"CONSTRUÇÃO DE UM ACELERADOR DE E-
LÉTRONS DE 20KeV: APLICAÇÃO AO ES-
TUDO DE POLÍMEROS".

Gilberto Marrega Sandonato

Dissertação apresentada ao Instituto
de Física e Química de São Carlos ,
para a obtenção do Título de Mestre
em Física Aplicada.

Orientador: Prof. Dr. Bernhard Gross

Departamento de Física e Ciência dos Materiais
São Carlos - 1983

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO DE _____

Gilberto Marrega Sandonato

APRESENTADA AO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS, DA
UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO, EM 05 DE agosto DE 1983.

COMISSÃO JULGADORA:

Bernhard Gross
Dr. Bernhard Gross - Orientador

Guilherme Fontes Leal Ferreira
Dr. Guilherme Fontes Leal Ferreira

Marcelo Damy de Souza Santos
Dr. Marcelo Damy de Souza Santos

DEDICATÓRIA

Lizi, Luiza, Darcy

Galileo e Boni.

AGRADECIMENTOS

Ao Prof.Dr.Bernhard Gross - Orientador, por ter proposto a idéia fundamental deste trabalho, pela orientação científica e apoio humano imensurável.

Ao Prof.Dr.Guilherme Fontes Leal Ferreira pela sua infinita paciência, dedicação e apoio científico e humano cedidos desde o trabalho de iniciação científica.

Ao Prof.Dr. René A.Moreno e ao Prof.Dr. José A.Giacometti, pelas suas amizades, disposições e sentidos críticos que muito contribuíram ao desenvolvimento deste trabalho.

Ao Prof.Dr. Milton Soares de Campos, por ter sido o responsável pela assistência financeira do trabalho.

Ao técnico e amigo Sr.Édson Fernandes pela dedicação e assistência técnica à este projeto.

Aos técnicos Dante e Marcos pela colaboração na parte técnica do trabalho.

A Yvone pelo trabalho de datilografia desta dissertação.

Aos colegas, funcionários e a todos de um modo geral que de alguma forma contribuíram para que este trabalho fosse realizado da maneira como o foi.

Este trabalho foi realizado com apoio financeiro da FAPESP, CNPq e TELEBRÁS.

ÍNDICE

Lista de Ilustrações	
Lista de Tabelas	
Resumo	
Abstract	
Introdução	
CAPÍTULO	
I - TEORIA RELATIVA À TECNOLOGIA DE VÁCUO	
1.1 - Pressão e Caminho Livre Médio de um Gás	3
1.2 - Regimes de Fluxos de Gás em Baixas pressões.	4
1.3 - Condutância, Velocidade Efetiva de Bombeamento e Throughput	6
1.4 - Condutâncias em Regime de Fluxo Viscoso (Laminar) para o ar a 20°C	8
1.4.1 - Condutância viscosa de uma abertura	8
1.4.2 - Condutância viscosa de uma abertura anular .	9
1.4.3 - Condutância viscosa de um tubo cilíndrico ..	10
1.5 - Condutância em Regime de Fluxo Molecular para o ar a 20°C	10
1.5.1 - Condutância de uma abertura	10
1.5.2 - Condutância de um diafragma	10
1.5.3 - Condutância de um tubo cilíndrico longo	11
1.5.4 - Condutância de um tubo cilíndrico curto	11
1.5.5 - Condutância de uma abertura anular	12
1.5.6 - Condutância de uma secção anular entre dois tubos concêntricos	12
1.5.7 - Condutâncias de um cotovelo em 90°	13
1.5.8 - Equação geral para o cálculo da condutância molecular de tubos longos com secção transversal constante	14
1.5.9 - Condutância de Baffle com geometria Chevron e	

	disco central bloqueante	15
	1.6 - Condutância em Regime de Fluxo Intermediária - rio	17
	1.7 - Tempo de Bombeamento	18
	1.7.1 - Tempo de bombeamento em regime de fluxo viscoso	18
	1.7.2 - Tempo de bombeamento em regime de fluxo molecular	19
	1.8 - Cálculo de Condutâncias, Velocidades e Tempos de Bombeamento Utilizando Nomográficos.	19
	1.9 - Produção do Alto Vácuo - Considerações Gerais	25
CAPÍTULO	II - PROJETO DO SISTEMA DE VÁCUO DO ACCELERADOR DE ELÉTRONS	27
	2.1 - Circuito Esquemático e Princípio de Funcionamento do Sistema de Vácuo do Acelerador de Elétrons	27
	2.2 - Dimensionamento dos Componentes das Linhas de Pré e Alto Vácuo	28
	2.3 - Cálculo das Condutâncias dos Componentes da Linha de Alto Vácuo	34
	2.3.1 - Condutância do Baffle com único disco bloqueante	34
	2.3.2 - Condutância do Baffle com geometria Chevron e disco central bloqueante	35
	2.3.3 - Condutância do Col Trap	37
	2.3.4 - Condutâncias molecular e intermediária da linha de alto vácuo.....	41
	2.4 - Velocidade Efetiva de Bombeamento da Linha de Alto Vácuo	43
	2.5 - Condutâncias em Regime de Fluxo Viscoso das	

	Linhas de Prê Vácuo PV_1 e PV_2	43
2.6	- Câmaras de Vácuo para o Canhão de Elétrons e Para a Amostra a Ser Irradiada	47
2.7	- Cálculo do Tempo de Bombeamento em Regime de Fluxo Viscoso	47
2.8	- Cálculo dos Tempos de Bombeamento em Regime de Fluxos Intermediário e Molecular	48
CAPÍTULO	III - PROCESSOS DE CONSTRUÇÃO E MONTAGEM DOS COMPO- NENTES DO ACELERADOR DE ELÉTRONS	53
3.1	- Processos de Construção dos Componentes	53
3.1.1	- Construção do Baffle com único disco bloque- ante e Col Trap.....	53
3.1.2	- Construção do Baffle com geometria Chevron e disco central bloqueante	53
3.1.3	- Construção das câmaras de vácuo.....	53
3.1.4	- Selos de vedação	54
3.2	- Montagem dos Componentes do Acelerador de E- létrons	54
CAPÍTULO	IV - ACESSÓRIOS PARA O ACELERADOR DE ELÉTRONS ...	56
4.1	- Suporte de Amostras	56
4.2	- Sistema Mecânico para a Centralização do Fei- xe Eletrônico Sobre a Amostra	56
4.3	- Hastes de Transmissão de Movimentos Mecâni- cos Simultâneos de Translação e Rotação, ao Interior do Acelerador de Elétrons	56
4.4	- Terminais de Alta Tensão	57
4.5	- Tela Luminescente Para Visualização da Ima- gem do Feixe Eletrônico	57
4.6	- "Getter" de Tungstênio Incandescente	57
4.7	- Dispositivo de Proteção Contra Superaqueci- mento da Bomba Difusora	58

	4.8 - Terminais de Medidas a Serem Realizadas Sobre a Amostra e Tela Alvo, Irradiadas Pelo Feixe Eletrônico	58
CAPÍTULO	V - ASPECTOS GERAIS DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS OBTIDOS COM RELAÇÃO AO VÁCUO	65
	5.1 - Conclusão com Relação à Produção de Alto Vácuo do Acelerador de Elétrons	70
CAPÍTULO	VI - ÓPTICA ELETRÔNICA	73
	6.1 - Conceitos Básicos	73
	6.2 - Lentes Eletrônicas	77
	6.3 - Aplicação da Óptica Eletrônica nos Canhões de Elétrons de Cinescópios	81
	6.4 - Testes de Desempenho Realizados Com Cinescópios Branco e Preto	85
	6.5 - Testes de Desempenho Realizados com Canhões de Elétrons Utilizando as Câmaras de Vácuo do Acelerador	87
	6.5.1 - Observação do comportamento da corrente eletrônica em função do tempo, uma vez estabelecido o tamanho da imagem e a energia do feixe de elétrons	91
	6.5.2 - Observação de aberrações da imagem do feixe ..	93
	6.5.3 - Observação da danificação da superfície do cátodo, provocada por bombardeamento iônico....	94
	6.5.4 - Determinação da distribuição superficial de cargas, em polímeros irradiados pelo feixe de elétrons	97
	6.5.5 - Observação de emissão secundária pelo eletrodo superior metálico, irradiado com elétrons com energia menor que 10 KeV.....	102
	6.5.6 - Determinação da profundidade média de carga espacial (centroide).....	105

CONCLUSÃO	-		111
APÊNDICE I	-		112
APÊNDICE II	-		115
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS			117

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

FIGURA	1 - Condutâncias em série	7
FIGURA	2 - Condutâncias em paralelo.....	7
FIGURA	3 - Fluxo viscoso através de uma abertura	9
FIGURA	4 - Abertura anular (fluxo viscoso)	3
FIGURA	5 - Efeito de diafragma	11
FIGURA	6 - Abertura anular (fluxo molecular).....	12
FIGURA	7 - Secção anular entre tubos cilíndricos longos	13
FIGURA	8 - Fluxo molecular através de cotovelos em 90°	14
FIGURA	9 - Baffle Chevron com disco central bloqueante	15
FIGURA	10 - Fator de correção J para a eq. (1.34)	17
FIGURA	11 - Nomograma para o cálculo de grandezas no regime de de fluxo viscoso	20
FIGURA	12 - Nomograma para o cálculo de condutâncias de tubos no regime de fluxo molecular	21
FIGURA	13 - Nomograma para o cálculo de condutâncias de tubos no regime de fluxo intermediário	22
FIGURA	14 - Nomograma para o cálculo do tempo de bombeamen - to em regime de fluxo molecular	24
FIGURA	15 - Circuito esquemático do acelerador de elétrons...	27
FIGURA	16 - Baffle com único disco bloqueante	29
FIGURA	17 - Probabilidade de transmissão para armadilhas com geometria Chevron (Roth (3))	30
FIGURA	18 - Ilustração da combinação de dois dutos para a ob- tenção da probabilidade líquida P_{1-3} do componen- te	31
FIGURA	19 - Probabilidade de transmissão para tubos cilíndri- cos (Davis (5))	31
FIGURA	20 - Probabilidade de transmissão para tubos anulares (Davis (5)).....	33

FIGURA 21 - Divisão em dutos para o cálculo da condutância do Baffle com único disco bloqueante	35
FIGURA 22 - Dimensões do Baffle com disco único bloqueante	36
FIGURA 23 - Dimensões do Baffle Chevron com disco central bloqueante	38
FIGURA 24 - Secções de condutâncias para o cold trap	39
FIGURA 25 - Dimensões do cold trap	42
FIGURA 26 - Dimensões das linhas de pré vácuo PV_1 e PV_2 ...	46
FIGURA 27 - Dimensões das câmaras de vácuo para o canhão de elétrons e para a amostra a ser irradiada	50
FIGURA 28 - Acelerador de elétrons	59
FIGURA 29 - Suporte de Amostras	60
FIGURA 30 - Sistema mecânico para a centralização do feixe eletrônico sobre a amostra	61
FIGURA 31 - Hastes de transmissão de movimentos simultâneos de translação e rotação	62
FIGURA 32 - Terminais de alta tensão	63
FIGURA 33 - Dispositivo de proteção contra superaquecimento da bomba difusora	62
FIGURA 34 - Terminais para medidas a serem realizadas sobre a amostra irradiada e tela alvo	64
FIGURA 35 - Tempos de bombeamentos experimentais.....	71
FIGURA 36 - Velocidades efetivas de bombeamentos experimentais	72
FIGURA 37 - Refração de raios	76
FIGURA 38 - Lentes eletrônicas convergente e divergente ..	78
FIGURA 39 - Lente de abertura única	79
FIGURA 40 - Lentes bipotenciais	79
FIGURA 41 - Lentes unipotenciais	80
FIGURA 42 - Equipotenciais das lentes unipotenciais (Hall ¹⁰).....	80

FIGURA 43 - Configuração dos eletrodos dos canhões de elétrons de cinescópios	82
FIGURA 44 - Modulação da intensidade do feixe de elétrons através da variação do potencial da grade moduladora (Artsimovich (8)).....	83
FIGURA 45 - Produção de imagens de objetos reais através de lentes convergente e divergente	84
FIGURA 46 - Polarização de cinescópios branco e preto	86
FIGURA 47 - Imagens produzidas através dos cinescópios	88
FIGURA 48 - Polarização inversa dos eletrodos do canhão de elétrons.....	90
FIGURA 49 - Divisor de tensão	92
FIGURA 50 - Aberração tipo alfineteira (pincushion)	93
FIGURA 51 - Aberração astigmática	93
FIGURA 52 - Imagem do feixe com rarefações de luminosidade..	94
FIGURA 53 - Micrografias de cátodos recobertos com BaO - (Hall ¹⁰).....	95
FIGURA 54 - Canhão de elétrons com armadilha para íons.....	96
FIGURA 55 - Potencial de superfície de amostras de polímeros com eletrodo metálico na região não exposta à radiação, irradiadas em circuito aberto	100
FIGURA 56 - Intensidade da corrente de emissão secundária em eletrodos irradiados com feixe de elétrons de baixa energia	103
FIGURA 57 - Caixa de Faraday seccionada	106
FIGURA 58 - Curvas experimentais de correntes obtidas com experimento em curto circuito	110

ÍNDICE DE TABELAS

TABELA	I - Regimes de fluxos	5
TABELA	II - Fator de correção para a eq.(1.23) (Roth (3))....	12
TABELA	III - Fator de correção K para tubos com secção transversal retangular (Roth (3)).....	15
TABELA	IV - Valores da probabilidade de transmissão (P) para tubos cilíndricos (Davis (5)).....	32
TABELA	V - Condutâncias molecular e intermediária para o Baffle com único disco bloqueante	35
TABELA	VI - Condutância molecular para Baffle Chevron com disco central bloqueante	39
TABELA	VII - Pressões limites ao longo do Cold Trap	40
TABELA	VIII - Condutâncias molecular e intermediária para o Cold Trap	41
TABELA	IX - Condutância molecular e intermediária da linha de alto vácuo	43
TABELA	X - Velocidades efetivas de bombeamento da linha de alto vácuo, utilizando bombas de diferentes velocidades de bombeamento	43
TABELA	XI - Condutâncias em regime de fluxo viscoso, linhas PV_1 e PV_2 , e toda a linha de pré vácuo	45
TABELA	XII - Condutância total, velocidade efetiva e perda em velocidade de bombeamento de toda a linha de pré vácuo	45
TABELA	XIII - Tempo de bombeamento em regime de fluxo viscoso (eq.1.35), para reduzir a pressão de 690Torr a 10^{-2} Torr de todo o acelerador de elétrons ...	48
TABELA	XIV - Tempos de bombeamento em regimes de fluxos molecular e intermediário, utilizando bombas difu	

	soras com $S_p = 285 \text{ l/s}$ e $S_p = 600 \text{ l/s}$	49
TABELA	XV - Tempos de bombeamento calculados pela eq.(1.35) utilizando-se as velocidades efetivas experimen tais	67
TABELA	XVI - Tempos para aumentar a pressão desde 10^{-7} a 1 Torr, devido à vazamentos intrínsecos	68

RESUMO

Construiu-se um acelerador de elétrons de baixa energia (máximo 20 KeV). Como fonte de elétrons utilizou-se um canhão de elétrons de cinescópio preto e branco, ou seja, com um único emissor termiônico. A energia do feixe eletrônico pode ser continuamente variada desde 0 a 20 KeV. A corrente eletrônica pode ser variada desde um valor mínimo de 10^{-12} A a 3 μ A, permanecendo constante no tempo uma vez fixado o seu valor. Através da focalização ou desfocalização da imagem do feixe de elétrons, é possível variar-se a área irradiada desde um diâmetro mínimo de 1 milímetro a um máximo de 6 cm. A pressão final atingida nas câmaras de vácuo foi da ordem de 10^{-7} Torr.

Durante o funcionamento do canhão de elétrons, o cátodo do mesmo é danificado devido ao bombardeamento de ions em sua superfície. Para examinarmos o grau de danificação causado por este bombardeamento iônico, basta focalizarmos e examinarmos a imagem do feixe eletrônico sobre uma tela luminescente.

Deve-se ressaltar que todo o acelerador de elétrons foi construído a partir de materiais e componentes totalmente nacionais.

O acelerador de elétrons foi aplicado para estudar efeitos de irradiação de elétrons em Teflon usando-se o método do "split Faraday cup". Foram medidas correntes transitórias de carga e descarga e determinaram-se o alcance médio dos elétrons e o valor da condutividade induzida pela radiação.

ABSTRACT

We have constructed a low energy electron accelerator (maximum energy 20 KeV). A black and white kinescope electron gun, with a single thermionic emitter was used as an electron source. The energy of electron beam can be changed continuously from 0 to 20 KeV. The intensity of the current can be changed from a minimum of 10^{-12} A to a maximum of 3 μ A, and can be maintained constant in time after its value has been fixed. The irradiated area can be changed from a diameter of 1 millimeter to a maximum of 6 centimeter, by focalizing or defocalizing the image of electron beam. The final pressure reached in vacuum chambers was 10^{-7} Torr.

During operation the surface of cathode of electron gun is damaged by ion bombardement. The degree of damage can be checked if the cathode image is focalized and examined on a luminescent screen.

The accelerator was used to study electron irradiation effects in Teflon, employing the method of the split Faraday cup. Transient charging and discharging currents were measured. The average range of electrons of the electrons and the induced conductivity were determined.

ACELERADOR de
ELÉTRONS

INTRODUÇÃO

As técnicas utilizadas para a produção de eletretos são as mais variadas⁽²⁸⁾: aplicação de radiação ionizante, aplicação de campo elétrico, irradiação por feixe de elétrons, deposição de íons, etc...

