



UNIVERSIDADE FEDERAL DE JUIZ DE FORA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

Rafael Felipe Coelho Neves

**“Caracterização de Feixes Eletrônicos Monoenergéticos de
Baixas Energias”**

JUIZ DE FORA

2011



**UNIVERSIDADE FEDERAL DE JUIZ DE FORA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA**

Rafael Felipe Coelho Neves

“Caracterização de Feixes Eletrônicos Monoenergéticos de Baixas Energias”

Dissertação apresentada ao Departamento de Física da Universidade Federal de Juiz de Fora, para obtenção do Título de Mestre em Física.

Orientadora: Profa. Dra. Maria Cristina A. Lopes

JUIZ DE FORA

2011

Rafael Felipe Coelho Neves

“Caracterização de Feixes Eletrônicos Monoenergéticos de Baixas Energias”

Dissertação apresentada ao Departamento de Física da Universidade Federal de Juiz de Fora, para obtenção do Título de Mestre em Física.

Aprovada em: ____/____/____

BANCA EXAMINADORA

Prof. Dra. Maria Cristina Andreolli Lopes
Universidade Federal de Juiz de Fora

Prof. Dr. Luiz Fernando Cappa de Oliveira
Universidade Federal de Juiz de Fora

Prof. Dr. Wilson de Souza Melo
Universidade Federal de Juiz de Fora

AGRADECIMENTOS

Aos meus pais *Cirene e José*, e ao meu irmão *Guilherme* por serem uma família maravilhosa me apoiando em todos os momentos difíceis, nunca deixando que eu desanimasse.

À professora orientadora *Dr. Maria Cristina Andreolli Lopes*, pela irretocável orientação e por toda sua dedicação em prol deste trabalho, permanecendo otimista nas horas difíceis sempre com muito empenho, sabedoria e bons conselhos.

À *Stephane*, por toda sua dedicação, amor e carinho despendidos ao longo dos últimos anos, compartilhando todas as alegrias e aflições deste trabalho, me estimulando sempre a fazer o melhor.

À *Tia Katinha* pela ajuda e compreensão de fundamental importância neste trabalho.

A todos os meus tios e tias pelo apoio e incentivo dados.

À minha avó *Dindica* pela confiança e carinho em mim depositados.

Ao meu avô *Coelho* pelo exemplo de garra e perseverança no qual sempre me espelhei.

Aos amigos, *Fabício, Ruy, Leo e Tharlles*, pelos momentos de descontração e pela força dada nos momentos de dificuldades

Aos colegas do LEAM (Laboratório de Espectroscopia Atômica e Molecular) da UFJF, *Humberto, Daniel, Rodrigo e Tiago* que fizeram parte também do êxito deste trabalho.

Ao *Fernando Dilly*, torneiro da oficina mecânica do DF da UFJF por toda a ajuda, sem o qual este projeto não teria obtido sucesso.

Ao Departamento de Física pela infra-estrutura que disponibilizou.

À FAPEMIG pela bolsa de mestrado e ao CNPq, FAPEMIG, CAPES e FINEP pelo apoio material ao Laboratório de Espectroscopia Atômica e Molecular.

*“Nem tudo que se enfrenta
pode ser modificado mas
nada pode ser modificado
até que seja enfrentado ”*

(Albert Einstein)

Índice

Capítulo 1

Introdução.....	1
-----------------	---

Capítulo 2

Espectrômetro de Impacto de Elétrons Monocromatizados de Baixas Energias.....	4
2.1 Aspectos Teóricos.....	4
2.2 Canhão de Elétrons Monocromatizados.....	4
2.2.1 Emissão termiônica.....	5
2.3 Conceitos básicos de ótica eletrônica.....	10
2.3.1 Lei de Snell para a refração de um feixe de elétrons devido à ação de Campos Elétricos.....	12
2.3.2-Equação de Movimento de elétrons sob a ação de um campo elétrico axial. Ótica de partículas em campos axialmente simétricos.....	15
2.3.3-Definição de um feixe de partículas carregadas.....	25
2.3.4-Brilho.....	25
2.3.5 Elementos de lentes para partículas carregadas. Aberrações.....	26
2.3.6-A lei de Helmholtz-Lagrange.....	28
2.3.7-Representação de uma lente espessa.....	32
2.3.8-Geometria de lentes.....	36
2.3.9-Lentes com dois elementos.....	39
2.3.10-Lentes com três elementos.....	42
2.4.Analisadores de energia de elétrons.....	44

2.4.1 Introdução.....	44
2.4.2 Propriedades de Analisadores Eletrostáticos Dispersivos.....	44
2.4.3 Analisadores cilíndricos dispersivos 127°.....	46
2.4.4 Analisador de Campo Retardador.....	51
Capítulo 3	
Aspectos Experimentais.....	53
3.1 Introdução.....	53
3.2 Canhão De Elétrons Monocromatizado.....	55
3.3 Seletor de Energia Cilíndrico Dispersivo 127°.....	57
3.4 Eficiência do canhão de elétrons de baixa energia.....	61
3.5 Analisador de Campo Retardador.....	62
3.6 Coletor de Faraday.....	66
3.7 Sistema de Vácuo.....	67
Capítulo 4	
Análise dos dados.....	69
4.1 Teste de Desempenho do Canhão de Elétrons Não-Monocromatizado.....	69
4.2 Análise das Resoluções em Energia Obtidas.....	73
Capítulo 5	
Conclusões	98
Referências	100

Lista de Figuras

Figura 2.1. Extração do feixe a partir do filamento pelo diodo.....	7
Figura 2. 2- Visão 3D de uma configuração do tipo Einzel no programa SIMION.....	10
Figura 2. 3 Analogia entre lentes eletrostáticas e lentes da ótica geométrica.....	11
Figura 2. 4 Trajetória de um elétron submetido a uma diferença de potencial.....	13
Figura 2. 5- Valor do Potencial em torno do eixo z.....	15
Figura 2. 6- Simetria do Potencial.....	16
Figura 2. 7- Elétron sujeito a um campo elétrico uniforme.....	20
Figura 2. 8- Lente eletrostática consistindo de dois tubos cilíndricos. a) representação esquemática, b) o potencial e sua segunda derivada, c) analogia com a ótica geométrica.....	24
Figura 2. 9- Definição do tamanho radial de um feixe por uma janela e da extensão angular de um feixe pela pupila.....	25
Figura 2. 10 Formação de imagem em uma lente eletrostática.....	27
Figura 2. 11- Representação esquemática de uma lente eletrostática.....	28
Figura 2. 12 Esquema para a solução da equação fundamental.....	31
Figura 2. 13 Representação de uma lente espessa.....	33
Figura 2. 14- Caminho de um elétron numa lente fina.....	34
Figura 2. 15 Lentes cilíndricas com 2,3 e 4 elementos.....	36
Figura 2. 16 Lente de uma fenda.....	37

Figura 2. 17 Lentes de duas fendas e dois potenciais. Os contornos das zonas de transição são denotados por z_{11} , z_{12} e z_{21} , z_{22}	39
Figura 2. 18 A lente geométrica. F_1 e F_2 são os focos principais, H_1 e H_2 são os planos principais. Os raios azuis são os raios para um objeto posto no infinito ($P=\infty$). Os raios em vermelho e rosa são para um objeto colocado num plano objeto dado na figura. A diferença na convergência destes raios se deve ao efeito de aberração geométrica.....	40
Figura 2. 19 Curvas PQ para uma lente de dois elementos. F. H. Read, A. Adams, e J. R. Soto-Montiel, Journal of Physics E: Scientific Instruments 4, 625 (1970).....	41
Figura 2. 20 Elementos de uma lente com três cilindros.....	42
Figura 2. 21 Curvas PQ para lentes de três elementos.....	43
Figura 2. 22 Ilustração da dispersão cromática de um feixe de partículas carregadas no plano de transmissão (plano xy 2.23 a) e no plano perpendicular a este (plano zy – Fig. 2.23 b) no interior do campo eletrostático. E_0 é a energia de passagem do feixe.....	45
Figura 2.23- Desenho esquemático do ACD 127°	48
Figura 3. 1 Vista do espectrômetro de impacto de construído no Laboratório de Espectroscopia Atômica e Molecular.....	54
Figura 3. 2 Diagrama esquemático dos elementos do espectrometro instalados no interior da câmara de vácuo para de análise da resolução do canhão. 1: canhão e monocromador de elétrons; 2: analisador de campo retardador; 3: coletor de Faraday.....	55
Figura 3. 3 Vista da região de colisão, composta pelo canhão de elétrons monocromatizado o analisador de campo retardador e o coletor de Faraday.....	56
Figura 3. 4 Vista do painel do circuito de controle de alimentação do canhão.....	57
Figura 3. 5 O seletor cilíndrico dispersivo 127°	58
Figura 3. 6 Canhão de Elétrons Monocromados.....	61
Figura 3. 7 Determinação da intensidade do feixe não monocromatizado.....	62

Figura 3. 8 Diagrama esquemático do Analisador de Campo retardador utilizado neste trabalho.....	63
Figura 3. 9 Intensidade da corrente no coleor de Faraday variando com o potencial aplicado no ACR, para um feixe eletrônico de 2,2eV produzido pelo canhão monocromatizado.....	64
Figura 3. 10 – Distribuição em energia do analisador através da diferenciação dos dados do gráfico anterior.....	64
Figura 3. 11 Representação esquemática do coletor de Faraday.....	66
Figura 3. 12 Mesa rotatória onde é fixado os elementos de análise. Na plataforma A (fixa) está instalado o canhão de elétrons monocromatizado que permanece fixo e na plataforma B (móvel) analisador de energia.....	67
Figura 3. 13 Sistema de vácuo. 1 – Medidor de pressão da câmara termopar; 2 – Medidor de pressão da câmara Bayard-Alpert; 3 - Válvula Agulha; 4 – Bomba turbomolecular; 5 - Medidor de pressão termopar da liha de gás; 6 – Cilindro da amostra gasosa; 7 – Bomba mecânica da câmara por levitação magnética; 8 – Bomba mecânica da linha de gás.....	68
Figura 4. 1 Curva da eficiência da primeira versão do canhão de elétrons não monocromatizado.....	70
Figura 4. 2. Comparação entre a eficiência antes (gráfico em azul) e a eficiência depois (gráfico em vermelho) dos ajustes feitos neste trabalho.....	72
Figura 4. 3 A partícula de carga q_1 passa pelo analisador pois $mv_1^2/2$ é maior que q_1V . A partícula de carga q_2 possui energia cinética menor que q_2V e por isso é repelida.....	73
Figura 4. 4 Determinação da largura a meia altura (FWHM) de uma distribuição em energia.....	74
Figura 4. 5 Espectro de energia do perfil do feixe de 10eV.....	75
Figura 4. 6 Derivada do gráfico anterior que fornece a distribuição energética do feixe de 10 eV. Resolução obtida igual a 675 meV.....	75
Figura 4. 7 Espectro de energia do perfil do feixe de 10eV, com nova sintonia do canhão.....	76

Figura 4. 8 Derivada do gráfico anterior que fornece a distribuição energética do feixe de 10 eV. Resolução obtida igual a 620 meV.....	76
Figura 4. 9 : Espectro de energia do perfil do feixe de 10eV, com nova sintonia do canhão.....	77
Figura 4.10: Derivada do gráfico anterior que fornece a distribuição energética do feixe de 10 eV. Resolução obtida igual a 603 meV.....	77
Figura 4. 11 Espectro de energia do perfil do feixe de 10eV, com nova sintonia do canhão.	78
Figura 4.12: Derivada do gráfico anterior que fornece a distribuição energética do feixe de 10 eV. Resolução obtida igual a 572 meV.....	78
Figura 4.13: Espectro de energia do perfil do feixe de 10eV, com nova sintonia do canhão.....	79
Figura 4.14 Derivada do gráfico anterior que fornece a distribuição energética do feixe de 10 eV. Resolução obtida igual a 566 meV.....	79
Figura 4.15: Primeiro espectro de energia do perfil do feixe de 5eV.....	80
Figura 4.16: Derivada do gráfico anterior que fornece distribuição energética do feixe de 5 eV. Resolução obtida igual a 411 meV.....	80
Figura 4.17: Espectro de energia do perfil do feixe de 5eV, com nova sintonia do canhão.....	81
Figura 4. 18 Derivada do gráfico anterior que fornece a distribuição energética do feixe de 5 eV. Resolução obtida igual a 333 meV.....	81
Figura 4. 19 Espectro de energia do perfil do feixe de 5eV, com nova sintonia do canhão.....	82
Figura 4. 20 Derivada do gráfico anterior que fornece a distribuição energética do feixe de 5 eV. Resolução obtida igual a 313 meV.....	82
Figura 4. 21 Espectro de energia do perfil do feixe de 5eV, com nova sintonia do canhão.....	83

Figura 4. 22: Derivada do gráfico anterior que fornece a distribuição energética do feixe de 5 eV. Resolução obtida igual a 296 meV.....	83
Figura 4. 23: Espectro de energia do perfil do feixe de 5eV, com nova sintonia do canhão.....	84
Figura 4. 24: Derivada do gráfico anterior que dá distribuição energética do feixe de 5 eV.....	84
Figura 4. 25 Espectro de energia do perfil do feixe de 2 eV,	85
Figura 4. 26: Derivada do gráfico anterior que fornece a distribuição energética do feixe de 2eV. Resolução obtida igual a 348 meV.....	85
Figura 4. 27: Espectro de energia do perfil do feixe de 2eV, com nova sintonia do canhão.....	86
Figura 4. 28: Derivada do gráfico anterior que fornece a distribuição energética do feixe de 2eV. Resolução obtida igual a 286 meV.....	86
Figura 4. 29: Espectro de energia do perfil do feixe de 2eV, com nova sintonia do canhão.....	87
Figura 4. 30: Derivada do gráfico anterior que fornece a distribuição energética do feixe de 2eV. Resolução obtida igual a 260 meV.	87
Figura 4. 31: Espectro de energia do perfil do feixe de 2eV, com nova sintonia do canhão.....	88
Figura 4. 32: Derivada do gráfico anterior que fornece a distribuição energética do feixe de 2eV. Resolução obtida igual a 214 meV.....	88
Figura 4. 33: Espectro de energia do perfil do feixe de 2eV, com nova sintonia do canhão.....	89
Figura 4. 34: Derivada do gráfico anterior que fornece a distribuição energética do feixe de 2 eV. Resolução obtida igual a 207 meV.....	89
Figura 4. 35: Evolução da melhoria na resolução do feixe produzido pelo canhão para energia de impacto de 10 eV.	90

Figura 4. 36: Evolução da melhoria na resolução do feixe produzido pelo canhão para energia de impacto de 5 eV.....	90
Figura 4. 37: Evolução da melhoria na resolução do feixe produzido pelo canhão para energia de impacto de 2 eV.....	91
Figura 4.39: Comparação dos espectros de energia de retardamento para 10 eV.....	91
Figura 4.40: Melhora na resolução energética do feixe com energia de 10 eV.....	92
Figura 4.41: Comparação dos espectros de energia de retardamento para 5 eV.....	92
Figura 4.42: Melhora na resolução energética do feixe com energia de 5 eV. Novamente torna-se visível o quanto a largura à meia altura da distribuição energética pode ser melhorada através da otimização dos potenciais no canhão.....	93
Figura 4.43: Melhora na resolução energética do feixe com energia de 2 eV.....	93.
Figura 4.44: Comparação entre as resoluções obtidas para feixes de 2 eV. É observada uma melhora da resolução em energia do feixe a medida que a energia de passagem é diminuída.....	94

Lista de Tabelas

Tabela 2. 1: Características de alguns materiais emissores termiônicos.....	6
Tabela 3. 1.- Resolução máxima ΔE esperada do seletor em função da energia de passagem E_0 e voltagens aplicadas nas cascas cilíndricas.....	60
Tabela 4. 1: Intensidades de corrente para energias de 1,2 e 5 eV.....	71
Tabela 4. 2: Valores de resolução observada no coletor de Faraday para as energias 2 , 5 e 10 eV.....	94
Tabela 4. 3: Valores observados da resolução do canhão.....	97

Resumo

Em uma variedade de técnicas espectroscópicas de impacto de elétrons em amostras gasosas, é fundamental utilizar feixes de elétrons de baixas energias focalizados, colimados e monocromatizados. Sua intensidade deve ser tal que seja possível realizar a aquisição de dados em um tempo mínimo, apresentando boa estatística. O requisito da monocromatização é o que garante obter o máximo de informações espectroscópicas de dado espectro. É na região de baixas energias do elétron incidente que ocorrem importantes processos, tais como distorções na nuvem eletrônica do alvo, efeitos de polarização, efeitos de troca, captura eletrônica. Entretanto, é justamente nesta faixa de energia onde se observa maior dificuldade experimental de se trabalhar devido a alta sensibilidade do feixe eletrônico tanto incidente, como espalhado. Neste trabalho, desenvolvemos pela primeira vez no país um canhão de elétrons de baixas energias, produzindo feixes de elétrons monocromatizados. O canhão foi cuidadosamente caracterizado em termos da intensidade do feixe eletrônico incidente e sua monocromatização, atingindo-se valores de energia de 0,105 eV e intensidades de até 280 nA para feixes de 170 eV.

Palavras chave: *Espectroscopia de Elétrons, Canhão de Elétrons, Feixes Eletrônicos Monocromatizados*

Abstract

In a variety of spectroscopic techniques of electron impact on gaseous samples, it is essential to use electron beams of low energy focused, collimated and monochromatized. The electron beam intensity should be such that it is possible to perform data acquisition in minimal period time, with good statistics. The requirement of electron beam monochromatization ensures to get as much information of a spectrum. It is in the low-energy electron incident that important processes occur, such as distortions in the electron cloud of the target, polarization effects, exchange effects and electron capture. However, it is precisely in this energy range where the experiments are more difficult to run due to the high sensitivity of the incident and scattered electron beam. In this work, we developed first in this country an electron gun for low energies, producing monochromatized electron beams. The electron gun has been carefully characterized in terms of intensity of the incident electron beam and its capacity of monochromatization, reaching values of energy of 0.105 eV and beam intensities up to 280 nA of 170 eV.

Keywords: Electron Spectroscopy, Electron Gun, Monochromatized Electron Beams.

Capítulo 1

Introdução

O estudo de processos de espalhamento de elétrons por alvos atômicos ou moleculares é motivado tanto por interesse em ciência básica como para o desenvolvimento de novas tecnologias e inovações. Na ciência básica tais estudos são, por exemplo, de interesse para o desenvolvimento e validação de vários modelos de interações magnéticas e elétricas. Já em áreas aplicadas, dados tanto espectroscópicos como de valores de secções de choque (que estão associados à reatividade de cada processo) são utilizados, por exemplo, para a compreensão de fenômenos naturais tais como plasmas astrofísicos e dinâmica da atmosfera superior (Millar, 2001), no laser de hélio-neônio e outros lasers de descarga de gás (Chutjian, 2000) ; no processamento de plasmas de semicondutores (Tanaka, 2000), em lâmpadas, em bioquímica da radiação (Gohlke, 2003); e para investigar as implicações da exposição do corpo humano aos elétrons secundários, produzidos pela absorção de radiações (Sanche, 2003).

A espectroscopia por impacto de elétrons vem sendo empregada sistematicamente nas últimas décadas para a caracterização da matéria, seja no estado líquido, sólido ou gasoso. Todavia, a quantidade de dados gerados com impactos de feixes eletrônicos em alvos gasosos, no âmbito de qualidade e relevância, até este momento não pode ser comparada com o que se tem produzido com técnicas diferentes, como o espalhamento de fótons. Há uma falta de dados tanto experimentais como teóricos com relação aos processos de colisões de elétrons em átomos e moléculas, daí a necessidade de realizar mais estudos nesta área do conhecimento. Para se produzir dados experimentais confiáveis e precisos, é imperioso a utilização de feixes de elétrons monocromatizados, numa ampla faixa de energia, mas principalmente a baixas energias, onde uma grande gama de processos se destacam.

No processo de espalhamento de um feixe eletrônico por átomos e moléculas, a qualidade e a quantidade de informações obtidas são tanto maior quanto melhor for a resolução em energia do espectrômetro utilizado, principalmente na região de baixas energias. Esse é objetivo central deste trabalho, a investigação da resolução do feixe eletrônico produzido por um canhão monocromatizado de baixa energia, sua intensidade e estado de foco e colimação. Estas características dependem da boa aplicação dos campos elétricos e magnéticos no experimento. Existem muitas maneiras de se empregar tais campos para seleção em energia de partículas carregadas, razão pela qual existem vários tipos de seletores de energia. Também é necessário assegurar o bom funcionamento das lentes eletrostáticas, que possuem a finalidade de transportar, focalizar, acelerar, desacelerar e colimar o feixe eletrônico através dos diversos elementos do espectrômetro uma vez que o mau funcionamento destas pode comprometer a resolução procurada.

Assim o objetivo deste trabalho foi o aprimoramento de um canhão de elétrons para que este produza um feixe com uma resolução mínima possível, tornando o feixe com energia mais bem definida ou mais *monocromático*. A produção de feixes eletrônicos de baixas energias monocromatizados não é uma tarefa simples, dado que elétrons de baixas energias são altamente sensíveis a quaisquer campos magnéticos e elétricos espúrios. Além disso, a ótica eletrônica utilizada deve ser impecavelmente adequada, pois caso contrário, o canhão não funcionará e não será obtido o resultado desejado. Isto implica em trabalhar com um sistema de vácuo livre de partículas de óleo, altas condições de vácuo e uma eletrônica sensível e estável. Considerando todos estes aspectos, fica clara a laboriosa tarefa de produzir feixes eletrônicos de baixas energias monocromatizados, o cuidadoso trabalho que demanda sua caracterização, dado que o sistema de análise deve ser tão eficiente quanto o de produção dos elétrons, ou não se poderá avaliar adequadamente as características do feixe produzido. Com todas estas dificuldades, não é difícil entender o porquê de, apesar do Brasil possuir vários grupos de pesquisas que trabalham com impacto de elétrons, não existir até o presente momento nenhum que trabalhe de fato com baixas energias. Assim, foi produzido neste trabalho pela primeira vez no país um canhão de elétrons monocromatizados, que produz feixes com energias de até 2eV e não monocromatizados cobrindo a região de energia de até 0,1 eV.

Além da otimização do canhão de elétrons monocromatizado e sua caracterização, trabalhamos também em todos outros aspectos da implantação de um espectrômetro de

impacto de elétrons que poderá ser aplicado em diferentes técnicas espectroscópicas, a saber: a espectroscopia de perda de energia de elétrons com varredura angular, para determinações espectroscópicas e valores de seções de choque diferenciais; espectroscopia de ressonâncias através da obtenção de formação de estados metaestáveis; espectroscopia de massa utilizando um analisador quadrupolo comercial HIDEN; espectroscopia próximo a limiares de impacto de elétrons.

Neste sentido foram desenvolvidos também diversos trabalhos para a instalação deste espectrômetro, como implantação de um sistema analisador dispersivo 127°; movimento de rotação do analisador e de demais componentes em torno da região de colisão; instalação do coletor de Faraday móvel; e a otimização da eletrônica de controle do canhão e do analisador. Desta forma, será inicialmente apresentada uma discussão geral do espectrômetro no qual trabalhamos e, em seguida, o detalhamento dos trabalhos realizados para a produção e caracterização do feixe eletrônico monocromatizado.

Nesta dissertação é apresentado tanto o estudo teórico necessário para o entendimento do experimento, o que se refere à ótica eletrônica das lentes eletrostáticas do canhão de elétrons e dos analisadores, quanto todos os desenvolvimentos experimentais para a obtenção dos dados sobre a resolução e eficiência do canhão de elétrons. No que tange a parte teórica tópicos como ótica de partículas carregadas, construção de lentes eletrostáticas e funcionamento de seletores de energia serão tratados neste trabalho no Capítulo 2. Os aspectos experimentais serão abordados no Capítulo 3, onde está descrito todos os procedimentos inerentes ao trabalho experimental. Todos os dados obtidos e a interpretação destes para caracterização do canhão de elétrons estão apresentados no Capítulo 4. O Capítulo 5 destina-se às conclusões obtidas através de cada etapa do experimento, sobre o aproveitamento global deste trabalho, bem como as perspectivas futuras.

Capítulo 2

Espectrômetro de Impacto de Elétrons Monocromatizados de Baixas Energias

2.1 Aspectos Teóricos

Esta pesquisa esteve centrada na implantação e caracterização do canhão de elétrons monocromatizados de baixas energias e sua eletrônica de controle, que são aplicados no espectrômetro de impacto de elétrons que está sendo desenvolvido no LEAM/UFJF. Para este fim, foi desenvolvido um analisador de campo retardador, que associado a um coletor de Faraday móvel, nos permitiu estudar as características do feixe eletrônico.

Neste capítulo, serão apresentados os aspectos teóricos envolvidos na concepção de cada um destes elementos, começando pelo canhão de elétrons, com o processo de produção de um feixe eletrônico, passando pela óptica eletrônica, pelo elemento dispersivo cilíndrico 127° , e finalmente, o analisador de campo retardador.

2.2 Canhão de Elétrons Monocromatizados

Canhões de elétrons são amplamente utilizados na análise de amostras por várias técnicas diferentes, como por exemplo, na espectroscopia de massa e na espectroscopia de perda de energia de elétrons. A maioria das aplicações requerem um canhão que produza um feixe de elétrons intenso, com energia variável em ampla faixa, bem focalizado, colimado, que seja estável e simples de operar.

A literatura contém muitos projetos de canhões de elétrons e a maioria destes são compostos por uma fonte de elétrons que consiste de um filamento aquecido pela passagem de corrente, que emite termiônicamente os elétrons, um sistema de extração, seguido por uma ou mais lentes eletrostáticas.

2.2.1 Emissão Termiônica

Efeito termiônico ou emissão termiônica consiste da fuga de elétrons de uma superfície aquecida, ou seja, do filamento do canhão, com um aumento do fluxo de elétrons que saem do metal, devido ao aumento de temperatura. Ao aumentar-se substancialmente a temperatura do metal, há uma facilidade maior para a saída dos elétrons, que são efetivamente “evaporados” do material. Para escapar do metal, os elétrons devem ter uma componente da velocidade perpendicular à superfície e sua correspondente energia cinética, maior ou pelo menos igual ao trabalho realizado na passagem através da superfície. Essa energia mínima é conhecida como a "função de trabalho".

Este fenômeno foi inicialmente descrito em 1873 por Frederick Guthrie na Inglaterra, enquanto pesquisava fenômenos relacionados com objetos carregados (Cyclotons, Linacs and their Applications, 1994). Posteriormente, o efeito termiônico foi inesperadamente identificado por Thomas Edison em 1880, durante a realização de experimentos que tinham o objetivo de descobrir a razão para a ruptura de filamentos da lâmpada incandescente. Já em 1928, Owen Willians Richardson estudou a emissão termiônica e recebeu o prêmio Nobel em função de seu trabalho e da lei que leva seu nome, a lei de Richardson, também chamada de equação de Richardson-Dushman, que relaciona a densidade máxima da corrente emitida com a temperatura (Cyclotons, Linacs and their Applications, 1994):

$$J = AT^2 e^{-\frac{W}{kT}} \quad (2.1)$$

onde T é a temperatura em kelvin, W é a função trabalho (em eV), k a constante de Boltzmann. A constante de proporcionalidade A , conhecida como constante de Richardson, é dada por:

$$A = \frac{4\pi m k^2 e}{h^3} = 1,20173 \times 10^6 \text{ A} \cdot \text{m}^{-2} \text{ K}^{-2} \quad (2.2)$$

onde m e e são a massa e a carga do elétron, e h é a constante de Planck. A corrente eletrônica emitida do filamento aumenta rapidamente com a temperatura.

