íons.

Há sempre a formação de um arco elétrico entre o catodo e o anodo enquanto durar o processo. O arco pode ser de alta ou baixa pressão, isto é, a pressão do gás pode ser alta ou baixa.

No entanto, a existência do arco é, de uma forma geral, função da temperatura, da diferença de potencial entre anodo e catodo, da pressão do gás e da geometria catódica e anódica.

Como vimos, nem todo choque produz um íon; ainda mais, nem todos os elétrons colidem com partículas do gás. Então, a quantidade de íons formados por unidade de tempo pode ser escrita como uma função da probabilidade de haver um choque e da probabilidade de um choque ser ionizante.

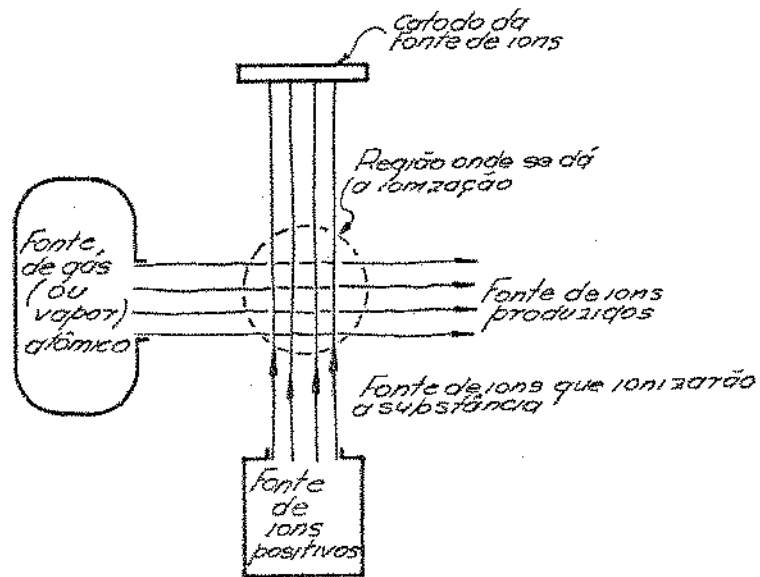


Fig. A.2.1 - Esquema de ionização de substância no estado gasoso (ou vapor) utilizando o processo por impacto de íons.

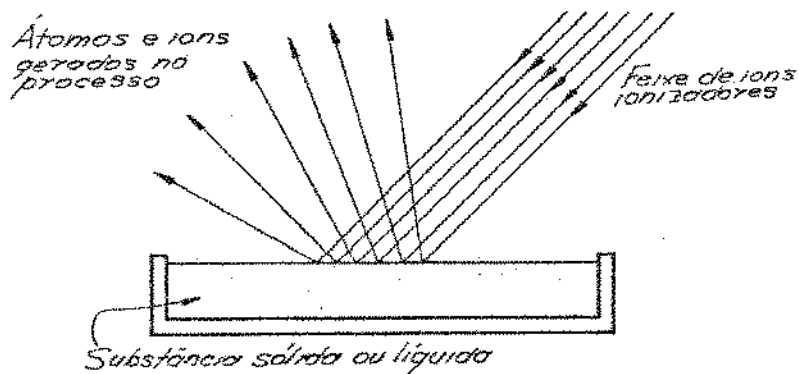


Fig. A.2.2 - Esquema de ionização de substância sólida ou líquida utilizando o processo por impacto de íons.

tratos sólidos ou líquidos.

Durante o bombardeio dos íons ionizantes, são formados íons do substrato. Além disso, são arrancados do substrato átomos ou moléculas ocultas ou dissolvidas no substrato, incluindo as do feixe de íons ionizantes adsorvidas pelo substrato, sendo em parte ionizadas e em parte, neutras. Fragmentos de moléculas do substrato também podem ser gerados, havendo a possibilidade de formação de compostos entre os átomos e moléculas presentes, ionizados ou não. Em suma, um plasma complexo é formado por este processo.

Foi verificado que Mo e Pt só emitiriam íons positivos (Mo^+ e Pt^+) quando as superfícies desses substratos fossem extremamente limpas. Os íons utilizados para bombardeá-los eram de gases nobres com energias de até 1KeV ⁽¹⁸⁾.