O grupo de eletretos a tempos vem se dedicando à implantação, aperfeiçoamento e, por ventura, a idealização das técnicas de produção de eletretos. Esta preocupação é claramente refletida através de seus trabalhos profissionais, dissertações de mestrado e teses de doutorado.

Desejando implantar a técnica de carregamento de amostras de polímeros submetidos à radiação não completamente penetrante, o grupo de eletretos - por sugestão do Prof. GROSS - propôs que a técnica de irradiação por feixe de elétrons monoenergéticos de baixa energia (máximo 20 KeV), fosse inteiramente desenvolvida em seus laboratórios.

Para irradiar-se os materiais dielétricos, tem sido utilizados sistemas de aceleração de elétrons de microscópios eletrônicos. No entanto, a importação deste equipamento além de onerosa, pode vir a ser a aquisição de uma inoportuna "caixa preta".

Este trabalho assumiu, então, um sentido maior que foi o de adquirir tecnologia e know-how com a construção de semelhante aparelho, ou seja, um acelerador de elétrons. Este aparelho uma vez construído serviria como protótipo à outros que eventualmente fossem construídos no País.

A fonte de elétrons sugerida para ser utilizada neste acelerador, foi um canhão de elétrons de cinescópio preto e branco, pois estes são fabricados no Brasil através da IBRAPE.

Para que seja possível trabalhar com estes canhões, é necessário que estes estejam submetidos no mínimo à alto vácuo, pois do contrário é impraticável a ativação destes canhões de elétrons. O alto vácuo só é conseguido através de sistema adequado, acionado por bombas de vácuo capazes de provocarem uma considerável redução de pressão. Desta forma, a primeira etapa deste trabalho consistiu no projeto e construção de tal sistema de vácuo, utilizando-se nossas próprias oficinas e materiais inteiramente nacionais. Recorreu-se então à teoria relativa à tecnologia do vácuo, para o dimensionamento dos componentes deste sistema.

Desejando que a amostra fosse irradiada através de um feixe de elétrons difuso, os potenciais aplicados nos eletrodos do canhão de elétrons foram estabelecidos a partir dos conceitos básicos da óptica eletrônica e das investigações experimentais realizadas. A segunda etapa deste trabalho, consistiu, então, em estudar e observar o comportamento de elétrons em movimento submetidos à potenciais eletrostáticos, de forma a calibrar em funcionamento o acelerador de elétrons.

Estando o acelerador calibrado, irradiou-se amostras de Teflon FEP, com os seguintes objetivos: comprovação das curvas de carga e descarga em curto circuito, determinação da uniformidade das cargas superficiais depositadas e determinação de corrente de emissão secundária. Esta terceira e última etapa visou a comprovação do desempenho prático do acelerador de elétrons.

CAPÍTULO I

TEORIA RELATIVA À TECNOLOGIA DE VÁCUO

1.1- Pressão e Caminho Livre Médio de um Gás (CLM)

As moléculas de um gás qualquer estão em constante movimento caótico colidindo-se assim, entre si, e com as paredes do recipiente que as contém. As colisões com as paredes do recipiente originam uma pressão, que é definida como a variação do momentum das moléculas por unidade de tempo. Partindo-se desta definição e após transformações, obtém-se^(2,3):

$$P = n k T \quad (1.1)$$

onde n é o número de moléculas do gás por unidade de volume, k é a constante de Boltzmann e T a temperatura absoluta.

O caminho descrito por uma molécula entre duas sucessivas colisões, com as de sua espécie, é denominado caminho livre médio (CLM) e é expresso por⁽³⁾:

$$\lambda = 2,33 \times 10^{-20} T / (\xi^2 P) \text{ (cm)} \quad (1.2)$$

onde: ξ é o diâmetro molecular em cm, T em °K e P é a pressão em Torr. Para o ar a 20°C, temos $\xi = 3,76 \times 10^{-8}$ cm, portanto:

$$\lambda = 5 \times 10^{-3} / P \text{ (cm)} \quad (1.3)$$

Para uma mistura de gases, o CLM é dado por^(1,2,3):

$$\lambda_{1,2} = 4 \sqrt{2} \lambda_2 \left| 1 + (\lambda_2/\lambda_1)^{1/2} \right|^{-2} \times$$

$$\times \left| 1 + (M_1/M_2) \right|^{-1/2} \quad (1.3a)$$

onde os índices 1 e 2 referem-se aos gases que compõe a mistura ,
M é a massa molecular e λ o CLM.

Como elétrons apresentam massa e diâmetro muito pequeno -
nos, a eq. (1.3a) para elétrons, assume a seguinte forma:

$$\lambda_e = 4\sqrt{2} \lambda \text{ (cm)} \quad (1.4)$$

1.2- Regimes de Fluxo de Gás em Baixas Pressões

Quando um sistema sofre uma redução de pressão desde a atmosférica à baixas pressões (alto vácuo), o fluxo de gás dentro deste sistema passa por três diferentes estados. Estes estados são denominados de viscoso, intermediário e molecular. O fluxo viscoso ocorre na região de pressão atmosférica, pois, nesta região o CLM das moléculas é muito pequeno, o que faz com que o fluxo seja limitado pela viscosidade do gás. Para baixas pressões, onde o CLM das moléculas é similar às dimensões do sistema de vácuo, o regime de fluxo é governado tanto pela viscosidade do gás quanto pelo fenômeno molecular. Neste caso, o fluxo é dito intermediário. O fluxo molecular surge na região de pressões muito baixas, onde o CLM é muito maior que as dimensões do recipiente que o contém.

O regime de fluxo viscoso, dependendo do valor da velocidade do gás, pode ser turbulento ou laminar. O limite entre os fluxos turbulento e laminar é determinado pelo número de Reynolds ^(2,3,4), enquanto que os limites entre os fluxos laminar, intermediário e molecular são determinados segundo uma relação entre o

diâmetro do recipiente de vácuo e o CLM das moléculas do gás a uma dada pressão. Os limites entre os tipos de fluxos a pouco referidos estão dados na Tabela I.

Estado do Gás	Regimes de Fluxo	Condição
Viscoso	Turbulento	$R_e > 2100$
	Laminar	$R_e < 1100$ ou $D/\lambda > 110$
Transição	Intermediário	$1 < D/\lambda < 110$
Rarefeito	Molecular	$D/\lambda < 1$

TABELA I - Regimes de Fluxos

O número de Reynolds é uma quantidade dimensionalmente expressa por^(2,3):

$$R_e = \rho \ v \ D/\eta \quad (1.5)$$

onde : $\rho = MP/(R_0T)$ é a densidade do gás, M: massa molecular, P : pressão, R_0 : constante dos gases (por mol), T: temperatura absoluta, v: velocidade do gás, D: diâmetro do tubo, η : viscosidade do gás. Para o ar a 20°C, $\eta = 1,829 \times 10^{-4}$ poise, $R_0 = 62,364$ Torr litro/seg e $M=28,98$.

Dividindo o volume de gás que flue passando por um plano qualquer do tubo por segundo, pela área transversal deste plano , a velocidade do gás é dada por⁽²⁾:

$$v = \frac{V'}{A} = 4Q/(D^2P) \quad (1.6)$$

onde Q é a quantidade de gás fluindo pelo tubo por unidade de tempo (throughput). Substituindo a equação (1.6) na eq.(1.5) obtém-se:

$$R_e = 11,04 \frac{Q(ar)}{D} \quad (1.7)$$

A região de pressão onde o fluxo de gás é puramente laminar ou puramente molecular é determinada por um limite de pressão. O limite superior, ou seja, fluxo puramente viscoso é obtido substituindo-se a relação $\lambda = 110/D$ (Tabela I) na eq. (1.3). Desta forma, temos:

$$\bar{P}_s > 0,55/D \quad (1.8)$$

O limite inferior (fluxo puramente molecular) é obtido da mesma maneira que $\bar{P}_s$, sendo portanto dado por:

$$\bar{P}_i = 10^{-2} \bar{P}_s \quad (1.9)$$

O regime de fluxo intermediário é então caracterizado por pressões entre os limites acima. Existe no entanto, uma dada pressão entre estes dois limites que determina o ponto onde para pressões acima ou abaixo deste, um dado regime de fluxo predomina mesmo existindo uma mistura dos dois tipos de fluxos (viscoso e molecular). Este limite de transição é então dado por:

$$\bar{P}_t = 10 \bar{P}_i \quad (1.10)$$

1.3- Condutância, Velocidade Efetiva de Bombeamento e Throughput

Denomina-se condutância de um dado componente do sistema de vácuo, ao inverso da resistência oferecida ao fluxo de gás, pelas paredes internas deste componente.

Quando diferentes condutâncias estiverem conectadas en-

tre sí, a condutância total deste sistema dependerá da maneira que estas condutâncias estiverem dispostas. Se a configuração for na qual os elementos estiverem conectados em série (Fig. 1), a condutância total será:

$$\frac{1}{C} = \sum_i \frac{1}{C_i} \quad (1.11)$$

FIG.1 - Condutâncias em Série

Se as condutâncias estiverem dispostas em paralelo (Fig.2) a condutância total será dada por

$$C = \sum_i C_i \quad (1.12)$$

FIG.2 - Condutâncias em Paralelo

Podemos fazer então uma analogia entre um circuito elétrico e um circuito de um sistema de vácuo simplesmente analisando a disposição em que os componentes estiverem conectados. A impedância total de um circuito de um sistema de vácuo é portanto o inverso da condutância total deste circuito.

Se uma bomba de vácuo com uma dada velocidade de bombeamento (S_p) é conectada ao recipiente a ser bombeado através de uma condutância (C), a velocidade efetiva de bombeamento neste recipiente será:

$$S_e = S_p C / (S_p + C) \quad (1.13)$$

A quantidade de gás que é removida por unidade de tempo, através da condutância C , é denominada de throughput e é definida como $Q = SP$ (S é a velocidade de bombeamento a uma dada pressão P).

Para estimar-se a condutância de um dado componente do sistema de vácuo é preciso saber dois fatores. Um deles é a região de pressão que este componente atuará, ou seja, a qualidade do fluxo através dele. O outro fator, é o tipo de geometria deste componente.

1.4- Condutâncias em Regime de Fluxo Viscoso (Laminar) para ar a 20°C^(1,2,3)

1.4.1- Condutância viscosa de uma abertura:

Se um grande volume onde o gás está a uma pressão relativamente alta P_1 (por exemplo a pressão atmosférica) é conectado a um segundo volume onde a pressão é $P_2 < P_1$, por uma abertura de área A (Fig.3), a condutância desta abertura é dada por⁽³⁾:

$$C = \{76,6 \text{ A} / [1 - (P_2/P_1)]\} (P_2/P_1)^{0,712} [1 - (P_2/P_1)^{0,288}]^{1/2} (\ell/s) \quad (1.14)$$

Se $P_2/P_1 < 0,525$, a eq. (1.14) pode ser escrita como:

$$C = 20 \text{ A} / 1 - (P_2/P_1) (\ell/s) \quad (1.15)$$

Se $P_2/P_1 < 0,1$, a eq. (1.15) é então:

$$C = 20 \text{ A} (\ell/s) \quad (1.15a)$$

onde A é dado em cm^2 e P_2, P_1 em Torr.

FIG.3 - Fluxo Viscoso Através de uma Abertura

1.4.2- Condutância viscosa de uma abertura anular:

A condutância desta geometria é calculada pelas mesmas equações do § 1.4.1, substituindo-se apenas a área da abertura por

$$A = \frac{\pi}{4} (D^2 - D_o^2) \quad (\text{Fig.4}).$$

FIG.4 - Abertura Anular

1.4.3- Condutância viscosa de um tubo cilíndrico

A dedução da equação da condutância viscosa de um tubo cilíndrico pode ser vista em Roth³, sendo que para o ar de 20°C tal condutância é dada por:

$$C = 182 D^4 \bar{P} / L \text{ (l/s)} \quad (1.16)$$

onde: $\bar{P} = (P_1 + P_2)/2$ (Torr) é a pressão média no tubo, P_1 e P_2 são as pressões nas extremidades do tubo, L : comprimento do tubo (cm).

1.5- Condutâncias em Regime de Fluxo Molecular para o Ar a 20°C

1.5.1- Condutância de uma abertura

Se um dado volume é conectado a um outro através de uma abertura de área A , a condutância de gases através desta abertura de um volume a outro é dada por⁽³⁾:

$$C = 9,16 D^2 \text{ (l/s)} \quad (1.17)$$

1.5.2- Condutância de um diafragma

Considero o diafragma com abertura de área A como mostra a Fig.5. Nesta Figura, 1 e 3 são grandes volumes que são conectados pelo tubo 2 com secção transversal A_0 . Desta forma, o tubo 2 é conectado ao volume 3 pelo diafragma com área A , que por sua vez é muito pequena em comparação com o volume 3, mas é da mesma ordem de magnitude que A_0 . A condutância deste diafragma é dada por³ :

$$C_d = 11.6 A / 1 - (A/A_o) \quad (1/s) \quad (1.18)$$

Se $A \ll A_o$ a eq. (1.18) resulta em $C_d \sim C_a$ (eq.1.17); para $A = A_o$, $C_d = \infty$, ou seja, não há resistência ao fluxo; Se por exemplo $A = 0,5 A_o$, então $C_d = 2 C_a$ e teremos o efeito de diafragma.

FIG.5 - Efeito de Diafragma

1.5.3- Condutância de um tubo cilíndrico longo:

Se o comprimento do tubo é maior que o seu diâmetro, a condutância deste tubo é dada por^(2,3):

$$C = 12,1 D^3/L \quad (1/s) \quad (1.19)$$

1.5.4- Condutância de um tubo cilíndrico curto:

$$C = 12,1 D^3 K, \quad (1/s) \quad (1.20)$$

onde K' é o fator de correção de Claussing, dado por^(2,3)

$$K' = \frac{15 (L/D) + 12 (L/D)^2}{12 + 38 (L/D) + 12 (L/D)^2} \quad (1.21)$$

1.5.5- Condutância de uma abertura anular:

Substituindo-se o valor do diâmetro da eq. (1.17) por $\frac{\pi}{4}(D^2-D_0^2)$, a condutância de uma abertura anular é dada por:

$$C = 9,16 (D^2 - D_0^2) \quad (1/s) \tag{1.22}$$

FIG.6 - Abertura Anular (Fluxo Molecular)

1.5.6- Condutância de uma secção anular entre dois tubos concêntricos

$$C = 12,1 (D-D_0)^2 (D+D_0) K_0 / L \quad (1/s) \tag{1.23}$$

onde K_0 é um fator de correção, chamado fator de forma. Os valores de K_0 estão dados pela Tabela II.

D_0/D	0	0,259	0,5	0,707	0,866	0,966
K_0	1	1.072	1.154	1.254	1,430	1,675

TABELA II - Fator de Correção Para a eq. (1.23)

FIG.7 - Secção Anular entre Tubos Cilíndricos Longos

1.5.7- Condutância de Cotovelos em 90°

O fluxo das moléculas através de um cotovelo pode ocorrer de duas maneiras: por moléculas que colidem com as paredes na região do cotovelo (caminho 1 da Fig.8) e por moléculas que passam direto através do cotovelo (caminho 2 da Fig.8). Para as moléculas que realizam o caminho 1, o cotovelo apresenta uma condutância dada por³ :

$$C = 12,1 D^3 / (L_1 + L_2 + 1,33D) \quad (1/s) \quad (1.24a)$$

enquanto, para as moléculas que realizam o caminho 2, a condutância do cotovelo é dada por³:

$$C = 12,1 D^3 / (L_1 + L_2) \quad (1/s) \quad (1.24b)$$

Conforme as eq. (1.24a) e (1.24b), um cotovelo pode ser representado como um tubo com diâmetro D e comprimento equivalente dado por $L_e = L_1 + L_2 + 1,33 (D)/180$.

FIG.8 - Fluxo Molecular Através de Cotovelos em 90°

1.5.8- Equação geral para o cálculo da condutância molecular de tubos longos com secção transversal constante

A equação geral da condutância de tubos longos com secção transversal constante, para baixas pressões, obtida por Knudsen³, é dada por:

$$C = \frac{4}{3} v_{av} K A^2 / BL \quad (1.25)$$

onde: $v_{av} = (2/\sqrt{\pi}) (2kT/m)^{1/2}$ é a velocidade mais provável do gás, k : constante de Boltzmann, m : massa do gás, A : área da secção transversal, B : perímetro da secção transversal, L : comprimento do tubo, K : fator de forma dado pelas Tabelas II e III. Se a condutância total de um tubo resulta da conexão em série de condutâncias de comprimento dL , então:

$$C = \frac{4}{3} v_{av} K \int_0^L (B/A^2) dL \quad (1.25a)$$

Se o tubo apresentar secção transversal circular, o fator K é dado pela Tabela II, enquanto que se o tubo apresentar secção transversal retangular, o fator K é dado pela Tabela III.

b/a		K
1		1,108
0,667		1,126
0,5		1,151
0,2		1,198
0,125		1,400
0,1		1,444

TABELA III - Fator de Correção $\tilde{K}$ para Tubos com Secção Transver -
sal Retangular (Roth³)

1.5.9- Condutância de Baffle com geometria Chevron e disco blo -
queante central

Este é um tipo de baffle oticamente denso que utiliza, a
lém de múltiplos cônes defletores, um disco bloqueante central re
frigerado por água circulante. A forma deste Baffle é dada pe-
la Fig.9.