Na região do diodo do canhão, os elétrons que deixam a superfície do cátodo diminuem o campo elétrico na superfície. A condição de estabilidade é encontrada quando este campo é zero, sendo que qualquer redução no campo implica em repelir os elétrons de volta para o catodo, o que não é desejado neste estágio de extração. Este regime estável é conhecido como "limite de emissão de carga espacial" e é governado pela equação de Child-Langmuir (Cyclotons, Linacs and their Applications, 1994):

$$J = PV_k^{3/2} \quad (2.3)$$

onde P , uma constante que é função da geometria do sistema, é conhecido como *perveance*, e V_k a voltagem.

Portanto aumentando-se a voltagem do filamento, de modo que a tensão torna-se suficientemente alta, o limite de Richardson para a corrente é atingido e então a emissão torna-se função da temperatura. O aumento na voltagem do filamento faz com que sejam emitidos mais elétrons até que se atinja um ponto de saturação, onde a partir daí somente é possível aumentar a corrente emitida, pelo aumento da temperatura do filamento, isto é, o aumento da corrente que o filamento está submetido.

A Tabela 2.1 ilustra as características básicas de alguns materiais emissores por efeito termiônico que são comumente usados, onde outro parâmetro importante para a emissão termiônica é que a função trabalho deve ser a menor possível para que se possa usar um catodo em uma temperatura aceitável.

Tabela 2.1: Características de alguns materiais emissores termiônicos.

Material	A	W(eV)	Teperatura(K)	J (A/cm²)
Tungstênio	60	4,54	2500	0,3
Tungstênio Toriado	3	2,63	1900	1,16
Óxidos mistos	0,01	1	1200	1

A largura de energia dos elétrons produzidos por emissão termiônica é determinada pela distribuição da energia térmica ΔE dos elétrons deixando o filamento:

$$\Delta E = \frac{2,54 T_e}{11600} \quad (2.4)$$

onde T_e é a temperatura do filamento. Assim procurando-se aumentar a resolução em energia do feixe produzido, procurou-se utilizar baixas correntes no filamento, a fim de minimizar a temperatura neste. Porém, como discutido, abaixar a corrente no filamento implica em diminuir a intensidade do feixe produzindo.

No espectrômetro desenvolvido no Laboratório de Física Atômica e Molecular da UFJF, foram utilizados filamentos do tipo *hairpin* montado em bases cerâmicas, que são alojados em um elemento cilíndrico fechado por uma fenda de molibdênio, com a ponta do filamento (catodo) posicionada no centro desta como mostra a Figura 2.1. O sistema de extração deste canhão consiste em um diodo plano como mostrado na Figura 2.1.

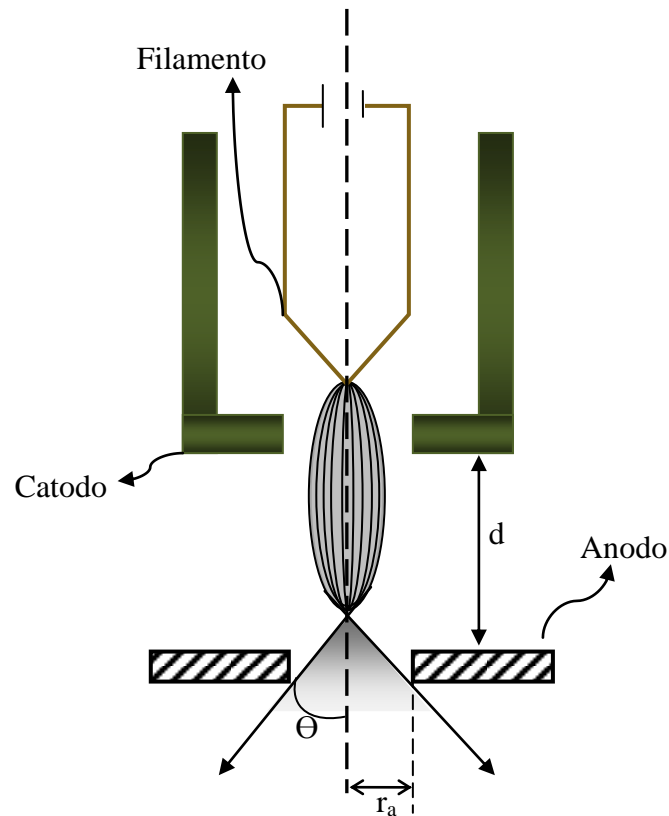


Figura 2.1. Extração do feixe a partir do filamento pelo diodo.

O ângulo α_b , que é o ângulo que o feixe faz com o eixo de simetria no estágio extrator é definido por (Building Scientific Apparatus, 1989)

$$\alpha_b = \frac{r_a}{d} \quad (2.5)$$

Onde r_a é o raio do ânodo; d é a distância entre o cátodo e o ânodo e sua abertura angular θ , dada em função dos potenciais aplicados no diodo (Building Scientific Apparatus, 1989) é:

$$\theta = \sqrt{\frac{V_k}{V_k + V_A}} \quad (2.6)$$

onde V_A e V_k são respectivamente os potenciais do ânodo e do cátodo.

Neste contexto, a corrente eletrônica extraída do filamento, a partir da emissão termiônica, é limitada devido a efeitos de cargas espaciais que impõem um valor máximo na densidade de corrente $J_{m\acute{a}x}$ no ânodo dado por:

$$J_{m\acute{a}x} = 2,34 \frac{V_A^{\frac{3}{2}}}{d^2} (\mu A cm^{-2}) \quad (2.7)$$

Logo, a intensidade de corrente do feixe no ponto objeto das lentes do canhão, que é função de $J_{m\acute{a}x}$ e da área da fenda, também é limitada.

$$I_{m\acute{a}x} = \pi r_a^2 J_{m\acute{a}x} (\mu A) \quad (2.8)$$

Nota-se que a utilização de valores altos da energia de passagem no ânodo V_A resulta em bom estado de colimação (baixos valores de θ) e maior intensidade de corrente do feixe. Considerando-se a equação (2.7) verifica-se que é possível obter valores elevados de intensidade de corrente, aumentando-se o raio do ânodo e reduzindo-se a distância entre o cátodo e o ânodo. Entretanto, isso aumenta a divergência angular α do feixe, deteriorando suas características de colimação. Esse compromisso existente entre a energia do feixe extraído e a sua dispersão angular foram ponderados na escolha de valores de r_A , d e V_A do canhão usado neste trabalho.

Para se obter a energia desejada, utiliza-se estágios de aceleração e desaceleração posteriores pela ação de campos elétricos, ou seja, lentes eletrostáticas. Estas lentes também são utilizadas para colimar e focalizar o feixe.

Quando o objetivo é produzir um feixe eletrônico monocromático, ou seja, com energia bem definida, é preciso além destes elementos, um seletor de energia seguido de outro conjunto de lentes eletrostáticas aceleradoras, que permitem selecionar, acelerar ou desacelerar elétrons, de maneira que o feixe saia do canhão com a energia necessária para o experimento.

O projeto destes elementos, eletrostáticos e seletores de energia, sofreram um grande avanço na década de 70 quando começou a aparecer na literatura as primeiras simulações de dados para projetar elementos eletrostáticos com diferentes geometrias, para lentes eletrostáticas (Harting e Read, 1976). Posteriormente, com o desenvolvimento de softwares em ambientes amigáveis, de fácil utilização como o SIMION (Software Simion PC/PS2 - Versão 6.0), que podem ser utilizados em computadores pessoais, a década de oitenta foi marcada por um grande avanço da instrumentação de espectrômetros, onde foi possível desenvolver projetos de lente mais eficientes dedicados as demandas de cada um. Entretanto para se utilizar estes programas é imprescindível o conhecimento de tópicos importantes de optica eletrônica e de analisadores de energia.

O SIMION é o programa bidimensional mais utilizado, e utiliza o método das diferenças finitas para calcular o potencial eletrostático. Neste método, o espaço ocupado pelos eletrodos não é tratado como contínuo, mas como uma rede de pontos discretos. O potencial de todos os pontos é obtido usando uma aproximação numérica da equação de Laplace, fazendo uso dos potenciais conhecidos nos pontos de contorno. A interpolação é utilizada para encontrar o potencial em qualquer ponto intermediário.

O SIMION 3D é o software de simulação padrão para a criação de sistemas óticos. A versatilidade e o poder do SIMION 3D permitem a simulação de uma grande variedade de sistemas, tais como: íons ou elétrons atravessando lentes eletrostáticas e magnéticas simples, ou instrumentos altamente complexos, por exemplo, fonte de íon e sistema ótico de detectores. A figura 2.2, mostra uma visão 3D simulada no SIMION para um sistema de lentes eletrostáticas.

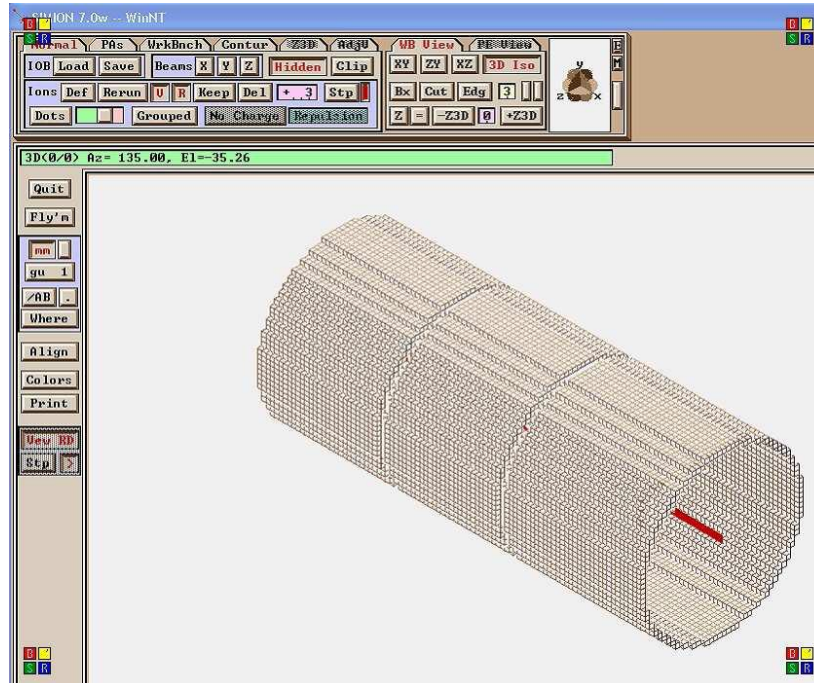


Figura 2.2- Visão 3D de uma configuração do tipo Einzel no programa SIMION

2.3 Conceitos Básicos de Ótica Eletrônica

No nosso cotidiano existem muitas possibilidades para a aplicação de feixes de partículas carregadas. Com o objetivo de se entender melhor como é a física destas partículas, é possível fazer uma analogia com a ótica geométrica. Pode-se, por exemplo, investigar a relação entre um canhão de elétrons com sistemas óticos como a máquina fotográfica. Esta relação segue os mesmos princípios de um sistema ótico, e estas idéias são primordiais para o estudo e o desenvolvimento dos aceleradores de partículas carregadas, mais especificamente aceleradores de elétrons, que são de suma importância para o desenvolvimento do canhão de elétrons monocromatizado envolvido no presente trabalho.

O início dos estudos sobre trajetórias de partículas carregadas submetidas à ação de campos ocorreu ainda no final do século XIX, quando o desenvolvimento dos raios catódicos estava se concluindo. Apesar disso, os fundamentos teóricos da ótica de partículas carregadas foram desenvolvidos apenas em 1926, quando houve condições necessárias para que campos elétricos ou magnéticos atuassem como lentes sobre feixes de partículas carregadas.

As leis que se aplicam a campos elétricos ou magnéticos não homogêneos com simetria axial, atuando sobre trajetórias de partículas carregadas próximas ao eixo ótico, são análogas ao tratamento da ótica geométrica para os raios luminosos. Devido à esta semelhança, que, a

parte da física que descreve o comportamento da trajetória de partículas carregadas, mais especificamente elétrons sob ação de campos, chama-se *ótica eletrônica*. Assim a figura 2.3 mostra uma analogia entre lentes para a luz e lentes eletrostáticas para partículas carregadas.

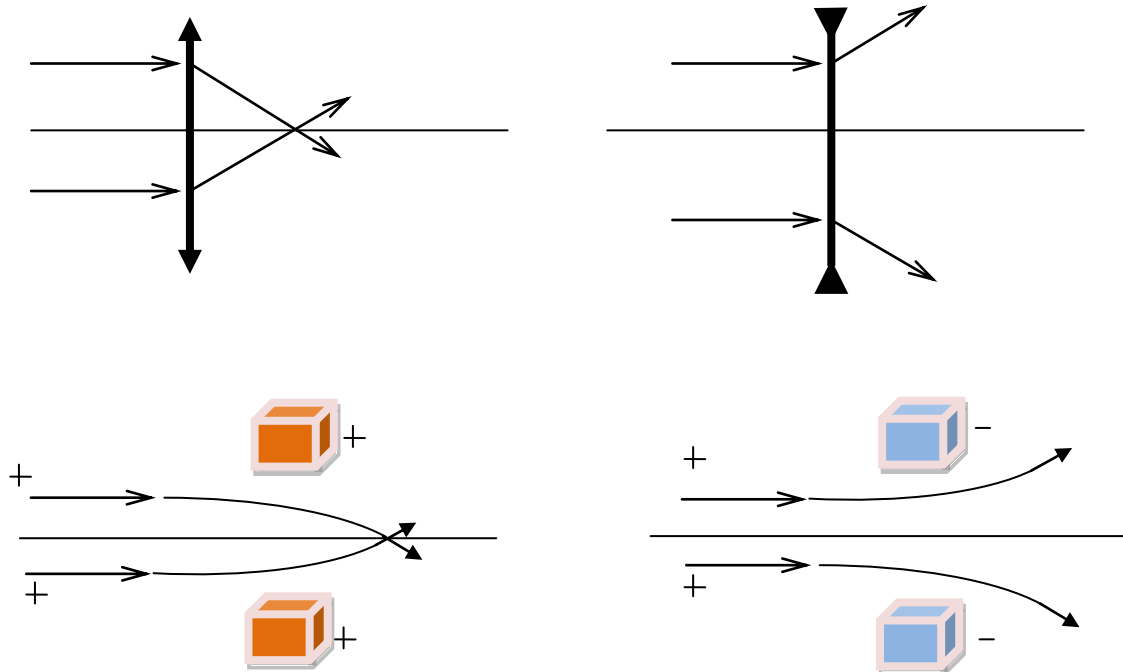


Figura 2.3 Analogia entre lentes eletrostáticas e lentes da ótica geométrica.

Portanto, as *lentes de elétrons* devem ser compostas por um arranjo de campos cuja aplicação sobre trajetórias de feixes de elétrons, produza efeitos de focalização e colimação, assim como as lentes na ótica geométrica fazem com feixes de raios luminosos.

Dispositivos que focalizam ou controlam feixes de elétrons empregam campos elétricos ou magnéticos com simetria radial em torno de um eixo. Quando a lente gerada é devido a um campo elétrico, esta é denominada por *lente eletrostática*. O movimento dos elétrons nestes campos é semelhante à propagação da luz através das lentes e por isso consideraremos como uma lente eletrostática a ação destes campos.

As velocidades dos elétrons são relacionadas com energias da ordem de até alguns keV, e efeitos relativísticos serão desprezados. Como será visto a equação diferencial que governa a deflexão de partículas carregadas por campos eletrostáticos não inclui nem a massa nem a carga da partícula. Desta forma, com os ajustes apropriados, um sistema eletrostático de lentes pode tanto ser utilizado para elétrons quanto para qualquer partícula carregada (íons), independentemente de sua carga e massa. Os íons por possuírem núcleos são mais pesados do

que os elétrons, portanto possuirão velocidades muito menores do que os elétrons, porém irão descrever as mesmas trajetórias.

2.3.1 Lei de Snell para a Refração de um Feixe de Elétrons Devido à Ação de Campos Elétricos

Em lentes eletrostáticas, os potenciais não podem ser expressos exatamente, nem é possível encontrar uma fórmula matemática para a trajetória do elétron, ainda que o campo elétrico tenha sido experimentalmente observado e detalhado. Desta forma, é necessário introduzir a idéia de refração de um feixe de elétrons numa região onde haja uma variação de potencial.

Sabe-se que o elétron tende a se mover na direção contrária ao campo elétrico, de modo que a refração dos elétrons nessa região será tratada em termos de superfícies equipotenciais e a deflexão de elétrons será discutida em termos de estágios sucessivos de refração quando passando de uma região equipotencial para outra. O campo irá variar sem descontinuidades, diferentemente do que acontece com um raio luminoso ao incidir sobre uma superfície com índice de refração diferente do meio de onde ele veio, onde o índice de refração varia abruptamente. Num meio com índice de refração que varia continuamente, o tratamento torna-se difícil. Assim é mais fácil trocá-lo por uma série de camadas de forma que se tenham índices de refração crescentes, assim como se faz quando se trata da refração luminosa na atmosfera.

Para tal tratamento, inicialmente foi analisado a ação de um campo sobre um elétron. Um campo elétrico exerce uma força sobre um elétron de carga q , dada por:

$$\vec{F} = q\vec{E} = -q\vec{\nabla}\phi \quad (2.9)$$

onde, \vec{E} é o campo, ϕ o potencial e \vec{F} é a força que é sempre perpendicular à superfície potencial $\phi = \text{constante}$.

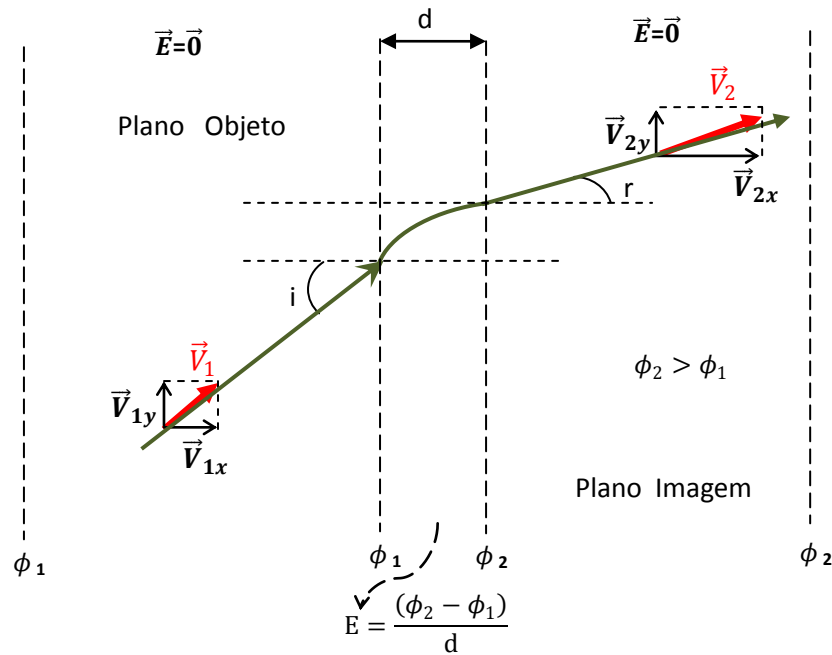


Figura 2.4- Trajetória de um elétron submetido a uma diferença de potencial

O espaço entre qualquer eletrodo pode ser considerado como preenchido por uma série de superfícies equipotenciais cuja distribuição de densidades pode ser ajustada de acordo com a precisão desejada. Seja um elétron com velocidade \vec{V}_1 que se aproxima de uma equipotencial que divide dois meios de potenciais ϕ_1 e ϕ_2 (Fig.2.4). Os ângulos de incidência i e de refração r são definidos em ótica de raios luminosos com respeito à perpendicular no ponto de incidência. A diferença de potencial entre os meios distantes de d é $U = \phi_2 - \phi_1$. Portanto, o módulo do campo entre os meios de diferentes potenciais é:

$$E = \frac{U}{d} = \frac{(\phi_2 - \phi_1)}{d} \quad (2.10)$$

Quando o feixe eletrônico cruza a superfície equipotencial, a componente tangencial à superfície de sua velocidade não irá variar:

$$v_{1y} = v_1 \sin(i) = v_{2y} = v_2 \sin(r) \quad (2.11)$$

uma vez que a força elétrica devido ao campo é perpendicular às superfícies equipotenciais. Já a componente normal $v_{1x} = v_1 \cos(i)$ mudará para $v_{2x} = v_2 \cos(r)$. Então:

$$v_1 \text{sen } i = v_2 \text{sen } r \quad (2.12)$$

Portanto, em ótica de partículas carregadas a quantidade física que corresponde ao índice de refração da ótica de luz, é a velocidade da partícula, e a equação acima é a lei de Snell para partículas carregadas.

Imaginando uma situação na qual uma carga é acelerada a partir do repouso, por certa diferença de potencial, sua energia cinética (e, portanto a velocidade) final será igual à sua energia potencial inicial, portanto:

$$q(\phi_1 - \phi_0) = \frac{mv_1^2}{2} \quad ; \quad q(\phi_2 - \phi_0) = \frac{mv_2^2}{2} \quad (2.13)$$

onde ϕ_0 é o potencial inicial a partir do qual a partícula parte para adquirir sua velocidade. Assim as velocidades v_1 e v_2 , podem ser determinadas por:

$$v_1 = \sqrt{\frac{2q(\phi_1 - \phi_0)}{m}} \quad ; \quad v_2 = \sqrt{\frac{2q(\phi_2 - \phi_0)}{m}} \quad (2.14)$$

E, portanto:

$$\frac{v_1}{v_2} = \sqrt{\frac{q(\phi_1 - \phi_0)}{q(\phi_2 - \phi_0)}} \quad (2.15)$$

Assim:

$$\frac{\text{sen } i}{\text{sen } r} = \frac{v_2}{v_1} = \sqrt{\frac{U_2}{U_1}} = \frac{n_2}{n_1} \quad (2.16)$$

onde n_1 e n_2 são definidos como índices de refração, e $U_1 = q(\phi_1 - \phi_0)$ e $U_2 = q(\phi_2 - \phi_0)$.

A razão $\sqrt{\frac{U_2}{U_1}}$ é constante para qualquer elétron e é análoga à lei de Snell para a refração ótica.

Esta propriedade pode ser explorada no sentido da definição do formato das lentes em termos das superfícies equipotenciais, conforme se queira mais ou menos refração da trajetória do feixe.

2.3.2-Equação de Movimento de Elétrons sob a Ação de um Campo Elétrico Axial. Ótica de Partículas em Campos Axialmente Simétricos.

Considerando o problema de um potencial gerado pela presença de um campo, nas condições de simetria cilíndrica, o valor do potencial no ponto P deverá ser:

$$U = U(z, r, \psi) \equiv U(z, r) \quad \forall \psi, \quad (2.17)$$

devido à simetria cilíndrica, o potencial é independente de ψ que podemos ver na figura 2.5.

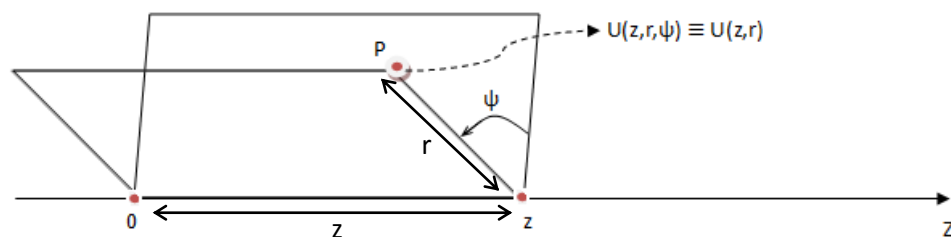


Figura 2.5- Valor do Potencial em torno do eixo z

A figura 2.5 mostra o potencial em torno do eixo z, onde é possível observar que o potencial é independente de ψ . Além disso, o valor do potencial ao longo do eixo z em que $r=0$ pode ser medido facilmente. Nos pontos fora do eixo z, é conveniente representar a distribuição do potencial através de um valor conhecido do potencial sobre o eixo.

Em um campo livre de cargas espaciais o potencial deve satisfazer à equação de Laplace (na ausência de fontes):

$$\nabla^2 U = 0 \quad (2.18)$$

Em coordenadas cilíndricas:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 U}{\partial \psi^2} = 0 \quad (2.19)$$

Mas como o potencial U só depende de r e z, a equação (2.19) reduz-se a:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{\partial^2 U}{\partial r^2} = 0 \quad (2.20)$$

Esta equação diferencial pode ser resolvida pelo método de série de potências:

$$U(z, r) = U_0(z) + U_1(z)r + U_2(z)r^2 + U_3(z)r^3 + U_4(z)r^4 + \dots \quad (2.21)$$

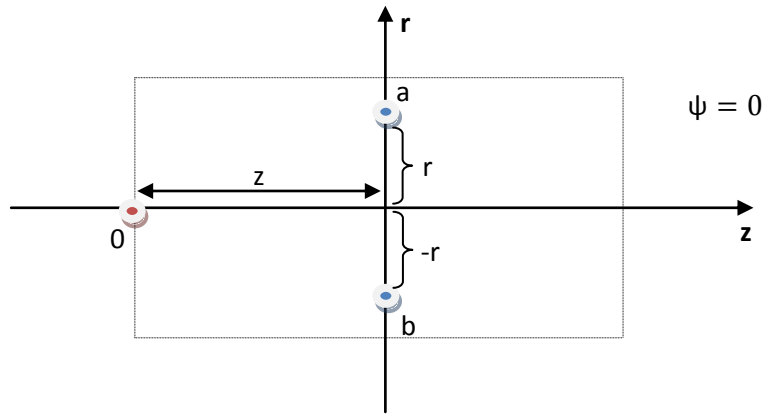


Figura 2.6- Simetria do Potencial

No entanto, se considerarmos um plano que corta o espaço, passando pelo eixo:

Podemos considerar as coordenadas z e r sobre o plano como coordenadas cartesianas. Assim, sejam os pontos a e b simétricos com respeito à z . Temos que:

$$U(a) = U(b) \quad (2.22)$$

Ou seja, um ponto se transforma em outro, quando giramos o plano de $\psi = \pi$. Assim o ponto b é diferente do ponto a apenas pelo sinal da coordenada r :

$$z(a) = z(b) = z \quad \text{e} \quad r(a) = -r(b) \quad (2.23)$$

Portanto a contribuição efetiva para o potencial só levará em conta as potências pares de r uma vez que os pontos simétricos, quando elevados a potências ímpares se cancelarão, de modo que (2.21) fica:

$$U(z, r) = U_0(z) + U_2(z)r^2 + U_4(z)r^4 + \dots \quad (2.24)$$

Da equação (2.24), é possível observar que o primeiro termo da série determina $U(r=0)$, ao longo do eixo ($r = 0$). Aplicando a solução em termos de série de potências de $U(z,r)$ na equação de Laplace, tem-se:

$$\begin{aligned}\frac{\partial U(z,r)}{\partial r} &= 2U_2(z)r + 4U_4(z)r^3 + \dots \\ \frac{\partial^2 U(z,r)}{\partial r^2} &= 2U_2(z) + 12U_4(z)r^2 + \dots \\ \frac{\partial U(z,r)}{\partial z} &= U_0^I(z) + U_2^I(z)r^2 + U_4^I(z)r^4 + \dots \\ \frac{\partial^2 U(z,r)}{\partial z^2} &= U_0^{II}(z) + U_2^{II}(z)r^2 + U_4^{II}(z)r^4 + \dots\end{aligned}\quad (2.25)$$

Aplicando estes termos então à equação de Laplace, temos:

$$\begin{aligned}U_0^{II}(z) + U_2^{II}(z)r^2 + U_4^{II}(z)r^4 + 2U_2(z) + 4U_4(z)r^2 + 2U_2(z) + 12U_4(z)r^2 + \dots &= 0 \\ U_0^{II}(z) + 4U_2(z) + [U_2^{II}(z) + 16U_4(z)]r^2 + [U_4^{II}(z) + 36U_6(z)]r^4 + \dots &= 0\end{aligned}\quad (2.26)$$

Como a equação acima deve ser válida par todo r , se temos um polinômio igualado a zero, isso significa que todos os coeficientes deste polinômio devem ser iguais a zero também.