Entretanto, só se conseguem Cu^+ e Ta^+ se os substratos estiverem contaminados por átomos como O, N e C. Isto parece indicar que o processo de ionização é indireto, podendo se dar com formação de compostos entre os átomos do substrato e os contaminantes⁽¹⁸⁾.

O processo depende muito das condições da superfície do substrato, sendo pouco reproduzível e pouco confiável; a proporção de íons do substrato no plasma formado é da ordem de 10^{-2} a 10^{-4} ⁽¹⁸⁾ para as energias mencionadas.

Já foram obtidos íons negativos (Cu^- , Ag^- , Al^- , Al_2^- , Sn^- , Sn_2^- e Ni^-) bombardeando substratos desses materiais com Cs^+ a 1KeV . Ainda foram conseguidos íons P^+ e P^- bombardeando um substrato de silício dopado com P, a 50KeV ⁽¹⁸⁾.

Quando a energia dos íons ionizadores é muito alta, os resultados são diferentes. Kaminsky⁽¹⁹⁾ reportou que deuterons a 1MeV criaram Cu^+ na proporção de $\sim 70\%$ do plasma formado.

te. Uma forma de aumentar a primeira é aumentando o percurso dos elétrons entre catodo e fonte, utilizando campos elétricos e/ou magnéticos convenientes, como nas fontes de elétrons oscilantes (1).

A.2 - Ionização por impacto de íons

Neste caso, a energia de ionização é transferida para o átomo neutro, por um íon energético. Chamando de qV_i a energia de ionização de um átomo, o íon de massa M deverá possuir energia $W_i = 1800 MqV_i$ (eV); confrontando esse caso com o descrito em A.1, notamos que a energia do íon deve ser 1800M vezes maior que a de um elétron, pois a massa do elétron é menor nessa proporção. Para um íon com $M=100$, $V_i \approx 10V$ o valor de $W_i \approx 1,8MeV$. No caso de íons de hidrogênio ($M=1$) incidindo em átomos de Césio ($V_i \approx 3,9eV$) $W_i \approx 7 KeV$.

Em vista do exposto, podemos definir um intervalo de energia ótimo entre 10 KeV e 10 MeV, dependendo do íon utilizado.

Cumprir notar que ocorre ionização mesmo em energias mais baixas que as calculadas, mas a probabilidade de ocorrência decresce rapidamente com a energia.

Em virtude das altas energias requeridas, este processo de ionização é raramente utilizado para a produção de íons para implantação iônica.

Quando a substância a ionizar se encontra no estado gasoso, pode-se utilizar um arranjo como o da fig. A.2.1.

No caso da substância a ionizar ser sólida ou líquida, observa-se a existência de íons secundários.

O esquema da fig. A.2.2 mostra um arranjo para a produção de íons a partir de subs-

A.3 - Ionização puramente térmica

Deseja-se descrever o processo de ionização puramente térmico, onde apenas a elevação da temperatura é responsável pela ionização.

Quando a energia de vibração térmica de um gás for maior que a de ionização, teremos a possibilidade de formação de íons, quando do choque entre duas partículas desse gás.

No seio do gás aquecido encontraremos sempre uma distribuição de energias; uma parte das partículas terá energia maior do que qV_i .

Em 1920 Saha⁽²⁰⁾ estudou este fenômeno, tomando como hipóteses que o processo é reversível, que é puramente térmico, que só depende das propriedades do gás e que existe um equilíbrio térmico entre os átomos, íons e elétrons coexistentes e que esses três componentes possuem as energias térmicas correspondentes à temperatura em que se encontram.

Nessas condições, é possível expressar o grau de ionização, definido como $n_i^2/(n_a+n_i)p$ para um gás à temperatura $T(^{\circ}K)$ e pressão p (Torr), através da equação:⁽²⁰⁾

$$n_i^2/(1-n_i^2) = 4,16 \cdot 10^{-10} T^{5/2} p^{-1} \exp\{-qV_i/kT\}$$

onde n_i é a concentração de íons

n_a é a concentração de átomos neutros

qV_i é a energia de ionização

R é a constante de Boltzmann

O modelo não leva em consideração a ação de campos elétricos, que tendem a mudar as concentrações de íons e elétrons; o fato dos constituintes do gás poderem ter energias de ionização diferentes, gerando portanto, mais íons do componente de menor energia de ionização; as condições de contorno criadas pelas paredes que confinam a câmara de ionização, a possibilidade de

haver ionizações múltiplas, estados metaestáveis excitação atômica e dissociação de espécies poli atômicas. O modelamento existente, portanto, ainda é pobre, pois não permite prever a soma das possíveis situações.