FIG.9 - Baffle Chevron com Disco Central Bloqueante

A condutância de cada ânulo cônico de comprimento L, é
dada por⁽³⁾ :

$$C_n = \frac{61,9 (\pi p^2)}{2L_e} \frac{[2a_n L_e \operatorname{tg} \theta - b_n p (2n + 1)]}{\ln \left\{ \left[\frac{a_n}{a_n + b_n} \right] \left[1 + \frac{2L_e \operatorname{tg} \theta}{p (2n + 1)} \right] \right\}} \quad (1/s) \quad (1.26)$$

onde: $n = 0, 1, 2, \dots, N$ é o índice correspondente ao anulo

$$L_e = (L / \cos \theta) + 1,33 \left(\frac{180 - 2\theta}{180} \right) p K_{no} \quad (1.27)$$

$K_{no}(L') = a_n + b_n (L'/L)$ é o fator de correção dado pela Tabela II. (1.28)

O cone central de comprimento L apresenta a sua condutância dada por:

$$C_c = 24,2 \frac{(D_1 D_2)^2}{(D_1 + D_2) L} \quad (1.29)$$

A condutância da abertura anular central (C_a) é dada pela eq. (1.22).

A condutância total da região anular cônica para um comprimento $2L$, é então:

$$C_1 = \frac{1}{2} \sum C_n \quad (1.30)$$

Na região central a condutância total é dada por (eq. 1.11)

$$C_2 = C_a C_c / (C_a + C_c) \quad (1.31)$$

Como as condutâncias C_1 e C_2 estão dispostas e em paralelo, a condutância total (eq. 1.12) deste Baffle será então:

$$C = \frac{1}{2} \sum C_n + C_a C_c / (C_a + C_c) \quad (1.32)$$

1.6- Condutância em Regime de Fluxo Intermediário

A condutância de tubos com secção transversal constante, para regime de fluxo intermediário é dada por^(2,3):

$$C = JC_M \quad (1.33)$$

onde C_M é a condutância molecular do tubo, e J é um fator de correção dado por^(2,3):

$$J = \frac{1 + 271(D\bar{P}) + 4790(D\bar{P})^2}{1 + 316(D\bar{P})} \quad (1.34)$$

Na Fig. 10, tem-se o valor de J para o ar a 20°C, plotado em diagrama log-log, tanto em função de $D\bar{P}$ como em D/λ .

FIG.10 - Fator de Correção J para a eq. (1.34) (ROTH³)

Com as equações apresentadas até este parágrafo, pode-se então, dimensionar qualquer componente de um sistema de vácuo, de maneira a torná-lo eficiente na produção do alto vácuo.

1.7- Tempo de Bombeamento

1.7.1- Tempo de bombeamento em regime de fluxo viscoso

Se uma dada bomba rotativa, estiver conectada a uma câmara de vácuo, por meio de um tubo com uma dada condutância, o tempo de bombeamento para reduzir a pressão interna desta câmara de uma pressão P_i a uma dada pressão P , é dado por⁽³⁾:

$$\begin{aligned} \frac{t}{V} = & \frac{1}{E} \left(\frac{1}{P} - \frac{1}{P_i} \right) + \frac{1}{S_p} \left\{ \frac{[(S_p/E)^2 + P^2]^{1/2}}{P} - \frac{[(S_p/E)^2 + P_i^2]^{1/2}}{P_i} \right\} + \\ & + \frac{1}{S_p} \left\{ \ln \frac{P_i + [(S_p/E)^2 + P_i^2]^{1/2}}{P + [(S_p/E)^2 + P^2]^{1/2}} \right\} \quad (\text{seg}) \end{aligned} \quad (1.35)$$

onde : V : volume a ser bombeado (litros)

P : pressão inicial (Torr)

P_i : pressão final (Torr)

S_p : velocidade de bombeamento da bomba (l/s)

$E = C/\bar{P}$ (l/seg.Torr)

Quando a condutância do tubo for dada pela eq. (1.14) a grandeza E é expressa por:

$$E = 182 D^4/L$$

No caso onde vários tubos estão conectados, deve-se primeiramente identificar qual a disposição em que estes tubos estão conectados (série ou paralelo), para após a soma segundo a eq. (1.11) ou (1.12) obter-se o valor de E .

1.7.2- Tempo de bombeamento em regime de fluxo molecular

Considerando que o sistema a ser evacuado não contém cargas significativas de gás, sejam estas provenientes quer de vazamentos, degaseificação ou permeabilidade do material empregado na construção do sistema de vácuo, o tempo de bombeamento em regime de fluxo molecular é dado por^(2,3):

$$t = (V/S_e) \ln(P_i/P) \quad (1.36)$$

onde S_e é a velocidade efetiva de bombeamento (eq.1.13).

No caso onde houver a necessidade de se considerar a carga de gás, vide em particular Roth³ § 3.7.3 e consecutivos, para uma análise mais detalhada.

As equações de tempo de bombeamento são aplicadas, então, para verificar se os componentes foram projetados de maneira a permitirem uma rápida redução da pressão do sistema pelas bombas.

1.8- Cálculo de Condutâncias Velocidades e Tempos de Bombeamento Utilizando-se Nomográficos

Muitos nomogramas já foram construídos para o cálculo de condutâncias, velocidades e tempos de bombeamento. Serão mostrados aqui os apresentados por Roth³, e que são considerados os mais típicos a serem utilizados no cálculo de sistemas em regime de fluxos viscoso, intermediário e molecular. A maneira de utilizá-los pode ser vista na ref.(3) ou simplesmente observando os exemplos demarcados por linhas retas nas próprias figuras.

Na Fig. 11, temos o nomograma utilizado para o cálculo de qualquer um dos fatores D , L , S_p ou P em regime de flu

FIG.11 - Nomograma para o cálculo de grandezas no regime de fluxo viscoso.

FIG.12 - Nomograma para o cálculo de condutâncias de tubos no regime de fluxo molecular

FIG.13 - Nomograma para o cálculo de condutâncias de tubos no regime de fluxo intermediário.

FIG.14 - Nomograma para o cálculo do tempo de bombeamento em regime de fluxo molecular

FIG.14 - Nomograma para o cálculo do tempo de bombeamento em regime de fluxo molecular

xo viscoso, desde que três deles sejam conhecidos. Os nomogramas das Figuras 12 e 13, são utilizados para o cálculo de condutâncias molecular e intermediária. O tempo de bombeamento em regime de fluxo molecular pode ser calculado utilizando o nomograma da Fig. 14.

1.9- Produção de Alto Vácuo - Considerações Gerais

O alto vácuo deve ser atingido e mantido em sua pressão final com eficiência. Para que isto seja possível, deve-se evitar que ocorram efeitos como vazamentos, permeabilidade e degaseificação prolongada dos materiais empregados na construção do sistema de vácuo.

Somente com o cuidadosa construção e apurada técnica é que se pode evitar os vazamentos, que podem surgir devido às trincas em soldas, arranhões em flanges onde assentam-se os selos, instalação indevida dos componentes, etc.

A permeabilidade do material é evitada com a utilização de materiais que não contenham poros grandes o suficiente para permitir mais que uma pequena fração de gás passe através de qualquer poro. Pode-se no entanto minimizar o efeito de permeabilidade, utilizando-se materiais com relativa espessura (vide Roth³ § 4.2.1 a 4.2.3).

O efeito de degaseificação normalmente ocorre devido ao desprendimento de gases residuais das paredes internas dos materiais (desorção). A desorção pode ser provocada tanto pela redução da pressão como pela elevação da temperatura interna do sistema, onde em ambos os casos pode atingir a pressão de vapor destes gases residuais (vide Roth³ § 4.4.2 e 4.4.3, Guthrie² § 5.8 e Guthrie¹ § 9.7). Pode-se, no entanto, utilizar um dispositivo no qual um dado material é evaporado e por sorção química, des-

preende e captura os gases residuais que são então retirados pelas bombas de vácuo. Este dispositivo é denominado de Getter (vide Dushman⁴ cap.10, Roth³ § 5.7.1 a 5.7.4, Guthrie § 5.3 § 5.2).

Outro efeito que deve ser considerado é o de retrodifusão de vapores, devido ao gradiente interno de pressão no sistema de vácuo. Estes vapores podem ser originados tanto pelos gases em toda a extensão do sistema, como pelo vapor de óleo da bomba difusora. Para minimizar o efeito de retrodifusão utilizam-se dois tipos de armadilhas. Uma delas atua por condensação dos vapores que incidem em uma superfície ultra fria, por exemplo a -196°C (temperatura do nitrogênio líquido). A função básica destas armadilhas é impedir tanto a transferência de vapor de óleo da difusora ao sistema, como evitar que vapores de água e outros, originados no sistema, contaminem o óleo da bomba difusora. Este tipo de armadilha é denominada de Cold Trap.

O outro tipo de armadilha é utilizado exclusivamente para impedir a retrodifusão de vapor de óleo. Estas armadilhas além de serem refrigeradas com água circulante, são construídas de tal maneira que nenhuma partícula pode atravessá-las sem realizar sucessivas colisões com as suas paredes internas. Estas armadilhas são denominadas de Baffle (1,2,3,4).

CAPÍTULO II

PROJETO DO SISTEMA DE VÁCUO DO ACELERADOR DE ELÉTRONS

2.1- Circuito Esquemático e Princípio de Funcionamento do Sistema de Vácuo do Acelerador de Elétrons

O circuito esquemático do acelerador de elétrons é mostrado na Fig.15.

1- Câmara 1

1a- Medidor de Vácuo termo
par

1b- Medidor de vácuo por
ionização

2- Válvula (V_1)

3- Câmara 2

3a- Medidor de vácuo termo
par

3b- Medidor de vácuo por
ionização

4- Linha de pré vácuo (PV_1)

4a- Válvula (V_2)

4b- Válvula de segurança
(V_3)

5- Linha de pré vácuo (PV_2)

5a- Válvula (V_4)

6- Válvula (V_5)

7- Cold Trap

8- Baffle

9- Bomba difusora

10- Bomba rotativa

FIG.15 - Circuito Esquemático do Acelerador de Elétrons

O canhão de elétrons é localizado na câmara 1, a qual é conectada pela válvula de gaveta (V_1) à câmara 2 que contém a amostra a ser irradiada.

O pré vácuo é realizado pela bomba rotativa a qual é capaz de bombear tanto as câmaras 1 e 2 como a linha de alto vácuo (componentes enumerados de 6 a 9) desde a pressão atmosférica às pressões em torno de 10^{-3} Torr. Para tal, a bomba rotativa é conectada às câmaras pela linha de pré vácuo (PV_1) e à linha de alto vácuo pela linha de pré vácuo (PV_2).

Uma vez atingida uma pressão da ordem de 10^{-2} a 10^{-3} Torr, a bomba difusora entra em funcionamento colocando portanto, toda a linha de alto vácuo em operação. A pressão interna do sistema é, então, reduzida às pressões da ordem de 10^{-6} a 10^{-7} Torr.

Note-se que acima da bomba difusora estão as armadilhas já mencionadas no § 1.9.

O modo de operação deste sistema de vácuo para a realização de pré e alto vácuo será descrito no apêndice 1.

2.2- Dimensionamento dos Componentes das Linhas de Pré e Alto Vácuo

De uma maneira geral, o dimensionamento dos componentes das linhas de pré e alto vácuo dependeu muito do material que havia na época em disponibilidade.

Devido à já existência de um conjunto de bombas rotativa e difusora, os componentes do sistema de vácuo foram projetados inicialmente, de forma a oferecerem o mínimo de perda possível das velocidades de bombeamento destas bombas. No entanto, cuidou-se em projetar os componentes prevendo uma possível troca do conjunto original de bombas por um segundo par de maior capacidade de bombeamento, quando houvesse a possibilidade em adquiri-las.

O primeiro par de bombas utilizadas, constou de uma bomba rotativa de dois estágios com velocidade de bombeamento $S_p = 4 \text{ m}^3/\text{h}$, e uma bomba difusora de três estágios com velocidade de bombeamento $S_p = 285 \text{ l/s}$. O segundo e atual par de bombas constou de uma bomba rotativa de dois estágios com $S_p = 12 \text{ m}^3/\text{h}$ e uma bomba difusora de três estágios com $S_p = 600 \text{ l/s}$. Os dois conjuntos de bombas foram adquiridos da IBAV (Indústria Brasileira de Bombas de Alto Vácuo) cuja fabricação é totalmente nacional.

Devido à instalação de dois diferentes pares de bombas, foram projetados dois tipos de armadilhas para vapor de óleo especificamente para cada tipo de bomba difusora utilizada. Para a primeira bomba difusora utilizada, projetou-se um tipo bastante simples de armadilha, a qual era composta de um único disco bloqueante refrigerado atuando como barreira ao vapor de óleo (Fig. 16).

Nesta armadilha sua parede externa também era refrigerada por água circulante. Seu projeto foi baseado em ilustrações apresentadas por Guthrie¹.

FIG.16 - Baffle com Único Disco Bloqueante

A segunda bomba difusora recebeu um tipo de armadilha um pouco mais sofisticado, sendo esta armadilha do tipo Chevron (Fig. 9).

O motivo da mudança da geometria das armadilhas foi devido ao fato de que a probabilidade de transmissão de moléculas³, através da região anular, é menor para a geometria do tipo Chevron do que para a geometria utilizando um único disco refrigerado. A probabilidade de transmissão para armadilhas com geometria Chevron (Roth³, pg.107) é mostrada pela Fig.17, onde pode-se constatar que para um ângulo de inclinação das placas de 45° , a probabilidade de transmissão não aumenta significativamente seu valor além de 0,2, para uma relação a/b maior que 2. Note-se que a probabilidade de transmissão é praticamente constante nesta região. No nosso caso específico, $b = 1$ cm e $a = \pi R = 5,02$ cm (vide Fig.23), logo $a/b = 5$.

FIG.17 - Probabilidade de Transmissão Para Armadilhas com Geometria Chevron (vide Roth³)

O cálculo da probabilidade de transmissão para armadilhas com único disco bloqueante é realizado da seguinte maneira⁽⁵⁾:

- a) - Divide-se a armadilha em dois dutos conectores em série e atribui-se a estes dutos suas probabilidades de transmissão direta e reversa $P_1 - 2$, $P_2 - 1$ e $P_2 - 3$, $P_3 - 2$ como indica a Fig.18, assumindo que a interface não tenha discontinuidades na área.

FIG.18 - Ilustração da Combinação de Dois Dutos Para Obtenção da Probabilidade Líquida P_{1-3} do Componente

b) - A probabilidade líquida do componente formado pelos dutos é então dada por^{5,6,7}:

$$P_{1-3} = \frac{P_{1-2} P_{2-3}}{(A_1/A_2)P_{1-2} + P_{2-3} - (A_1/A_2)P_{1-2}P_{2-1}} \quad (2.1)$$

onde, neste caso as probabilidades P_{i-j} são as de um cano cilíndrico simplesmente.

c) - Através da Fig. 19 ou pela Tabela IV obtemos os valores das probabilidades acima referidas.

FIG.19 - Probabilidade de Transmissão para Tubos Cilíndricos (ref. D.H.Davis⁶)

32

L/R	P _c	P _m	σ _{P_m}	N	L/R	P _c	P _m	σ _{P_m}	N	L/R	P _c
0.0	1.0000				1.8	0.5381				9	0.2131
0.1	0.9524				1.9	0.5256				10	0.1973
0.2	0.9092				2.0	0.5136	0.522	0.005	12001	12	0.1719
0.3	0.8699				2.2	0.4914				14	0.1523
0.4	0.8341				2.4	0.4711				16	0.1367
0.5	0.8013	0.804	0.009	2000	2.5		0.460	0.011	2000	18	0.1240
0.6	0.7711				2.6	0.4527				20	0.1135
0.7	0.7434				2.8	0.4359				30	0.0797
0.8	0.7177				3.0	0.4205	0.425	0.005	10001	40	0.0613
0.9	0.6940				3.2	0.4062				50	0.0499
1.0	0.6720	0.678	0.004	11975	3.4	0.3931				60	0.0420
1.1	0.6514				3.6	0.3809				70	0.0363
1.2	0.6320				3.8	0.3695				80	0.0319
1.3	0.6139				4.0	0.3589	0.361	0.005	10001	90	0.0285
1.4	0.5970				5.0	0.3146	0.315	0.005	10001	100	0.0258
1.5	0.5810	0.571	0.011	2000	6.0	0.2807				1000	0.002658
1.6	0.5659				7.0	0.2537					8K 3L
1.7	0.5518				8.0	0.2316					

TABELA IV - Valores da probabilidade de transmissão(P)pa
ra tubos cilíndricos. P_c são valores de P
calculados por Caussing⁶, P_m são estimados pe
lo método de Monte Carlo, L é o comprimento e
R o raio do cilindro, σ_{P_m} é o desvio padrão
de P_m, N é a amostragem (ref.D.H.Davis⁶)

Através da Fig.22 obtemos os valores L₁ = 4cm, L₂ = 2 cm
e R₂ = 3,8 cm. Utilizando-se a Fig.18 ou a Tabela IV, encontra -
mos os valores P₁₋₂ = 0,67 e P₂₋₃ = 0,80. Substituindo-se então ,
estes valores juntamente com os valores A₁=π R² = 45,58 cm² e A₂=
π(R² - R_O²) = 17,32 cm², na eq. 2.1 obtemos P₁₋₃ = 0,46.

Comparando o valor de P₁₋₃ com o valor da probabilidade
transmissão para a armadilha Chevron, vemos que a armadilha com
único disco bloqueante apresenta praticamente o dobro da probabi-
lidade de transmissão, ou seja menor eficiência na prevenção da
retrodifusão de vapor de óleo.