Assim:

$$\begin{aligned}U_0^{II}(z) + 4U_2(z) = 0 &\quad \Rightarrow \quad U_2(z) = -\frac{1}{4}U_0^{II}(z) \\ U_2^{II}(z) + 16U_4(z) = 0 &\quad \Rightarrow \quad U_4(z) = -\frac{1}{16}U_2^{II}(z)\end{aligned}$$

Logo a série fica:

$$\begin{aligned}U(z,r) &= U_0(z) + U_2(z)r^2 + U_4(z)r^4 + \dots \\ U(z,r) &= U_0(z) - \frac{1}{4}U_0^{II}(z)r^2 - \frac{1}{16}U_2^{II}(z)r^4 + \dots\end{aligned}$$

$$U(z, r) = U_0(z) - \frac{1}{4} U_0''(z) r^2 + \frac{1}{64} U_0^{IV}(z) r^4 + \dots$$

Ou

$$U(z, r) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{(K!)^2} U_0^{2k}(z) \left(\frac{r}{2}\right)^{2k} \quad (2.27)$$

que permite calcular um campo elétrico simétrico em torno de um eixo, dado a distribuição do potencial ao longo do eixo $r=0$.

Desta forma, para feixes paraxiais não é necessário investigar o campo a longas distâncias do eixo z . Assim, para r pequeno é possível analisar somente os dois primeiros termos da série, ou seja:

$$U(z, r) \approx U_0(z) - \frac{1}{4} U_0''(z) r^2 \quad (2.28)$$

Diferenciando parcialmente a relação (2.28) em relação a r temos:

$$\frac{\partial U(z, r)}{\partial r} = -\frac{1}{2} U_0''(z) r \quad (2.29)$$

Portanto, a componente radial da intensidade do campo elétrico é proporcional a r (E_r aumenta linearmente com r).

$$E_r = -\frac{\partial U(z, r)}{\partial r} = \frac{1}{2} U_0''(z) r \quad (2.30)$$

Logo, para $r = 0$ (sobre o eixo z), a componente radial do campo elétrico se anula, enquanto a segunda derivada de $U(z, r)$ por r :

$$\frac{\partial^2 U(z, r)}{\partial r^2} = -\frac{1}{2} U_0''(z) \quad (2.31)$$

não fica nula no eixo. Para um ponto com coordenada $z = z_0$, é possível expandir o termo $U_0(z)$ em série de Taylor na sua vizinhança:

$$U_0(z) = U_0(z_0 + \Delta z) = U_0(z_0) + U_0'(z_0)\Delta z + \frac{1}{2}U_0''(z_0)(\Delta z)^2 + \dots$$

Na região paraxial, $U(z,r)$ próximo à z_0 fica:

$$U(z,r) = U_0(z_0) + U_0'(z_0)\Delta z + \frac{1}{2}U_0''(z_0)(\Delta z)^2 - \frac{1}{4}U_0''(z_0)r^2$$

Considerando a superfície equipotencial que intercepta o eixo no ponto z_0 , tem-se que ao longo desta superfície $U(z,r) = U_0(z_0) = \text{constante}$. Da relação acima é possível obter uma equação para esta superfície:

$$\frac{1}{4}U_0''(z_0)r^2 = \frac{1}{2}U_0''(z_0)(\Delta z)^2 + U_0'(z_0)\Delta z \quad (2.32)$$

Esta última equação representa uma hipérbole a partir da qual uma superfície equipotencial próxima ao eixo de um campo elétrico axialmente simétrico são hiperbolóides de revolução. Logo, qualquer campo elétrico que possua simetria axial é hiperbólico próximo ao eixo.

Em campos com simetria axial a intensidade do campo elétrico se anula em um dado ponto. Como exemplo, seja o campo de uma fenda posicionada entre dois eletrodos planos que possuem o mesmo potencial, mas que diferem do potencial da fenda.

O potencial aumenta à medida que se afasta do ponto z_0 em qualquer direção e cai com a distância na direção radial. Este ponto específico é chamado de ‘ponto de sela’ do campo elétrico. Neste ponto a direção do vetor do campo elétrico de intensidade torna-se indefinido. Portanto, as derivadas $\frac{\partial U(z,r)}{\partial z}$ e $\frac{\partial U(z,r)}{\partial r}$ anulam-se. Então para a expressão (2.32) é válida para o ponto de sela tanto que $r^2 = 2(\Delta z)^2$, desde que $U_0''(z_0) \neq 0$.

Consideremos a trajetória de elétrons em campos simétricos a um eixo. Para tal, seja a situação na qual um elétron se movimenta num local submetido a um campo axialmente simétrico, com uma velocidade insignificante se comparada à velocidade da luz, de forma que efeitos relativísticos (tal como a variação da massa do elétron) possam ser desprezados, assim seja a trajetória de um elétron submetido a um campo uniforme tal como na figura (2.7).

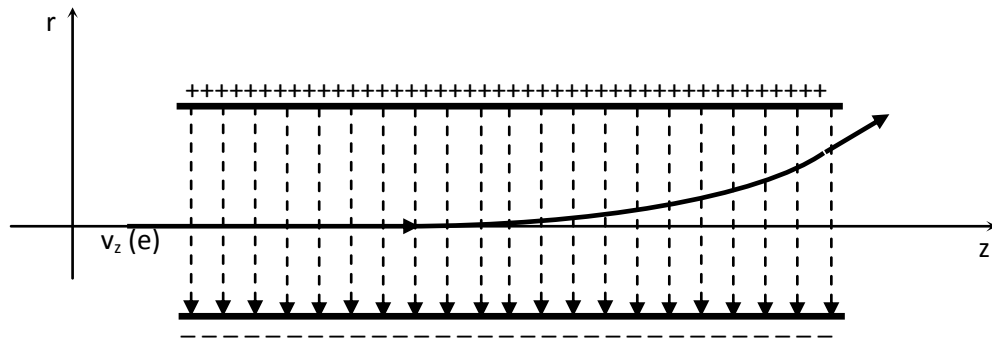


Figura 2.7-Elétron sujeito a um campo elétrico uniforme. V_z é a velocidade do elétron na direção do eixo z.

Quando é considerado o campo como axialmente simétrico, isso remete ao fato de que o potencial U é independente de ψ , o que facilita substancialmente o tratamento, uma vez que, basta analisar o movimento do elétron em um dos planos que contenha os eixos z e r (planos meridionais), que todas as outras trajetórias serão obtidas através de uma rotação deste plano sobre o eixo z .

Assim, se aplicando a lei fundamental de conservação da energia, desde que o elétron parta do repouso a partir de um ponto imediatamente próximo ao eixo do sistema (onde o potencial U é nulo), ele começará a se mover e a energia cinética que irá adquirir (que será associada a uma velocidade v_z), é dada pela diferença de potencial $U_0(z)$ (que é o potencial devido ao campo, $U_0(z)$, subtraído do potencial fora da região do campo, que é nulo):

$$E_p = E_c$$

onde E_p é a energia potencial elétrica e E_c , a energia cinética do elétron, assim:

$$eU_0(z) = \frac{mv_z^2}{2} \quad (2.34)$$

ou

$$v_z = \sqrt{\frac{2eU_0(z)}{m}} = \frac{dz}{dt} \quad (2.35)$$

onde: m é a massa do elétron; v_z é a velocidade do elétron na direção de z ; $e=1,6.10^{-19}$ C (módulo da carga do elétron); $U_0(z)$ é o potencial do campo elétrico na posição z do elétron.

Na região de um campo elétrico uniforme simétrico a um eixo, a aceleração que o elétron está submetido surge devido à força radial a qual o elétron fica sujeito:

$$F_r = -eE_r$$

Mas sabe-se que:

$$E_r = \frac{1}{2}U_0''(z)r \quad (2.36)$$

Substituindo a equação anterior na equação da força radial:

$$m \frac{d^2r}{dt^2} = -\frac{1}{2}eU_0''(z)r \quad (2.37)$$

A equação acima mostra como um campo elétrico axial não homogêneo atua como uma lente para partículas carregadas. O sinal negativo da segunda derivada do potencial, $U_0''(z)$, define a direção da força atuando sobre a partícula.

Quando $U_0''(z) > 0$, a força atua na direção do eixo e, portanto se a trajetória do elétron intercepta o eixo, devido à força radial, ele irá novamente se aproximar do eixo e interceptá-lo em outro ponto, sendo este o comportamento de lentes convergentes.

No caso $U_0''(z) < 0$, a força atua na direção oposta ao eixo e, portanto o comportamento é característico de lentes divergentes.

Para obtermos a equação de movimento para o elétron em termos de $r = r(z)$, devemos deduzir algumas derivadas:

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial z}{\partial t} \frac{\partial}{\partial z} = \sqrt{\frac{2e}{m}} \sqrt{U_0(z)} \frac{\partial}{\partial z}$$

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} = \frac{\partial z}{\partial t} \frac{\partial}{\partial z} \left(\sqrt{\frac{2e}{m}} \sqrt{U_0(z)} \frac{\partial}{\partial z} \right)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} = \left(\sqrt{\frac{2e}{m}} \right)^2 \sqrt{U_0(z)} \frac{\partial}{\partial z} \left(\sqrt{U_0(z)} \frac{\partial}{\partial z} \right) \quad (2.38)$$

Utilizando esta derivada na equação (2.37) temos:

$$m \frac{2e}{m} \sqrt{U_0(z)} \frac{\partial}{\partial z} \left(\sqrt{U_0(z)} \frac{\partial r}{\partial z} \right) = -\frac{1}{2} e U_0''(z) r \quad (2.38.a)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\sqrt{U_0(z)} \frac{\partial r}{\partial z} \right) = -\frac{1}{4} \frac{U_0''(z)}{\sqrt{U_0(z)}} r \quad (2.39)$$

$$\frac{1}{2} U_0^{-\frac{1}{2}}(z) U_0'(z) \frac{\partial r}{\partial z} + U_0^{\frac{1}{2}}(z) \frac{\partial^2 r}{\partial z^2} = -\frac{1}{4} \frac{U_0''(z)}{\sqrt{U_0(z)}} r$$

$$\frac{1}{2} \frac{U_0'(z)}{U_0(z)} \frac{\partial r}{\partial z} + \frac{\partial^2 r}{\partial z^2} = -\frac{1}{4} \frac{U_0''(z)}{U_0(z)} r$$

$$\frac{\partial^2 r}{\partial z^2} + \frac{1}{2} \frac{U_0'(z)}{U_0(z)} \frac{\partial r}{\partial z} + \frac{1}{4} \frac{U_0''(z)}{U_0(z)} r = 0 \quad (2.40)$$

A última equação é chamada de equação fundamental da ótica paraxial.

De modo geral, não há solução analítica para a maioria dos casos, mas é possível resolvê-la numericamente. A análise desta equação diferencial homogênea de segunda ordem resulta em importantes conclusões.

Pode-se observar que a equação fundamental da ótica paraxial não inclui nem a carga e nem a massa do elétron, o que representa uma consequência importante: o caminho de *qualquer* carga (seja elétron, íons positivos ou negativos), movendo-se num campo eletrostático axial com velocidade não-relativística, sob as mesmas condições de contorno, é o mesmo. Portanto, a trajetória descrita pela partícula independe de sua carga e massa, logo ela

é reversível: o caminho de ida coincide com o de volta. A única diferença é o tempo de trânsito na região do campo de partícula para partícula.

Outro ponto a ressaltar é que devido ao fato de que a equação é homogênea em relação ao potencial, um aumento ou uma diminuição uniforme no potencial em todos os pontos do campo não implica em qualquer alteração na trajetória da partícula. Isso indica que a fonte de voltagem não precisa ser estabilizada quando usada em lentes eletrostáticas, desde que todos seus elementos tenham uma ligação terra comum.

Ainda, devido ao fato de que a equação é homogênea em relação à r , é possível estudar a trajetória dos elétrons (ou íons), em projetos ampliados ou diminuídos, de acordo com as possibilidades experimentais, obtendo-se em todos os casos trajetórias coincidentes.

Para $r = 0$ a primeira derivada do potencial é nula, o que não acontece para r diferente de zero. Ou seja, a força atua nas partículas que se movem fora do eixo de simetria da lente. Na figura (2.9), elétrons provenientes da esquerda, são atraídos em direção ao eixo de simetria (note que a força é sempre perpendicular às linhas equipotenciais).

Para $U_2 > U_1$, os elétrons são acelerados quando se movem do primeiro para o segundo tubo. Sua velocidade é maior no tubo a direita do que o da esquerda. Isto significa que o efeito divergente da direita é menor do que o efeito focalizador da esquerda. O sistema funciona como uma lente convergente.

Para $U_2 < U_1$ o sistema funciona como uma lente divergente. A maioria das lentes eletrostáticas é feita por campos elétricos com simetria axial, obtidas por tubos ou aberturas cilíndricas.

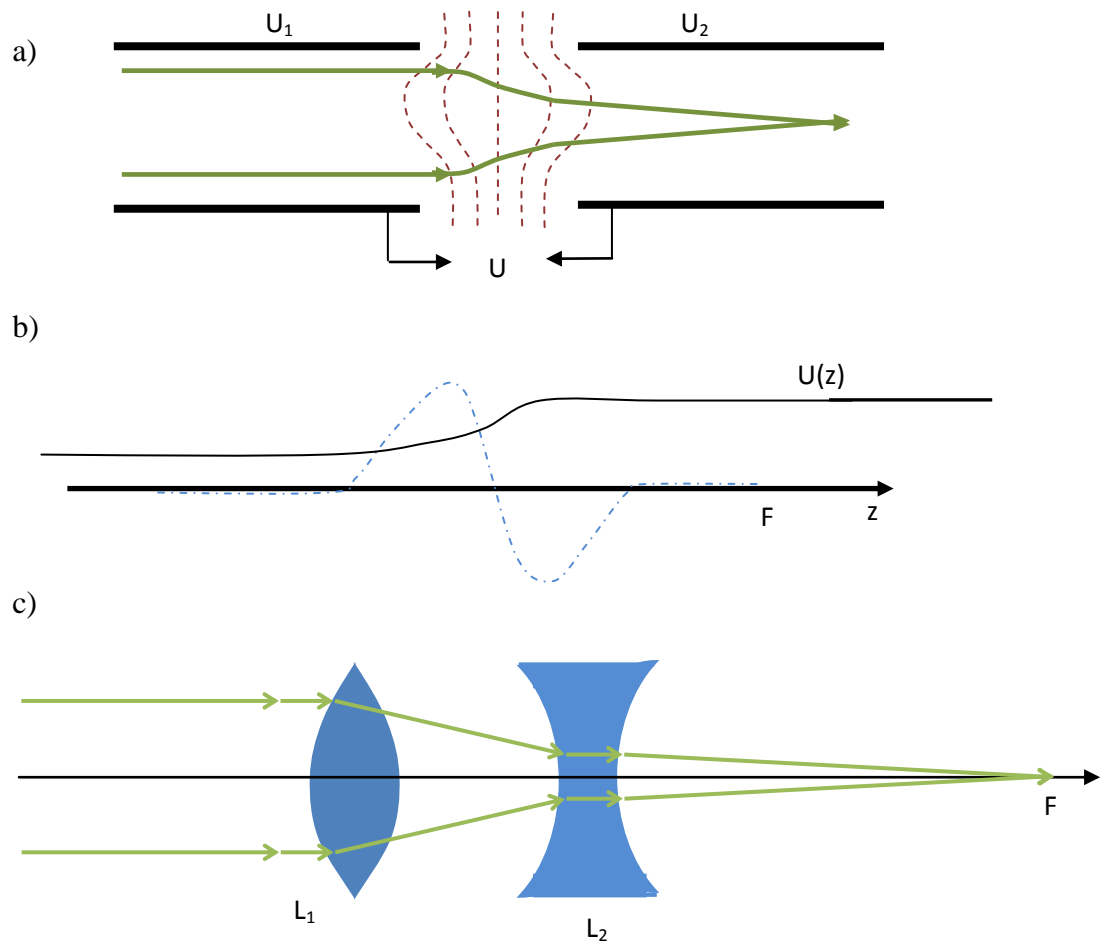


Figura 2.8 Lente eletrostática consistindo de dois tubos cilíndricos. a) representação esquemática, b) o potencial e sua segunda derivada, c) analogia com a ótica geométrica.

É essencial que as tensões aplicadas U_1 , U_2 , etc... sejam medidas com respeito à uma referência correta que frequentemente não é zero. A referência correta é energia cinética zero da partícula, ou seja, a referência é escolhida tal que a partícula terá energia cinética igual à qV quando está numa região de potencial V .

2.3.3-Definição de um Feixe de Partículas Carregadas

No estudo da refração de partículas carregadas é necessário definir a extensão espacial e angular do feixe. Tal objetivo pode ser alcançado definindo duas aberturas físicas com simetria axial em torno do eixo z , conforme ilustrado na Fig.2.10.

A primeira abertura, A_1 , define o tamanho radial do feixe e é chamada de *janela* do sistema. As partículas são emitidas isotropicamente de cada ponto dentro da janela.

A segunda abertura, A_2 , determina a extensão angular do feixe e é chamada de *pupila*. Cada ponto dentro da janela dá origem a um *pincel* de raios, cujo meio ângulo, θ_p , é dado por $\theta_p \approx r_p/L$ desde que seja θ_p é pequeno é possível fazer $\text{tg}\theta_p \approx \theta_p$, onde r_p é o raio da abertura da pupila, r_j é o raio de abertura da janela e L a distância entre a janela e a pupila.

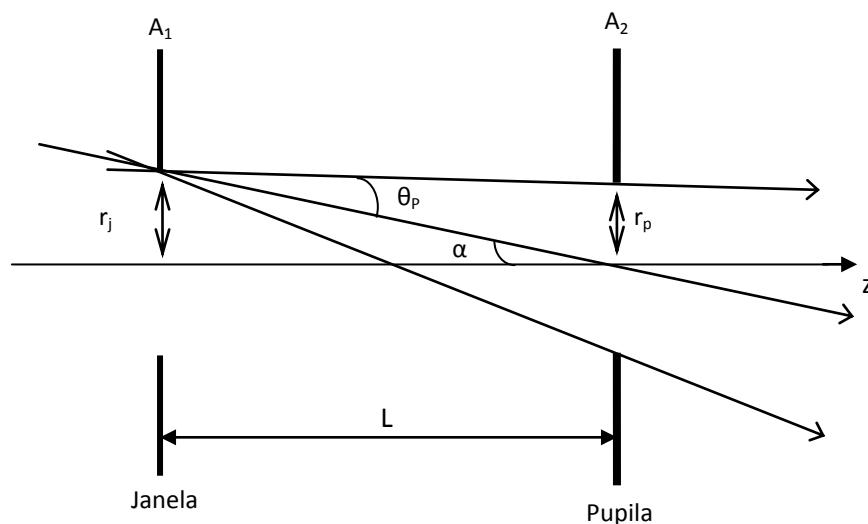


Figura 2.9-Definição do tamanho radial de um feixe por uma janela e da extensão angular de um feixe pela pupila.

2.3.4-Brilho

O brilho β de um ponto sobre um objeto luminoso é determinado pela corrente diferencial dI , que passa através de um elemento de área dA em torno de um ponto, e ilumina em um ângulo sólido $d\Omega$:

$$\beta = \frac{dI}{dA d\Omega} \quad (\mu\text{Acm}^{-2}\text{sr}^{-1}) \quad (2.41)$$

A janela é geralmente uniformemente iluminada pelo feixe de partículas. Desta forma o brilho integral que é emanado pela janela pode ser dado por:

$$\beta = \frac{I}{\pi^2 \theta_p^2 r_p^2} \quad (2.42)$$

Onde θ_p é o meio ângulo pincel e r_p é o raio da abertura da pupila.

2.3.5 Elementos de Lentes para Partículas Carregadas. Aberrações.

Quando um feixe de partículas carregadas com a mesma energia passa através de um sistema de lentes, o objeto de estudo muitas vezes não é a trajetória de elétrons na lente eletrônica, mas o resultado final desta ação. Ou seja, depois de ter passado pela lente e atingido o coletor de elétrons, o importante é saber qual foi a ampliação da imagem. Assim, elétrons partindo de um dado ponto em um plano objeto, são focalizados em um ponto no plano imagem, se suas trajetórias são paraxiais (próximas ao eixo ótico), e possuem sempre uma inclinação pequena em relação ao eixo, condições designadas por aproximação gaussiana.

Tais raios geram uma imagem nítida, correta ponto a ponto, ampliada ou reduzida.

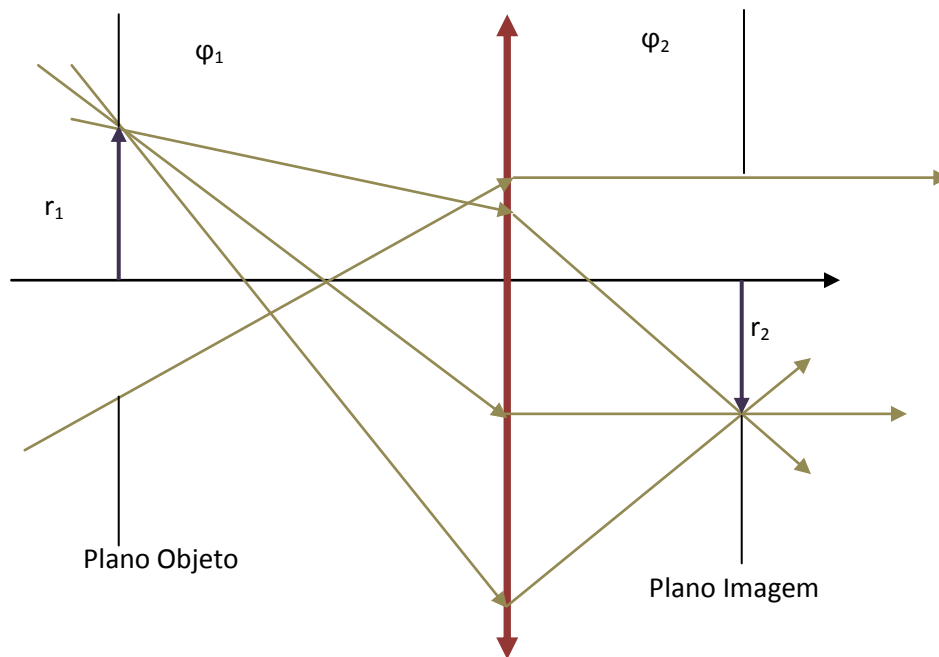


Figura 2.10-Formação de imagem em uma lente eletrostática

A magnificação e a posição de uma imagem dependem da energia das partículas. O raio da imagem r_2 relaciona-se com o raio do objeto, r_1 , por uma magnificação linear da lente, $M = r_2/r_1$. Passando através da lente, do potencial ϕ_1 para o potencial ϕ_2 , ocorre também uma mudança na energia da partícula e uma mudança no ângulo do pincel θ_p .

Uma lente eletrostática consiste de dois ou mais eletrodos mantidos em potenciais diferentes. No momento em que são projetados sistemas de lentes eletrostáticas é primordial considerar a analogia que existe entre estas lentes e os sistemas óticos da ótica geométrica. No entanto, no caso de lentes eletrostáticas, ao contrário da ótica geométrica, a focalização pode ser alcançada com a mudança da energia cinética do feixe, uma vez que a energia cinética depende da velocidade do feixe, e esta é o “índice de refração” da ótica de partículas carregadas.

Se há uma *dispersão em energia* (feixes que inicialmente tinham mesma energia, passam a ter energias distintas após atravessarem a lente), a formação da imagem é perturbada por uma *aberração cromática*.

Raios distantes do eixo, ou que possuam um ângulo de incidência tal que a aproximação $\theta \approx \sin\theta \approx \text{tg}\theta$ não possa ser considerada, não são focalizados em um mesmo ponto: a imagem é afetada por *aberrações geométricas*. Porém, este problema não é tão

fundamental no presente trabalho, uma vez que aqui estas lentes serão utilizadas para o transporte de partículas e não para a formação de imagens.

Outro tipo de aberração é a devida à repulsão coulombiana no caso de feixes carregados (que possuem partículas carregadas com cargas do mesmo sinal), o que pode limitar a corrente de partículas. Esta é a *aberração de carga espacial*. No entanto este tipo de aberração pode ser desprezada para feixes pouco intensos (da ordem de nA).

2.3.6- A Lei de Helmholtz-Lagrange

Uma lente eletrostática produz imagens de aberturas físicas que definem o feixe, e a estrutura física de lentes pode ser considerada em termos destas janelas e pupilas.

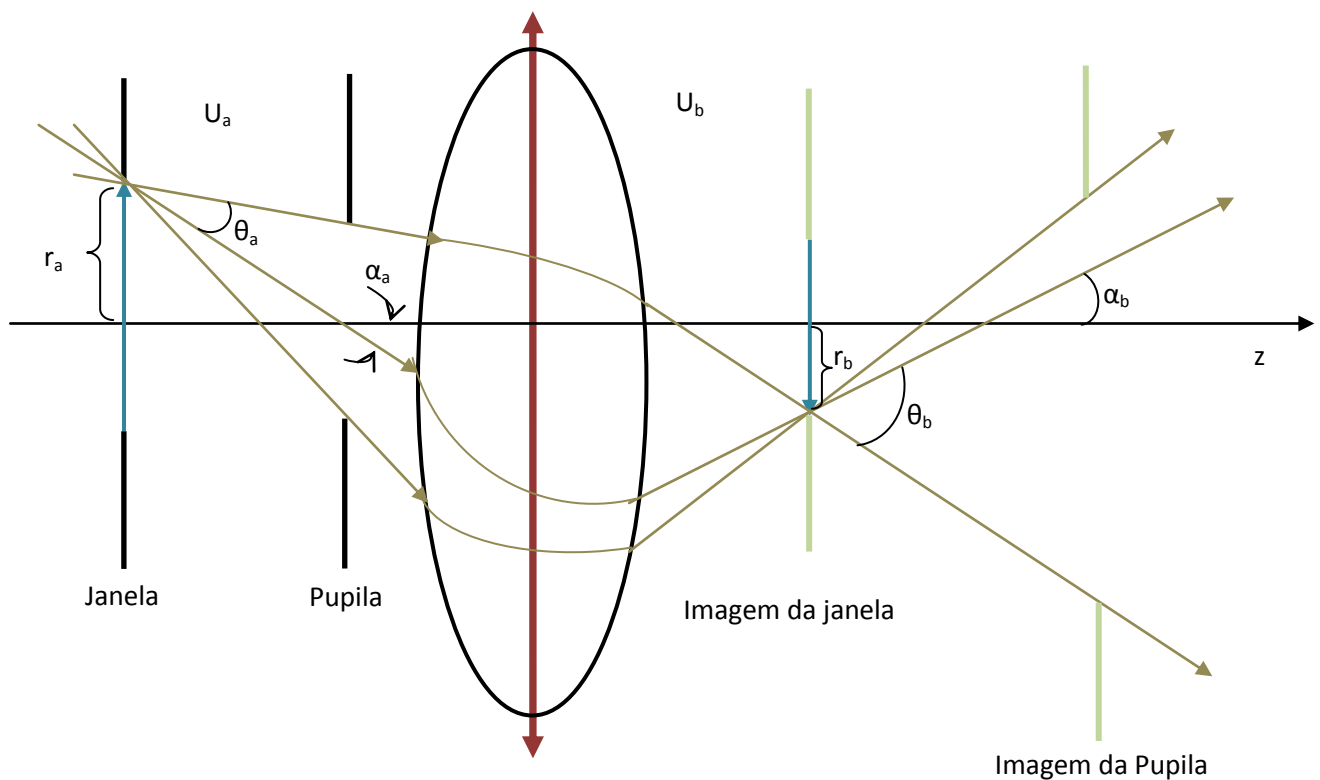


Figura 2.11- Representação esquemática de uma lente eletrostática

Isto é ilustrado na Fig. 2.11, onde a lente produz uma imagem da janela: tais imagens são chamadas de *janelas virtuais*. A magnificação linear da lente, $M = r_b/r_a$ deve ser

considerada, além da mudança na energia da partícula e uma mudança no ângulo do pincel θ . A lei de Helmholtz-Lagrange relaciona estas quantidades.