Os íons produzidos por este processo têm um grande espalhamento de energia cinética e requerem altas temperaturas para sua produção.

A fig. A.3.1 mostra a eficiência térmica de ionização calculada com a equação apresentada nesta seção (8).

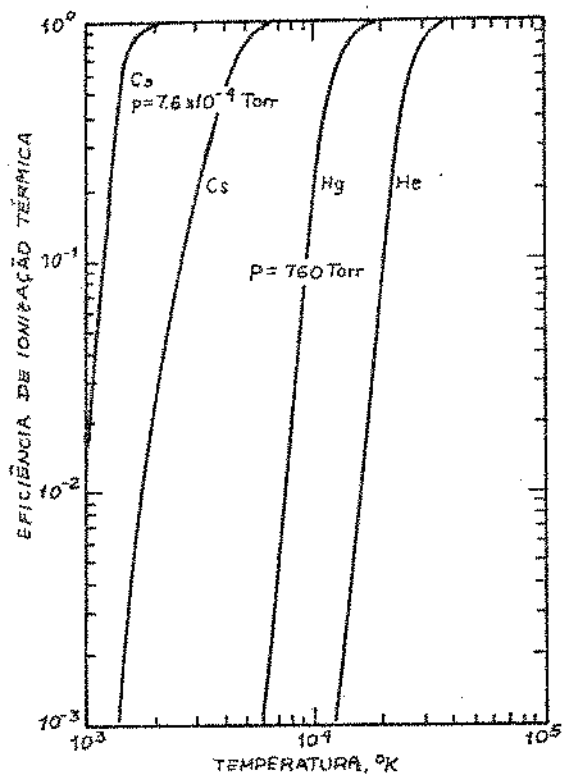


Fig. A.3.1 - Eficiência da ionização térmica.

A.4 - Ionização por centelhamento

Um centelhamento periódico entre dois eletrodos situados em vácuo pode gerar íons das substâncias que constituem os eletrodos e também do gás rarefeito que os cerca.

A frequência e a tensão de centelhamento podem ser altas ou baixas.

Centelhamentos de baixa tensão geram

quase exclusivamente íons monoionizados; com alta tensão é gerado um espectro de íons, desde monoionizados até tetra ou penta-ionizados. Grandes quantidades de átomos neutros são geradas, devido à evaporação dos eletrodos.

O processo de baixa tensão e baixa frequência pode ser realizado em vácuo ultra alto e é independente da pressão.

As desvantagens dos processos de baixa tensão em relação aos de alta tensão são: os eletrodos têm duração curta, o ponto de que saltam centelhas muda de posição, há instabilidade de emissão ao longo do tempo e superaquecimento dos eletrodos. Como vantagem principal fica a possibilidade de produção de íons em vácuo ultra alto exigindo uma montagem relativamente simples.

Os processos de alta tensão (10 a 50KeV) permitem obter íons de elementos pesados (W,Pt) e gases leves; são obtidos plasmas bem densos na região de formação de íons. Suas concentrações $n_e = 10^{15} - 10^{16}$ íon/cm³ e a temperatura dos elétrons $T_e = 10^5$ °K é alta, tornando a densidade de energia $W_e = n_e k T_e$ bem elevada.

O número máximo de íons ou elétrons que podem ser extraídos da fonte é dado em relação à área do plasma de qual foram extraídos. Para íons fica em torno de 10 a 100 A/cm² e para elétrons cerca de 1000 A/cm².

A.5 - Ionização por campo elétrico

Átomos ou moléculas passando perto de uma superfície ou mesmo adsorvidos por esta, podem ser ionizados por um campo elétrico muito intenso geralmente criado por uma ponta no material que constitui a superfície.

Segundo Gomer⁽²¹⁾, a barreira de potencial da superfície é diminuída quando existe um

campo elétrico localizado muito intenso, permitindo que os elétrons tunelem através da barreira, como pode ser visto na fig. A.5.1.