A cold trap foi originalmente projetado também a partir
de ilustrações apresentadas por Guthrie². Calculemos então a pro-
babilidade de transmissão de moléculas através da região anular
(Fig.25). Roth³ propõe a seguinte equação para o cálculo desta

probabilidade de transmissão:

$$P = \frac{C}{C_0} = 1,33 (D-D_0) K_0 / L + 1,33 (D-D_0) \quad (2.2)$$

onde C é dada pela eq.(1.23) substituindo-se nesta L por $L + 1,33 (D-D_0)$ e C_0 é dada pela eq.(1.22).

Através da Fig.25 obtemos os valores $D = 19,68$ cm, $D_0 = 13$ cm e $L = 17,78$ cm. Substituindo-se, então, estes valores na eq.(2.2) encontramos o valor $P = 0,40$.

Na Fig.20, temos os valores de P computados pelo método de Monte Carlo (Davis⁶). Para o nosso Cold Trap temos $L/R = 1,81$ e $R_0/R = 0,66$. Embora a curva correspondente a estes valores não esteja traçada na Fig.20, podemos observar que o valor de P está entre 0,3 e 0,4, confirmando portanto os nossos cálculos.

FIG.20 - Probabilidade Transmissão para Tubos Anulares.

(Davis⁶)

O valor encontrado para a probabilidade de transmissão de moléculas, através da passagem anular do Cold Trap, é uma boa

ordem de grandeza, pois este valor significa que devido às colisões das moléculas com as paredes desta passagem anular, mais moléculas são retidas do que transmitidas além desta região.

A linha de pré vácuo foi dimensionada somente em diâmetro, já que seu comprimento foi estabelecido pela altura total da linha de alto vácuo. Devido a existência de somente uma válvula do tipo esfera cujo diâmetro interno é de 0,95cm (3/8"), escolheu-se o diâmetro da linha PV_1 de forma a ser possível a utilização desta válvula. Não se recorreu, no entanto, ao cálculo de probabilidade de transmissão para esta linha já que o fluxo é governado pela viscosidade do gás na região de pressão em que esta linha atua. O mesmo ocorreu com a linha PV_2 .

Passemos agora ao cálculo das condutâncias dos componentes das linhas de pré e alto vácuo.

2.3- Cálculo das Condutâncias dos Componentes da Linha de Alto Vácuo

2.3.1- Condutância do Baffle com único disco bloqueante

As dimensões deste componente estão na Figura 22. Substituindo-se o valor $D = 7,62\text{cm}$ (3") na eq. (1.8), obtem-se que o fluxo será puramente laminar para $\bar{P}_g = 7,2 \times 10^{-2}\text{Torr}$. Através das eq. (1.9) e (1.10), obtemos então que o fluxo será puramente molecular para $\bar{P}_i < 7,2 \times 10^{-4}\text{Torr}$ e o ponto de transição é $\bar{P}_t = 7,2 \times 10^{-3}\text{Torr}$.

O cálculo da condutância deste, e dos outros componentes, é realizado dividindo-se o componente em dutos como os da Fig.18. Calcula-se então a condutância de cada duto e somam-se conforme a sua disposição (série ou paralelo). A divisão em dutos para este baffle está representada na Fig.21.

FIG.21 - Divisão em Dutos para o Cálculo da Condutância do Baffle com Único Disco Bloqueante

Os valores calculados para as condutâncias dos dutos , bem como a condutância total em regimes de fluxos molecular e intermediário estão compilados na Tabela V.

SIMBOLO	NOME	EQUAÇÃO	C.MOLEC.	$\bar{D}P$	J	C.INT.
C_1	Cond.Molec.	1.20	1620	7,6	0,98	1588
C_2	Cond.Molec. Abertura Anular	1.22	201	1,6	0,29	59
C_3	Cond.Molec. Tubo Curto	1.20	997	7,6	0,98	149
C_M	Cond.Molec. Total	1.11	152			41

TABELA V - Condutâncias Molecular e Intermediária para Baffle com Único Disco Bloqueante. Condutâncias (1/s).

2.3.2- Condutância do Baffle oticamente denso com geometria Chevron e disco central bloqueante.

Na Fig.23 estão as dimensões deste Baffle. O processo de cálculo da condutância total deste Baffle já foi apresentado no

dimensões : mm

36

FIG.22 - Dimensões do Baffle com disco único bloqueante

§ 1.5.9. Desta forma, serão apresentados agora somente as principais etapas deste cálculo.

Começaremos pelo cálculo dos coeficientes da eq. (1.28), para obtermos o fator de correção K_{no} . Como temos somente uma região anular cônica, $n = 0$ e $K_{no} = K_0$ cujos valores são dados pela Tabela II. Plotando os valores desta tabela e traçando-se a curva de $K_0 \times D_1/D_0$, obtem-se que $K_0(L') = 1,130 + 0,06(L'/2,5)$, $a_0 = 1,13$ e $b_0 = 0,06$.

Através da Fig.23 obtemos os valores $p = 1 \text{ cm } \theta = 45^\circ$ e $L = 2,5 \text{ cm}$. Substituindo-se estes valores, juntamente com $K_{no}(2,5) = 1,19$ na eq. (1.27), obtem-se para o comprimento efetivo da região anular cônica o valor $L_e = 4,33 \text{ cm}$. Aplicando-se os valores acima na eq. (1.26) obtemos o valor $C_0 = 98 \text{ l/s}$. Logo, a condutância total da região anular cônica é então $C_1 = 49 \text{ l/s}$ (eq.1.30).

O cône central de altura $L = 2,5 \text{ cm}$ e diâmetros $D_1 = 8,2 \text{ cm}$ e $D_2 = 3,2 \text{ cm}$, apresenta uma condutância molecular de $C_c = 585 \text{ l/s}$ (eq.1.29)

A região anular central apresenta uma condutância molecular $C_a = 661 \text{ l/s}$ (eq. (1.22)). Pela eq. (1.31), a condutância total da região central é então $C_2 = 310 \text{ l/s}$.

Utilizando-se a eq. (1.32), obtem-se que a condutância molecular deste Baffle é $C_M = 349 \text{ l/s}$.

Na Tabela VI estão compilados os valores das condutâncias calculadas para este Baffle.

Devido à complexidade da geometria do Baffle Chevron, assumiu-se que o fluxo é molecular em toda a sua extensão.

2.3.3- Condutância do Cold Trap

A forma de se proceder ao cálculo da condutância deste componente é a mesma que a anterior. Na Figura 24 estão represen-

dimensões : mm

38

FIG.23 - Dimensões do Baffle Chevron com disco central bloqueante

SÍMBOLO	NOME	EQUAÇÃO	CONDUTÂNCIA (l/s)
C_O	Cond.Molec.Ânulos Cônica	1.26	98
C_c	Cond.Molec.Tubo Cônico Central	1.29	585
C_a	Cond.Molec.Abertura Anular Central	1.22	661
C_l	Cond.Molec. Total Ânulos Cônicos	1.30	49
C_M	Cond.Molec.Total	1.32	349

TABELA VI - Condutância Para Baffle Chevron

tados as secções de dutos para o cálculo da condutância deste trap, e na Fig.25 estão as suas dimensões.

FIG.24 - Secções de Condutâncias para Cold Trap

Neste Cold Trap foram acoplados os dois tipos de Baffles já calculados, sendo que o Chevron é o que atualmente está em operação. Como as dimensões dos Baffles são diferentes, principalmen

te com relação aos diâmetros de seus tubos externos, a condutância C_6 do Cold Trap assume características diferentes para cada tipo de Baffle utilizado. Por esta razão, para o Baffle com único disco bloqueante a condutância acima referida será indicada por C'_6 .

As pressões limites variam de secção a secção de condutâncias, como podemos ver na Tabela VII.

CONDUTÂNCIA	$P_i (x 10^{-4} \text{ Torr})$
C_0	7,2
C_1	5,5
C_2	2,8
C_3	7,9
C_4	7,9
C_5	2,8
C_6	5,5
C'_6	7,2

TABELA VII - Pressões Limites ao Longo do Cold Trap. $\bar{P}_i = 10 \bar{P}_i$ e $\bar{P}_s = 10 \bar{P}_t$.

Para efeitos de cálculo será suposto que o fluxo é molecular em toda a extensão do Cold Trap, para pressões abaixo de $3 \times 10^{-4} \text{ Torr}$. Desta forma, o fluxo será intermediário para pressões entre 3×10^{-4} e $3 \times 10^{-2} \text{ Torr}$.

Os resultados dos cálculos realizados para se determinar as condutâncias molecular e intermediária deste componente estão na Tabela VII.

Tabela VIII - Condutâncias molecular e intermediária para o Cold Trap.

SÍMBOLO	NOME	EQUAÇÃO	COND.MOLEC. (l/s)	$\overline{DP}$ (Torr.cm)	J	COND.INT. (l/s)
C ₀	Cond.Molec.Tubo Longo	1.19	483	7,6	0,98	474
C ₁	Cond.Molec.Tubo Curto	1.20	3025	10,2	1,01	3046
C ₂	Cond.Molec.Tubo Curto	1.20	11099	19,7	1,14	12639
C ₃	Cond.Molec.Abertura Anular	1.22	1987	6,7	0,97	1932
C ₄	Cond.Molec.Passagem Anular	1.23	1283	6,7	0,97	1244
C ₅	Cond.Molec.Cano Curto	1.20	3025	10,2	1,01	3046
C ₆	Cond.Molec.Diafragma	1.17	4891	10,2	1,01	1910
C' ₆	Cond.Molec. A - bertura	1.18	4152	7,6	0,98	4069
C _M	Cond.Molec.Total	1.11	216 230*			
C _I	Cond.Inter.Total	1.11				213 227*

TABELA VIII - Condutâncias Moleculares e Intermediárias para o Cold Trap. (*) Condutâncias Utilizando Baffle do único Disco Bloqueante.

2.3.4- Condutância molecular e intermediária da linha de alto vácuo

Somando-se os valores das condutâncias moleculares e intermediárias dos componentes, dadas pelas tabelas V, VI, VII e VIII, utilizando a eq.(1.11) as condutâncias molecular e intermediária da linha de alto vácuo, são dadas pela Tabela IX.

SÍMBOLO	NOME	CONDUTÂNCIA (l/s)
C_M	Cond.Molec.Total Utilizan- do Baffle Disco Bloqueante	91
C_M	Cond.Molec.Total,Utilizan- do Baffle Chevron	113
C_I	Cond.Interm.Total Utilizan do Baffle Disco Bloqueante	35
C_I	Cond.Interm.Total Utilizan do Baffle Chevron	132

TABELA IX - Condutâncias Molecular e Intermediária da Linha de Alto Vácuo

2.4- Velocidade Efetiva de Bombeamento da Linha de Alto Vácuo

Na Tabela X, estão compiladas as velocidades efetivas de bombeamento, calculadas pela eq.(1.13), utilizando as duas bombas difusoras que foram empregadas.

S_p (l/s)	S_{eM} (l/s)	S_{eI} (l/s)	Perda em Veloc.
285	70	31	75% e 89%
600	109	108	82%

TABELA X - Velocidade Efetivas de Bombeamento da Linha de Alto Vácuo, utilizando bombas de diferentes velocidades de bombeamento. S_{eM} : velocidade efetiva para flu - xo molecular; S_{eI} : velocidade efetiva para fluxo intermediário.

2.5- Condutâncias em Regime de Fluxo Viscoso das Linhas de Prê Vácuo PV_1 e PV_2

As dimensões do tubo da linha de pré vácuo PV_1 são $L=$

120,0 cm e $D = 2,5$ cm (1"), como pode se ver na Fig.26. O fluxo será puramente viscoso nesta linha, para $\bar{P} = 2,2 \times 10^{-1}$ Torr, e será intermediário para pressões entre $2,2 \times 10^{-1}$ e $2,2 \times 10^{-3}$ Torr. Suporemos, então, que o regime de fluxo viscoso é o que predomina para pressões até 10^{-2} Torr, para maior facilidade de cálculo. A condutância do tubo desta linha é portanto dada pela eq.(1.16), que assume o valor $C = 63,13 \bar{P}$ (1/s), após a substituição das grandezas pertinentes.

Como pode se ver na Fig.15, existem duas válvulas conectadas a esta linha de pré vácuo, denominadas V_2 e V_3 . O diâmetro interno da válvula V_3 é o mesmo que o diâmetro do tubo da linha PV_1 , logo, a condutância desta válvula já foi incluída na condutância deste tubo. Já a válvula V_2 por apresentar diâmetro interno menor que o tubo da linha PV_1 , será considerada como sendo um tubo curto cujas dimensões são $L = 2,54$ cm (1") e $D = 0,95$ cm (3/8"). A condutância da válvula V_2 é então $C = 58,36 \bar{P}$ eq.(1.16).

A condutância total da linha PV_1 é então $C = 37,86 \bar{P}$ (1/s) eq.(1.11).

Segundo a Fig.26, as dimensões da linha PV_2 são $L = 44$ cm e $D = 1,91$ cm (3/4"). Pela eq.1.8, o fluxo será puramente viscoso para $\bar{P} = 3 \times 10^{-1}$ Torr e intermediário para pressões entre $0,3$ e 3×10^{-3} Torr. Embora exista uma válvula conectada a esta linha, esta válvula (V_4) apresenta o mesmo diâmetro interno que o tubo que compõe esta linha. Portanto a condutância total da linha de pré vácuo PV_2 é $C = 55,05 \bar{P}$ (1/s) para o regime de fluxo viscoso. Suporemos também que o fluxo viscoso nesta linha predomina para pressões até 10^{-2} Torr.

Na Tabela XI, estão compiladas as condutâncias das linhas PV_1 e PV_2 , que foram acima calculadas e também a condutância total de toda a linha de pré vácuo.

SÍMBOLO	NOME	EQUAÇÃO	C/ $\bar{P}$ (1/s.Torr)
C_d	Cond.Visc.Tubo Cilín- drico PV_1	1.16	63,18
C_v	Cond.Visc.Válvula V_2	1.16	58,36
C_1	Cond.Visc.Total Li - nha PV_1	1.11	30,38
C_2	Cond.Visc.Total Li - nha PV_2	1.16	55,05
C	Cond.Visc.Total Li - nha Pré Vácuo	1.12	85,38

TABELA XI - Condutâncias em Regime de Fluxo Viscoso, Linhas PV_1 , PV_2 e Linha Total de Pré Vácuo

Para estimar o valor das condutâncias da Tabela XI, é preciso então saber o valor de $\bar{P}$. Para tal, utiliza-se o nomograma da Fig.11. Utilizando $S_p = 4 \text{ m}^3/\text{h}$ obtém-se $\bar{P} = 10^{-2} \text{ Torr}$, e para $S_p = 12 \text{ m}^3/\text{h}$ obtém-se $\bar{P} = 10^{-1} \text{ Torr}$. Na Tabela XII estão compilados os dados sobre a condutância C da Tabela XI, velocidades efetivas de bombeamento e as perdas em velocidade das bombas rotativas.

$S_p (\text{ m}^3/\text{h})$	$\bar{P} (\text{ Torr})$	$C (\text{ m}^3/\text{h})$	$S_e (\text{ m}^3/\text{h})$	perda
4	10^{-2}	3,07	1,7	57%
12	10^{-1}	30,14	3,6	28%

TABELA XII - Condutância total, velocidade efetiva e perda em velocidade de bombeamento da linha de pré vácuo, em regime de fluxo viscoso. S_p : velocidade de bombeamento das bombas rotativas, $\bar{P}$: pressão média para a entrada da bomba, C : condutância total, S_e velocidade efetiva.

DIM: cm

FIG.26 - Dimensões das linhas

de pré vácuo PV₁ e PV₂

Os componentes relacionados com a produção do pré e alto vácuo já estão, então, projetados. Resta agora projetar as câmaras 1 e 2 (Fig.15), onde nestas serão alojados o canhão de elétrons e a amostra a ser irradiada, respectivamente.

2.6- Câmaras de Vácuo para o Canhão de Elétrons e Para a Amostra a Ser Irradiada pelo Feixe Eletrônico

Como pode se ver na Fig.27, a câmara 1 é simplesmente um tubo cilíndrico com várias entradas laterais, para uso diverso. Não se trata, no entanto, de sua forma ideal já que o trabalho em questão é um trabalho pioneiro, exigindo portanto fácil acesso ao interior desta câmara, bem como, versatilidade em adaptação de acessórios.

Já a câmara 2 foi baseada em modelos já existentes para este tipo de aplicação, sendo, portanto, somente dimensionada especificamente aos nossos propósitos. As dimensões desta câmara também estão na Fig.27.

Entre estas duas câmaras há uma válvula do tipo "gaveta", de fabricação da VARIAN. Não se construiu esta válvula devido a esta ser muito onerosa. As dimensões desta válvula também estão na Fig. 27.

Projetadas de maneira a apresentarem o menor volume possível a ser bombeado, o volume total destas câmaras é, então, $V \approx 18$ litros.

2.7- Cálculo do Tempo de Bombeamento em Regime de Fluxo Viscoso

Na Tabela XIII estão os tempos de bombeamento calculados pela eq.(1.35), para reduzir a pressão desde 695 Torr (pressão atmosférica local) a 10^{-2} Torr tanto de todo o sistema do a-

celerador de elétrons como das câmaras de vácuo. O volume $V = 18$ litros corresponde ao volume total das câmaras de vácuo, e os outros ao volume de todo acelerador de elétrons.

S_p (m^3/h)	$C/\bar{P}=E$ (1/s.Torr)	V (litros)	t (min.)
4	30,33	18	4,54
4	85,38	22	4,26
12	30,33	18	2,74
12	85,38	25	2,15

TABELA XIII - Tempos de bombeamento em regime de fluxo viscoso eq. (1.35), para reduzir a pressão desde 695 Torr a 10^{-2} Torr, de todo o acelerador de elétrons e somente das câmaras de vácuo.