Para encontrar esta lei, devem-se supor primeiramente duas soluções linearmente independentes da equação fundamental da ótica paraxial, $r_1(z)$ e $r_2(z)$. Substituindo os valores de r_1 e r_2 na equação:

$$m \frac{2e}{m} \sqrt{U_0(z)} \frac{\partial}{\partial z} \left(\sqrt{U_0(z)} \frac{\partial r}{\partial z} \right) = -\frac{1}{2} e U_0''(z) r \quad (2.43)$$

Tem-se:

$$\sqrt{U_0(z)} \frac{\partial}{\partial z} \left(\sqrt{U_0(z)} \frac{\partial r_1}{\partial z} \right) = -\frac{1}{4} U_0''(z) r_1$$

$$\sqrt{U_0(z)} \frac{\partial}{\partial z} \left(\sqrt{U_0(z)} \frac{\partial r_2}{\partial z} \right) = -\frac{1}{4} U_0''(z) r_2$$

Multiplicando a primeira equação por r_2 e a segunda equação por r_1 tem-se:

$$r_2 \sqrt{U_0(z)} \frac{\partial}{\partial z} \left(\sqrt{U_0(z)} \frac{\partial r_1}{\partial z} \right) = -\frac{1}{4} U_0''(z) r_1 r_2$$

$$r_1 \sqrt{U_0(z)} \frac{\partial}{\partial z} \left(\sqrt{U_0(z)} \frac{\partial r_2}{\partial z} \right) = -\frac{1}{4} U_0''(z) r_2 r_1$$

Subtraindo a equação de cima pela de baixo temos:

$$\sqrt{U_0(z)} \left[r_2 \frac{\partial}{\partial z} \left(\sqrt{U_0(z)} \frac{\partial r_1}{\partial z} \right) - r_1 \frac{\partial}{\partial z} \left(\sqrt{U_0(z)} \frac{\partial r_2}{\partial z} \right) \right] = 0 \quad (2.44)$$

Como o potencial U_0 é diferente de zero, o termo dentro do colchete deve ser igual a zero.

Assim:

$$r_2 \frac{\partial}{\partial z} \left(\sqrt{U_0(z)} \frac{\partial r_1}{\partial z} \right) - r_1 \frac{\partial}{\partial z} \left(\sqrt{U_0(z)} \frac{\partial r_2}{\partial z} \right) = 0$$

$$r_2 \frac{\partial(\sqrt{U_0(z)})}{\partial z} \cdot \frac{\partial r_1}{\partial z} + r_2 \sqrt{U_0(z)} \cdot \frac{\partial^2 r_1}{\partial z^2} - r_1 \frac{\partial(\sqrt{U_0(z)})}{\partial z} \cdot \frac{\partial r_2}{\partial z} - r_1 \sqrt{U_0(z)} \cdot \frac{\partial^2 r_2}{\partial z^2} = 0$$

Somando e subtraindo $\sqrt{U_0(z)} \frac{\partial r_1}{\partial z} \frac{\partial r_2}{\partial z}$ temos:

$$r_2 \frac{\partial(\sqrt{U_0(z)})}{\partial z} \cdot \frac{\partial r_1}{\partial z} + r_2 \sqrt{U_0(z)} \cdot \frac{\partial^2 r_1}{\partial z^2} + \sqrt{U_0(z)} \frac{\partial r_1}{\partial z} \frac{\partial r_2}{\partial z} - \\ - r_1 \frac{\partial(\sqrt{U_0(z)})}{\partial z} \cdot \frac{\partial r_2}{\partial z} - r_1 \sqrt{U_0(z)} \cdot \frac{\partial^2 r_2}{\partial z^2} - \sqrt{U_0(z)} \frac{\partial r_1}{\partial z} \frac{\partial r_2}{\partial z} = 0$$

Que pode ser escrito como:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[\sqrt{U_0(z)} \left(r_2 \frac{\partial r_1}{\partial z} - r_1 \frac{\partial r_2}{\partial z} \right) \right] = 0 \quad (2.45)$$

Portanto, o termo dentro do colchete deve ser uma constante em z , e deve ser determinada pelas condições iniciais. Do fato de que r_1 e r_2 são linearmente independentes, ou seja, não dependem um do outro, podemos estabelecer a notação:

$$\frac{\partial r_1}{\partial z} = r_1' \quad e \quad \frac{\partial r_2}{\partial z} = r_2' \quad (2.46)$$

Especificando como z_a as coordenadas do plano objeto, ou seja, valores de z para a trajetória antes da lente eletrostática e como z_b as coordenadas do plano imagem, ou seja, valores de z para a trajetória depois da lente eletrostática. A derivada de r em relação à z pode ser entendida como a variação da distância r do eixo z ao longo de z . O termo dentro do colchete se mantém constante para uma mesma trajetória, portanto podemos escrever:

$$\sqrt{U_a} [r_2(z_a) \cdot r_1'(z_a) - r_1(z_a) \cdot r_2'(z_a)] = \sqrt{U_b} [r_2(z_b) \cdot r_1'(z_b) - r_1(z_b) \cdot r_2'(z_b)] \quad (2.47)$$

Onde U_a é o potencial que fica constante durante todo o plano objeto e U_b é o potencial que fica constante em todo o plano imagem.

Agora seja uma solução da equação fundamental da ótica paraxial $r(z)$, tal que esta solução é uma combinação linear das duas soluções r_1 e r_2 derivadas anteriormente:

$$r(z) = \alpha r_1(z) + \beta r_2(z)$$

Onde α e β são constantes determinadas pelas condições de contorno do problema. Se considerarmos as soluções particulares, correspondentes a duas trajetórias distintas:

$$r_1(z_a)=0; \quad r_1(z_b)=0 \quad \text{e} \quad r_2(z_a)=1 \quad \text{e} \quad r_2(z_b)=-1$$

Desta maneira, temos a seguinte configuração da solução da equação fundamental para a partícula carregada:

No plano objeto: $r(z_A)=\beta$

No plano imagem: $r(z_B)=-\beta$

Conforme é ilustrado na figura (2.12):

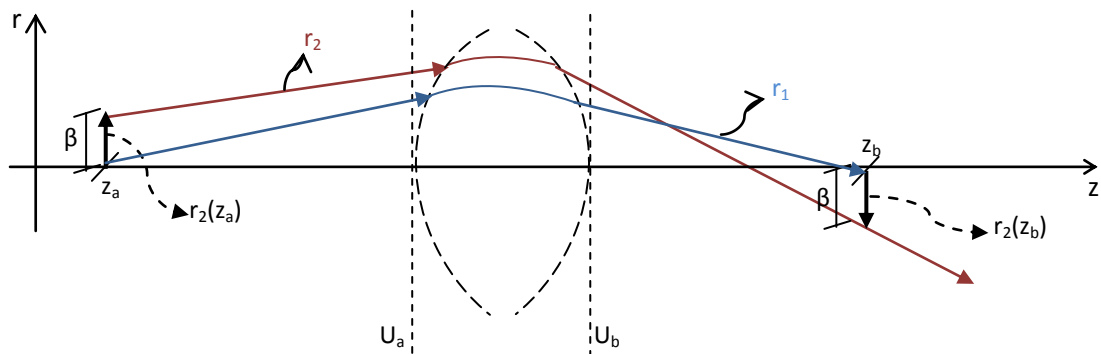


Figura 2.12-Esquema para a solução da equação fundamental

O que implica que todas as partículas que partirem da distância β do eixo no plano objeto, convergirão para um único ponto na imagem também distante de β do eixo no plano imagem.

Assim, utilizando as soluções particulares $r_1(z_a)=0$ e $r_1(z_b)=0$ na equação (2.47) tem-se:

$$\sqrt{U_a}[r_2(z_a) \cdot r_1'(z_a)] = \sqrt{U_b}[r_2(z_b) \cdot r_1'(z_b)] \quad (2.48)$$

Denotando por r_a e r_b as coordenadas da trajetória $r_2(z)$ nos planos objeto e imagem respectivamente, ou seja, $r_a = r_2(z_a)$ e $r_b = r_2(z_b)$, e como r_1' é a taxa de variação de r com relação à z , ele pode ser entendido como a tangente do ângulo de inclinação do feixe com o

eixo z, e, portanto $r_1'(z_a) = tg\theta_a$, analogamente $r_1'(z_b) = tg\theta_b$. Como se está no limite da ótica paraxial podemos considerar que os ângulos formados entre feixes e o eixo z, são muito pequenos, é possível considerar a aproximação $tg\theta_a \approx \theta_a$ e analogamente $tg\theta_b \approx \theta_b$. Assim encontra-se a fórmula de Helmholtz-Lagrange:

$$\sqrt{U_a}r_a\theta_a = \sqrt{U_b}r_b\theta_b \quad (2.49)$$

Esta equação mostra a interdependência existente entre o potencial, a distância r do eixo z e o ângulo feixe Θ , como se pode ver a grandeza $\sqrt{U}r\theta$ é sempre conservada. Portanto a lei de Helmholtz-Lagrange impõe limites ao projeto de lentes eletrostáticas.

É importante notar que os ângulos nesta relação são os ângulos do pincel e não os ângulos do feixe. Uma vez que o ângulo do pincel seja determinado em algum ponto do sistema ótico pelas aberturas físicas, estará automaticamente determinado em outro ponto pela lei de Helmholtz-Lagrange. A equação acima mostra que o ângulo do pincel aumenta se a energia do feixe diminui.

2.3.7-Representação de uma Lente Espessa

Em ótica de fótons, a refração de um raio de luz por uma lente ocorre abruptamente em um plano que se situa no centro da lente. No caso de uma lente eletrostática, a refração ocorre através de uma distância não nula, e a lente é descrita como espessa. Esta descrição é ilustrada na figura (2.13).

A lente é representada por dois planos principais, H_1 e H_2 , cada qual tem um comprimento focal correspondente, f_1 e f_2 com pontos focais F_1 e F_2 , respectivamente. Os pontos H_1 e H_2 , F_1 e F_2 são chamados de pontos cardinais do sistema de lentes.

As posições dos planos principais, dos pontos focais e também do objeto (P) e imagem (Q), são medidas com respeito ao plano de referência que é usualmente escolhido como o plano de simetria da lente. As trajetórias assintóticas das partículas podem ser determinadas como se segue:

- i) A partícula que entra na lente paralela ao eixo ótico segue uma linha reta até o plano principal H_2 , onde a trajetória é refratada de tal modo que passa pelo ponto focal F_2 .

- ii) A partícula ao passar pelo ponto focal F_1 segue uma linha reta até o plano principal H_1 e é então refratada de tal modo que deixa a lente paralela ao eixo óptico.
- iii) Trajetórias paralelas na entrada se cruzam no ponto focal F_2 .

Algumas relações úteis podem ser obtidas a partir da lente espessa:

$$(P - F_1)(Q - F_2) = f_1 f_2 \quad (2.50)$$

$$M = -\frac{f_1}{(P - F_1)} = -\frac{(Q - F_2)}{f_2} \quad (2.51)$$

onde M é a magnificação linear (r_2/r_1). Para uma imagem real, M é negativa, mas é comum referir à magnificação como se fosse positiva.

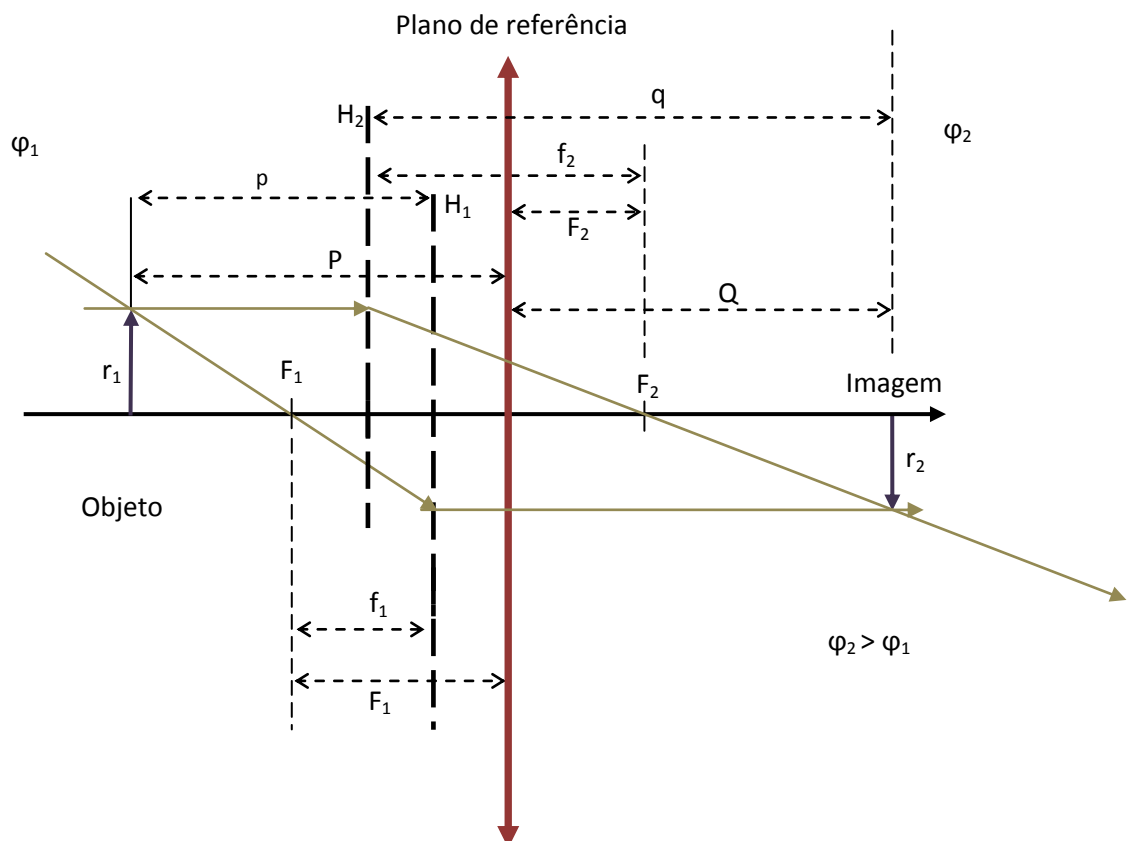


Figura 2.13- Representação de uma lente espessa

O cálculo analítico da posição dos pontos cardinais de um sistema de lentes de ótica eletrônica na maioria dos casos é difícil e frequentemente é feito através de métodos

aproximativos ou considerando que a posição do foco principal e do plano principal sejam encontradas através da construção das trajetórias dos elétrons. Este problema pode ser simplificado se a lente eletrostática for considerada como fina. Em ótica de luz as lentes são consideradas finas se sua espessura for pequena comparada com sua distância focal.

Analogamente, em ótica eletrônica, as lentes eletrostáticas serão consideradas como finas quando sua espessura, ou seja, o alcance do campo através do eixo for pequeno quando comparado à distância focal, de modo que sua ação sobre a trajetória de um elétron seja desprezível para uma distância menor que a distância focal.

Uma característica das lentes finas consiste no fato delas possuírem uma distância muito pequena entre os planos principais e entre cada plano principal e o plano de referência, que divide o plano objeto do plano imagem. Logo é possível considerar ambos os planos principais coincidentes com o plano de referência e a partir deste medir a distância focal, bem como a posição do objeto e da imagem.

No caso de lentes finas é possível desconsiderar o caminho dos elétrons dentro da lente de forma que sua trajetória varia abruptamente quando passa pela lente. Analogamente, pode-se considerar que uma variação da distância da trajetória do elétron ao eixo dentro de uma lente fina é tão pequena que ela pode ser considerada constante.

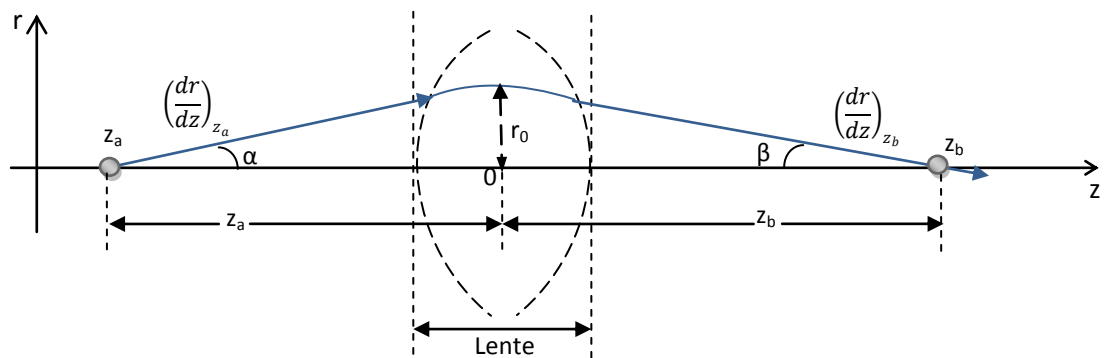


Figura 2.14 Caminho de um elétron numa lente fina.

Dentro destas considerações, é possível integrar a equação fundamental 2.39 dentro de uma região que vai desde z_a no plano objeto até z_b no plano imagem, conforme mostra a figura (2.14).

$$\int_{z_a}^{z_b} \frac{d}{dz} \left(\sqrt{U_0(z)} \frac{dr}{dz} \right) dz = \int_{z_a}^{z_b} -\frac{1}{4} \frac{U_0''(z)}{\sqrt{U_0(z)}} r_0 dz$$

$$\sqrt{U_0(z_b)} \frac{dr}{dz} \Big|_{z_b} - \sqrt{U_0(z_a)} \frac{dr}{dz} \Big|_{z_a} = -\frac{r_0}{4} \int_{z_a}^{z_b} \frac{U_0''(z)}{\sqrt{U_0(z)}} dz \quad (2.52)$$

Onde r_0 é a distância constante entre a trajetória do elétron e o eixo dentro da lente. Assumindo que o feixe eletrônico chega à lente a partir do lado objeto na forma de um feixe paralelo ao eixo, ou seja, quando $z_a \rightarrow \infty$, então o ponto de interseção da convergência da trajetória do feixe com o eixo no plano imagem é o foco principal do espaço imagem, e a sua distância ao plano de referência do foco é a distância focal f_2 . Da figura (2.15) temos que:

$$f_2 = \frac{r_0}{\tan \beta} \quad \therefore \quad \tan \beta = -\frac{dr}{dz} \Big|_{z_b}$$

$$\frac{1}{f_2} = -\frac{1}{r_0} \frac{dr}{dz} \Big|_{z_b}$$

Desde que a trajetória eletrônica no plano objeto está sendo considerada paralela ao eixo, é correto considerar que $\frac{dr}{dz} \Big|_{z_a} = 0$. Então a equação (2.52) fica:

$$-\frac{1}{r_0} \frac{dr}{dz} \Big|_{z_b} = \frac{1}{4\sqrt{U_b}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{U_0''(z)}{\sqrt{U_0(z)}} dz$$

Ou

$$\frac{1}{f_2} = \frac{1}{4\sqrt{U_b}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{U_0''(z)}{\sqrt{U_0(z)}} dz \quad (2.53)$$

Onde $U_b = U_0(z_b)$ é o potencial no plano imagem e os limites de integração são tomados para o infinito desde que o valor de $U_0''(z)$ difere de zero apenas no domínio da lente e o deslocamento de z_a e z_b para $\pm\infty$ não altera o valor da integral. Procedendo de maneira análoga tem-se:

$$\frac{1}{f_1} = \frac{1}{4\sqrt{U_a}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{U_0''(z)}{\sqrt{U_0(z)}} dz \quad (2.54)$$

2.3.8-Geometria de Lentes

As duas geometrias mais comuns de lentes eletrostáticas são as lentes cilíndricas e as lentes de fenda circular, devido ao fato da simetria destas lentes ser cilíndrica, tais lentes são bem apropriadas para feixes cilíndricos.

As propriedades focais das lentes dependem da quantidade de eletrodos que ela possui, de sua dimensão e das voltagens aplicadas. Lentes cilíndricas tendem a ser mais potentes e a produzir menos aberrações do que as de fenda circular. De modo geral, quanto mais eletrodos possuir uma lente, maior será o grau de controle sobre suas propriedades focais. Os mesmos princípios que são aplicados às lentes cilíndricas, também são aplicados às lentes de fenda circular. A figura (2.16) mostra diferentes configurações de lentes cilíndricas.

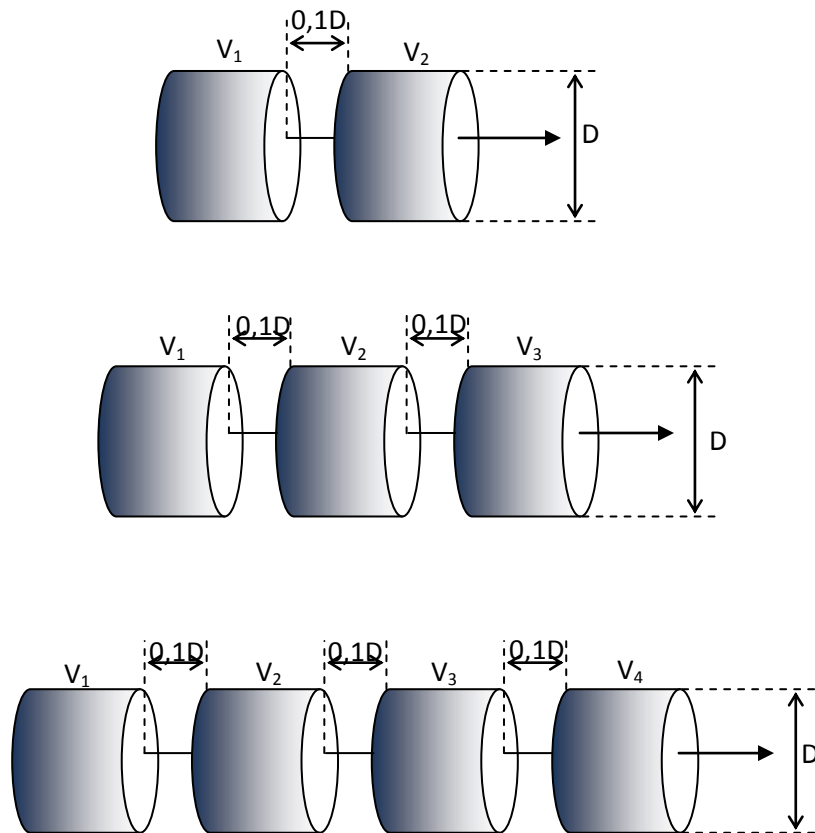


Figura 2.15 Lentes cilíndricas com 2,3 e 4 eletrodos.

As lentes de fenda circular são formadas por eletrodos em forma de disco com uma abertura circular central e carregadas com um potencial U_d . Sejam E_1 e E_2 , dois campos de diferentes potenciais, mas com intensidade constante atuando em ambos os lados do eletrodo. Para um dado caso particular, considere-se que um destes campos seja nulo. Desta forma, nas proximidades da fenda a intensidade do campo deverá variar ao longo do eixo z ($U'' \neq 0$), tal que é nesta região o campo que a lente eletrostática adequada é formada.

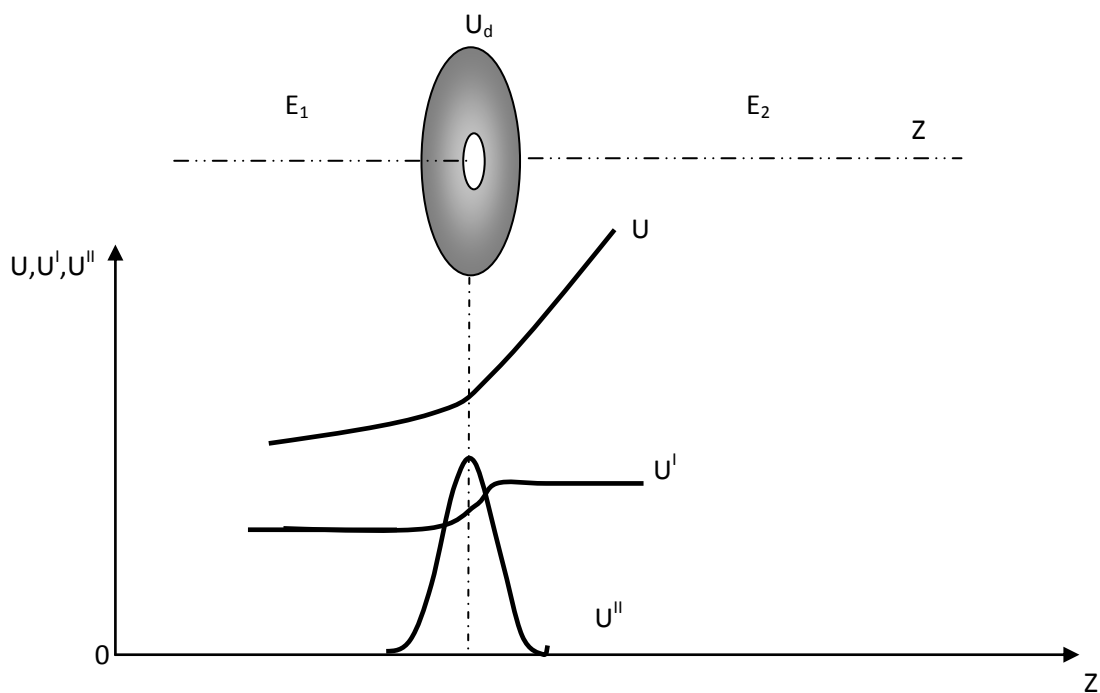


Figura 2.16 Lente de uma fenda

A potência ótica para uma lente de fenda pode ser calculada com uma dada aproximação. Desde que o potencial próximo a abertura varie insignificamente, como uma primeira aproximação, podemos transferir o termo $\sqrt{U_0(z)}$ na expressão (2.53) para fora do sinal de integração. Neste caso, a potência da lente de fenda é calculada através da seguinte maneira:

$$\frac{1}{f} \approx \frac{1}{4\sqrt{U_d}} \frac{1}{\sqrt{U_d}} \int_{z_a}^{z_b} U_0^{\text{II}}(z) dz = \frac{1}{4U_d} (U_2^{\text{I}} - U_1^{\text{I}}) \quad (2.55)$$

Onde U_2^{I} e U_1^{I} são os gradientes do potencial a direita e a esquerda do eletrodo. Tomando U^{I} como a derivada do potencial em relação a z , temos que esta é igual a componente na direção de z do campo elétrico, $U^{\text{I}} = dU/dz = -E_z$. Assim a fórmula acima pode ser reescrita como:

$$\frac{1}{f} = \frac{|E_2| - |E_1|}{4U_d} \quad (2.56)$$

Onde E_1 e E_2 são as intensidades do campo elétrico nos dois lados da fenda. Dependendo da relação entre os valores absolutos da intensidade dos campos, a lente de fenda pode ser convergente ou divergente. Desta forma, quando um elétron passa de uma região com baixa intensidade para uma região com alta intensidade de campo, a lente é convergente.

A direção da força que atua sobre o elétron no domínio da lente é definida pelo sinal da segunda derivada $U_0^{\text{II}}(z)$. A figura (2.17) mostra os gráficos de $U(z)$, $U^{\text{I}}(z)$ e $U^{\text{II}}(z)$, para o caso em que $U_2^{\text{I}} > U_1^{\text{I}}$, onde é possível observar que com $|E_2| > |E_1|$ e $U_0^{\text{II}} > 0$ a lente é convergente, e com $|E_1| > |E_2|$ e $U_0^{\text{II}} < 0$ a lente é divergente.

Apenas quando a intensidade do campo em um dos lados da lente for igual a zero, que a posição do foco definida por (2.56) coincide com o ponto de interseção da trajetória do feixe eletrônico com o eixo, que era paralela a este no outro lado da lente.