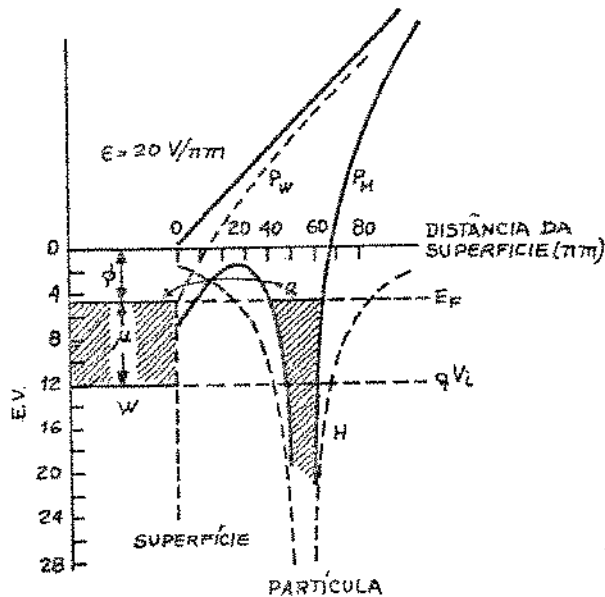


Fig. A.5.1 - Processo de ionização por campo elétrico. A superfície é de W e o átomo é de H. O diagrama de energia é para o elétron 1s do H, situado a $5,5 \text{ \AA}$ da superfície de W, num campo de 20 V/nm .

Para que haja ionização não é necessário que o átomo esteja adsorvido na superfície ionizadora, bastando estar a uma distância X_M (máxima).

Da figura A.5.1 deduzimos facilmente esse valor; quando da aproximação do átomo, seu nível de vácuo se alinha com o da superfície, e o elétron mais externo do átomo, que estava num potencial $-V_i$, passa para um novo potencial, mais alto, devido à existência do forte campo elétrico, aplicado que deforma o poço de potencial do átomo, curvando para baixo o diagrama de energia do átomo do lado adjacente à superfície. Se o elétron ganhar energia suficiente para chegar ao

nível de Fermi então poderá haver tunelamento para a superfície. Chamando de ϕ a função de trabalho da superfície metálica ionizadora, e o módulo do campo elétrico e V_1 o potencial de ionização do elétron, podemos escrever:

$$q(V_1 - \phi) = q \epsilon x_M$$

donde
$$x_M = \frac{V_1 - \phi}{\epsilon}$$

Podemos ver claramente porque convém utilizar superfícies com alta função de trabalho.

O mecanismo de ionização neste processo depende do valor do campo elétrico aplicado.

a- Quando o campo elétrico é muito alto todas as partículas que se aproximam da ponta são ionizadas e a geração é limitada pelo fluxo de partículas neutras que chegam à ponta.

O número de íons formados por unidade de tempo é maior do que o que se pode calcular através do fluxo devido à pressão, pois os átomos que passam nas imediações da ponta são atraídos para a mesma por forças devidas à polarização da partícula neutra.

b- Quando a magnitude do campo elétrico é pequena, nem todos os átomos que chegam à ponta são ionizados e a geração de íons é limitada pelo tempo médio de ionização.

No caso a, Gomer chegou a uma expressão para a corrente de íons gerados numa ponta hemisférica de raio R e um gás à pressão p e massa atômica m , numa $T(^{\circ}K)$.

$$I = q \cdot 2\pi R^2 \tau p / (2k \pi_m T)^{1/2}$$

Ele obteve para o He, com $R \approx 500 \text{ \AA}$ $\tau = 10$

$T = 3000^{\circ}\text{K}$.

$$I = 0,3 \mu\text{A/Torr}$$

Segundo Gomer τ , o fator de correção para a obtenção da área, varia entre 10 e 100.

Os íons gerados são moleculares e não é possível ionizar qualquer espécie atômica.

Este processo foi utilizado para a propulsão de naves espaciais, utilizando gases de alto peso molecular monoionizados, acelerados e expulsos da nave na direção de propulsão.

A.6 - ionização por troca de carga

Consideremos a colisão de um íon positivo rápido e uma partícula neutra estacionária no vácuo; dela pode resultar uma permuta de momento e energia com mudança de direção (figura A.6.1) ou então pode resultar numa permuta de carga e elétrica. Neste caso, após a permuta de carga teremos o aparecimento de um íon lento e de um átomo neutro rápido.