Os tempos de bombeamento da Tabela XIII são os tempos mínimos de bombeamento, pois não considerou-se que a velocidade das bombas rotativas diminuem com a pressão, e também a degaseificação que ocorre a partir de 10^{-2} Torr. Note-se também que os tempos de bombeamento para $E = 85,38$ são menores, embora os volumes a serem evacuados sejam menores. Isto se deve ao fato de que neste caso as condutâncias estão em paralelo.

2.8- Tempo de Bombeamento em Regime de Fluxos Intermediário e Molecular

De maneira análoga ao parágrafo anterior, os tempos de bombeamento, em regime de fluxos intermediário e molecular, foram calculados pela eq. (1.36). Calculou-se então o tempo de bombeamento para reduzir a pressão desde 10^{-2} Torr a 10^{-4} Torr, u

utilizando a velocidade efetiva de bombeamento em regime de fluxo intermediário (Tabela XI), e utilizando a velocidade efetiva de bombeamento em regime de fluxo molecular (Tabela XI) calculou-se o tempo para reduzir a pressão desde 10^{-4} a 10^{-7} Torr.

Nesta Tabela XIV, estão os resultados obtidos utilizando-se a eq. (1.36)

S_e (l/s)	V (litros)	t (seg.)	t_{Total} (s)
31 (int)	22	3,3	5,5
70 (mol)	22	2,2	
108 (int)	25	1,1	2,7
109 (mol)	25	1,6	

TABELA XIV - Tempos de bombeamento em regimes de fluxos molecular e intermediário, utilizando bombas difusoras com $S_p = 285$ l/s e $S_p = 600$ l/s.

Os tempos de bombeamento dados pela Tabela XV, não incluem as cargas de gás devido à vazamentos, degaseificação e permeabilidade dos materiais utilizados no acelerador de elétrons. Como os efeitos acima relatados ocorrem comumente em um sistema de vácuo, os tempos reais de bombeamento deverão ser maiores.

FIG.27 - Dimensões das câmaras de vácuo para o canhão de elétrons e para a amostra a ser irradiada.

Fig.27 - Válvula conexão entre as câmaras de vácuo

FIG.27

CAPÍTULO III
PROCESSOS DE CONSTRUÇÃO E MONTAGEM DOS
COMPONENTES DO ACELERADOR DE ELÉTRONS

3.1- Processos de Construção dos Componentes

Descreveremos rapidamente neste parágrafo os processos empregados na construção dos componentes projetados no capítulo anterior.

3.1.1- Construção do Baffle com único disco bloqueante e Cold Trap

Tanto o Baffle com disco bloqueante, como o Cold Trap foram construídos a partir de tubos e flanges de aço inoxidável, soldados por solda elétrica com atmosfera de argônio.

3.1.2- Construção do Baffle com geometria Chevron e disco central bloqueante

As flanges e o tubo externo deste componente, são também de aço inoxidável soldados por solda elétrica com atmosfera de argônio. Já o disco central bloqueante e os cônes defletores foram construídos com Cobre. A moldagem dos cônes truncados foi realizada por repuxamento de placas de Cobre, sobre uma matriz usinada em Ferro Doce. Estas peças de Cobre foram, então, soldadas com Prata.

3.1.3- Construção das câmaras de vácuo

A câmara que aloja a amostra a ser irradiada, câmara 2,

foi inteiramente construída de tubos e flanges de aço inoxidável soldados por solda elétrica com atmosfera de argônio.

Quanto à câmara que aloja o canhão de elétrons, câmara 1, seu tubo maior foi moldado a partir do enrolamento de uma chapa de aço inoxidável e a junção das extremidades desta chapa foram soldadas com a solda elétrica com argônio. Já as entradas laterais (Fig.27) foram construídas a partir de tubos de aço inoxidável.

Deve-se observar, no entanto, que o tubo maior desta câmara foi construído da maneira acima referida, pois não havia tanto o tubo de aço inox pré moldado em disponibilidade quanto meios de adquiri-lo, na época da construção desta câmara.

3.1.4- Selos de vedação

Todos os selos de vedação das junções não soldadas, são do tipo Oring fabricados com BUNA N, pela Parker.

3.2- Montagem dos Componentes do Acelerador de Elétrons

Antes que cada componente fosse montado e acoplado ao acelerador de elétrons, este era submetido a uma rigorosa limpeza por meio de banhos individuais em solventes como Tricloroetileno, Acetona e Metanol, seguidos de secagem a 300°C em estufas. Uma vez instalado, o componente era evacuado para degaseificação.

Se durante o processo de degaseificação, o tempo de bombeamento para atingir 10^{-2} Torr fosse maior que 40 minutos, realizava-se um teste de vazamento esborrifando acetona sobre as soldas do componente em teste, e verificava-se o aumento de pressão provocado pela penetração da acetona. Uma vez localizados, os

vazamentos eram vedados por ressolda ou colagem (com Araldite ou Torr Seal) dependendo da localização e extensão do vazamento.

Quando atingia-se 10^{-2} Torr com facilidade, mas este limite não era ultrapassado, realizava-se um teste de vazamentos empregando-se, agora, um detector do tipo espectrômetro de massa, calibrado para o gás Hélio.

A comprovação final de que não mais haviam vazamentos num dado componente ou em todo o acelerador de elétrons, foi obtida envolvendo-os por um saco plástico, injetando Hélio no interior deste saco e verificando que o detector não acusava sinais de vazamentos.

Os detectores de vazamentos utilizados foram um LT 205 (Leybold) e um 24-120B (Bell e Howell).

CAPÍTULO IV

ACESSÓRIOS PARA O ACELERADOR DE ELÉTRONS

4.1- Suporte de Amostras

O projeto do suporte de amostras (Fig.29), recebeu as seguintes considerações:

- i) Evitar que os terminais de medidas sobre os eletrodos da amostra, não ficassem sob radiação eletrônica do feixe.
- ii) Facilidade nas trocas e degaseificação das amostras.

4.2- Sistema Mecânico para a Centralização do Feixe Eletrônico Sobre a Amostra

Para que o feixe de elétrons fosse centralizado sobre a amostra, construiu-se um sistema mecânico (Figura 30) que permite variações angulares no canhão de elétrons, resultando em variações lineares do feixe de elétrons sobre a amostra irradiada.

4.3- Hastes de Transmissão de Movimentos Simultâneos de Translação e Rotação, ao Interior do Acelerador de Elétrons

Para que movimentos de translação e rotação fossem transmitidos ao suporte de amostras e também ao sistema de centralização do feixe, foram construídas hastes com um sistema próprio de vedação (Fig.31), capazes de realizar a transmissão dos movimentos acima, sem provocar um aumento de pressão interna do sistema, ou seja, injetar ar durante os movimentos.

4.4- Terminais de Alta Tensão

Foram construídos terminais capazes de apresentarem tanto boa vedação ao vácuo, como isolação elétrica suficiente para suportarem uma diferença de potencial até 25 kV (Fig.32).

4.5- Tela Luninescente para a Visualização da Imagem do Feixe Eletrônico

Várias telas alvo foram utilizadas, inclusive partes de telas de cinescópios branco e preto. Devido ao problema de espaço interno da câmara 2, a espessura da tela teve que ser a mínima possível, para que o suporte de amostras pudesse sobrepor esta tela, quando da irradiação das amostras. A solução mais simples encontrada, foi fazer a tela utilizando um material acrílico dopado com impurezas que cintilam na região do violeta visível, quando submetido à radiação, já que dispunhamos deste material. Desta forma, a tela foi usinada com uma espessura de 2 mm.

Esta tela recebeu então uma metalização com Alumínio evaporado em uma de suas faces, para que com isto, além de evitarmos que este material se carregue com a radiação, possamos medir a intensidade da corrente eletrônica.

4.6- "Getter" de Tungstênio Incandescente

Este "Getter" atua somente por elevação da temperatura das paredes internas da câmara 2, onde pode desprender principalmente Nitrogênio e Monóxido de Carbono (vide Dushmann(4)). O filamento foi retirado de uma lâmpada comum de 300 Watts, cujo soquete foi mantido para maior facilidade de instalação.

Com este dispositivo, também a degaseificação de peças re

centemente limpas e inseridas no interior da câmara 2, tornou-se mais rápida.

4.7- Dispositivo de Proteção Contra Super Aquecimento da Bomba Difusora

Este dispositivo foi construído com o intuito de evitar que o óleo da bomba difusora se queime devido a um super aquecimento desta, quando ocorrer uma eventual falta de água. O esquema deste dispositivo é dado pela Fig.33.

O princípio de funcionamento deste dispositivo é o seguinte: se o fluxo de água diminuir de maneira que a pressão exercida pela água no diafragma diminua consideravelmente, o pino conectado a este diafragma afasta-se do contato do microswitch, que por sua vez, desliga a tensão da rede que alimenta as resistências da bomba difusora.

Deve-se observar no entanto, que o processo de controle da temperatura da bomba difusora por par bimetálico torna-se inviável, quando a bomba não contém tal dispositivo original da fábrica.

4.8- Terminais Para Medidas a Serem Realizadas Sobre a Amostra Irradiada e Tela Alvo

Foram adquiridos terminais com isolamento de Teflon, contendo de um a quatro pinos independentes (Fig.34), que foram instalados em uma das entradas da câmara 2 (Fig.28). A fixação destes terminais foi feita através de solda a Prata. Para maior facilidade de operação, foram conectados a estes terminais outros do tipo BNC, conforme a Fig.34.

FIG. 28 - Acelerador de elétrons

10mm

FIG.29 - Suporte de Amostras

Fig. 30 - Sistema mecânico para a centralização do feixe eletrônico sobre a amostra.

FIG.33 - Dispositivo de proteção contra superaquecimento da bomba difusora.

FIG.31 - Hastes de transmissão de movimentos simultâneos de translação e rotação.

FIG.34 - Terminais para medidas a serem realizadas sobre a amostra irradiada e tela alvo.

CAPÍTULO V

ASPECTOS GERAIS DOS RESULTADOS EXPERI-
MENTAIS OBTIDOS COM RELAÇÃO AO VÁCUO

O trabalho maior foi empregado na vedação efetiva dos vazamentos devidos à trincas em soldas, principalmente nas realizadas com atmosfera de Argônio. Notou-se que estas trincas surgiram durante o período de resfriamento das soldas realizadas em junções de peças com grande diferenças de espessura (por exemplo, entre um tubo de espessura 0,16 cm (1/16 pol) e uma flange com 1,5 cm de espessura). Desta forma, o aparecimento destas trincas pode ser atribuído à maior contração da peça de menor espessura, devido ao seu resfriamento ser mais rápido que o da peça mais espessa. Para contornar esta situação, é recomendável que o resfriamento seja realizado lentamente no interior de um forno ou estufa, ao invés de ser feito por troca de calor com o meio ambiente.

Considerou-se que os vazamentos estavam efetivamente vedados (por ressolda ou colagem), quando através do processo de detecção de vazamentos descritos no § 3.2, não mais foram encontrados vazamentos superiores a 10^{-10} Torr.litro/seg., em toda a extensão do acelerador de elétrons.

Para constatar a coerência dos resultados teóricos, mediu-se os tempos de bombeamento para a realização do pré e alto vácuo. Na Fig.35 estão plotadas as curvas de tempo de bombeamento obtidas utilizando-se tanto a combinação das linhas PV_1 e PV_2 , como cada uma independentemente, na evacuação das câmaras e de todo o acelerador de elétrons. Observe-se que os tempos de bombeamento para evacuar as câmaras e todo o acelerador (curvas 1 e 2, respectivamente) não concordam com os valores obtidos através da eq. 1.35, compilados na Tabela XIII. São duas as razões para tal dis-

crepância

- i) A velocidade da bomba rotativa não é constante para todas as regiões de pressões, como foi imposto na eq.1.35.
- ii) O valor nominal da velocidade da bomba rotativa (fornecido pelo fabricante), por nós utilizado, não corresponde necessariamente ao valor real, pelas razões que veremos a seguir.

Podemos calcular a velocidade de bombeamento da bomba rotativa utilizando-se os tempos de bombeamento experimentais da seguinte maneira: Assumindo que a pressão de base da bomba e do sistema é desprezível, considera-se que um dado volume (V) está sendo evacuado por uma bomba com velocidade efetiva S_e . Logo, o fluxo de gás que é retirado do recipiente é $Q = PS_e$. Portanto, a pressão deve ser reduzida por uma razão dP/dt dada por:

$$Q = \frac{d}{dt}(PV) = -V \frac{dP}{dt} = PS_e \quad (5.1)$$

que após transformações resulta em:

$$\frac{dP}{P} = - \frac{S_e}{V} dt \quad (5.2)$$

Integrando a eq. (5.1), obtemos a mesma eq.1.36, que é:

$$S_e = 2,3 \frac{V}{t} \log \frac{P_i}{P} \quad (5.3)$$

onde P_i é a pressão inicial e P a pressão em um dado tempo t . Desta maneira, foram obtidas as curvas da Fig.36. Note-se então, que a velocidade de bombeamento só pode ser considerada praticamente constante até 10^{-1} Torr. Podemos obter a velocidade de bombeamento real da bomba rotativa através da eq. (1.13) já que as condutâncias em regime de fluxo viscoso são conhecidas (Tabela XI). Utilizaremos para tal a curva 2 da Fig.36, pois sendo esta a que re-

apresenta a evacuação de todo o acelerador de elétrons pelas linhas PV_1 e PV_2 simultaneamente, não contém os possíveis vazamentos provocados por má vedação de válvulas, quando estas são fechadas para isolar uma ou outra linha de pré vácuo. Desta forma, obtemos que a velocidade de bombeamento real é de aproximadamente 100 l/min até uma pressão de 0,1 Torr. Este valor contradiz portanto o valor nominal de 200 l/s ($12 \text{ m}^3/\text{h}$) fornecido pelo fabricante.

Se agora, utilizarmos o valor da velocidade de bombeamento obtido experimentalmente, juntamente com os valores de $E = C/\bar{P}$ da tabela XI, obtemos os tempos de bombeamento, para reduzir a pressão de 695 a 0,1 Torr, dados pela Tabela XV.

CASO	E (litro/s.Torr)	V (litro)	t (min)	t (exp) (min)	erro %
	30,33	18	1,70	1,50	13
	83,38	25	2,25	2,41	7
	55,05	25	2,29	2,50	8
	63,13	25	2,28	2,67	15

TABELA XV - Tempos de bombeamento calculados pela eq.1.35, utilizando as velocidades efetivas experimentais $S_p = 1,67 \text{ l/s}$, $P_i = 695 \text{ Torr}$, $P = 0,1 \text{ Torr}$.

Desta forma, o erro introduzido por utilizarmos $S_p \approx 100 \text{ l/min}$ ($1,67 \text{ l/seg}$) é no máximo de 15%.

Para o cálculo de tempo de bombeamento é recomendável, então, conhecer-se a priori a curva da velocidade de bombeamento em função da pressão.

O tempo de bombeamento para que a pressão seja reduzida desde 10^{-2} a 10^{-6} Torr , obtido experimentalmente foi em média 30 seg. Por ser muito curto, não foram traçadas as curvas de velocidade e tempo de bombeamento para a bomba difusora. Este tempo experi

mental e perfeitamente aceitável já que no cálculo deste, pela eq. (1.36), não considerou-se as cargas de gás que contribuem para que este tempo seja aumentado. Para que a pressão atinja 10^{-7} Torr, o tempo de bombeamento varia de 5 min. a 12h, dependendo do gás.

Mediu-se também os tempos para que a pressão seja aumentada devido aos vazamentos intrínsecos (selos, pequenas fissuras, etc.) quando as bombas são desativadas. Estes tempos estão compilados na Tabela XVI.

LOCAL	VÁLVULA FECHADA	PRESSÃO INI CIAL (TORR)	PRESSÃO FI- NAL (TORR)	TEMPO (HORAS)
Câmaras 1 e 2	V_2, V_5	10^{-7}	1	6
Todo acele- rador de e- létrons	V_2, V_4	10^{-7}	1	4

TABELA XVI - Tempos para aumentar a pressão desde 10^{-7} a 1 Torr , devido aos vazamentos intrínsecos.

Os tempos apresentados na Tabela XVI são satisfatórios já que a quantidade de junções com selos é muito grande.

Os terminais de medidas, alta tensão e as hastes de transmissão de movimentos mecânicos, não apresentaram vazamentos superiores a 10^{-12} Torr.litro/seg a uma pressão de 10^{-5} Torr (detector LT 205, Leybold). Deve-se ressaltar porém, que se o movimento da haste for brusco e acompanhado de um deslocamento vertical durante o movimento de translação na horizontal, aumenta-se a pressão de alto vácuo em 100 vezes devido ao vazamento desta maneira provocado.

O Cold Trap mostrou-se eficiente em sua função, pois, colocando-se Nitrogênio líquido em seu reservatório, a velocidade

de de bombeamento aumenta consideravelmente diminuindo a pressão nas câmaras em 10 vezes em questão de segundos. Com relação ao aprisionamento dos vapores originados nas câmaras, o desempenho deste Cold Trap foi bom, já que não se constatou contaminação do óleo da bomba difusora por parte destes vapores.

Observou-se também, que o consumo de $N_2(l)$ devido à troca de calor, é de aproximadamente 1 litro cada 4 horas.

A mudança de geometria dos Baffles foi muito bem recebida, pois, utilizando-se o Baffle com único disco bloqueante, frequentemente era observado a condensação de vapor de óleo na região inferior do reservatório de $N_2(l)$ do Trap, enquanto que no Baffle Chevron, o vapor de óleo é prontamente retido e condensado nas paredes inferiores dos anteparos deste Baffle. Com isto, o valor calculado teoricamente para a probabilidade de transmissão de partículas através do Baffle com único disco bloqueante, representa bem a realidade, pois o valor $P = 0,46$ significa que aproximadamente 50% do vapor de óleo em retrodifusão, incidente neste Baffle, passa através de sua abertura anular.