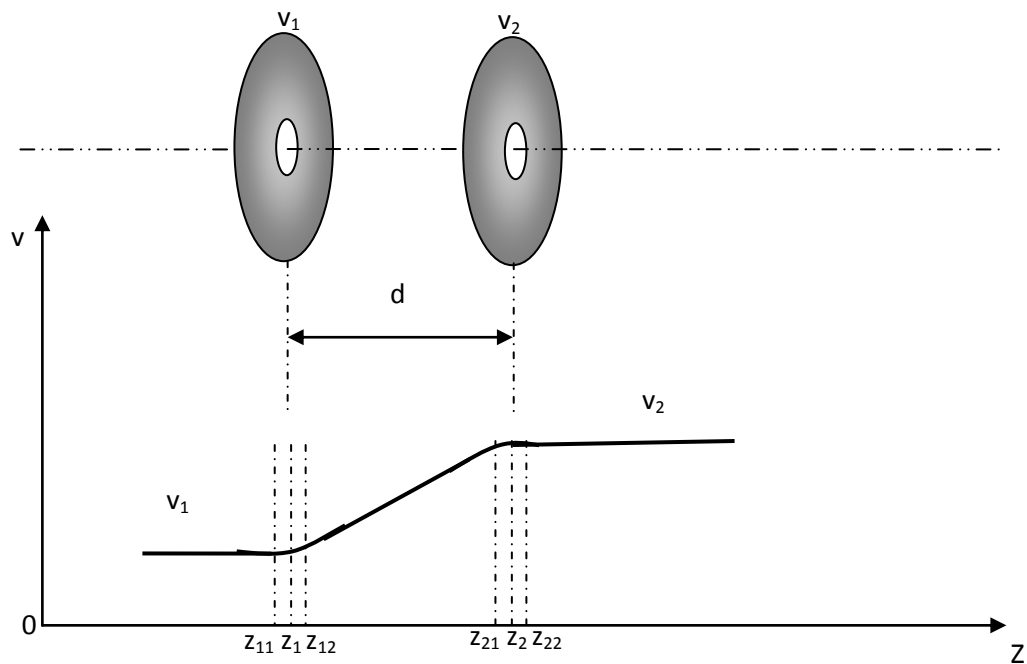


Fig.2.17. Lentes de duas fendas e dois potenciais. Os contornos das zonas de transição são denotados por z_{11} , z_{12} e z_{21} , z_{22} .

2.3.9-Lentes com Dois Elementos

Lentes com dois elementos consistem de dois cilindros, separados por uma distância de $0.1D$ (D =diâmetro da lente). O comprimento de cada cilindro deve superar este diâmetro, de tal forma que o potencial axial possa alcançar seu valor assintótico (sem efeitos de borda). Na prática, isto significa que cada comprimento deve ser maior do que $1.5 D$. Os parâmetros focais f_1 , f_2 , F_1 e F_2 , dependem da razão das voltagens ϕ_2/ϕ_1 , aplicadas aos eletrodos. Parâmetros para vários valores de ϕ_2/ϕ_1 são apresentados em E. Harting e F. H. Read, *Electrostatic Lenses*, Elsevier, Amsterdam, 1976.

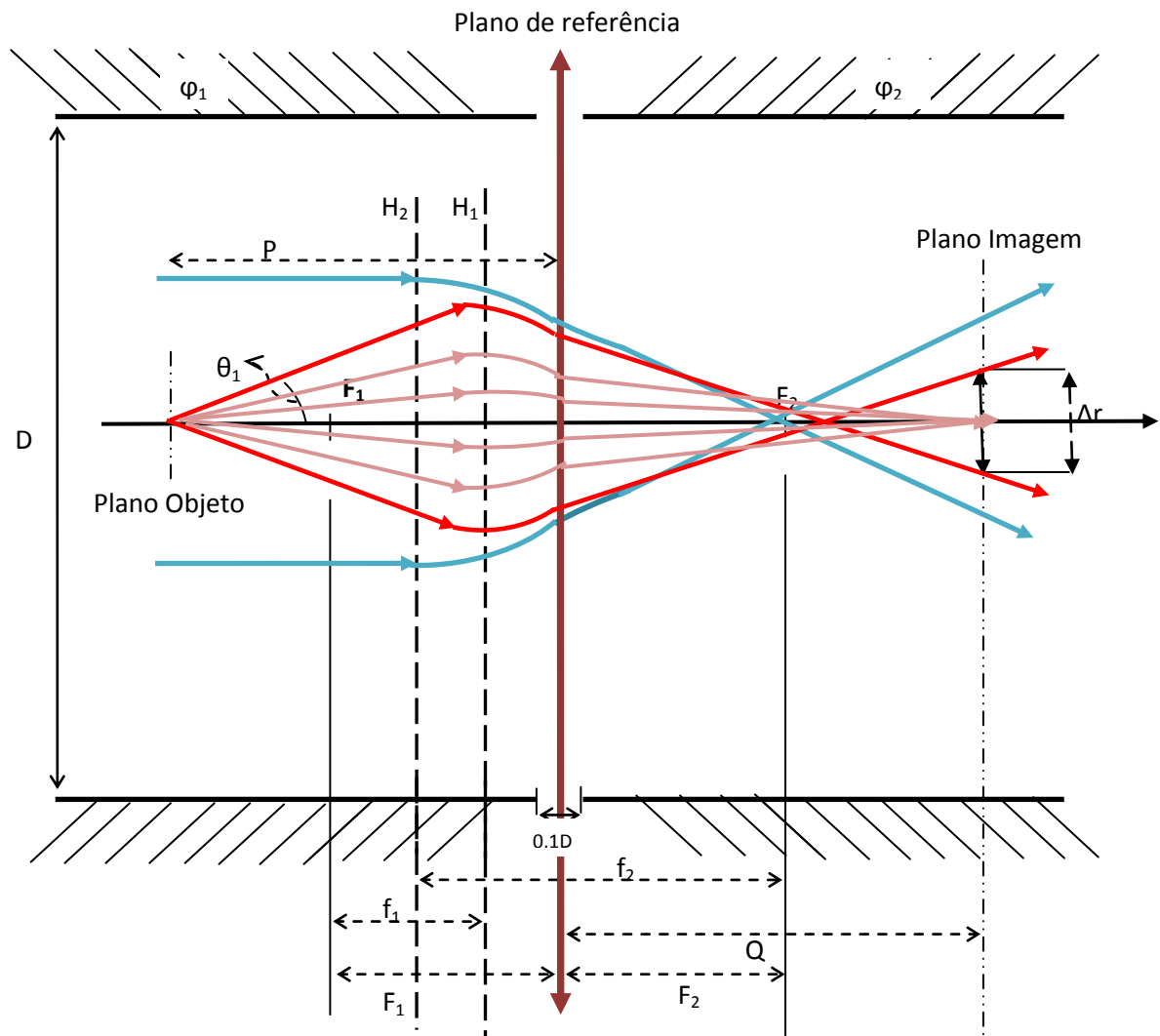


Figura 2.18. A lente geométrica. F_1 e F_2 são os focos principais, H_1 e H_2 são os planos principais. Os raios azuis são os raios para um objeto posto no infinito ($P=\infty$). Os raios em vermelho e rosa são para um objeto colocado num plano objeto dado na figura. A diferença na convergência destes raios se deve ao efeito de aberração geométrica.

Estes parâmetros são apresentados frequentemente na forma de curvas PQ , que são curvas que relacionam diferentes distâncias da imagem Q e do objeto P . Em ótica elementar de lentes, as distâncias do objeto e da imagem estão relacionadas por hipérbolas, ou seja, $1/P + 1/Q = 1/f$, onde f é a distância focal. De forma similar, curvas PQ para lentes são representadas por hipérbolas, cada uma correspondendo a um valor particular de ϕ_2/ϕ_1 . Tal família de curvas PQ para uma lente de dois elementos é mostrada na figura abaixo. Estas curvas também fornecem diretamente a magnificação M . A desvantagem de uma lente de dois

elementos é que, para uma posição do objeto fixa, a posição da imagem mudará se ϕ_2/ϕ_1 mudar. Este problema é resolvido como uma lente de três elementos.

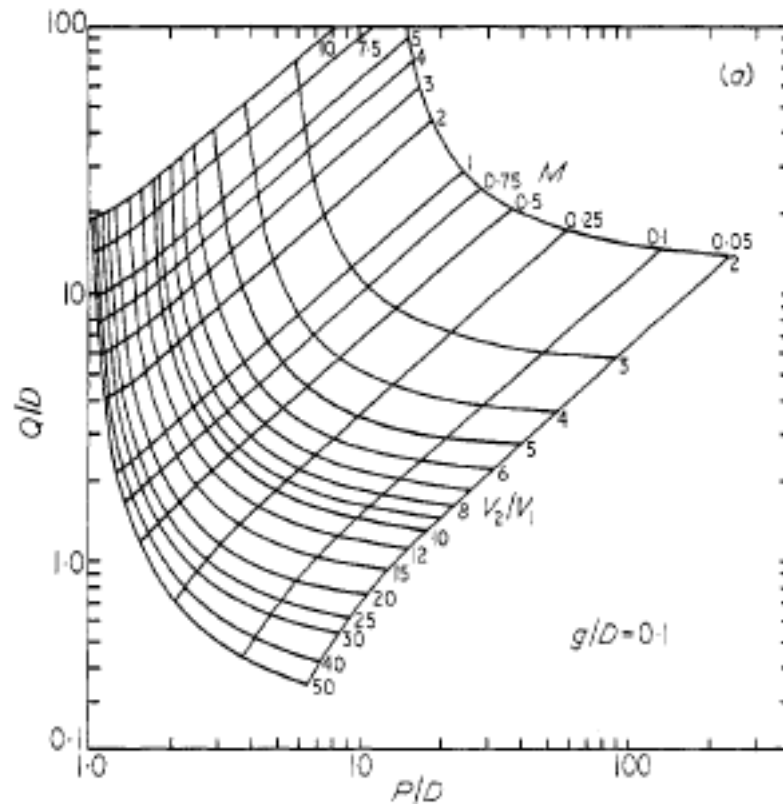


Figura 2.19 Curvas PQ para uma lente de dois elementos. F. H. Read, A. Adams, e J. R. Soto-Montiel, *Journal of Physics E: Scientific Instruments* 4, 625 (1970).

2.3.10-Lentes com Três Elementos

As lentes com três elementos são mostradas na Fig. 2.21. O comprimento do elemento central é tipicamente $0,5 D$ ou $1,0 D$, sendo que o valor maior fornece uma faixa maior de razões entre as voltagens. As propriedades focais deste tipo de lente dependem da razão entre as voltagens, ou seja, ϕ_3/ϕ_1 e ϕ_2/ϕ_1 , o que dá a esta lente uma propriedade muito útil: a razão ϕ_3/ϕ_1 pode ser variada mantendo fixas as distâncias do objeto e da imagem, simplesmente mudando a razão de voltagem de focalização ϕ_2/ϕ_1 . Por causa desta propriedade estas lentes são às vezes chamadas de lentes “zoom”. Esta é uma propriedade muito importante porque na prática os objetos e as imagens, ou seja, fontes de partículas, detectores, e analisadores de energia, são fixos.

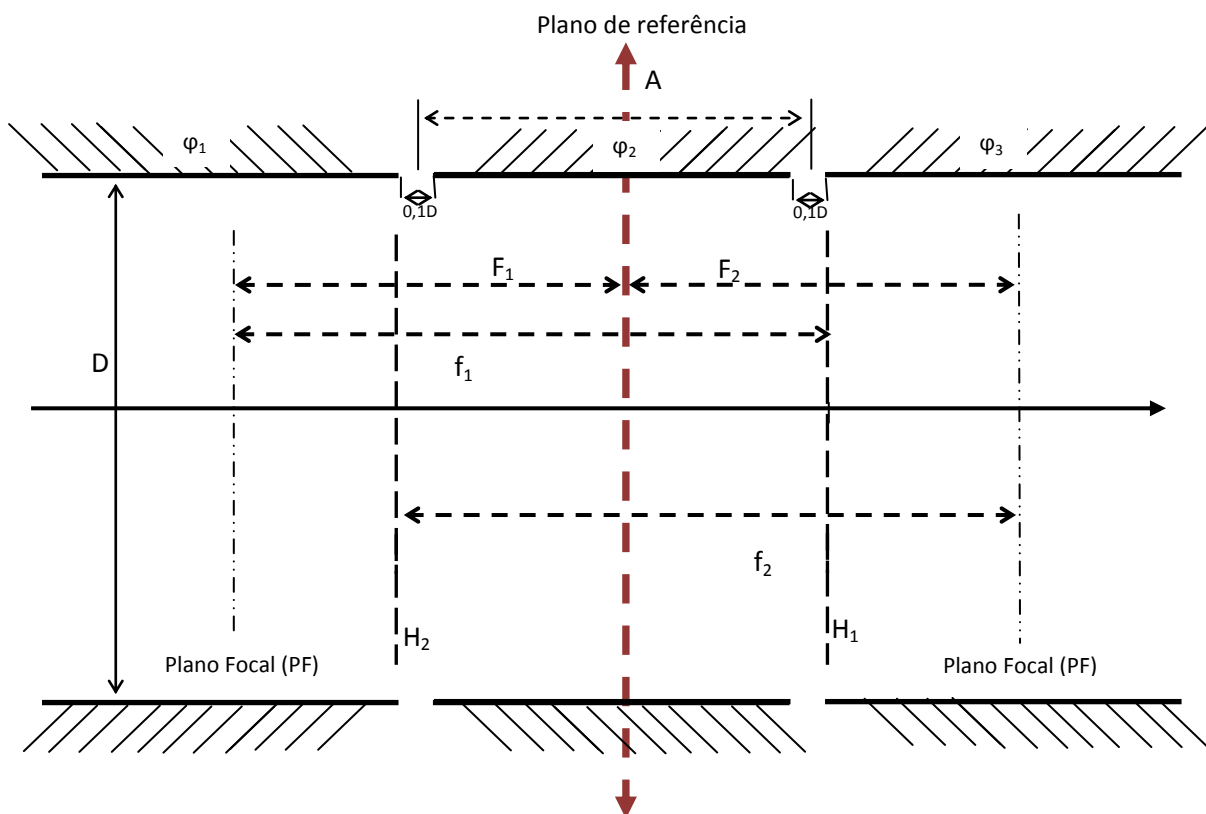


Figura 2.20- Elementos de uma lente com três cilindros

O valor ϕ_3/ϕ_1 pode ser maior, menor ou igual à unidade. Uma lente que possua $\phi_3/\phi_1=1$ recebe o nome de lente Einzel, que é muito utilizada para focalização. Curvas PQ

para lentes de três elementos são mostradas na Fig. 2.22, onde A representa a largura do elemento central.

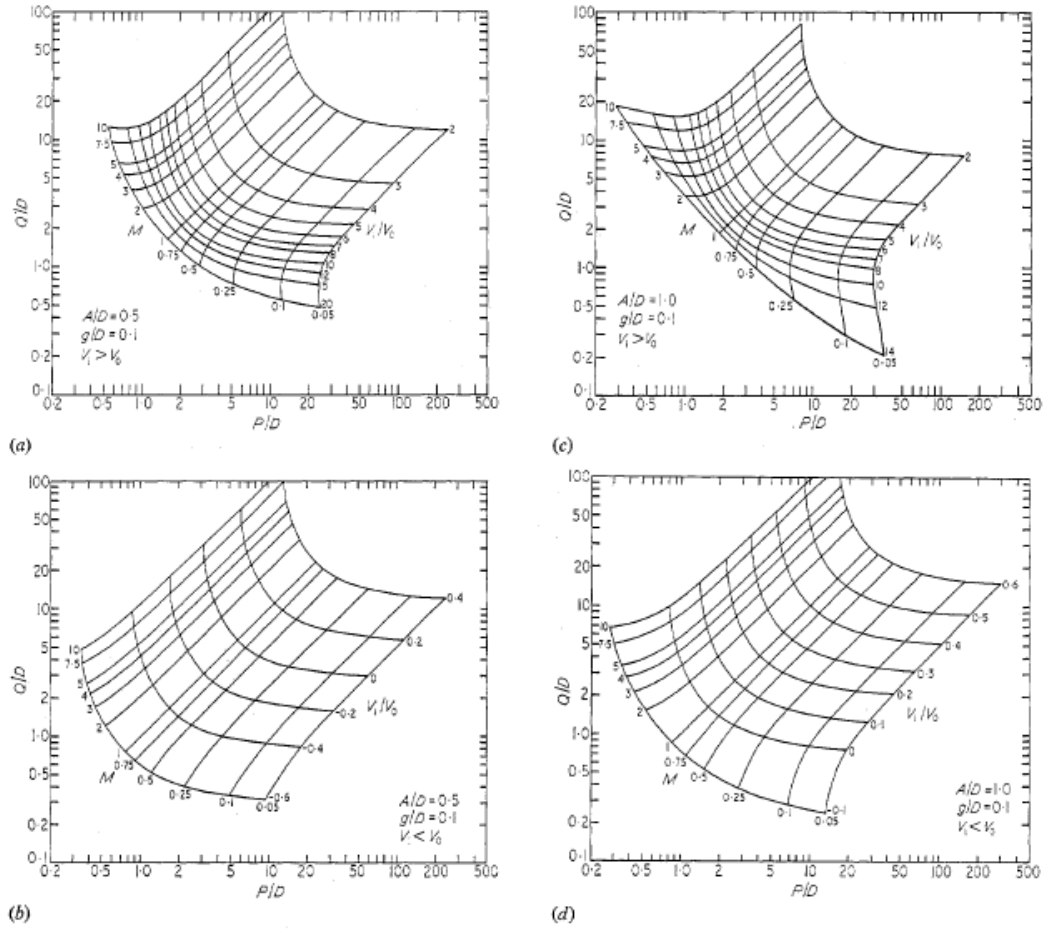


Figura 2.21- Curvas PQ para lentes de três elementos

2.4. Analisadores de Energia de Elétrons

2.4.1 Introdução

Existem vários tipos de analisadores descritos na literatura, cada qual com sua particularidade e melhor eficiência para experimentos específicos à sua geometria. Entre eles, destaca-se o Analisador de Placas Paralelas, o Analisador de Espelho Cilíndrico, o Analisador Cilíndrico Dispersivo 127° (ACD 127°), Analisador de Campo Retardador, Analisador Hemisférico, entre outros. No presente trabalho, o tratamento foi restrito apenas ao estudo do Analisador Cilíndrico Dispersivo 127° (ACD 127°) utilizado no canhão de elétrons e o Analisador de Campo Retardador (ACR) utilizado para a caracterização do feixe.

2.4.2 Propriedades de Analisadores Eletrostáticos Dispersivos

Características Gerais

Os analisadores eletrostáticos se fundamentam na dispersão espacial em função da energia ou dispersão cromática, que ocorre quando um feixe de partículas carregadas interage com um campo eletrostático. A dispersão pode ocorrer tanto no plano de transmissão do feixe (plano xy), como no plano perpendicular a este (plano zy) (Fig 2.24).

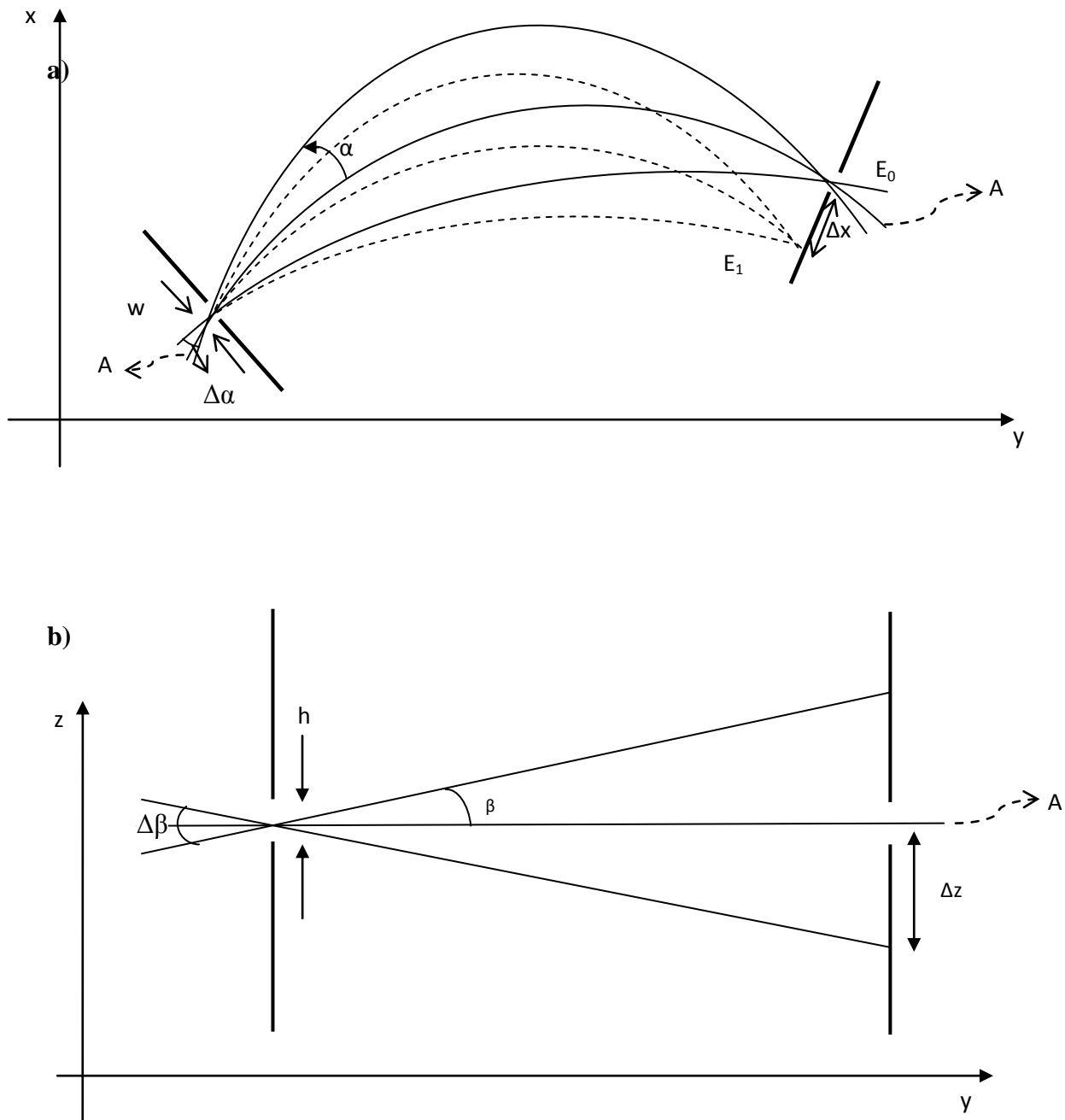


Figura. 2.22: Ilustração da dispersão cromática de um feixe de partículas carregadas no plano de transmissão (plano xy 2.22 a) e no plano perpendicular a este (plano zy – Fig. 2.22 b) no interior do campo eletrostático. E_0 é a energia de passagem do feixe.

Basicamente, a ação desses analisadores é tal que, partículas de energias diferentes E_0 e E_1 , entrando no analisador através de uma trajetória coincidente, são levadas a uma separação Δx na região de saída. Por outro lado, partículas dotadas de mesma energia, entrando no analisador sob trajetórias diferentes, são focadas numa mesma posição x de saída.

A ação de foco pode ocorrer no plano de dispersão do feixe (denominado foco de primeira ordem) (Figura 2.22 a) e no plano perpendicular a este (denominado foco de segunda ordem) (Figura 2.22 b). A ação conjunta desses efeitos, a dispersão cromática e o foco, associados à utilização de uma fenda posicionada na saída do analisador, permite a seleção do feixe transmitido.

As fendas de entrada e saída, de largura w , determinam a banda passante. A transmissão também depende da medida angular máxima a que partículas podem desviar do caminho central que conduz à entrada da fenda de saída. Este desvio angular é definido pelo ângulo no plano de deformação $\Delta\alpha$ e $\Delta\beta$ no plano perpendicular. Se E_0 é a energia central das partículas transmitidas através de um analisador, a resolução é:

$$\frac{\Delta E}{E_0} = aw + b(\Delta\alpha)^2 + c(\Delta\beta)^2 \quad (2.57)$$

onde a , b , c , são constantes características do analisador.

A dispersão (**D**) e foco são as grandezas básicas que caracterizam a eficiência do analisador, uma vez que elas estão diretamente relacionadas à transmissão e à resolução absoluta ΔE que é a medida da largura total a meia altura (FWMH) da distribuição de energia do feixe transmitido.

Por sua vez, a eficiência do analisador depende, além da sua resolução em energia, também da sua *luminosidade* e do *étendue* (*produto da área da fenda de entrada pelo ângulo sólido*) sendo que, a associação destes fatores reflete a capacidade de transmissão do feixe com características tais como, uma largura a meia altura estreita e boa intensidade.

A *luminosidade* do analisador está associada ao seu sistema de transporte ótico das partículas. Este sistema é gerido pela equação de Helmholtz-Lagrange que neste caso, expressa a dependência entre a magnificação linear (M_l) e a magnificação angular (M_a) do feixe transmitido, onde $M_l = M_a = 1$. Considerando um sistema no qual efeitos de aberração geométrica são reduzidos, uma condição de foco muito favorável propiciada pelo analisador, resultando num decréscimo no valor de M_l por um fator k vezes, implica na possibilidade de se diminuir o tamanho da fenda de saída por um fator também de k vezes. Isto implica no aumento do poder de resolução do aparelho, sem que haja diminuição na intensidade do feixe transmitido. Entretanto, se nesta condição, o tamanho da fenda de saída permanece constante, partículas com um *ângulo pincel* grande serão transmitidas pelo analisador, aumentando desta forma sua *luminosidade* e seu *étendue*. Portanto, o decréscimo de M_l por um fator de k vezes,

implica no aumento da magnificação angular por uma fator de k^2 vezes, comprometendo seriamente o poder de resolução do aparelho.

Outra situação a ser considerada, é aquela na qual o feixe eletrônico é desacelerado a partir de uma energia E para uma energia E_0 , permitindo-se um aumento no tamanho da fenda e, portanto no ângulo de aceitação. Neste caso, a resolução absoluta ΔE é mantida e a *luminosidade* L do analisador é melhorada por um fator de $\left(\frac{\Delta E}{E_0}\right)^2$, compensando a perda do *brilho* β característica do processo de desaceleração (Lei de Helmholtz-Larange).

De um modo geral, a otimização da eficiência de um analisador é feita de acordo com as necessidades do experimento no qual ele esta sendo utilizado. Se a intensidade do feixe transmitido é suficientemente alta, é possível buscar a melhor resolução em energia. Se, no entanto, a intensidade do feixe na entrada do analisador é baixa, o analisador deve ser otimizado no sentido de se conseguir a maior transmissão.

Para os espectrômetros de espalhamentos de elétrons em geral, o melhor analisador é o Hemisférico 180° , pois apresenta boa resolução, boa sensibilidade e é conveniente para medidas precisas da distribuição angular e ainda, associado a um sistema ótico eletrônico adequado, oferece uma resolução absoluta constante. Entretanto o Analisador Dispersivo Cilíndrico 127° apesar de propiciar piores resoluções quando comparado ao AH 180° , apresenta algumas vantagens de ordem prática. Principalmente quanto à facilidade de construção e o custo. O ACD 127° apresenta um ângulo máximo α de transmissão no plano dispersivo, maior do que o de qualquer outro Analisador Dispersivo Eletrostático. Isto implica que ACD apresenta a maior *luminosidade* quando se deseja obter altas intensidades do feixe transmitido, condição esta fundamental para o desenvolvimento da tecnologia da operação de um espectrômetro de espalhamento de elétrons, utilizando feixes monocromatizados.