É interessante notar que do ponto de vista global, este processo não gera íons; há apenas a mudança da espécie ionizada, se as partículas que se chocaram forem de espécies atômicas diferentes.

Podemos ainda visualizar este fenômeno como um possível processo de mudança de energia de íons, quando as espécies atômicas forem as mesmas.

O processo pode ser usado também para a produção de íons negativos.

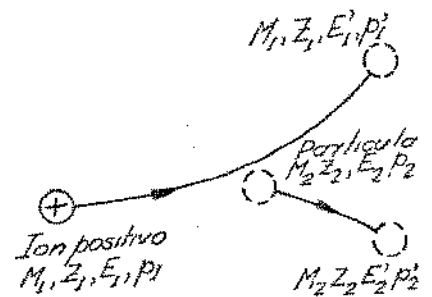


Fig. A.6.1 - Colisão com permuta de momento e energia.

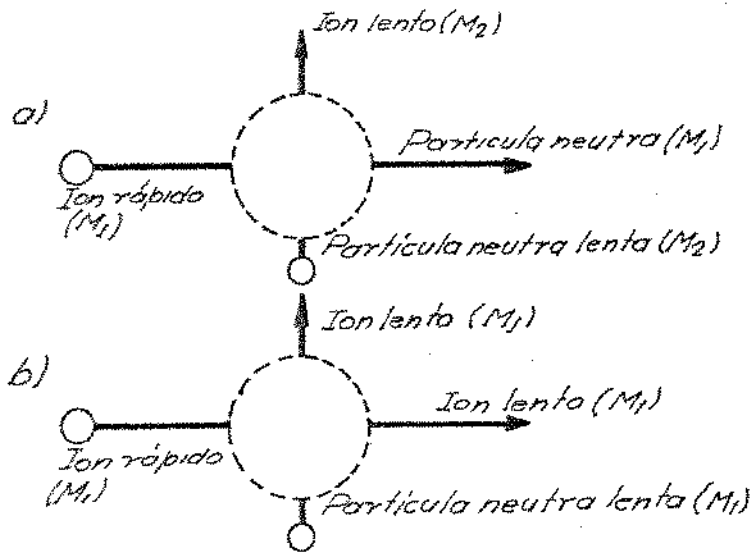


Fig. A.6.2 - Colisão com mudança de carga.
 a) espécies atômicas diferentes.
 b) espécies atômicas iguais.

A.7 - Ionização por captura de elétrons

Se um elétron colidir com um átomo ou molécula neutra de uma substância eletronegativa, existe a possibilidade desse elétron ser capturado, formando-se um íon negativo.

A probabilidade de ionização é função de ϵ/p onde ϵ é o módulo de um campo elétrico aplicado e p é a pressão do gás de átomos ou moléculas que se ionizam.

A única propriedade do gás que influencia o processo é sua eletronegatividade.

A presença de um terceiro corpo aumenta a probabilidade de ionização⁽²³⁾, devido à conservação de energia e momento; se esse terceiro corpo for um átomo ou molécula, o acréscimo de probabilidade é maior do que se fosse um elétron.

Uma grande quantidade de íons negativos pode ser gerada quando o saldo de energia do

o sistema de três corpos for transferido para o sistema todo na forma de energia potencial, sen-
do o sistema uma mistura de elétrons livres e par-
tículas atômicas com uma concentração de $\sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$

No caso de dois dos três corpos serem elétrons, a concentração deve passar a $\sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ para manter o mesmo valor de probabilidade de ionização.

Para uma condição sem ressonância, uma concentração de $\sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ é suficiente, desde que 2 dos três corpos sejam átomos ou moléculas.

Uma descarga elétrica simples possui uma concentração de elétrons entre 10^9 e 10^{12} cm^{-3} . Fontes de íons que utilizam descargas desse tipo produzem correntes iônicas entre 10^{-11} e 10^{-13} A .

Fontes de íons do tipo Nier produzem entre 10^{-18} e 10^{-13} A de corrente iônica.

Define-se um número médio de colisões para que um elétron seja capturado; este varia com o tipo de gás.

Define-se também um tempo médio de captura.

Ambos são infinitos para gases nobres e para H_2 e N_2 puros.