O fato do Cold Trap condensar o vapor de óleo, comprova a sua eficiência como armadilha, mas este fato não é de muito interesse prático, pois o óleo é congelado e impedido de retornar à bomba difusora. Com a utilização do Baffle tipo Chevron, o vapor de óleo é simplesmente liquefeito pelo seus anteparos refrigerados à água, retornando facilmente à bomba difusora que está localizada imediatamente abaixo deste Baffle.

A válvula V_2 da linha de pré vácuo PV_1 (vide localização na Fig.15) é uma válvula do tipo esfera comum, utilizada em dutos de gás combustível. Para que sua aplicação no sistema fosse viável, seu selo original de Teflon rígido, teve que ser trocado por um outro de borracha sintética. Com isto, esta válvula apre -

sentou uma razoável vedação ao vácuo.

5.1- Conclusão com Relação à Produção de Alto Vácuo do Acelerador de Elétrons

Considerando que este é um projeto pioneiro, onde desde as bombas são fabricadas artesanalmente, os resultados obtidos são muito bons pelas seguintes razões:

- i) O tempo de bombeamento para atingir-se o alto vácuo nas câmaras é curto no total permitindo portanto, sucessivas descompressões em um período de medidas.
- ii) A pressão final de alto vácuo atingida de 10^{-7} Torr permite que os canhões de elétrons apresentem uma vida útil e bastante longa, como veremos nos capítulos seguintes.
- iii) O vácuo residual da câmara 1 é suficiente na conservação dos canhões de elétrons, quando esta é isolada fechando-se a válvula (V_1), devido a uma descompressão da câmara 2.

FIG.35 - Tempos de bombeamento experimentais

FIG.36 - Velocidades efetivas de bombeamento experimentais

CAPÍTULO VI

ÓPTICA ELETRÔNICA

6.1- Conceitos Básicos

Veremos agora como um feixe de elétrons é produzido, acelerado e focalizado sobre uma tela.

A produção do feixe de elétrons é feita através de emissão termiônica. Um pequeno cilindro metálico, aberto em uma extremidade e a outra recoberta por uma camada de óxido (BaO, CaO, CeO, SrO), é aquecido por um filamento alojado em seu interior. O óxido ao aquecer-se emite elétrons com energia inicial proporcional à temperatura do cilindro, ou seja, estes elétrons adquirem uma velocidade inicial devido à aquisição de energia térmica. Este cilindro é denominado, então, de cátodo.

Assumindo que os elétrons são emitidos pelo cátodo com uma certa velocidade inicial v_0 , a energia inicial destes elétrons será $m v_0^2/2 = 2 kT$ (m é a massa do elétron, k a constante de Boltzmann e T a temperatura absoluta do cátodo). A energia inicial dos elétrons pode ser convenientemente expressa através de uma diferença de potencial equivalente (μ_0) baseada na lei da conservação de energia como ⁽⁹⁾ $2 kT = e\mu_0$. Desta forma, se o cátodo é aquecido à uma temperatura de 1000°K , o valor de μ_0 será da ordem 0,17 volt, e portanto a energia inicial destes elétrons será $W_0 = 0,17 \text{ eV}$. O valor desta energia é demasiadamente baixo para que os elétrons incidentes sobre um dado material luminescente, provoquem emissão de luz intensa por parte deste material. Deve-se observar também, que para valores de energia eletrônica da ordem de W_0 , o efeito de repulsão intereletrônica é muito mais acentuado que para altas energias de aceleração do feixe de elétrons.

Para que os elétrons sejam acelerados com uma energia maior que a sua energia térmica, basta que seja estabelecida uma diferença de potencial entre o local de partida e chegada dos elétrons, ou seja, entre o cátodo e o ânodo, respectivamente. Desta forma se ΔU é a diferença de potencial entre o cátodo e o ânodo, a energia adquirida pelos elétrons será $W = e\Delta U$.

Uma vez produzido e acelerado, o feixe de elétrons já pode ser controlado em intensidade e trajetória. Para tais controles são empregados eletrodos metálicos, nos quais são aplicados específicos potenciais eletrostáticos. Em particular, a trajetória dos elétrons pode ser controlada através de campos magnéticos, campos elétricos pulsados ou campos elétricos senoidais^(8,9,10); mas trataremos aqui somente com os campos eletrostáticos.

Dependendo então, da geometria, das dimensões e do espaçamento entre os eletrodos, haverá uma dada distribuição de potencial característica. Esta distribuição de potencial especificará quantitativa e qualitativamente a atuação das forças elétricas produzidas pelos campos eletrostáticos, sobre a trajetória e a intensidade do feixe de elétrons.

Desta forma, desprezando-se os campos magnéticos, a força eletrostática é dada por $\vec{F} = qE$. Como $\vec{E} = -\vec{\nabla}U$ e $q = -e$ (para elétrons), temos $\vec{F} = \vec{\nabla}U/e$, ou seja, a força eletrostática sobre a trajetória dos elétrons é no sentido da região onde haja aumento do valor da distribuição de potencial.

A atuação desta distribuição de potencial dos eletrodos, sobre a trajetória do feixe de elétrons, é análoga à atuação das lentes convencionais nos raios de luz. Por esta razão, os eletrodos e suas equipotenciais constituem as chamadas lentes eletrônicas, cujas, propriedades ópticas são regidas pelas leis da óptica eletrônica.

Da mesma forma que na óptica geométrica, a trajetória de

um raio de luz é alterada pela mudança dos índices de refração dos meios nos quais este raio atravessa, a trajetória dos elétrons que atravessam uma distribuição de potencial é alterada, pela mudança de índices de refração, proporcionais à distribuição de potencial. Veremos, então, que a lei de Snell é válida tanto para a óptica geométrica como para a eletrônica.

A dedução da lei de Snell para a óptica eletrônica pode ser obtida através do princípio da mínima ação (princípio de Fermat para a óptica). O princípio da mínima ação afirma que a ação de uma partícula ao realizar uma dada trajetória, deve ser mínima. Como a ação é definida como $\int p \, ds$ (p é o momentum da partícula e ds é o elemento infinitesimal de distância), então para que a ação seja mínima temos que ter $\delta \int p \, ds = 0$.

Na Fig.37, uma partícula saindo do ponto A, chega ao ponto B realizando um caminho qualquer. Em ambos os lados da superfície, p é constante, e portanto o princípio da mínima ação se reduz à condição de que o caminho é uma linha reta. Para provar isto, devemos localizar o ponto Q da superfície de forma que:

$$\int_A^Q p_1 \, ds + \int_Q^B p_2 \, ds = \text{mínimo} \quad (6.1)$$

Pela Fig.37, podemos considerar como variáveis apenas x_1 e x_2 . Desta forma, a eq. (6.1) reduz-se a:

$$p_1 (x_1^2 + y_1^2)^{1/2} + p_2 (x_2^2 + y_2^2)^{1/2} = \text{mínimo} \quad (6.2)$$

Se a quantidade expressa pela eq. (6.2) deve ser mínima, seu diferencial deve ser zero. Portanto, após transformações, obtêm-se:

$$\frac{p_1 x_1 dx_1}{(x_1^2 + y_1^2)^{1/2}} = - \frac{p_2 x_2 dx_2}{(x_2^2 + y_2^2)^{1/2}} \quad (6.3)$$

FIG.37 - Refração de raios

Como $dx_1 = -dx_2$, utilizando-se as relações trigonométricas cabíveis à Fig.37, obtém-se:

$$\frac{\text{sen } i}{\text{sen } r} = \frac{p_2}{p_1} \quad (6.4)$$

Como $p_j = m v_j$ e $v_j = (2eU_j/m)^{1/2}$, temos:

$$\frac{\text{sen } i}{\text{sen } r} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{\sqrt{U_2}}{\sqrt{U_1}} \quad (6.5)$$

onde n_j é o j -ésimo índice de refração e U_j é o valor da j -ésima equipotencial.

Uma maneira de determinarmos a trajetória de elétrons submetidos à uma distribuição de potencial, é determinarmos as equipotenciais dos eletrodos através de uma cuba eletrolítica e aplicarmos a eq.(6.5) para cada uma delas.

Existem no entanto outras maneira de obtermos a trajetória de um feixe de elétrons submetidos à uma distribuição de potencial eletrostático. Uma delas é resolver a equação de Lapla-

ce com simetria cilíndrica, quando os eletrodos apresentarem tal particularidade, e encontrar a distribuição de potencial. O que ocorre geralmente neste caso, é que a solução da equação de Laplace é muito difícil de ser encontrada analiticamente. A dificuldade aumenta ainda mais se os eletrodos embora apresentem simetria cilíndrica, não tiverem as mesmas dimensões (principalmente com relação aos seus diâmetros internos). Contudo, pode-se obter uma solução particular da eq. de Laplace para tais casos, utilizando-se computadores carregados com dados experimentais obtidos através de uma cuba eletrolítica, por exemplo.

As outras maneiras mais conhecidas de se determinar a distribuição de potencial de uma dada configuração de eletrodos, constam de simular os potenciais eletrostáticos através de potenciais gravitacionais utilizando uma membrana de borracha⁽¹⁰⁾, ou analisar os campos eletrostáticos através de integradores elétricos na forma de uma grade cúbica de resistores⁽⁹⁾.

6.2- Lentes Eletrônicas

Veremos agora como são constituídas as lentes eletrônicas.

Como já foi visto, a força eletrostática sob a trajetória de um elétron, é dada por $\vec{F} = \vec{\nabla}U/e$. Esta equação é suficiente para descrever a qualidade da lente eletrônica, dependendo somente da distribuição de potencial. Na Fig.38, temos o caso geral de como são formadas as lentes eletrônicas convergentes e divergentes.

FIG. 38 - Lentes eletrônicas convergente e divergente

Existem no entanto, diversas configurações de eletrodos que permitem uma variedade de distribuições de potenciais, os quais permitem a obtenção de diferentes tipos de lentes eletrônicas. Trataremos aqui somente com os eletrodos cilíndricos, pois estes são os mais comuns de serem encontrados em canhões de elétrons com focalização eletrostática.

Conforme o caráter da distribuição de potencial ao longo do eixo de simetria do sistema de eletrodos, existem três tipos de lentes eletrostáticas⁽⁹⁾:

- a) Lentes de abertura única
- b) Lentes bipotenciais, ou lentes de imersão
- c) Lentes unipotenciais

As lentes de abertura única são as mais simples lentes eletrostáticas. Estas lentes são constituídas por um anel condutor que separa duas regiões de diferentes gradientes de potencial, como pode se ver na Fig.39.

As lentes bipotenciais são formadas por dois cilindros, ou um cilindro e uma abertura, ou ainda duas aberturas, onde em todos os casos a cada elemento é aplicado um dado potencial (Fig. 40). Estas lentes recebem também a denominação de lentes de imersão ou mais especificamente, objetivas de imersão. Esta última de

FIG. 39 - Lente de abertura única

nominação provém da óptica da luz, pois, uma objetiva de imersão é aquela designada para a observação de objetos imersos em meios que apresentam índices de refração maiores que a unidade (por exemplo óleo, água), onde o comprimento de onda da luz no meio de imersão é menor. No caso da óptica eletrônica, uma objetiva de imersão é aquela em que o potencial no espaço objeto é maior que no espaço imagem. Estas lentes são comumente aplicadas na região do cátodo

FIG. 40 - Lentes bipotenciais

A lente unipotencial é aquela composta por três lentes bipotenciais. Estas lentes podem ser constituídas por três lentes de abertura única, três cilíndricas ou dois cilindros e uma abertura única. A particularidade desta lente, está no fato dos eletrodos externos serem conectados entre si, ou seja, estão a um mesmo potencial, o qual é diferente do potencial do eletrodo interno (Fig.41).

FIG. 41 - Lentes unipotenciais

Como os eletrodos externos estão ao mesmo potencial, as equipotenciais próximas a estes eletrodos apresentam o mesmo valor e configuração (Fig.42). Desta forma, somente o vetor velocidade dos elétrons é alterado, ou seja, não há mudança na energia destes elétrons que a atravessam. Portanto, estas lentes são aplicadas exclusivamente para focalizar o feixe sobre uma tela alvo.

FIG. 42 - Equipotenciais das lentes unipotenciais

As lentes eletrônicas também apresentam os mesmos pontos cardinais que as lentes convencionais aplicadas na óptica geométrica. Estes pontos são: planos e pontos focais, planos e pontos principais e pontos nodais.

Na óptica geométrica os valores destes pontos cardinais, são distâncias obtidas através da geometria Euclidiana, envolvida em cada tipo de lente, juntamente com os postulados concernentes à óptica da luz. Já na óptica eletrônica, estes pontos dependem da distribuição de potencial envolvida em cada tipo de lente. Contudo, uma vez obtidos estes pontos, a maneira de representá-los é a mesma que na óptica geométrica.

É interessante ressaltar também, que na óptica eletrônica ocorrem os mesmos defeitos de produção de imagens, que na óptica geométrica. Estes defeitos são relatados como aberrações, devido às imperfeições da lente. As aberrações para as lentes eletrostáticas são^(9,10): aberração esférica, distorção, curvatura de campo, astigmatismo, coma, aberração cromática, aberração cromática rotacional e distorção devido a carga espacial. Para lentes magnéticas, temos ainda: distorção anisotrópica, astigmatismo anisotrópico e coma anisotrópico.

Vários são os pesquisadores que se dedicaram à determinação das propriedades ópticas das lentes eletrônicas. Seus nomes e trabalhos publicados estão dados pelas referências⁽¹¹⁻²⁴⁾, as quais muito contribuíram ao nosso trabalho em particular.

6.3- Aplicação da Óptica Eletrônica nos Canhões de Elétrons de Cinescópios.

A maioria dos canhões de elétrons de cinescópios apresentam a seguinte configuração de seus eletrodos (com poucas variações):

FIG. 43 - Configuração dos eletrodos dos canhões de elétrons de cinescópios

São os seguintes os símbolos e propriedades dos eletrodos representados na Fig.43: K - cátodo; G_1 - grade moduladora (controle de intensidade do feixe); G_2 - grade aceleradora; G_3 , G_4 e G_5 - grades focalizadoras.

Em termos da Óptica eletrônica, as grades acima relatadas constituem as seguintes lentes: G_1 e G_2 - objetiva de imersão (lente bipotencial), G_2 e G_3 - lente bipotencial, G_3 , G_4 e G_5 - lente unipotencial.

No cinescópio, o cátodo é mantido em Zero Volt, enquanto que em G_1 aplica-se um potencial negativo com relação ao cátodo. Este potencial negativo controla a passagem do feixe de elétrons, dependendo do seu valor. Podemos entender a atuação deste potencial aplicado em G_1 , através da Fig.44.

Nos eletrodos seguintes à G_1 , são aplicados potenciais positivos em relação ao cátodo, e crescentes em valor, para que o feixe seja pontual ao incidir na tela do cinescópio. O potencial acelerador, que determina a energia do feixe, é aplicado na grade G_5 , a qual está conectada a uma camada condutora de metal depositada nas paredes internas do bulbo do cinescópio. Este eletrodo cons

FIG. 44 - Modulação da intensidade do feixe de elétrons através da variação do potencial da grade moduladora (L.Artsimovich⁽⁸⁾).

tituido pela camada de metal, é o responsável em minimizar o efeito de repulsão intereletrônica, depois que o feixe de elétrons deixa o canhão.

O canhão de elétrons de cinescópio é especificamente projetado para concentrar o feixe de elétrons em forma de um minúsculo ponto luminoso. Se desejamos que as lentes eletrostáticas do mesmo atuem de maneira contrária, ou seja que o feixe de elétrons seja desfocalizado, precisamos antes estabelecer os tipos de lentes que produzem tal efeito. Desta forma, através da Fig. 45 estão representadas as situações para produção de imagens de objetos reais, através de lentes convergentes e divergentes.

(a)

(d)

(b)

(e)

(c)

(f)

lente divergente

lente convergente

FIG. 45 - Produção de imagens de objetos reais através de lentes convergentes e divergentes.

Pela Fig.45, observamos que é possível obter-se imagens desfocalizadas e com grande magnificação lateral, nos seguintes casos:

- i) Se a lente for convergente e o objeto estiver localizado no foco objeto (Fig.45 b), ou se o anteparo para a visualização da imagem for posicionado além do local onde a imagem real for focalizada.
- ii) Se a lente for divergente e o objeto for real.

Desta forma, devemos construir essencialmente lentes divergentes, através da aplicação de específicos potenciais nos eletrodos do canhão.

6.4- Testes de Desempenho Realizados com Cinescópios Branco e Preto.

Os primeiros testes realizados com canhões de elétrons foram feitos utilizando-se cinescópios usados, obtidos em eletro técnicas de reparos de televisão. Muitos destes cinescópios, não apresentaram uma boa emissão eletrônica pelo cátodo, pois a imagem observada na tela não continha brilho intenso. Os que não apresentaram tal particularidade foram, então utilizados nos testes de desempenho a seguir.

O intuito destes testes de desempenho, foi a observação tanto no comportamento da lente unipotencial em constituir len-tes divergentes, como a variação do tamanho da imagem desfocalizada em função da energia do feixe.

Os cinescópios foram energizados conforme o esquema da Fig.46. O cátodo e a grade G_1 foram mantidos no potencial terra. A grade G_2 foi polarizada com um potencial positivo em relação ao cátodo, sendo este potencial mantido constante em todas as experiências realizadas. Os potenciais variados, foram os das grades

FIG.46 - Polarização de cinescópios branco e preto

G_3 e G_4 , pois o potencial de G_3 atua na energia do feixe e o de G_4 atua na focalização da imagem sobre a tela do cinescópio.