2.4.3 Analisadores Cilíndricos Dispersivos 127°

O Analisador Cilíndrico Dispersivo 127° é constituído por dois setores cilíndricos concêntricos de 127° , de R_1 e R_2 , ($R_1 < R_2$), submetidos aos potenciais V_1 e V_2 , ($V_1 < V_2$). Em virtude da diferença dos potenciais aplicados, forma-se no espaçamento entre os dois setores um campo eletrostático dispersivo radial (Figura 2.23):

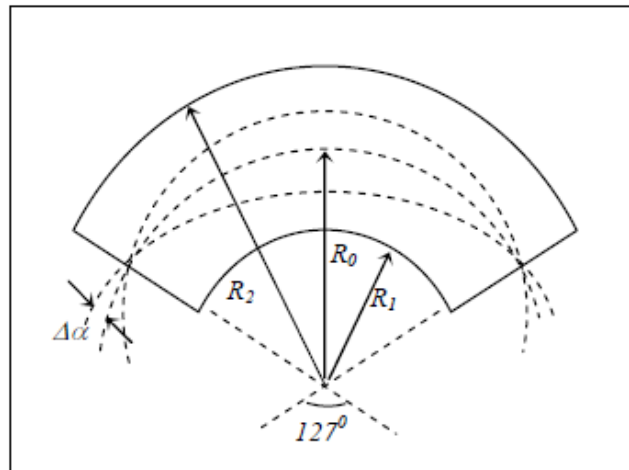


Figura 2.23- Desenho esquemático do ACD 127°

O Analisador Cilíndrico Dispersivo 127° - (ACD – 127°) começou a ser investigado em 1929. Entretanto, somente em 1954 é descrito na literatura o início de sua utilização aplicado à monocromatização de elétrons, a partir do que, o ACD – 127° começou a ser difundido e amplamente utilizado em diversas técnicas espectroscópicas.

Para se determinar a posição de melhor re-focagem de diferentes trajetórias partindo de um foco inicial na posição de entrada no seletor 127°, e o grau de resolução, definido pela diferença de velocidades dos elétrons transmitidos, é necessário conhecer a trajetória dos mesmos no interior do campo radial do analisador. Considerando-se uma partícula de massa m , carga $-e$ e energia E_0 , que entra no analisador passando pela posição R e fazendo um ângulo α com a linha perpendicular ao plano de entrada, a trajetória da partícula no plano de dispersão do espectrômetro é descrita, em coordenadas cilíndricas, pela solução da equação diferencial:

$$\frac{d^2u}{d\alpha^2} + u^2 = \frac{c^2}{u} \quad (2.57)$$

$$\text{Onde: } u = \frac{R}{R_0}, \quad c^2 = \frac{1}{E \cos^2 \alpha}, \quad R_0 = \frac{R_2 + R_1}{2}, \quad E = \frac{E_x}{E_0}$$

Aplicada as condições iniciais:

$$\alpha = 0; \quad u = 1, \quad \frac{du}{d\alpha} = -\tan \alpha$$

Resolvendo-se a equação 2.57 para duas órbitas de partículas que entram no analisador com a mesma energia de passagem E_0 e ângulos $+\alpha$ e $-\alpha$ com relação à linha perpendicular ao plano de entrada, obtêm-se as soluções abaixo através do método de aproximações sucessivas (Ibach,1991):

$$u_1 = c + (1 - c) \cos(\sqrt{2}\phi) - \frac{\tan(\alpha) \operatorname{sen}(\sqrt{2}\phi)}{\sqrt{2}}$$

$$u_2 = c + (1 - c) \cos(\sqrt{2}\phi) + \frac{\tan(\alpha) \operatorname{sen}(\sqrt{2}\phi)}{\sqrt{2}}$$

O ponto de cruzamento das duas órbitas depois da entrada do analisador é determinado pela condição $u_1 = u_2$, o que implica em $\sqrt{2}\Phi = \pi$. Logo, a posição de refocalização é verificada após um ângulo de:

$$\phi_{foco} = 127^\circ 27' \quad (2.58)$$

Em suma, elétrons dotados de mesma energia E_0 , que penetram no analisador com diferentes ângulos α com relação à linha perpendicular à fenda de entrada, são re-focados após descreverem trajetórias cilíndricas, em um ângulo de 127° , medido a partir da posição da fenda de entrada. Como o ângulo Φ não depende de α , isto implica que esta é, em primeira aproximação, a posição de melhor re-focalização.

Quando um feixe de partículas carregadas atravessa a fenda de entrada do ACD-127°, ao atingir a região de campo, sofre uma dispersão em função da sua distribuição de energia: partículas mais energéticas são menos defletidas e desviam-se em direção à casca externa, enquanto que as menos energéticas, mais susceptíveis à ação do campo, são desviadas em direção à casca interna. Somente as partículas com energia igual ou muito próximas à energia de passagem E_0 , conseguem descrever trajetórias que chegam a fenda de saída.

Assumindo uma partícula carregada, inicialmente com o potencial da terra, e, com essencialmente nenhuma energia cinética, sua energia média de passagem pela trajetória será $E = -qV$ (isto é, a energia da partícula que percorre o caminho central de raio R_0). $V = \frac{E}{q}$ é o potencial aplicado à fenda de entrada do analisador, com E sendo a energia de passagem

requerida e q o módulo da carga da partícula. Os potenciais a serem aplicados em cada um dos elementos cilíndricos, exterior e interior, são respectivamente:

$$V_2 = V \left(1 - 2 \ln \frac{R_2}{R_0} \right) \quad (2.59)$$

$$V_1 = V \left(1 - 2 \ln \frac{R_1}{R_0} \right) \quad (2.60)$$

onde R_1 e R_2 são os raios do cilindro interior e do cilindro exterior, respectivamente.

$$E_0 = \frac{e(V_2 - V_1)}{2 \ln \left(\frac{R_2}{R_1} \right)} \quad (2.61)$$

O potencial dos eletrodos são tais que uma partícula carregada que entra no raio médio R_0 com uma energia de passagem igual a E , vai perder uma quantidade de energia igual a $2E \ln(R_2/R_0)$ se fosse viajar para o eletrodo externo, e ganharia um montante de energia igual a $2E \ln R_0/R_1$ se fosse viajar para a eletrodo interno.

A resolução deste analisador é:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{w}{R_0} + \frac{2}{3} (\Delta\alpha)^2 + \frac{1}{2} (\Delta\beta)^2 \quad (2.62)$$

Onde se pode observar que quanto menor a largura da fenda melhor a resolução, mas há um limite onde ao diminuir em demasia a largura w , perde-se em intensidade do feixe. Outro aspecto é que pode-se aumentar o raio do analisador para melhorar a resolução, mas há um limite em que para um grande analisador precisa-se de uma grande câmara de vácuo, o que gera mais custos. Uma boa e prática maneira de limitar o ângulo de divergência no plano de desvio é tal que:

$$\Delta\alpha < \frac{2\sqrt{2}}{\pi} \frac{(R_2 - R_1)}{R_0} \quad (2.63)$$

O analisador de campo radial gera focalização apenas no plano de deflexão pelo fato de que as placas de deflexão são cilindros coaxiais.

2.4.4 Analisador de Campo Retardador

O princípio de funcionamento deste analisador é o de uma barreira de potencial que só permite a passagem de elétrons com energia superior a altura da barreira, funcionando como um filtro. Esse filtro consiste em uma grade ou uma fenda, na qual se aplica um potencial retardador V , no trajeto dos elétrons até o detector. Ao variar o potencial na grade apenas os elétrons com energia igual ou acima da barreira de potencial serão detectados. Em teoria, um analisador de energia de partículas carregadas dificilmente poderia ser mais simples do que o ACR plano – um plano equipotencial – que na prática, é constituído por uma grade carregada de voltagem que discrimina as partículas que entram no detector. Com um potencial V de retardamento, aplicado à grade, as partículas são coletadas somente se $mv^2/2 > qV$, onde q é a carga da partícula e v é a velocidade da partícula normal ao plano equipotencial.

Diferentes autores têm demonstrado que os analisadores de campo retardador são capazes de alcançar altas resoluções (Huchital e Rigden 1970, 1972), isto é, resoluções relativas $\Delta E/E=0,1$ ou ainda melhores. Entre as vantagens do analisador de campo retardador, estão o elevado poder de resolução, grande ângulo sólido de entrada e, a alta transmissão. A corrente coletada I depende do potencial aplicado sobre a malha de molibdênio e da energia do feixe produzido pelo canhão. Desta forma o analisador analisa e fornece o valor da energia do feixe, além de dar informações de como esta energia é distribuída. Neste trabalho, o analisador de campo retardador é, portanto, de excelente utilidade, uma vez que o objetivo de sua aplicação é justamente analisar a energia do feixe, identificando o quanto monocromático ele é. Para isto a distribuição energética do feixe é obtida após a diferenciação da intensidade da corrente em relação ao potencial, sendo a corrente aferida para vários potenciais distintos aplicados sobre o analisador de campo retardador, para uma dada energia fixa do feixe produzido pelo canhão monocromatizado. O resultado obtido é uma distribuição gaussiana onde o máximo dessa função nos dá a energia do feixe, e sua resolução.

Considerando V o potencial aplicado na grade de um ACR, a resolução em energia deste é função da incerteza ΔV . Assim, como nos outros analisadores, a quantidade $\Delta V/V$ é uma constante para uma dada geometria, se o problema é tratado no formalismo de Lagrange. Considerando a energia cinética representada por $T(x,y)$ e a potencial por $P(x,y)$, a Lagrangiana $L_1=T_1 - P$ é uma solução das equações de Lagrange:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_j} \right) - \frac{\partial L}{\partial q_j} = 0 \quad (2.64)$$

então, se o potencial P está em todo espaço multiplicado por uma constante k , a função

$$L'_1 = T' - kP = kT_1 - kP \quad (2.65)$$

é uma solução. Portanto, uma partícula seguirá a mesma trajetória, independentemente da magnitude do k , desde que a energia cinética inicial, $T_1(t, q, \dot{q})$ é multiplicada pelo mesmo fator k . Assim, se a energia de banda passante em um potencial V de retardamento é igual a ΔV , então para o potencial kV , a banda passante é $k \Delta V$, e a resolução relativa, $\Delta V/V$, é invariável.

Capítulo 3

Aspectos Experimentais

3.1 Introdução

Para o estudo de várias técnicas espectroscópicas foi construído um espectrômetro por impacto de elétrons no Laboratório de Física Atômica e Molecular da UFJF (LEAM). Neste capítulo será apresentada a instrumentação envolvida na produção e caracterização do feixe eletrônico monocromatizado utilizado neste espectrômetro.

Para produção de feixes eletrônicos monocromatizados é necessário que o arranjo experimental apresente características importantes, como condições de vácuo limpo, através da utilização de bombas de vácuo livres de óleo, blindagem ou cancelamento da ação de campos magnéticos elétricos espúrios sobre a trajetória dos elétrons, eletrônica de controle do feixe eletrônico sensível e estável. Além disso, para se estudar a eficiência do canhão de elétrons monocromatizado é necessário utilizar um analisador de elétrons com alta resolução, que permita verificar a resolução produzida pelo canhão, já que a resolução final medida é dada pela convolução da resolução do monocromador e do analisador. A Figura 3.1 mostra uma vista do espectrômetro de impacto de elétrons construído no LEAM.

De um modo geral, este espectrômetro consiste de um canhão de elétrons monocromatizado, um sistema de admissão de amostras, um sistema analisador associado a um detector de elétrons e um coletor de Faraday móvel para monitorar a corrente do feixe

eletrônico incidente, todos inseridos em uma câmara de alto vácuo. Os elementos de interesse deste trabalho de caracterização do feixe eletrônico são o canhão de elétrons monocromatizado, um analisador de campo retardador e um coletor de Faraday como mostram as figuras 3.2 e 3.3. Neste espectrômetro foram evitados materiais ferromagnéticos, a fim de evitar desvios na trajetória do feixe eletrônico, tanto em vôo livre, como sujeito à ação das lentes seletoras, o que comprometeria a eficiência do aparelho.

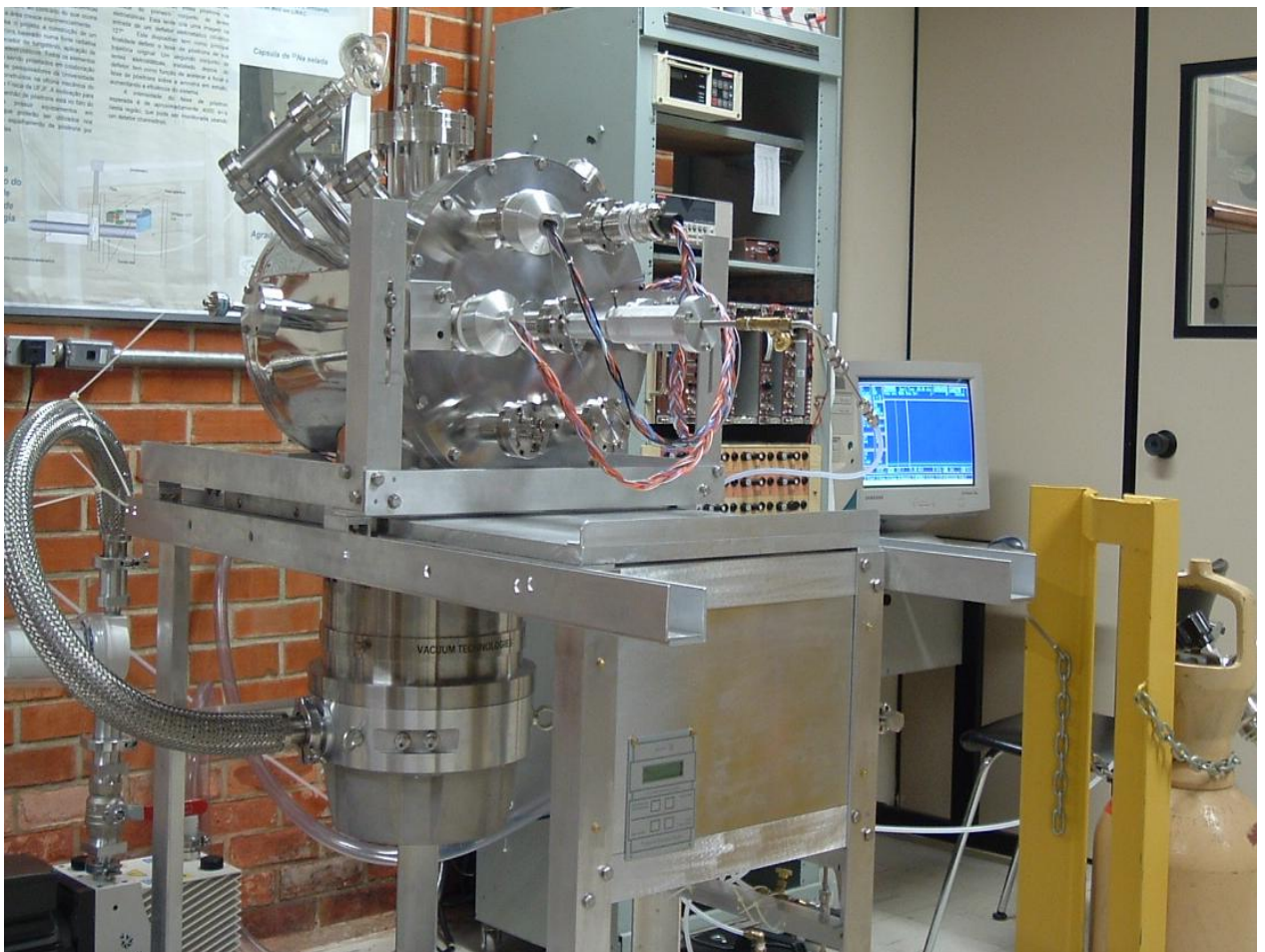


Figura 3.1 Vista do espectrômetro de impacto de construído no Laboratório de Espectroscopia Atômica e Molecular.

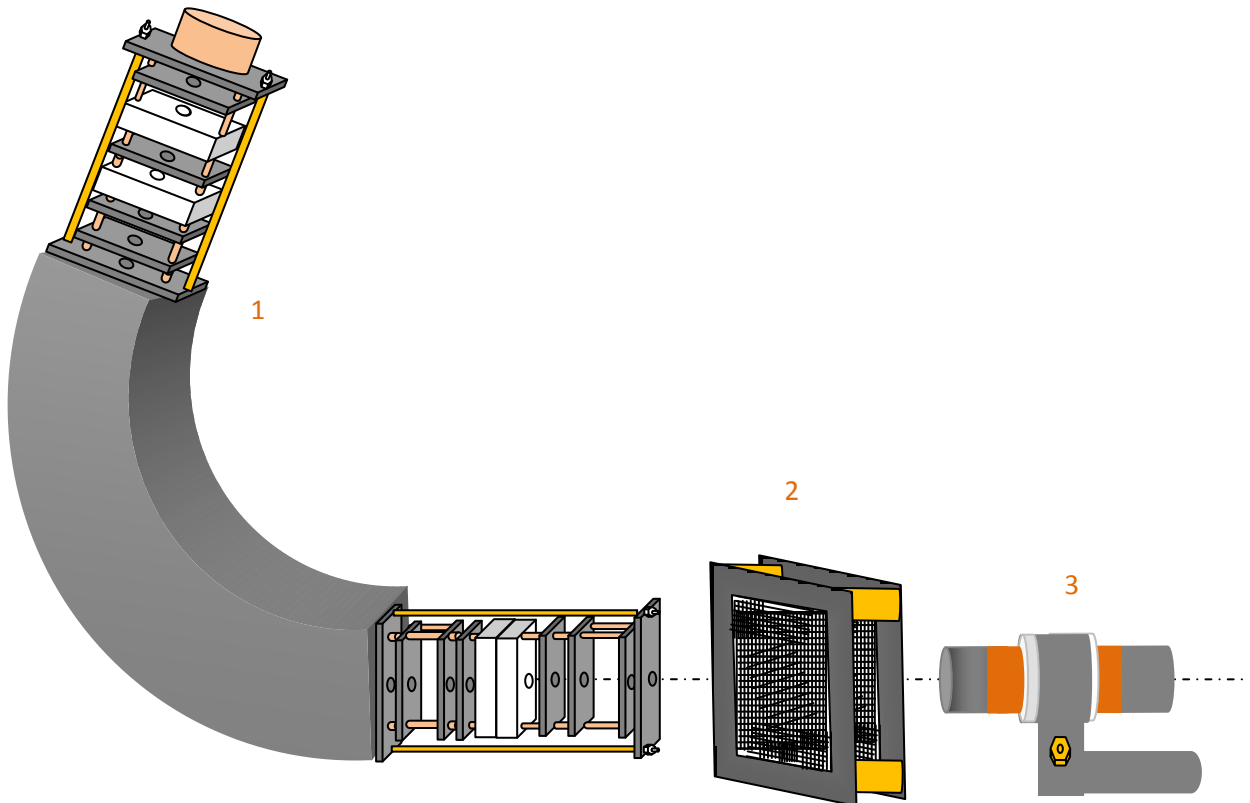


Figura 3.2 Diagrama esquemático dos elementos do espectrometro instalados no interior da câmara de vácuo para de análise da resolução do canhão. 1: canhão e monocromador de elétrons; 2: analisador de campo retardador; 3: coletor de Faraday.

3.2 Canhão de Elétrons Monocromatizado

O canhão de elétrons monocromatizado é constituído por um filamento de tungstênio, pelo estágio de extração dos elétrons, lentes eletrostáticas desaceleradoras, um seletor de energia cilíndrico 127^0 e lentes eletrostáticas aceleradoras, como mostra a Figura 3.7. O canhão produz feixes com energias variáveis na região de 0,1 a 200 eV, com eficiência extraordinariamente alta, isto é, com feixes apresentando um diâmetro menor que 0,5 mm e intensidades variando de 0,5 a 280 nA. Para a montagem do canhão de elétrons foi necessário buscar materiais condutores e isolantes adequados ao projeto. Como condutores utilizou-se alumínio, cobre e molibdênio. Os isolantes que compõem o canhão são de teflon e celeron. Para a construção das lentes eletrostáticas deste, usamos placas de alumínio de 0,10 mm de espessura e de molibdênio de 0,25 mm. Idealmente, todos os elementos das lentes e analisadores deveriam ser de molibdênio para evitar a emissão de elétrons secundários.

Entretanto devido ao alto custo do molibdênio, algumas lentes foram feitas em alumínio recobertas com grafite Aerodag G, que também tem a propriedade de evitar a emissão de elétrons secundários. As placas de alumínio e molibdênio são superpostas em hastes de celeron, distanciadas entre si por espaçadores de celeron e de cobre.

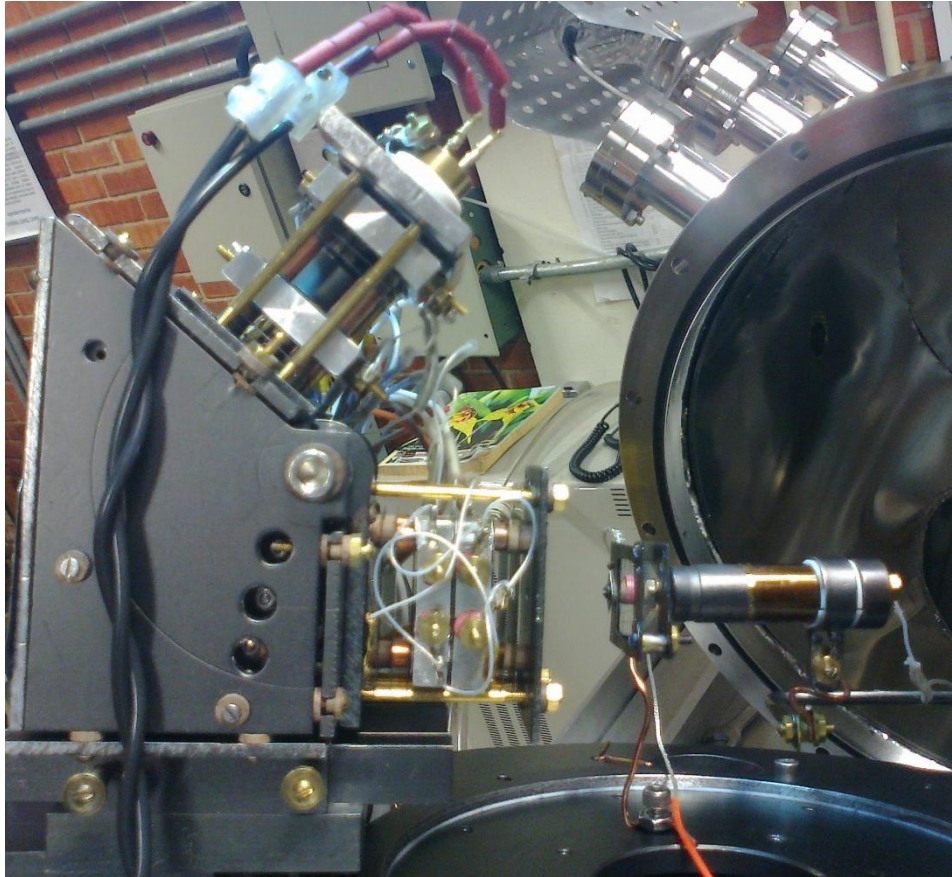


Figura 3.3 Vista da região de colisão, composta pelo canhão de elétrons monocromatizado o analisador de campo retardador e o coletor de Faraday.

O canhão é conectado a um circuito eletrônico através de fios presos por meio de conectores de cobre e cabos blindados, que fornecem a cada elemento do canhão os potenciais desejados. O circuito consiste em vinte e dois conjuntos de potenciômetros trabalhando dois a dois em série. Em cada conjunto de potenciômetros acrescentamos dois capacitores para minimizar ruídos introduzidos no sistema pela operação dos potenciômetros. A Figura 3.4 apresenta uma vista do circuito construído. São empregados para alimentação deste circuito, uma fonte de voltagem Kepco e baterias de 9 V para as deflexões. Uma fonte de corrente Agilent é utilizada para alimentação de corrente do filamento que é tipicamente de 2,3 A.

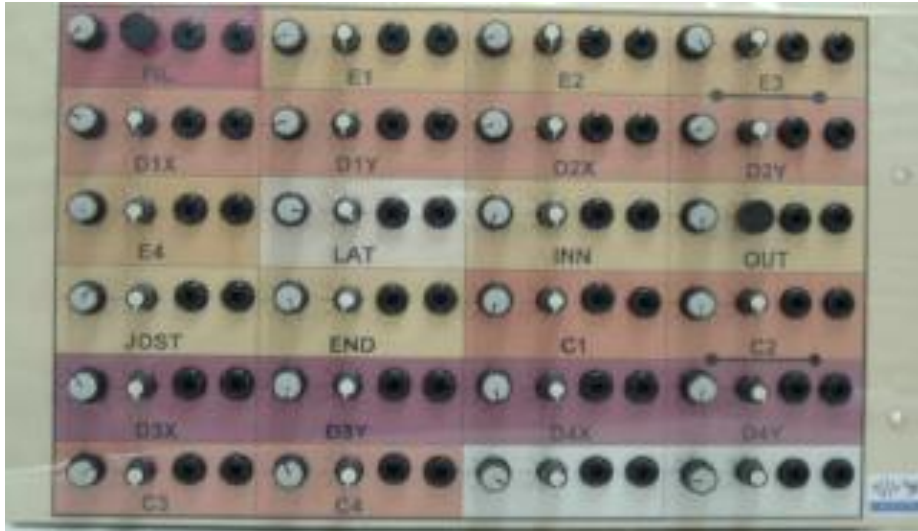


Figura 3.4: Vista do painel do circuito de controle de alimentação do canhão.

As lentes eletrostáticas são formadas pelos campos eletrostáticos gerados em regiões que apresentam variações de potenciais, por exemplo, entre as placas. As lentes utilizadas logo após o anodo definem geometricamente o feixe eletrônico, ou seja, seu estado de colimação e foco, e também sua energia, antes que este entre no seletor de energias. Após as lentes eletrostáticas é utilizado um seletor de energia cilíndrico dispersivo 127^0 , para monocromatizar o feixe incidente.

3.3 Seletor de Energia Cilíndrico Dispersivo 127^0

O seletor cilíndrico, discutido no capítulo 2, se baseia dispersão cromática, que ocorre quando um feixe de partículas carregadas sofre a ação do campo eletrostático radial formado entre suas cascas cilíndricas. A dispersão pode ocorrer tanto no plano de transmissão do feixe, como no plano perpendicular a este.

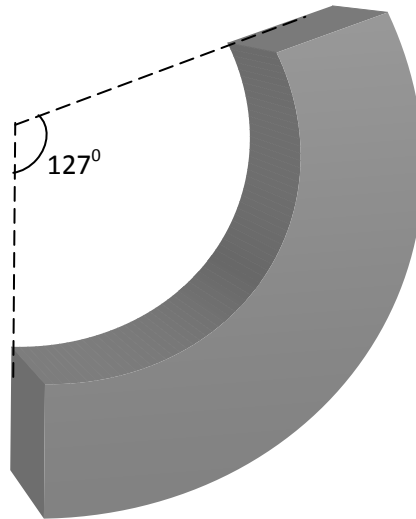


Figura 3.5 O seletor cilíndrico dispersivo 127°.

Se E_0 é a energia de passagem das partículas transmitidas através do seletor, sua resolução em energia (ΔE), dada pela medida da largura total a meia altura (FWHM) da distribuição de energia do feixe transmitido pela fenda de saída do seletor (SCD-127°) é dada pela equação 3.1:

$$\frac{\Delta E}{E_0} = \frac{w}{R_0} + \frac{2}{3}(\Delta\alpha)^2 + \frac{1}{2}(\Delta\beta)^2 \quad (3.1)$$

onde:

w é o diâmetro das fendas de entrada e saída do analisador;

E_0 é a energia de passagem;

$\Delta\alpha$ é ângulo de abertura do feixe no plano de dispersão;

$\Delta\beta$ é o ângulo de abertura do feixe no plano perpendicular ao da dispersão.