Para gases muito eletronegativos, como o O_2 e o Cl_2 , o número médio de colisões fica entre 10^5 e 10^8 com um tempo médio de captura de $1 \mu\text{s}$ a 1 ms . (3)

Qualquer fenômeno que provoque um aumento na velocidade média dos elétrons tende a fazer diminuir a probabilidade de captura, pois esta se efetua em condições de baixa velocidade.

A.3 - Ionização por radiação (Fotoionização)

A fotoionização se dá quando a energia do fóton incidente, $h\nu$, for maior ou igual a energia de ionização $q\phi_i$.

Uma diferença básica entre este processo e o de impacto por elétrons é que, aumentando a energia dos fótons, a probabilidade de ionização diminui.

Quando $h\nu > qV_i$ o saldo de energia pode se transformar em energia cinética do átomo ionizado, ou excitação do mesmo, com posterior decaimento e fotoemissão.

O maior comprimento de onda que um fóton pode possuir para poder ionizar um átomo é dado aproximadamente por:

$$\lambda_M = 1234,5/qV_i \text{ nm}$$

Para monoionizar o C_s ($V_i = 3,9\text{eV}$), $\lambda_M = 315,0 \text{ nm}$; para o H_g ($10,4 \text{ eV}$), $\lambda_M = 119,0 \text{ nm}$; para o He ($V_i = 24,6 \text{ eV}$), $\lambda_M = 50,0 \text{ nm}$.

Raios gama, raios X e luz ultravioleta são os melhores produtores de íons por radiação.

A luz visível é capaz de ionizar átomos com $V_i < 4 \text{ eV}$.

A seção de choque para a fotoionização é relativamente baixa, da ordem de 10^{-19} cm^2 , donde a sensibilidade e a corrente de íons extraída serão relativamente baixas.

As maiores correntes de íons são obtidas com altos fluxos de fótons e altas pressões de gás. Já se conseguiram correntes de íons de $5 \cdot 10^{-13}$ (22) usando pressões de $2 \cdot 10^{-2}$ Torr e gases como Kr, Ar, N_2 , O_2 , CO, CO_2 , H_2 , CH_4 e C_2H_4 . Os fluxos de fótons obtidos em fontes pulsadas foram da ordem de 10^9 fótons/s.

Em pressões mais altas a corrente iônica deveria ser mais alta, mas devido às reações entre íons e moléculas a relação se torna bastante não linear. Também com fluxos de luz mais altas se obtém mais corrente, mas o acréscimo é pequeno, pois a eficiência de absorção de fótons diminui bastante.

De qualquer forma, para que a eficiência seja maximizada, a energia dos fótons deve ser apenas ligeiramente superior a de ionização. Nestas condições quase não existe fragmentação de moléculas durante a ionização, mesmo com energias de 25 eV. Esta é uma vantagem do processo de fotoionização sobre o de impacto por elétrons; pois neste último, se se deseja evitar a fragmentação das moléculas, torna-se necessário diminuir a energia dos elétrons, reduzindo desta forma a geração de íons; mesmo assim a corrente de íons obtida ainda suplanta a de conseguida por fotoionização.

A.9 - Ionização por emissão nuclear

As substâncias radioativas emitem, entre outras partículas, prótons (H^+) e partículas alfa (He^+), sendo suas energias da ordem de MeV, a direção de emissão é isotrópica.

No processo de fissão atômica, íons de elementos com massas entre 70 e 170 u.m.a. são emitidos do material físsil isotropicamente, com energias da ordem de 100 MeV e carga elétrica -20q:

Fontes deste tipo são muito difíceis de usar pois requerem blindagens contra a radiação.

A.10 - Ionização por contato

Também conhecida por ionização de superfície, acontece quando uma partícula de baixa energia de ionização fica em contato com uma superfície de alta função de trabalho, aquecida o bastante para poder reabsorver termicamente os íons formados. Estes podem ser tanto positivos quanto negativos.

Os metais alcalinos (Cs, Rb, K, Na, Li)

com uma baixa energia de ionização e são facilmente ionizados por este processo.

Os elementos de grande afinidade eletrônica, como os halogênios (F, Cl, Br, I) fornecem íons negativos por este processo.

Também são facilmente ionizáveis os elementos alcalino-terrosos e as terras raras.