Para que a lente unipotencial fosse divergente, o potencial de G_4 deveria ser menor que o de G_3 (Fig.42.b). Desta forma, obteve-se os resultados apresentados na Fig.47. Uma vez determinada a magnificação lateral da imagem desfocalizada, variou-se a energia do feixe. Como o esperado, aumentou-se a ação de convergência da lente unipotencial, diminuindo-se portanto o tamanho da imagem (Fig.47.d).

Para que a imagem apresentasse magnificação constante mesmo variando-se a energia do feixe, bastou que todos os potenciais fossem variados proporcionalmente, como sugere⁽¹⁸⁾. Desta forma, podemos obter uma dada área constante em tamanho irradiada com diferentes energias do feixe eletrônico.

6.5- Testes de Desempenho Realizados com Canhões de Elétrons Novos, Utilizando-se as Câmaras de Vácuo do Acelerador

Todos os canhões de elétrons utilizados nesta etapa da pesquisa foram canhões novos obtidos diretamente dos fabricantes.

Foram no entanto, testados alguns canhões de triplo feixe, com eletrodos dispostos em linha ou em delta, empregados em cinescópios coloridos. Estes canhões não se apresentaram muito viáveis de serem polarizados com outros potenciais senão aqueles originais recomendados pelos fabricantes; potenciais estes que produzem um diminuto ponto luminoso sobre a tela fosforescente. Quando os potenciais aplicados nos eletrodos não são os originais, o efeito de aberração de imagem acentua-se a ponto de limitar os potenciais que constituem as lentes divergentes. A limitação do uso destes canhões se deve à concepção de construção em -

— d

— c

$$V_{G4} < V_{G3}$$

— b

— a

FIG.47 - Imagens produzidas através dos cinescópios

pregada nestes canhões, pois seus eletrodos apresentam dimensões e espaçamentos muito reduzidos. Portanto, as condições de operação destes canhões são muito críticas para que estes sejam empregados aos nossos propósitos.

Os canhões que melhor desempenho apresentaram, foram canhões com único emissor termiônico, obtidos através da gentileza por parte da IBRAPE. Estes canhões apresentam número de série 120W e 520W, cuja diferença principal está no tamanho de seus cátodos. Seus cátodos são originalmente recobertos com carbonatos (bário, cálcio, estrôncio ou césio) que precisam ser submetidos a distintos processos de ativação e maturação para se transformarem em óxidos e emitirem elétrons termiônicamente. Os processos de ativação e maturação nos foram cedidos pelo próprio fabricante dos canhões, e estão relatados no apêndice II.

Uma vez ativado o cátodo, os canhões estão em condições de irradiarem quaisquer tipos de alvo, desde que os elétrons emitidos tenham energia suficiente para tal feito. Como já foi visto, a energia do feixe de elétrons é proporcional à diferença de potencial estabelecida entre o cátodo e o ânodo (alvo). Se o canhão de elétrons fosse polarizado agora da mesma maneira que os cinescópios testados, o cátodo deveria estar no potencial terra e o ânodo deveria ser polarizado com alta tensão positiva. Em nosso caso, o ânodo é uma tela luminescente ou as próprias amostras de polímeros. Não haveria problema algum em polarizarmos a tela luminescente, pois esta tela recebe apenas metalização na face exposta à radiação, não se carregando portanto. Nossas amostras (Fig.29), recebem eletrodos metálicos em ambas as faces ou em apenas uma delas, dependendo do tipo de medida a ser realizada. No caso da amostra conter dois eletrodos, estes deverão estar no potencial terra, pois as medidas assim o exigem. No caso de apenas um eletrodo, se este for submetido à radiação deve-

rã estar no potencial terra, enquanto que se este eletrodo não estiver na face submetido à radiação não será possível a polarização desta superfície da amostra. Com isto, a polarização do canhão de elétrons da mesma maneira que a empregada nos cinescópios tornou-se impraticável.

A solução encontrada para energizarmos o feixe de elétrons, foi polarizarmos o canhão de maneira inversa à utilizada nos cinescópios, ou seja, o cátodo foi polarizado com alta tensão negativa e o ânodo foi mantido no potencial terra. Desta forma, a energia do feixe depende da tensão aplicada no cátodo do canhão de elétrons. A maneira com que todos os eletrodos do canhão de elétrons foram polarizados de maneira inversa, está representada na Fig.48

FIG.48 - Polarização inversa dos eletrodos do canhão de elétrons.

Como o transformador que alimenta o filamento recebe alta tensão em um de seus polos do secundário, construiu-se um transformador com isolamento capaz de suportar as altas tensões aplicadas no cátodo.

Como já vimos, o feixe será sempre mantido em foco se os potenciais dos eletrodos do canhão forem variados proporcionalmen-

te. Para tal, construiu-se um divisor de tensão empregando-se vários potenciômetros (Fig.49). Este divisor contém determinados potenciômetros designados à polarização dos eletrodos do canhão, e outros com os quais a corrente que atravessa o divisor, pode ser mantida constante mesmo variando-se a tensão da fonte que alimenta o divisor. Com isto, a diferença de potencial entre os eletrodos será sempre constante, mantendo-se desta forma, o feixe de elétrons sempre no mesmo foco sobre a tela. Determinou-se que a corrente máxima que deveria atravessar o divisor, seria no máximo de 0,5 mA, pois, com este valor a fonte de alimentação operaria com segurança já que a sua corrente máxima de trabalho é de 2 mA. Empregando-se tal divisor reduziu-se o número de fontes utilizadas para polarização dos eletrodos do canhão, para uma única.

O canhão de elétrons foi então instalado na câmara C_1 (fixado em seu sistema de centralização) e polarizado através das entradas de alta tensão já descritas.

Para medirmos a corrente eletrônica, utilizou-se tanto uma simples placa de metal, como a região metalizada da tela luminiscente. As correntes eletrônicas foram medidas através de eletrômetros (Keithley) conectados aos terminais da câmara C_2 (Fig. 34).

Os resultados obtidos com os canhões de cinescópio (120 W e 520W) são em suma os que seguem.

6.5.1- Observação do comportamento da corrente eletrônica em função do tempo, uma vez determinado o tamanho da imagem e a energia do feixe de elétrons

Uma vez estabelecidos o tamanho da imagem e a energia do feixe de elétrons, a corrente primária permaneceu constante no tempo. No entanto, sua intensidade pode ser variada através da

FIG.49 - Divisor de tensão

grade moduladora G_1 , desde um valor mínimo de 10^{-12} A a um valor de 3 μ A.

6.5.2- Observação de aberrações da imagem do feixe de elétrons

As aberrações observadas dependeram exclusivamente do potencial da grade G_3 . Quando este potencial era positivo, a aberração observada era do tipo alfineteira (pincushion) (Fig. 50). Desta forma, para que este tipo de aberração não se manifestasse bastou aplicarmos somente potenciais negativos na grade G_3 .

FIG.50 - Aberração tipo alfineteira (pincushion)

Com o potencial da grade G_3 negativo, observou-se aberração astigmática (Fig.51). Como o tamanho da imagem da Figura de aberração astigmática é proporcional ao quadrado da distância do ponto objeto ao eixo de simetria do cône de elétrons⁽¹⁰⁾, reduziu-se este efeito apenas aproximando-se o canhão de elétrons em relação à tela luminescente. A forma perfeitamente circular foi então conseguida mantendo-se uma diferença de potencial entre as grades G_3 e G_4 superior a 300 Volts.

FIG.51 - Aberração astigmática

6.5.3- Observação da danificação da superfície do cátodo provocado por bombardeamento iônico

Embora a imagem do feixe eletrônico estivesse em forma de sejada (circular), observou-se que esta imagem apresentava rarefações de luminosidade em toda a sua extensão sobre a tela luminescente. Estas rarefações apresentaram-se como pontos luminosos intercalados por manchas negras como o ilustrado na Fig. 52.

FIG.52 - Imagem do feixe eletrônico com rarefações de luminosidade

Hall⁽¹⁰⁾ apresenta em seu livro, micrografias de cátodos recobertos com BaO (Fig.53), as quais muito se assemelharam com as imagens da Fig.52. A origem destes pontos negros se deve à danificação da superfície recoberta com óxido do cátodo, por bombardeamento iônico.

No nosso caso, o bombardeamento iônico é realizado por íons positivos atraídos pelo potencial negativo aplicado ao cátodo. Estes íons são originados devido à ionização das moléculas dos gases residuais, pelo feixe de elétrons. Haja visto, que para uma pressão da ordem de 10^{-7} Torr, o número médio de moléculas por centímetro cúbico é da ordem de 10^{10} moléc/cm³.

O efeito de bombardeamento iônico pode ser evitado melhorando-se as condições de vácuo (utilizando-se um Getter, por exemplo) ou um canhão de elétrons especial contendo armadilha para í-

FIG.53 - Micrografias de cátodos recobertos com BaO (Hall¹⁰)

ons (íons traps) (vide em particular, Thomson⁽¹¹⁾). Estas armadilhas atuam por meio de um campo magnético permanente, o qual deflete a trajetória dos elétrons, separando-os, desta forma, dos íons pesados. Estes íons são, então, atraídos pelo potencial de um dado eletrodo, onde são neutralizados (Fig.54).

FIG.54 - Canhão de elétrons com armadilha para íons

Como nossos canhões também apresentam seus cátodos recobertos com óxidos, chegou-se à conclusão de que a imagem observada na tela luminescente nada mais era que a imagem do cátodo focada e ampliada.

A solução encontrada para podermos operar com os canhões de elétrons convencionais de que dispúnhamos, foi atribuir-se específicos potenciais às grades G_3 e G_4 de maneira a desfocalizar completamente a imagem do cátodo. Para tal, a diferença de potencial entre estes eletrodos deveria estar entre 1 e 2 kV, estando a grade G_3 à potenciais mais negativos que os de G_4 . Com isto, a imagem observada apresentou luminosidade uniforme em toda a sua extensão.

Variando-se os potenciais da lente unipotencial, mantendo-se as condições acima impostas, pode-se variar o tamanho da i-

magem desfocalizada desde um diâmetro mínimo de 0,1 em a um diâmetro máximo de 6 cm.

Deve-se observar no entanto que o efeito de bombardeamento iônico na superfície do cátodo limita a vida útil dos canhões de elétrons. Haja visto que a vida útil destes canhões muitas vezes excede 10 anos uma vez lacrados nos bulbos dos cinescópios, enquanto que se estiverem num sistema de vácuo dinâmico a sua vida útil não ultrapassa 4 meses, operando-se diariamente com os mesmos canhões. Contudo, mesmo a vida útil sendo muito baixa em relação à vida dos canhões lacrados nos bulbos, já é suficiente para a relação de inúmeras irradiações em variadas amostras.

6.5.4- Determinação da distribuição superficial de cargas, em polímeros irradiados pelo feixe de elétrons

Mesmo estando a imagem do feixe visualmente uniforme sobre a tela luminescente, não haviam quaisquer outras provas que estas cargas estariam uniformemente distribuídas em toda a extensão da área irradiada. Para comprovar tal fato, irradiou-se amostras de Teflon FEP (espessura: 25 μm), as quais receberam apenas um eletrodo metálico depositado na face não exposta à radiação. Estas amostras foram presas ao suporte de amostras, irradiadas durante um intervalo de tempo e retiradas para em seguida medir-se o potencial de superfície devido às cargas depositadas. A técnica empregada na medida do potencial de superfície das amostras, foi a mesma utilizada por Giacometti ⁽²⁶⁾ em sua tese de doutoramento.

O valor do potencial de superfície das amostras irradiadas em circuito aberto, foi previamente calculado teoricamente da seguinte maneira:

$$Q = C V = \int_0^t I dt \quad (6.6)$$

como $I = I_0 = \text{cte}$ (corrente eletrônica), então:

$$V = \frac{1}{C} I_0 t \quad (6.7)$$

onde: V = potencial de superfície, C = capacidade da amostra = $a\epsilon/d$ (a : área irradiada, ϵ : constante dielétrica do material, d : espessura do material), I_0 = corrente eletrônica, t : tempo de exposição.

Desta forma, para $a = \pi r^2 = 7,1 \text{ cm}^2$, $\epsilon = 1,9 \times 10^{-13} \text{ F/cm}$, $d = 2,5 \times 10^{-3} \text{ cm}$, $I_0 = 3,3 \times 10^{-9} \text{ A/cm}^2$, temos:

$$V = 18,5 t \text{ (Volts)}$$

A distribuição de cargas superficiais da amostra apresentou-se sempre com a mesma configuração, independentemente da energia do feixe de elétrons. Mesmo variando-se a área irradiada desde pequenos diâmetros a grandes diâmetros, a distribuição de cargas apresentou sempre uma maior concentração na região central do eletrodo, como pode ser visto nas Fig.55.a,b. Os picos laterais que aparecem nestas figuras referem-se às cargas da região não metalizada entre o eletrodo central e o anel de guarda. Tal distribuição de cargas pode ser atribuída às seguintes razões:

O feixe de elétrons ao deixar o último eletrodo da lente unipotencial, percorre uma região de potencial constante até atingir a superfície da amostra. Como se sabe⁽¹⁰⁾, o efeito de uma região de potencial constante é o de convergir a trajetória dos elétrons de maneira a aproximá-la da região paraxial. Desta forma, qualquer área irradiada por este feixe de elétrons apresentará uma maior concentração de cargas em sua região central. Contudo, mesmo concentrando as trajetórias dos elétrons na região paraxial, o feixe de elétrons ainda contém trajetórias distantes desta região pois

a imagem observada na tela luminescente apresenta grandes diâmetros, quando assim for determinado.

Estando o feixe de elétrons colimado ou não, ao se aproximar da abertura superior do suporte de amostras este feixe sofre uma atração em direção às bordas desta abertura, devido ao potencial terra deste suporte. Com isto, a região não metalizada entre o eletrodo e o anel de guarda também estará sob radiação eletrônica, carregando-se portanto.

A solução para ambos os casos foi única. Polarizou-se negativamente todo o suporte de amostras, de forma a termos uma lente divergente próxima a área irradiada para o caso da distribuição de cargas ser mais uniforme sobre o eletrodo central, e a repulsão do feixe das bordas da abertura superior do suporte de amostras, evitando que a região não metalizada se carregasse. Com isto, obteve-se a curva da Fig.55 d.

Portanto, para que seja possível obter-se um feixe difuso cuja distribuição de cargas seja uniforme em toda a extensão da área irradiada, as seguintes providências são necessárias:

- i) Aumento do diâmetro do eletrodo central, com consequente diminuição do espaçamento entre este eletrodo e o anel de guarda.
- ii) Colocação de um anel próximo à abertura superior do suporte de amostras, e aplicar específicos potenciais negativos de forma a distribuição de potencial deste eletrodo constituir uma lente de abertura única divergente. Com isto, não será necessária a polarização do suporte de amostras, que conseqüentemente o anel de guarda se tornará um eletrodo sobre a amostra, não cumprindo mais com sua função que é eliminar os efeitos de borda do eletrodo central.

a)

Feixe colimado

Suporte de amostras
aterrado

Tempo exp : 17 seg.

325 V

b)

Feixe difuso

Suporte aterrado

Tempo exp : 9 seg.

170 V

FIG.55 - Potencial de superfície de amostras de polímeros com eletrodo metálico na região não exposta à radiação, irradiadas em circuito aberto.

285V

c)
Feixe difuso
Suporte de amostras polarizado
com 300 V
Tempo exp : 15 s.

400V

d)
Feixe difuso
Suporte polarizado com -600 V

Eletrodo inferior

Anel de guarda

FIG.55

6.5.5- Observação de emissão secundária pelo eletrodo superior metálico, irradiado com elétrons com energia menor que 10KeV

Ao irradiarmos primeiramente uma simples placa de alumínio com um feixe de elétrons cuja energia era no máximo 2 KeV, observou-se que a corrente medida pelo eletrômetro (Keithley) apresentava polaridade positiva e intensidade dependendo da energia do feixe de elétrons incidente (primários). Este efeito também foi observado quando foram irradiadas amostras de polímeros contendo eletrodos metálicos expostos à esta radiação eletrônica de baixa energia.

O fato da corrente medida apresentar polaridade positiva se deve à uma corrente de retroemissão de elétrons secundários produzidos na camada de metal do eletrodo submetido à radiação dos elétrons primários. Estes elétrons primários ao incidirem sobre o metal, transferem sua energia aos elétrons de condução, excitando-os de forma a escaparem do metal.

Podem ser distinguidos, no entanto, dois tipos de emissão secundária. A primeira, os elétrons primários atingem a superfície do metal com ângulos retos. O momento destes primários não apresenta a direção ideal para que os elétrons de condução sejam excitados diretamente, mas mesmo assim é possível observar o efeito de emissão secundária. Assume-se, no entanto, que os elétrons primários neste caso atuam diretamente nos elétrons ligados do metal. Em uma subsequente redistribuição no interior do metal, a energia dos primários é então transferida aos elétrons de condução, os quais agora podem escapar do metal.

No segundo tipo de emissão secundária, os elétrons primários atingem a superfície do metal com pequenos ângulos. Neste caso, é possível ocorrer a transferência direta de energia aos elétrons de condução.

FIG.56 - Intensidade da corrente de emissão secundária em eletro dos irradiados com feixe de elétrons de baixa energia.

FIG.56

Este efeito sômente é observado para determinados limites de energia, para cada tipo de material irradiado. Comumente observa-se que a emissão máxima de secundários ocorre entre 40 eV e 2 KeV, pois para energias mais altas os elétrons primários penetram profundamente e uma grande fração desta energia disponível é dissipada no interior do metal (vide Dekker⁽²⁶⁾).