É importante salientar que a eficiência do analisador depende de sua eficiência de transmitir o feixe selecionado, mas também de sua resolução relativa definida por $\frac{\Delta E}{E_0}$, que representa sua capacidade de selecionar energia. Por sua vez, a resolução ΔE , depende tanto de sua geometria como das características do feixe eletrônico na sua fenda de entrada (da energia de passagem do feixe E_0 e do seu estado de colimação que é representado pelos

valores de $\Delta\alpha$ e $\Delta\beta$). Somente elétrons com energia de passagem $E_0 \pm \Delta E/2$ bem definida conseguem passar através da fenda de saída.

Através da escolha dos potenciais aplicados nas cascas cilíndricas geramos desvios nas trajetórias dos feixes de elétrons, de maneira que somente aqueles com energias de passagem E_0 conseguem descrever a trajetória curvilínea, de forma a sair do outro lado pela fenda do seletor. Aquelos elétrons com energia inferior a E_0 colidem com o cilindro interno do seletor e os com energias maiores que E_0 se chocam com sua casca externa. Se $V = E_0/q$ é o potencial aplicado à fenda de entrada do analisador, com E_0 sendo a energia de passagem requerida e q o módulo da carga da partícula, então os potenciais aplicados nas placas interna e externa, V_{interior} e V_{exterior} respectivamente, utilizados para selecionar uma dada energia de passagem E_0 são:

$$V_{\text{exterior}} = V \left(1 - 2 \ln \frac{R_2}{R_0} \right) \quad (3.2)$$

$$V_{\text{interior}} = V \left(1 - 2 \ln \frac{R_1}{R_0} \right) \quad (3.3)$$

onde:

V_{interior} é o potencial aplicado à placa interna do analisador;

V_{exterior} é o potencial aplicado à placa externa do analisador;

$V = \frac{E_0}{e}$ é o potencial aplicado à fenda de entrada do analisador, com E_0 sendo a energia de passagem requerida e “e” o módulo da carga do elétron;

R_1 raio da placa interna do analisador;

R_2 raio da placa externa do analisador;

R_0 raio médio do analisador de 26,25mm.

O seletor de elétrons utilizado em nosso canhão possui fendas de entrada e saída do feixe de Molibdênio com 0,8 mm de diâmetro e raio interno e externo das cascas cilíndricas iguais a $R_1=11,0$ mm e $R_2= 41,5$ mm, respectivamente. A superfície das cascas cilíndricas são revestidas por grafite aerossol Aerodag G.

Considerando que as dimensões de nosso seletor aplicadas à equação 3.1, para um feixe ideal, com abertura angulares $\Delta\alpha$ e $\Delta\beta$ iguais a zero, tem-se que o poder de resolução máximo possível é igual a 0,03. A tabela 3.1 apresenta a resolução do canhão esperada em condições ideais para diferentes energias de passagem, e os diferentes potenciais aplicados nas cascas interna e externa, de acordo com as equações 3.2 e 3.3:

Tabela 3.1.- Resolução máxima ΔE esperada do seletor em função da energia de passagem E_0 e voltagens aplicadas nas cascas cilíndricas.

$E_0(\text{eV})$	$V_{\text{ext}}(\text{V})$	$V_{\text{int}}(\text{V})$	$\Delta E(\text{meV})$
1	0,0839	2,7395	30
2	0,1678	5,479	60
3	0,2517	8,2185	90
5	0,4195	13,6975	150
10	0,839	27,395	300

Após atravessarem o seletor, um sistema de lentes eletrostáticas aceleradoras eleva a energia do feixe até o valor de impacto desejado, focaliza e colima o feixe eletrônico no ponto de colisão. As lentes usadas são do tipo de fenda, lentes Calbick, as quais possuem suas aberturas com diâmetros de 1, 2, 5 e 6 mm concêntricas, e são separadas por espaçadores de *celeron* que dão sustentação a estrutura do canhão.

Na Figura 3.6 é mostrado um diagrama esquemático de canhão de elétrons monocromatizado.

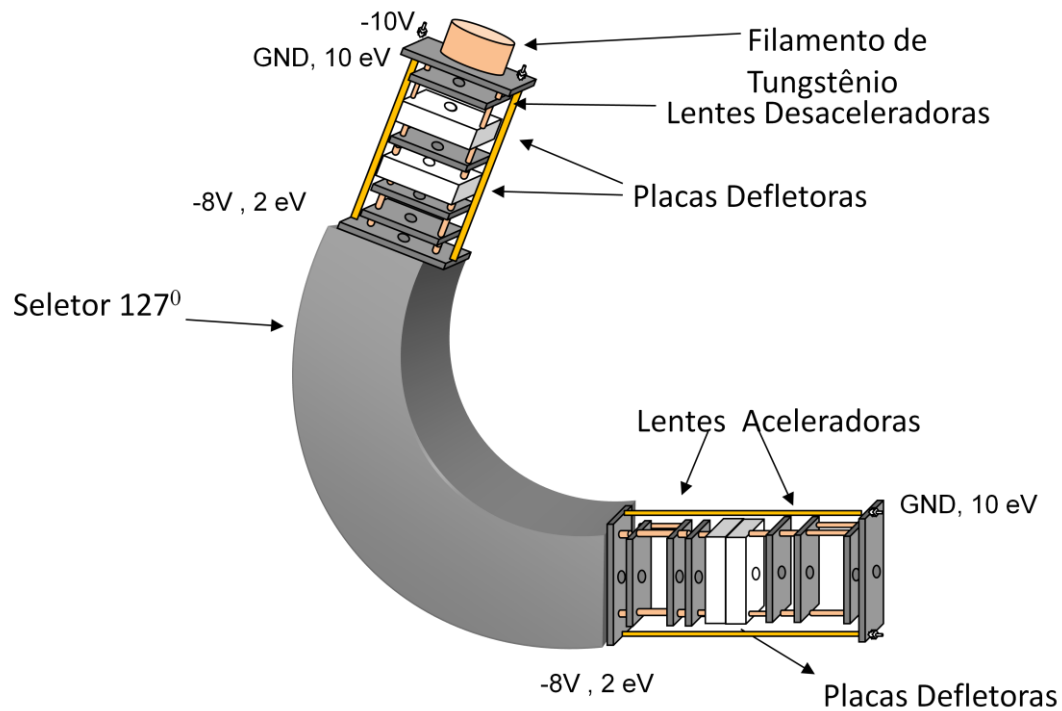


Figura 3.6 – Canhão de Elétrons Monocromador

3.4 Eficiência do Canhão de Elétrons de Baixa Energia.

Quando se está interessado em obter dados sobre a eficiência de um canhão de elétrons, é importante levar em consideração fatores como a intensidade, as características de foco, colimação e a resolução em energia do feixe eletrônico por ele produzido. O ajuste da intensidade do feixe transmitido através de cada elemento do canhão é feito através de um eletrômetro Keithley- modelo 602. Primeiramente, faz-se a otimização da intensidade do feixe com o eletrômetro conectado à fenda de entrada do monocromador, depois na casca externa do monocromador, aplicando em sua fenda de entrada um potencial que define a energia de passagem do feixe. Em seguida, aplicam-se as voltagens adequadas nas cascas interna e externa, conforme as equações (3.2) e (3.3) para o seletor cilíndrico dispersivo 127° , para obtenção de corrente na fenda de saída do monocromador. O passo seguinte é monitorar o feixe de elétrons nos elementos das lentes aceleradoras à frente do seletor, otimizando-se a transmissão do monocromador pelo ajuste grosso e fino das voltagens aplicadas nas suas cascas interna e externa. Então, para garantir que o feixe atravesse a região de colisão é feita a

leitura da intensidade do feixe no coletor de Faraday, onde são ajustados os potenciais das lentes aceleradoras.

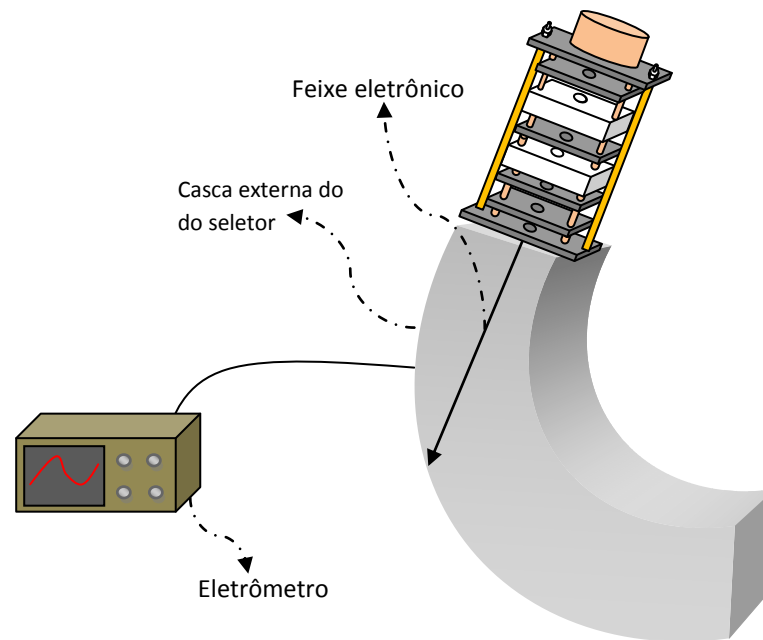


Figura 3.7 Determinação da intensidade do feixe não monocromatizado.

Para a análise de energia e detecção dos elétrons que são produzidos pelo canhão monocromatizado utiliza-se um analisador de campo retardador (ACR) e um coletor de Faraday.

3.5 Analisador de Campo Retardador

O sistema de análise de energia e detecção dos elétrons que são produzidos pelo canhão monocromatizado é composto pelo analisador de campo retardador (ACR) feito com malhas de molibdênio e pelo detector de partícula carregada, o coletor de Faraday, ao qual está conectado um eletrômetro Keithley-modelo 602 para medida da corrente que passa pelo analisador em cada estágio do processo.

A escolha pelo Analisador de Campo Retardador se deve a sua simplicidade de construção e aos bons resultados obtidos até o momento. Neste trabalho, a função do analisador de campo retardador consiste portanto, em determinar com o máximo de precisão possível qual é o perfil energético dos elétrons produzidos pelo canhão monocromatizado, de

forma que se possa determinar o quanto o canhão desenvolvido neste trabalho é capaz de produzir feixes com energia mais determinada o possível, ou seja com menor ΔE , largura a meia altura da distribuição energética do feixe.

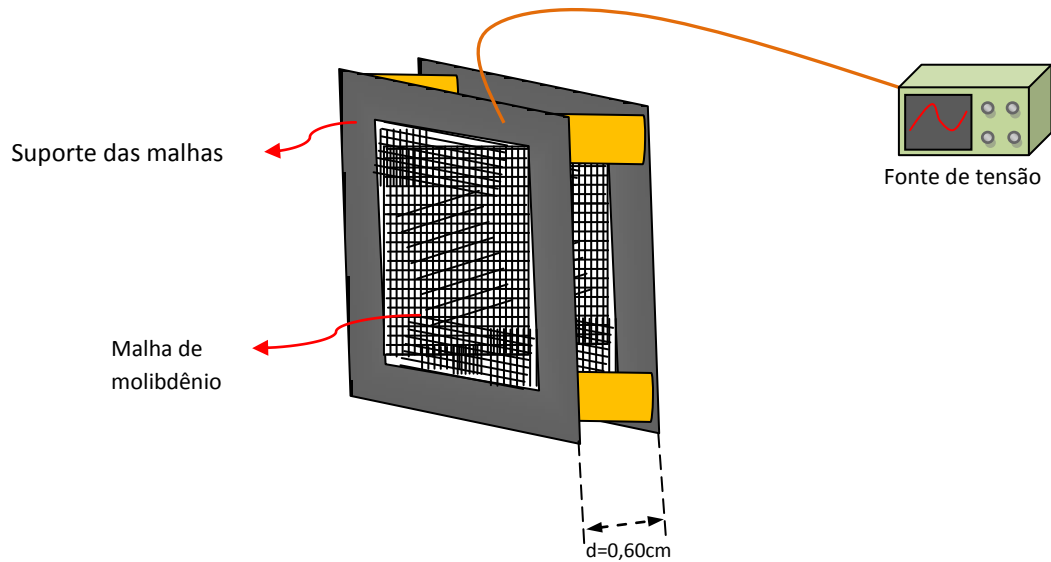


Figura 3.8 – Diagrama esquemático do Analisador de Campo Retardador utilizado neste trabalho.

A resolução foi medida pela observação do pico correspondente aos elétrons que passaram pelas grades. O diâmetro do feixe de elétrons é suficientemente pequeno para que os efeitos devido ao tamanho deste não pudessem contribuir para a resolução.

A Figura abaixo mostra uma curva característica que apresenta a intensidade da corrente que chega ao coletor de Faraday em função do potencial na grade do analisador. A distribuição em energia dos elétrons detectados pode ser obtida pela derivada primeira da intensidade em função do potencial retardador, como mostra a Figura 3.10.

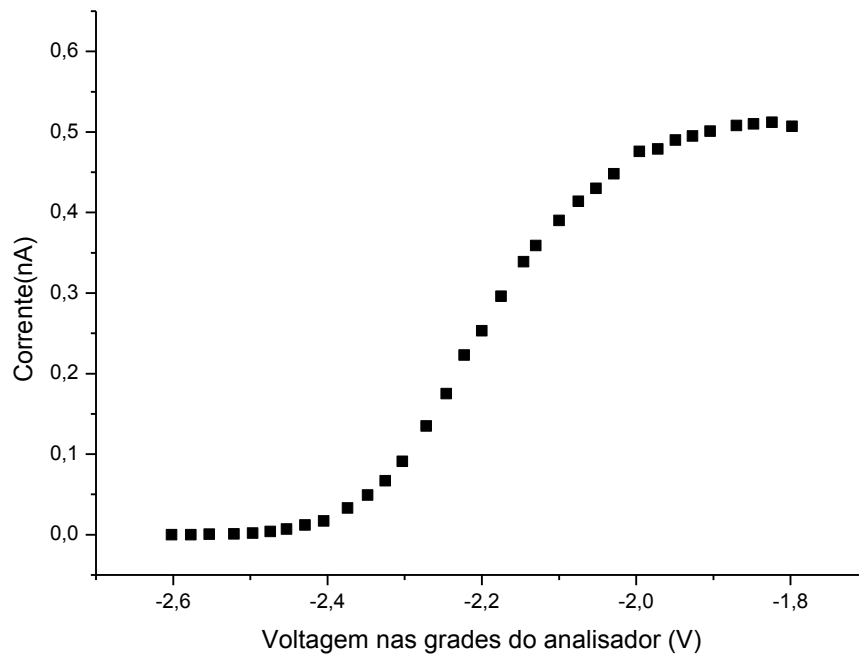


Figura 3.9 Intensidade da corrente no coleor de Faraday variando com o potencial aplicado no ACR, para um feixe eletrônico de 2,2eV produzido pelo canhão monocromatizado.

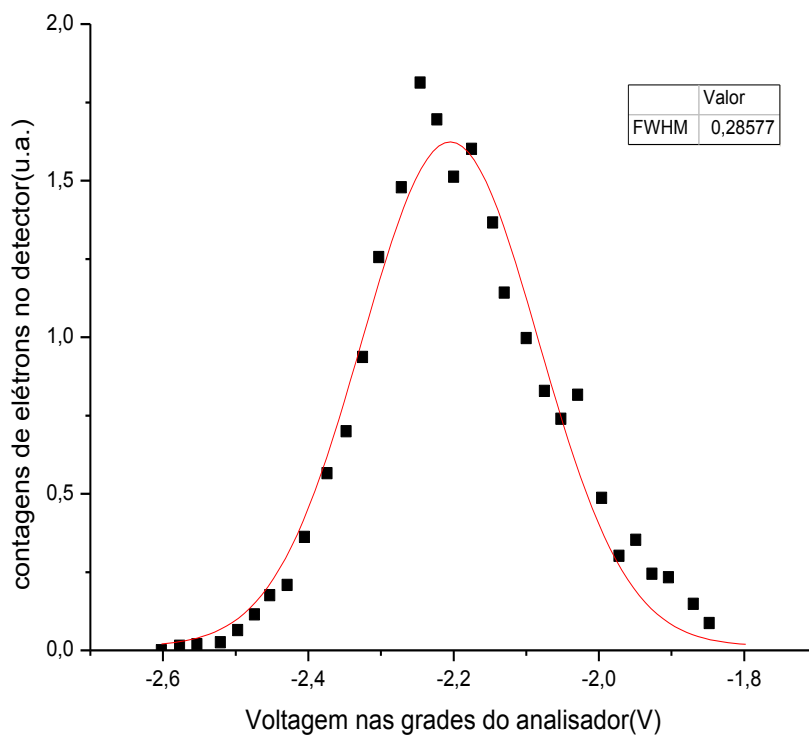


Figura 3.10 – Distribuição em energia do analisador através da diferenciação dos dados do gráfico anterior.

Ao usar um ACR para análise de resolução em energia do canhão monocromatizado, é importante lembrar de que a resposta de um analisador real desvia do ideal. Através de uma cuidadosa construção, esses desvios podem ser minimizados. Infelizmente, é impossível produzir um verdadeiro plano equipotencial com uma grade dotada de um certo potencial. Experimentalmente (Enloe, 1994) foi verificado que a tal resolução pode ser degradada devido ao surgimento de uma diferença de potencial entre os fios da grade e o centro dos furos. O potencial tende a se "deformar" entre os fios da grade, apresentando um potencial de retardamento não uniforme. A consequência de um potencial de retardamento não uniforme é que ao invés de ter uma resposta em função da energia, a resposta do analisador é amenizada. O desvio máximo relativo $\Delta V / V$, representa o limite da resolução de energia do analisador. Além disso, a resposta do detector é deslocada para cima em energia (ou seja, um maior potencial de retardamento é necessário para compensar o potencial reduzido entre os fios da rede). Essa deterioração da resolução pode ser minimizada com a modificação geométrica da grade, empregando malhas mais finas ou até grades múltiplas ligadas ao mesmo potencial. Esta estratégia foi utilizada em nosso analisador.

3.6 Coletor de Faraday

A intensidade do feixe eletrônico transmitido através do ACR é monitorada por um coletor de Faraday, mostrado esquematicamente na figura 3.11.

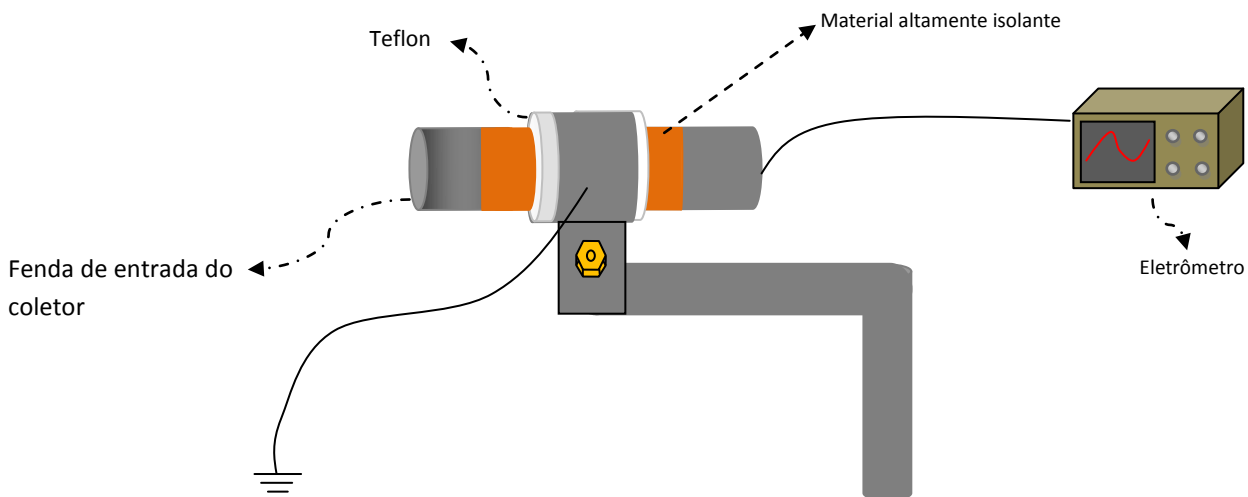


Figura 3.11 – Representação esquemática do coletor de Faraday.

A geometria do coletor foi projetada de forma a aperfeiçoar ao máximo a captura dos elétrons. O cilindro de captura é ligado ao eletômetro que mede a corrente incidente sobre ele, sendo este isolado eletricamente de sua base de fixação através de teflon, revestido de capton. Durante todo o trabalho, correntes da ordem de nanoamperes puderam ser obtidas com boas condições de foco e estabilidade nos intervalos de energia estudados. Tanto o ACR como o coletor de Faraday foram fixados em uma mesa giratória, alinhados ao eixo do feixe de elétrons incidente como mostra a Figura 3.2. Esta mesa giratória, mostrada na Figura 3.12, foi por nós projetada e construída, a fim de acomodar diferentes tipos de analisadores neste espectrômetro, para a realização de espectroscopia com resolução angular como a Espectroscopia de Perda de Energia de Elétrons. Através de um flange com uma engrenagem presa em seu eixo central, pode-se fazer a variação angular da mesa utilizando outra engrenagem de transmissão do movimento, como mostra a Figura 3.12. A mesa é isolada eletricamente da câmara de vácuo, possuindo um buraco central com uma resistência fixada em todo seu perfil interno.

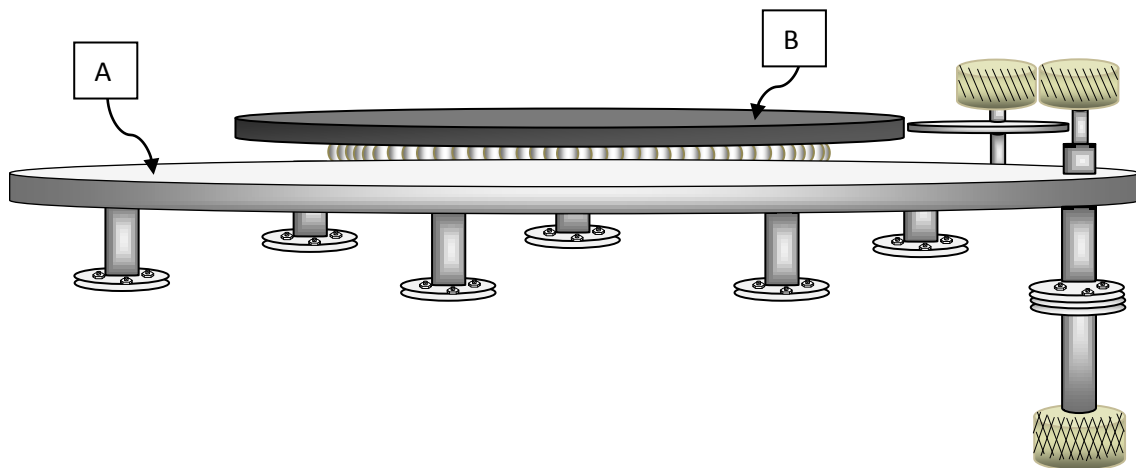


Figura 3.12 Mesa rotatória onde é fixado os elementos de análise. Na plataforma A (fixa) está instalado o canhão de elétrons monocromatizado que permanece fixo e na plataforma B (móvel) analisador de energia.

3.7 Sistema de Vácuo

O espectrômetro foi instalado dentro de uma câmara de alto vácuo, com 43 cm de diâmetro na base e 46,5 cm de comprimento, confeccionada em aço inoxidável não magnético, fechada em uma de suas extremidades por uma flange removível. Neste flange estão instaladas as plataformas que sustentam o espectrômetro (Figura 3.13). Esta flange removível está equipada com várias flanges CF40, através das quais são conectados os conectores elétricos (*feedthroughs*) do canhão monocromatizado de elétrons, do coletor de Faraday do ACR e o sistema móvel de alimentação de amostras gasosas. A câmara que é eletricamente aterrada é revestida internamente por 5 camadas de μ -Metal para blindagem de campos magnéticos espúrios que podem perturbar a trajetória do feixe eletrônico principalmente na região de baixas energias. Com esta blindagem, o campo magnético residual na região dos analisadores e a de colisão é em torno de 3 mGauss.

O sistema de bombeamento utilizado no espectrômetro é composto por uma bomba mecânica de levitação magnética, a qual seu eixo de rotação gira sem uso de rolamentos o que nos deixa livres de qualquer óleo lubrificante que possa vir a ser transferido para a câmara com a contaminação desta, e uma bomba turbomolecular VARIAN, com velocidade de

bombeamento de 2000 l/s. Para o sistema de refrigeração da bomba turbo molecular, utiliza-se um circuito fechado de água destilada, que é resfriado por um Chiller MECALOR.

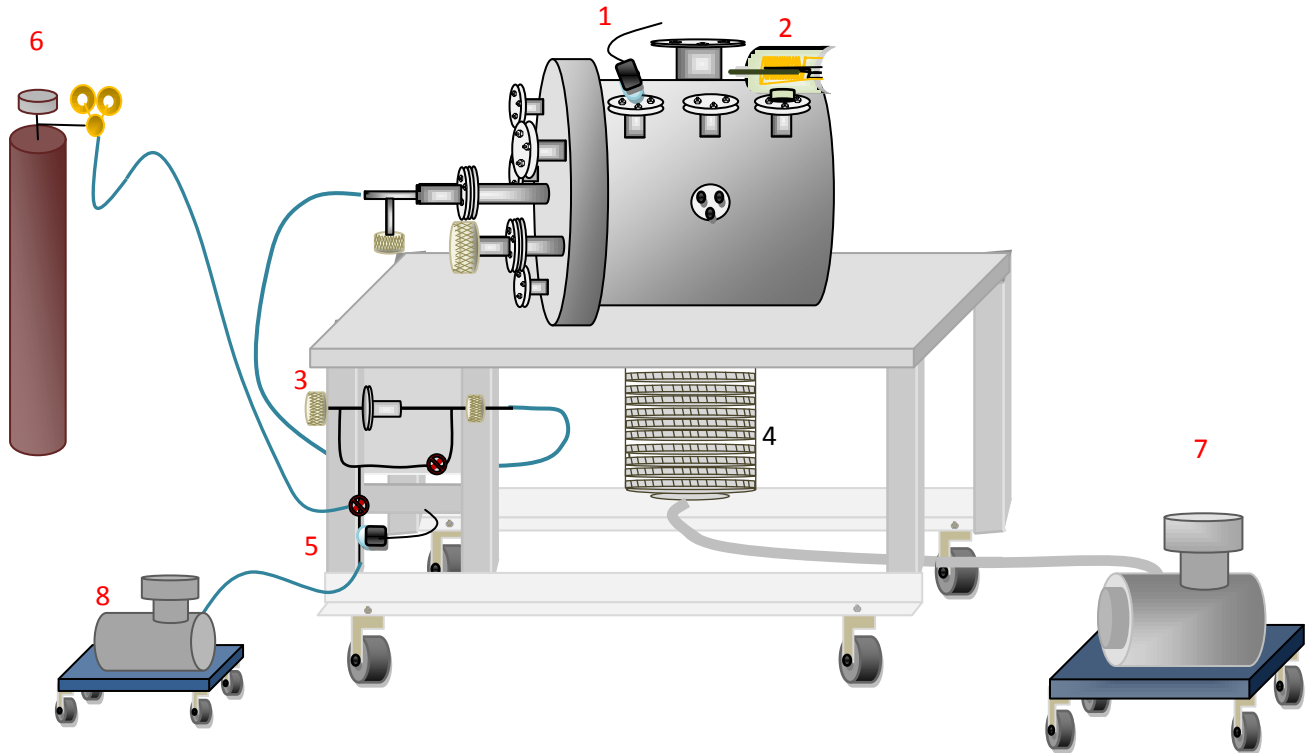


Fig. 3.13 Sistema de vácuo. 1 – Medidor de pressão da câmara termopar; 2 – Medidor de pressão da câmara Bayard-Alpert; 3 - Válvula Agulha; 4 – Bomba turbomolecular; 5 – Medidor de pressão termopar da linha de gás; 6 – Cilindro da amostra gasosa; 7 – Bomba mecânica da câmara por levitação magnética; 8 – Bomba mecânica da linha de gás.