É difícil conseguir-se ionizar, por este processo, elementos de grande calor de vaporização, como os metais refratários.

Foram já obtidos íons tanto negativos quanto positivos de Th e U, além de algumas substâncias de grande peso molecular, como WO_3 .

O limite superior da função de trabalho é da ordem de 6,5 eV. A emissão de íons nas catódicas é função da temperatura da superfície e do tipo de substância a ionizar. Em temperaturas baixas predomina a emissão de átomos ou moléculas neutras; a partir de uma temperatura crítica T_0 passa a predominar a emissão de íons.

Para um fluxo constante da substância a catódica, a densidade de corrente iônica aumenta com a temperatura até T_0 quando praticamente se estabiliza, decrescendo muito pouco como T_0 se a corrente é próxima ao ponto de fusão da superfície, mantendo-se sempre numa temperatura próxima a T_0 .

Densidades de corrente iônica da ordem de 10^{-11} a 10^{-12} A/cm² são conseguidas, sendo suficientes para ser usadas na implantação iônica.

No caso, podem-se usar metais refratários a esta temperatura para a superfície, caso se queira ionizar qualquer partícula cuja energia de ionização seja menor do que 6,5 eV aproximadamente.

Para a produção de íons negativos, a superfície deve ter baixa função de trabalho e fornecer íons de elementos com alta afinidade eletrônica.

EXERCÍCIO 5 - TEOREMA DE LIOUVILLE

O movimento de uma partícula é caracterizado pela equação relativística:

$$\frac{d}{dt} \left[\frac{m \vec{v}}{[1-(v/c)^2]^{1/2}} \right] = \vec{F} \quad (B1)$$

onde a força \vec{F} é criada por campos elétricos \vec{E} e magnéticos \vec{B} , onde esta pode estar se movendo.

\vec{v} é o vetor velocidade
 c é a velocidade da luz
 m é a massa da partícula

$$\vec{F} = -q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad \text{ou} \quad (B2)$$

$$\vec{F} = -q(-\nabla\phi + \vec{v} \times (\nabla \times \vec{A})) \quad (B3)$$

onde ϕ e \vec{A} são o potencial escalar e o vetor potencial, respectivamente.

Podemos reescrever (B3) como

$$\vec{F} = +q(d(qA)/dt + \nabla(q\phi - q\vec{v}|\vec{A})) \quad (B4)$$

o que permite dar nova forma à expressão B1:

$$\frac{d}{dt} \left[\frac{m \vec{v}}{[1-(v/c)^2]^{1/2}} - q\vec{A} \right] = -\nabla(q\phi + q\vec{v}|\vec{A}) \quad (B5)$$

Obtemos agora a componente em x desta última expressão:

$$\frac{d}{dt} \frac{d}{dx} \left[-mc^2 [1-(v/c)^2]^{1/2} + q(\vec{v}|\vec{A}) \right] + \frac{d}{dx} (-q\phi + q\vec{v}|\vec{A}) = 0 \quad (B6)$$

Essas equações são idênticas às de Euler-Lagrange aplicadas ao Lagrangeano

$$L = -mc^2 [1 - (v/c)^2]^{1/2} - q(\vec{v} \cdot \vec{A}) + q\phi \quad (B7)$$

O Lagrangeano permite escrever (B7) em coordenadas generalizadas q_i

$$d/dt (\partial L / \partial \dot{q}_i) - \partial L / \partial q_i = 0 \quad (B8)$$

É a equação B7 expressa em termos das coordenadas q_i .

Fazendo

$$p_i = \partial L / \partial \dot{q}_i \quad (B9)$$

introduzimos os momentos conjugados p_i , de modo que poderemos agora expressar \dot{q}_i como funções de q_i e p_i .