Para a observação da emissão secundária, foram irradiadas individualmente amostras de Teflon FEP com eletrodos de Alumínio e Prata.

Observou-se no entanto, que se o suporte de amostras fosse polarizado com um potencial diferente do potencial terra, a intensidade da corrente de secundários era variada. Os valores mais altos da intensidade desta corrente foi conseguido polarizando-se o suporte de amostras com potenciais negativos. Os valores máximos destes potenciais foi estabelecido quando houvesse uma saturação do valor da corrente de emissão secundária em um dado valor máximo.

As curvas da intensidade da corrente de emissão secundária em função da energia do feixe de elétrons primários são dadas pela Fig.56.

6.5.6- Determinação da profundidade média de carga espacial (centroide)

O circuito básico utilizado nestas medidas é mostrado na Fig.57. Este circuito é constituído por um capacitor formado por um filme de polímero com eletrodos depositados por evaporação em ambas as faces desta amostra (Fig.29). O eletrodo superior é de espessura reduzida de forma a não absorver uma fração significativa do feixe de elétrons. Ambos os eletrodos são conectados ao potencial terra através de eletrômetros cujas impedâncias são pe-

quenas comparadas com a impedância da amostra. Este circuito constitui a chamada caixa de Faraday seccionada⁽²⁷⁾.

A amostra é irradiada em seu eletrodo superior com radiação que não penetra completamente em toda a extensão da espessura do dielétrico. Uma vez sob radiação, o volume do dielétrico pode ser dividido em dois: o volume irradiado e o volume não irradiado.

A equação básica para a caixa de Farady tanto para o estado estacionário como para o transiente é:

$$I_0 = I_1 + I_2 \quad (6.8)$$

quando a amostra é irradiada em curto circuito.

FIG.57 - Caixa de Faraday seccionada. I - corrente eletrônica incidente, I_1 - corrente do eletrodo superior, I_2 - corrente do eletrodo inferior, I_c - corrente de retroemissão.

Se a amostra for irradiada em circuito aberto (eletrodo superior flutuante) teremos $I_1 = 0$, logo $I_2 = -I_0$. Se a amostra for inicialmente irradiada em curto circuito e em seguida for retirada a radiação, mantendo-se ainda a condição de curto circui

to, nesta segunda etapa teremos, $I_0 = 0$ e portanto $I_1 = -I_2$,

As equações pertinentes à irradiação em curto circuito são as seguintes ⁽²⁷⁾:

$$I_0 = I_1 + I_2$$

$$I_1 = I_0 [1 - (R/d) \exp(-t/\tau)] \quad (6.9)$$

$$I_2 = I_0 (R/d) \exp(-t/\tau) \quad (6.10)$$

$$\tau = (\epsilon/g)d(d - R) \quad (6.11)$$

enquanto que as equações para o período de descarga sem radiação em curto circuito, são dadas por:

$$I_1 = -I_2$$

$$I_2 = I_2(0) (1 + bt)^{-k/b\tau} \quad (6.12)$$

onde : R - posição do centroide, d - espessura da amostra, t - tempo, τ - tempo de relaxação da amostra, ϵ - constante dielétrica, g - condutividade induzida, $I_2(0)$ - eq.(6.10) para $t=0$, b - constante de tempo da condutividade atrasada, k - fator de redução relacionado com a condutividade atrasada.

A condutividade induzida para o estado estacionário está relacionada com a taxa de dose de radiação através da seguinte equação:

$$g = \epsilon K \phi^\Delta \quad (6.13)$$

onde - K - é uma constante específica do polímero, Δ - fator que

depende da distribuição de energia das armadilhas, ϕ - taxa de dose de radiação dada por:

$$\phi = I_0 V \times 10^5 / a R \delta \quad (\text{rad/s}) \quad (6.14)$$

onde - I_0 - corrente de injeção (A), V - potencial acelerador do feixe de elétrons (V), a - área irradiada (cm^2), R - posição do centroide (cm) e δ - densidade do polímero (g/cm^3).

As curvas experimentais obtidas com a irradiação de amostras de Teflon FEP ($d = 25\mu\text{m}$) estão representadas pela Fig.58. Através desta Figura, retiramos então, os valores $I_2(0) = 4,7 \times 10^{-10}$ A e $I_0 = 7,7 \times 10^{-9}$ A. Substituindo-se estes valores, juntamente com $d = 2,5 \times 10^{-3}$ cm, na eq. (6.10), obtemos $R = 1,52 \times 10^{-4}$ cm = $1,52 \mu\text{m}$. Este valor concorda plenamente com os já publicados para uma energia de 10 KeV do feixe de elétrons.

Obtemos colocando $t = \tau$ na eq. (6.10) e retirando o valor do tempo para que $I_2(\tau) = 1,7 \times 10^{-10}$ A. Desta forma obtemos $\tau = 2,8$ seg. Sabendo que $\epsilon = 1,9 \times 10^{-13}$ F/cm e $R = 1,5 \times 10^{-4}$ cm, obtemos através da eq. (6.11) que a condutividade induzida é $g = 6,98 \times 10^{-14} / \Omega \text{ cm}$.

Como $I_0 = 7,7 \times 10^{-9}$ A, $V = 10$ kV, $a = 7,1 \text{ cm}^2$, $R = 1,5 \times 10^{-4}$ cm e $\delta = 2,1 \text{ g/cm}^3$, obtemos através da eq. (6.14) $\phi = 3,40 \times 10^3$ rad/s. Para determinarmos o valor de Δ utilizamos a seguinte relação (estabelecida através da eq. (6.13)):

$$\phi^\Delta = \phi_p \frac{\Delta_p}{p} \frac{g}{g_p} \quad (6.15)$$

onde - $\phi_p = 2,16 \times 10^4$ rad/s, $\Delta_p = 0,7$ e $g_p = 2 \times 10^{-13}$ /cm, são os valores já publicados⁽²⁷⁾. Substituindo-se estes valores, juntamente com os valores de ϕ e g por nós calculados, na eq. (6.15) encontramos que $\Delta = 0,73$.

Utilizando-se os valores de ϕ, Δ , por nós calculados juntamente com o valor de ϵ na eq.(6.13), obtemos que $K = 9,7 \times 10^{-4} \approx 1 \times 10^{-3}$, que também coincide com o valor publicado.

Deve-se observar, no entanto, que para tempos longos de irradiação em curto circuito, a curva da corrente I_2 não se aproximou de zero como o esperado. Esta corrente apresentava-se com um dado valor constante e maior que zero para tempos longos.

Atribuiu-se tal efeito à uma possível corrente de fuga eletrônica proveniente da região irradiada, que ao atingir o eletrodo inferior da amostra, (através das aberturas para degaseificação no suporte de amostras (Fig.29)), era detectada pelo eletrômetro conectado a estes eletrodo. Estas correntes apresentavam valores da ordem de 10^{-11} A.

A solução encontrada para eliminar esta corrente de fuga, foi polarizarmos negativamente a camada de metal da tela luminescente, a qual está localizada imediatamente abaixo do suporte de amostras.

FIG.58 - Curvas experimentais de correntes obtidas com experimento em curto circuito.

CONCLUSÃO

Através dos resultados obtidos com as experiências realizadas e aqui relatadas, concluimos que o intuito de construir um acelerador de elétrons e aplicá-lo em estudos do comportamento dielétrico de polímeros irradiados, foi plenamente atingido.

No entanto, por se tratar de um protótipo, este acelerador deve receber algumas melhorias no sentido de otimizá-lo com relação ao seu desempenho prático. Estas melhorias são em princípio as que seguem:

1 - Troca da câmara C_1 (câmara de acondicionamento do canhão de elétrons) por uma outra construída a partir de tubos de aço inoxidável pré moldado, eliminando a alta porosidade que se constatou na câmara utilizada construída a partir do enrolamento e solda de uma chapa de aço inoxidável.

2 - Melhoria no divisor de tensão de forma a utilizá-lo através de um sistema que não utilize potenciômetros convencionais, pois estes facilmente são danificados por descargas elétricas. Inclusão de Kilo voltímetros neste divisor, de forma a obtermos uma leitura mais precisa dos potenciais aplicados nos eletrodos do canhão de elétrons.

3 - Introdução de um Getter semelhante aos utilizados no interior de cinescópios, de forma a melhorar as condições de vácuo e minimizar o efeito de bombardeamento iônico no cátodo.

4 - Substituição dos canhões de elétron de cinescópios, por um canhão de elétrons a ser construído especificamente ao propósito de produção de feixes difusos. A construção de tal canhão, seria plenamente viável, pois, os conhecimentos adquiridos com esta pesquisa assim o permitem.

APÊNDICE I

MODO DE OPERAÇÃO DO SISTEMA DE VÁCUO DO ACELERADOR DE ELÉTRONS

- a) Para a evacuação de todo o sistema a partir da pressão atmosférica, acelerador de elétrons deverá estar inicialmente nas seguintes condições:

VÁLVULAS: V_1, V_2, V_3, V_4, V_5 e válvula de descompressão: fechadas

BOMBA ROTATIVA: desligada

BOMBA DIFUSORA: desligada

MED. VÁCUO : desligados

FIL. CANHÃO ELT.: desligado

FONTE/ALTA TENSÃO: desligada

Estando o acelerador nas condições acima, realizar as etapas abaixo para a realização de pré e alto vácuo em todo o acelerador de elétrons:

- 1 - Ligar bomba rotativa e esperar 15 min.
- 2 - Ativar circuito de água para refrigeração da bomba di

fusora.

- 3 - Abrir simultaneamente as seguintes válvulas: V_1 , V_5 ,
 V_2 e V_4 .
- 4 - Ligar medidores de vácuo

O pré vácuo estará realizado quando os medidores de baixo vácuo indicarem uma pressão da ordem de 10^{-3} Torr. Sômente atingida esta pressão é que poderá ser realizado o alto vácuo. Des -
ta forma, para a realização do alto, vácuo efetuar as etapas abai-
xo:

- 5 - Fechar V_5 .
- 6 - Ligar bomba difusora e esperar 40 min, para o seu de-
vido aquecimento.
- 7 - Completar o reservatório do Cold Trap com Nitrogê -
nio líquido.
- 8 - Abrir V_5 , fechando-se simultaneamente V_2 .
- 9 - Ativar medidor de alto vácuo e verificar se a pressão
final atingida em 30 seg. é 10^{-6} Torr. A pressão de
 10^{-7} Torr dependerá do grau de desgaseificação que o -
correr no sistema.

Estando na pressão de alto vácuo, já é possível ligar o
filamento do canhão de elétrons e a fonte de alta tensão que ali-
menta seus eletrodos.

- b) Procedimento para descompressão sômente da câmara de irra -
diação (C_2).

VÁLVULAS: V_5 , V_1 e V_4 : abertas

V_2 e válvula de descompressão: fechadas.

Para descompressão da câmara C_2 estando inicialmente to-
do o acelerador em alto vácuo, deve-se realizar as etapas abaixo:

- 1 - Fechar V_5
- 2 - Desligar medidores de vácuo
- 3 - Fechar V_1
- 4 - Abrir lentamente a válvula de descompressão.

Para reevacuar a câmara C_2 realizar as etapas abaixo:

- 1 - Fechar válvula de descompressão
- 2 - Fechar V_4
- 3 - Abrir V_2
- 4 - Ligar medidores de baixo vácuo e verificar se a pressão já atingiu 10^{-2} , para proceguir às etapas abaixo
- 5 - Abrir V_4 e esperar medidor acusar 10^{-3} Torr
- 6 - Abrir V_5 , fechando-se em seguida V_2 .
- 7 - Abrir V_1 e ativar medidor de alto vácuo.

APÊNDICE II

PROCESSOS DE ATIVAÇÃO E MATURAÇÃO DOS CÁTODOS
DOS CANHÕES DE ELÉTRONS 120W e 520W.

Os processos de ativação e maturação dos cátodos dos canhões 120W e 520W, deverão ser efetuados sob alto vácuo.

PROCESSO DE ATIVAÇÃO

O processo de ativação consiste somente de aplicações de tensões crescentes no filamento dos canhões.

V_{fil} (V)	Tempo de aplicação (min.)
6,3	10
7,5	3
9,5	5
6,3	10

Após decorridos os 10 min. com uma tensão de 6,3 no filamento, deve-se desligar esta tensão e esperar por 1 hora antes de dar início ao processo de maturação.

PROCESSO DE MATURAÇÃO

O processo de maturação do cátodo deverá ser efetuado nas seguintes etapas:

- 1 - Aplicar 6.3 V no filamento e deixar esta aplicação de tensão por 10 min.
- 2 - Aumentar a tensão de filamento para 7,5 V e ao mesmo tempo aplicar gradualmente tensões em G_1 e G_2 duran-

te um intervalo de tempo de 10 min. até os valores de 70 V e 90 V, respectivamente. Deixar esta última condição por um intervalo de tempo de aproximadamente 1 hora, quando após este tempo o canhão já estará em condições de realizar irradiações.

O cátodo do canhão será mantido no potencial terra quando as tensões aplicadas nas grades G_1 e G_2 forem positivas. Caso contrário, deve-se aplicar um potencial mais negativo no cátodo de forma a diferença de potencial ser a mesma que no caso das tensões serem positivas.

Deve-se ressaltar, no entanto, que se a pressão final de vácuo for inferior a 10^{-7} Torr, os intervalos de tempo deverão ser reduzidos.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- 1 - A.GUTHRIE - Vacuum Technology - J.Wiley & Sons, (1965) -
2nd edition.
- 2 - A.GUTHRIE & R.K.WAKERLING - Vacuum equipment and techni -
ques, (1949)
- 3 - A.ROTH - Vacuum technology - N.Holland.Publ.Co.(1976) - 2nd
edition.
- 4 - S.DUSHMAN - Scientific foundations of vacuum technique - J.
Wiley & Sons,(1955) - 3rd printing.
- 5 - L.MARTON & C.MARTON (editors) - Methods of experimental phy-
sics (vol.14) - Vacuum Physics and Technology, Academic
Press, (1979)
- 6 - D.H.DAVIS - J.App.Phys., (31), 1169, (1960)
- 7 - C.W.OATLEY - The flow of gas through composite systems at
very low pressures - Brist.Jour.Appl.Phys.8, (15),1957
- 8 - L.ARTSIMÓVICH & S.LUKIÁNOV - Movimiento de las partículas car-
gadas en los campos eléctricos y magnéticos. Mir Moscú ,
1974.
- 9 - A.ZHIGAREV - Electron optics and electron beam devices -
Mir Moscow, 1975
- 10 - C.E.HALL - Introduction to electron microscopy. McGraw-Hill,
1953.
- 11 - J.THONSON, E.B.CALLICK - Electron physics and techology.
The English Universities Press LTD, 1959.
- 12 - F.H.READ - Calculated properties of electrostatic einzel
lenses of three apertures, Jour.Phys.E. 2, (679),1969 -
Asymetric electrostatic lenses of three apertures - J.Phys.
E.,3, (127), 1970.
- 13 - K.KANAYA; H.KAWAKATSU; H.YAMAZAKI; S.SIBATA - Electron opti -
cal properties of three electrode electron lenses - J.Sci.

- Inst., 43,(416), 1966.
- 14 - R.CASANOVA ALIG - Kinescope electron gun design, RCA Review, 41,(517), 1980.
 - 15 - TSUNENARI SAITO, O.J.SOVERS - Numerical calculations of focal and aberration properties of unipotencial electron lenses , J.Appl.Phys. 6,(2306), 1977 - Spherical aberration coefficients of double-cylinder electrostatic lenses over wide magnification ranges - J.Appl.Phys. 5,(3050), 1979.
 - 16 - T.SAITO,M.KIKUCHI, J.O.SOVERS - Design of complex electron lenses consisting of two double cylinders - J.Appl.Phys. 10,(6123), 1979
 - 17 - A.CHUTJIAN - Geometries and focal properties of two electron-lens systems useful in low-energy electron or ion scattering, Rev.Sci.Inst. 3, (347), 1979.
 - 18 - J.D.CROSS; F.H.HEAD ; E.A.RIDDLE - Electron optical systems with fixed positions for beams of variable energy - J.Sci. Inst. 44,(993), 1967.
 - 19 - D.DICHIO & S.V.NATALI - Use of matrices to represent electrons lenses. Matrices for two tube electrostatic lenses . Rev. Sci.Inst.,4, (566), 1974.
 - 20 - D.W.O.HEDDLE - The design of three-element electrostatic electron lenses - J.Phys.E, 2, (1046), 1969.
 - 21 - D.W.O.HEDDLE & M.V.KUREPA - The focal properties of three element electrostatic electron lenses - J.Phys.E.,3,(552),1970.
 - 22 - M.V.KUREPA; M.D.TASIE ; J.M.KUREPA - A four element energy scanning electron lens system with fixed image position and magnification - J.Phys.E,7,(940), 1974
 - 23 - R.E.IMHOLF, F.H.READ - A three aperture electron optical lens for producing an image of variable energy but fixed position - J.Phys.E.,1(859), 1968
 - 24 - W.W.CLARKE & L.JACOB - Focusing of low-energy electron beams

- J.Appl.Phys. 27, (1519), 1956.
- 25 - J.A.GIACOMETTI - Tese de doutoramento (IFQSC-USP).
- 26 - A.J.DEKKER - Solid State Physics - (Seitz and Turnbull)
Academic Press Inc.Publ. - 1958.
- 27 - B.GROSS ; G.M.SESSLER ; J.E.WEST - Charge dynamics for irradiated polymer foil electrets - J.Appl.Phys. 45,(2841), 1974.
- 28 - G.M.SESSLER - Electrets - Amsterdam, Springer-Verlag, 1980
(Topics in Applied Physics, V.33).