Obtemos então o Hamiltoniano

$$H(q_i, p_i) = \sum_i p_i \dot{q}_i - L(q_i, \dot{q}_i) \quad (B10)$$

Após manipular B10, obtendo

$$H = \sum_i (p_i \dot{q}_i - L) \quad (B11)$$

$$H = \sum_i (p_i \dot{q}_i - L) \quad (B12)$$

podemos chegar a

$$\dot{q}_i = \partial H / \partial p_i$$

$$\dot{p}_i = -\partial H / \partial q_i$$

O espaço de fase é Euclidiano e é definido por seis variáveis $p_1, p_2, p_3, q_1, q_2, q_3$ o volume diferencial

$$dV = dq_1 dq_2 dq_3 dp_1 dp_2 dp_3$$

O teorema de Liouville estabelece que

$$\iiint dq_1 dq_2 dq_3 dp_1 dp_2 dp_3 = \text{cte.}$$

este invariante nos dá também

$$\sum_i \sum_j dq_i dq_j dp_i dp_j \quad (i \neq j)$$

e

$$\sum_i \iint dq_i dp_i = \text{cte.}$$

deste último podemos obter o invariante de Poincaré:

$$\oint p_i dq_i$$

onde o caminho de integração, no espaço geométrico é uma curva fechada que inclui todas as trajetórias do faixe considerado (11).

BIBLIOGRAFIA

- (1) SOUZA, J.P. - Produção de Íons Positivos para Implantação em Semicondutores
Tese de Mestrado, EPUSP (1973)
- (2) FINKELSTEIN, A.T. - A High Efficiency Ion Source
Review of Scientific Instruments, vol.11, p.94 (1940)
- (3) NIELSEN, K.O. - The Development of Magnetic Ion Sources for an Eletromagnetic Isotope Separator
Nuclear Inst., vol. 1, p.289 (1957)
- (4) LIEBMANN, G. - Measured Properties of Strong Unipotential Electron Lenses
Proc. Phys. Soc., vol. 62, parte 4, secção B, p. 213 (1949)
- (5) WIEN, W. - Elektrische Entladung in Verdünnten Gasen
Annalen der Physik, vol. 8, p. 244 (1902)
- (6) WAHLIN, L. - The Colutron-A Zero Deflection Isotope Separator
Nuclear Instruments and Methods, vol. 27, p. 55 (1964)
- (7) WAHLIN, L. - The Colutron Mark III. A Velocity Filter Isotope Separator
Nuclear Instruments and Methods, vol. 38, p. 133 (1965)
- (8) WILSON, R.G. e BREWER, G.R. - Ion Beams in Ion Implantation
John Wiley & Sons, USA (1973)
- (9) DEMPSTER, A.J. - Rev. Scientific Instruments
Vol. 7, nº 46 (1936)
- (10) A. VON ENGEL - Ionized Gases
Oxford University Press (1965)
- (11) SEPTIER, ALBERT - Focusing of Charged Particles
2 volumes, Academic Press, N.Y. e London (1967)
- (12) NAGY, G.A. e SZILÁGYI, M. - Introduction to the Theory of Space-Charge Optics
Macmillan Press Ltd. (1974)
- (13) KLEMPERER, O. - Electron Optics
Cambridge at the University Press (1953)
- (14) EL-KAREH, A.B. e EL-KAREH, J.C.J. - Electron Beams, Lenses and Optics
2 volumes, Academic Press, Inc. (1970)
- (15) HAWKES, P.W. - Quadrupoles in Electron Lens Design
Academic Pres, Inc. (1970)

- (16) DAHL, POUL - Introduction to Electron and Ion Optics
Academic Press, Inc. (1973)
- (17) FINK, DONALD, G. - Electronics Engineers Handbook
McGrawHill (1975)
- (18) BRADLEY, R.C. e RUEDL, E. - Journal of Applied Physics
Vol. 33 (1962) e vol.30 (1959)
- (19) KAMINSKIS, R. e SWENSON, K. - Reporton the 26th Annual Physical Electronics
Conference
M.I.T. Cambridge (1966)
- (20) SAHA, M.N. - Philosophical Magazine
Série 6, vol. 40 (1920)
- (21) GOMER, R. - Field Emission and Field Ionization
Harward University Press, Cambridge (1961)
- (22) POSCHENRIEDER, W. e WARNECK, P. - J. Applied Physics
Vol. 37, p. 2812 (1966)
- (23) MASSEY, H.S.W. - Negative Ions
Cambridge Press, London (1950)
- (24) LEN MEI - Bases da Tecnologia do Vácuo
Relatório Codex RR-001 (1975)
- (25) DAMIANI, F., SAVIANI, S.S. e MAMMANA, C.I.Z. - Medidor Simples de Campo
Magnético
Comunicação apresentada na 28ª reunião anual da SBPC
Brasília (1976)