Para a medida da pressão em regime de pré-vácuo é utilizado um sensor do tipo termopar VARIAN. Quando a pressão no interior da câmara atinge valores da ordem de 10^{-3} Torr, a bomba turbo-molecular é acionada, para que se possa atingir níveis de pressão de alto vácuo (10^{-7} Torr), em aproximadamente 2 horas. Neste momento, a medida da pressão é feita, através de uma válvula de ionização tipo Bayard Alpert VARIAN. A pressão final atingida pela câmara é cerca de 2×10^{-7} Torr.

Capítulo 4

Análise dos dados.

O objetivo deste capítulo consiste em apresentar os dados obtidos para a caracterização do canhão de elétrons monocromatizados de baixas energias em termos da intensidade do feixe eletrônico produzido, estado de focalização, colimação e a resolução em energia.

4.1 Teste de Desempenho do Canhão de Elétrons Não-Monocromatizado.

Primeiramente, é importante discutir a intensidade do feixe produzido pelo canhão antes de selecionarmos sua energia, para parametrizar a análise do feixe monocromático.

Num primeiro momento, realizamos a análise da eficiência do canhão sem o estágio de monocromatização comparando sua eficiência com a obtida por uma versão anterior deste obtida na dissertação de mestrado de R. A P Alessio no ano de 2009.

Na primeira versão do canhão as seguintes características foram observadas:

- corrente de aquecimento do filamento = 2,7A

Região de energia = 0,34 a 200 eV

- Diâmetro menor que 0,6 mm

- intensidades variando de 0,42nA para 0,3 eV a 111,6 nA para 41,5eV.

A intensidade do feixe para energias inferiores a 4 eV eram menores que 1,5 nA e assim, sua monocromatização era impraticável. Entretanto uma série de processos importantes durante a colisão de elétrons com moléculas ocorrem nesta região inferior a 5 eV, e portanto, a melhora de sua eficiência seria decisiva para possibilitar-nos estudos nesta faixa de

baixíssimas energias. Na Figura 4.1 é apresentada a curva da intensidade do feixe não monocromatizado produzido pela versão inicial do canhão.

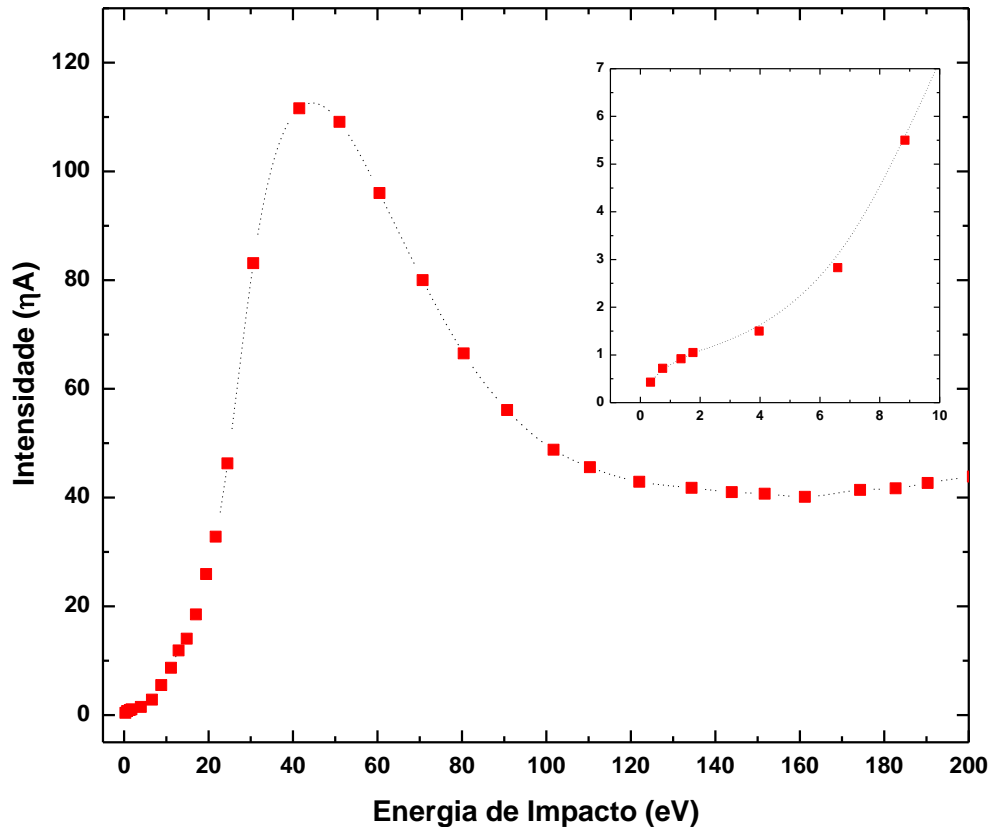


Figura 4.1: Curva da eficiência da primeira versão do canhão de elétrons não monocromatizado.

Este gráfico foi obtido ajustando-se os potenciais do canhão para uma energia do feixe incidente de 0,3 eV e variando-se continuamente o potencial de alimentação do circuito, sem nenhum outro ajuste nos potenciais de cada elemento. A região de energias superiores a 200eV, não foram consideradas uma vez que as isolações do canhão e sua alimentação foram projetadas para operação de feixes de até 200 eV.

Depois da análise cuidadosa da primeira edição do canhão, foi observada que era possível aumentar a eficiência deste através de uma série de mudanças. Entretanto, esta não era uma tarefa simples, dada a grande dificuldade em se trabalhar com elétrons de baixas energias.

Foi realizada uma série de modificações na nova versão do canhão, desenvolvido neste trabalho, envolvendo: melhora no circuito eletrônico de controle do canhão com o objetivo de

minimizar os ruídos gerados no feixe; modificação do projeto do canhão visando melhorar a blindagem das regiões onde os elétrons eram, mesmo que minimamente expostos a isolantes ou campos eletrostáticos indesejáveis; alinhamento com maior grau de precisão entre as lentes e deflexões do canhão o que nos permitiu aumentar substancialmente sua eficiência.

Com estas modificações foi possível atingir uma notável melhora na eficiência do canhão nos seguintes aspectos:

- Corrente de aquecimento do filamento: caiu de 2,7A para valores de 2,3 a 2,5 A.
- Região de energia: de 0,34eV a 200 eV passou a ser 0,105 eV a 200 eV
- Diâmetro menor que 0,6 mm mantido
- Intensidade do feixe que era 0,42nA para 0,3 eV a 111,6 nA para 41,5eV., passou a ser 0,1 nA para 0,105 eV a 280 nA para 160 eV.

Há de se destacar que utilizando-se valores menores de energias de aquecimento do filamento, a resolução do feixe melhora drasticamente, como foi discutido no capítulo 2. Verificou-se uma melhora na intensidade do feixe e produção de feixes com baixa energia foi considerável. Valores obtidos para energias de impacto menores que 5 eV são apresentados na tabela 4.1:

Tabela 4.1: Intensidades de corrente para energias de 1,2 e 5 eV.

Energia	Intensidade da corrente
1 eV	1,6 nA
2 eV	2,15 nA
5eV	2,2 nA

É importante notar ainda que foi possível obter feixes com valores de energia de 0,105 eV e intensidades de até 280 nA para feixes de 170 ev, o que é uma prova de pioneirismo do grupo do LEAM - UFJF no Brasil, uma vez que nenhum outro laboratório no Brasil obteve valores tão surpreendentes.

No gráfico da Figura 4.2 é mostrado uma comparação da eficiência da primeira versão do canhão (em azul) e da versão atual (em vermelho).

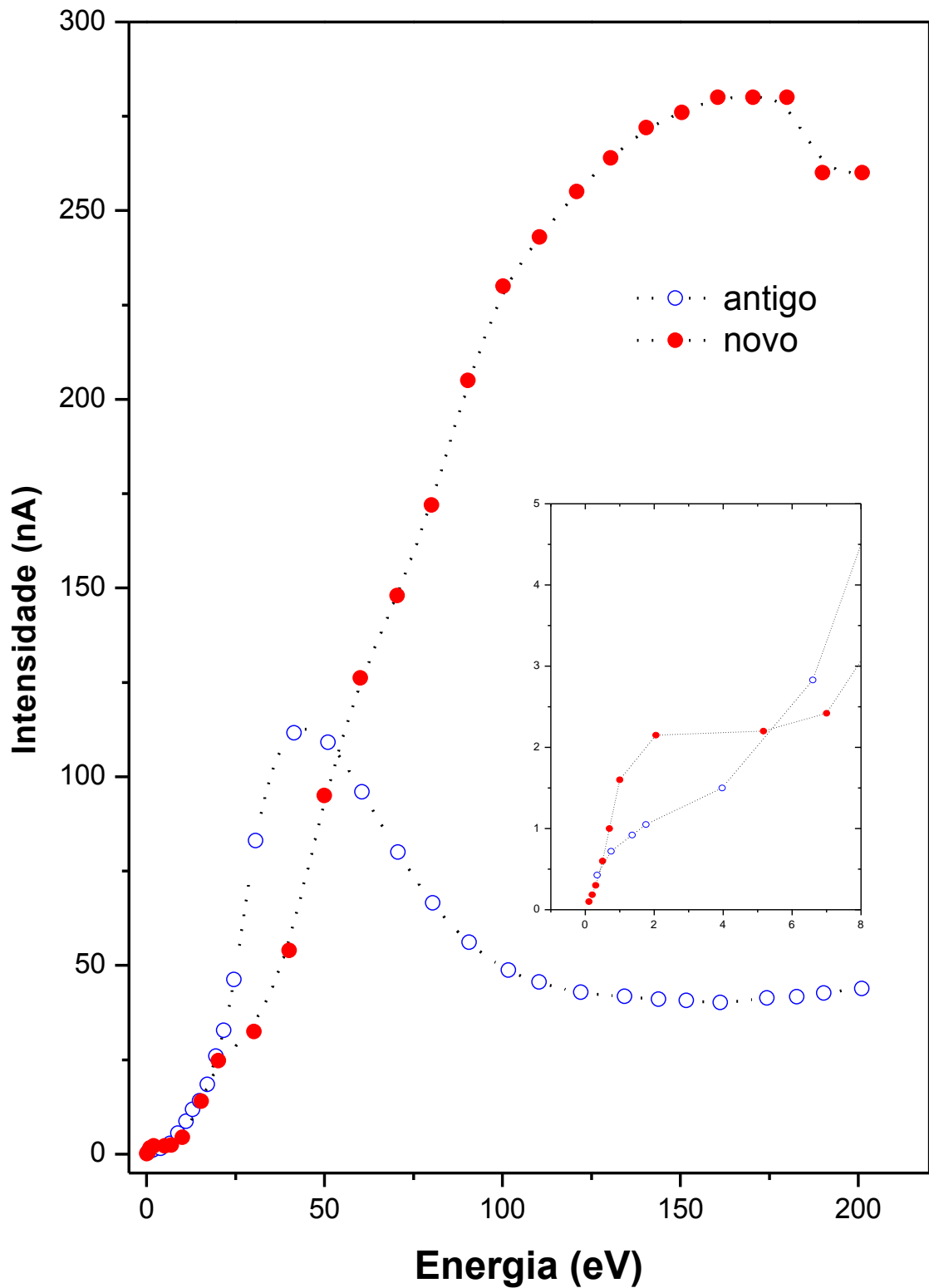


Figura 4.2. Comparação entre a eficiência antes (gráfico em azul) e a eficiência depois (gráfico em vermelho) dos ajustes feitos neste trabalho.

Com os valores de intensidade registrados foi possível monocromatizar o feixe eletrônico produzido, conforme será discutido a seguir obtendo-se intensidades de corrente

que possibilitam a realização de espectroscopias, como de perda de energia de elétrons e captura eletrônicas.

4.2 Análise das Resoluções em Energia Obtidas.

Para análise de energia do feixe produzido pelo canhão eletrônico, optamos pelo ACR devido a sua fácil concepção. Foram testados diferentes projetos de analisadores, com diferentes arranjos e distanciamentos entre as malhas. Também, diferentes malhas, com diferentes densidades de fios, foram testadas. Neste processo, o analisador foi aprimorado sucessivamente até se chegar ao arranjo atual. Foram realizadas medidas da resolução dos feixes monocromáticos produzidos com energias de 2, 5 e 10 eV. Para realização destas medidas, foi utilizado um analisador de campo retardador tal que seu potencial de alimentação foi alterado de acordo com a energia do feixe produzido. Assim quanto maior a energia potencial de repulsão sofrida pelo feixe eletrônico devido ao potencial nas grades do analisador, mais elétrons são repelidos pela grade (pois esta se aproxima da energia cinética do feixe). Se V é o potencial das grades, então apenas elétrons com energia cinética $\frac{mv^2}{2}$ (onde v é a velocidade do elétron perpendicular às grades de retardamento) maior do que qV conseguem superar o analisador e atingir o coletor.

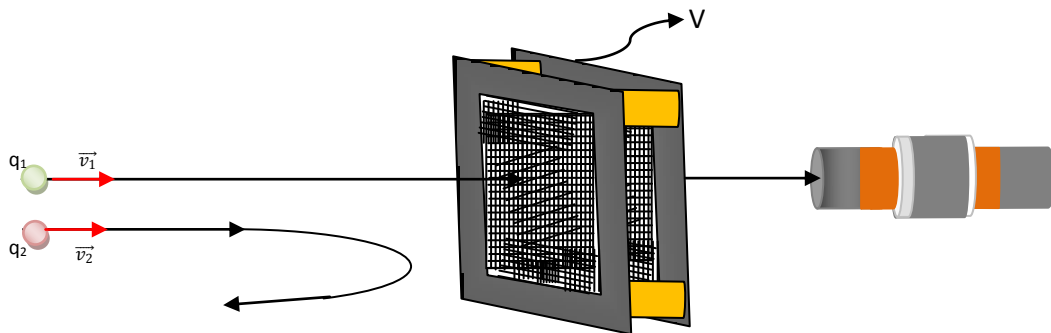


Figura 4.3 A partícula de carga q_1 passa pelo analisador pois $mv_1^2/2$ é maior que q_1V . A partícula de carga q_2 possui energia cinética menor que q_2V e por isso é repelida.

Verifica-se que a taxa com que os elétrons são repelidos pelas grades à medida que aumenta-se o potencial nestas, reflete a curva da distribuição de energia do feixe, ou seja, a resolução requerida.

Desta forma, o procedimento adotado foi o seguinte:

1. Variou-se o potencial negativo nas grades de maneira que foi analisada através do coletor de Faraday a intensidade da corrente que passava pelo analisador de campo retardador. Estes elétrons possuíam energia cinética maior do que a energia potencial de repulsão das grades.

2. A partir do gráfico obtido, diferenciamos a curva de maneira que a nova curva obtida fornece a resolução e a energia do feixe.

Para o cálculo da largura a meia altura (FWHM-*Full width at half maximum*) de um pico de uma distribuição, onde l_b é a linha base, l_m é a altura da linha utiliza-se a seguinte equação que descreve a largura da distribuição dos dados:

$$\text{meia altura} = \frac{l_m + l_b}{2} \quad (4.1)$$

A Figura abaixo ilustra como se determina esses valores.

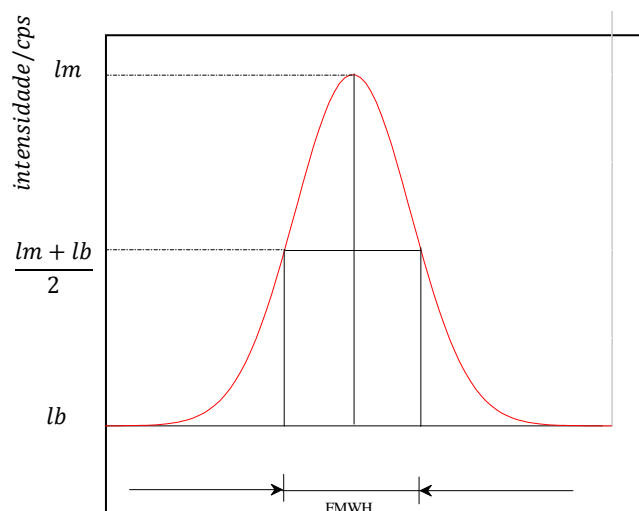


Figura 4.4: Determinação da largura a meia altura (FWHM) de uma distribuição em energia.

São apresentados a seguir as curvas obtidas para análise da monocromatização de feixes com energias de 2, 5 e 10 eV. Verifica-se que a medida que a energia de passagem foi diminuída e a ótica eletrônica otimizada para que o feixe eletrônico fosse mais colimado e

focalizado, diminuindo os valores de w e $\Delta\alpha$ e $\Delta\beta$, a resolução foi melhorando. A série de gráficos apresentados para cada energia reflete este comportamento.

- **Feixes com 10 eV.**

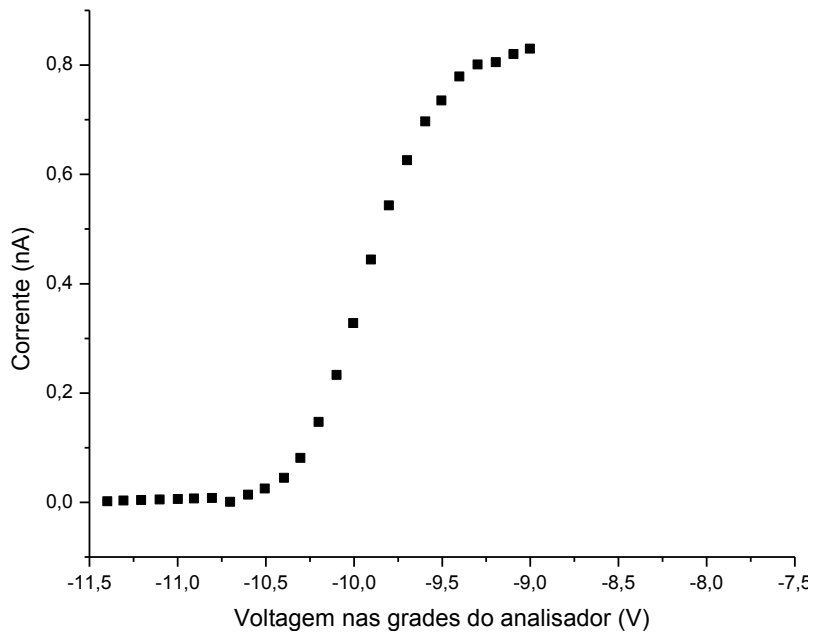


Figura 4.5: Espectro de energia do perfil do feixe de 10eV.

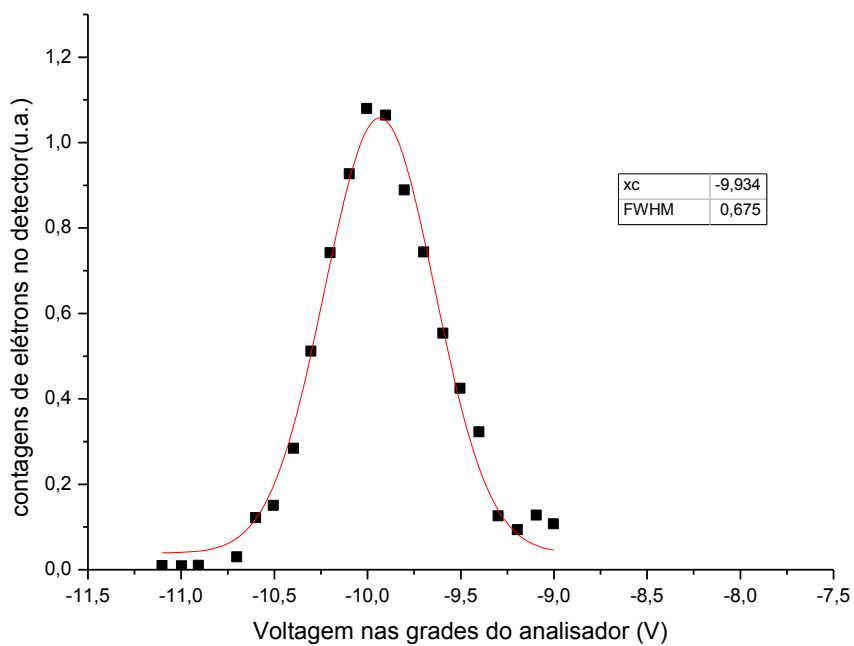


Figura 4.6: Derivada do gráfico anterior que fornece a distribuição energética do feixe de 10 eV. Resolução obtida igual a 675 meV.

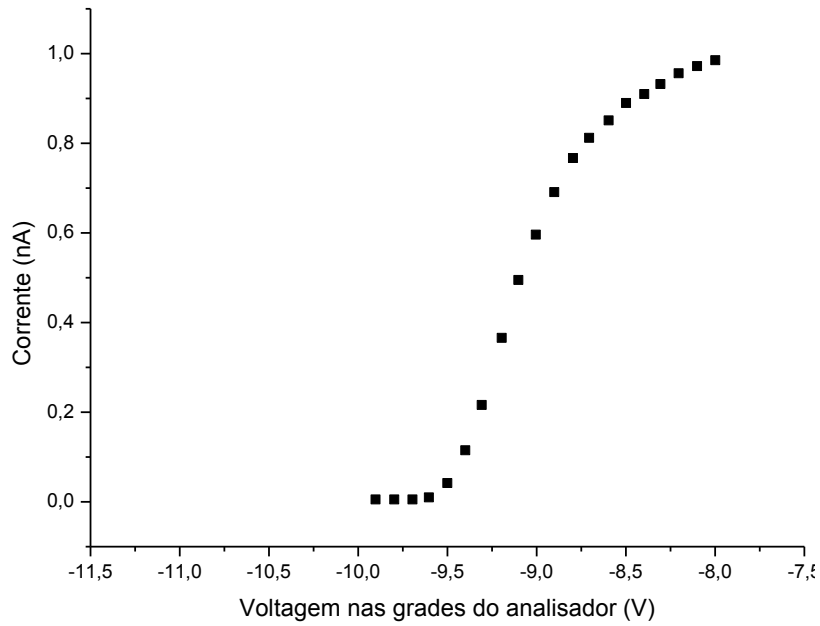


Figura 4.7: Espectro de energia do perfil do feixe de 10eV, com nova sintonia do canhão.

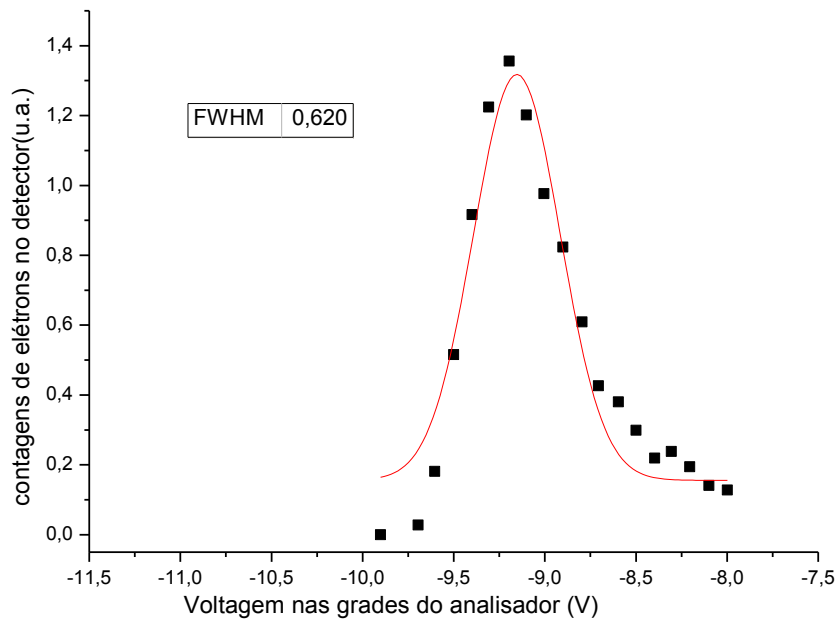


Figura 4.8: Derivada do gráfico anterior que fornece a distribuição energética do feixe de 10 eV. Resolução obtida igual a 620 meV.

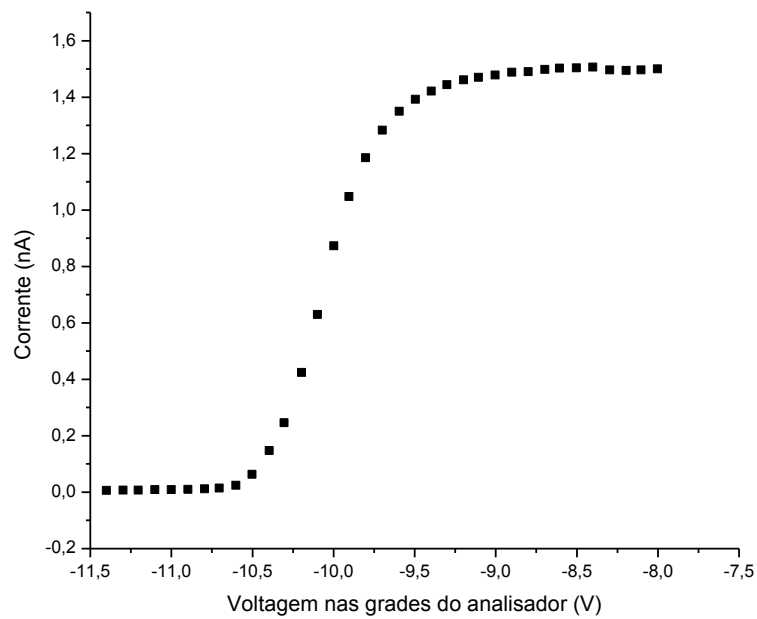


Figura 4.9: Espectro de energia do perfil do feixe de 10eV, com nova sintonia do canhão.

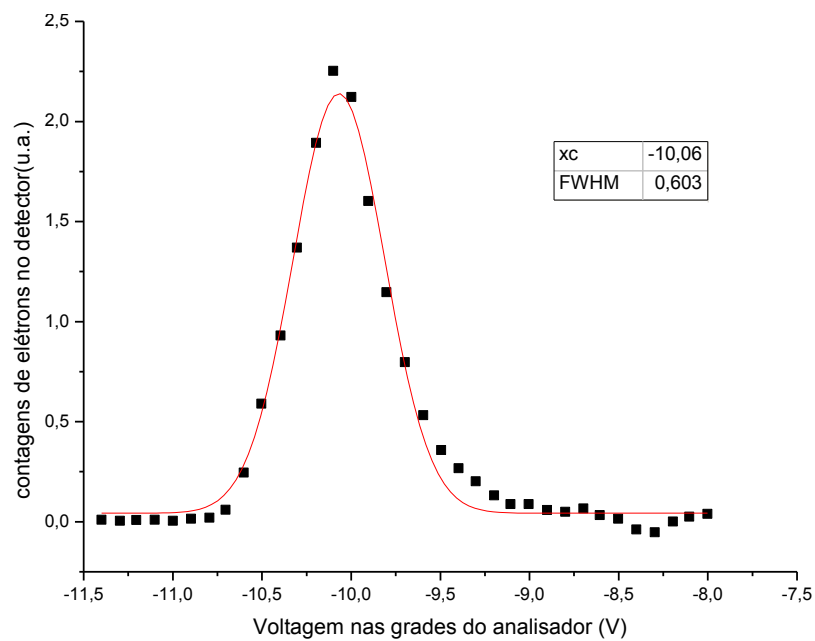


Figura 4.10: Derivada do gráfico anterior que fornece a distribuição energética do feixe de 10 eV. Resolução obtida igual a 603 meV.

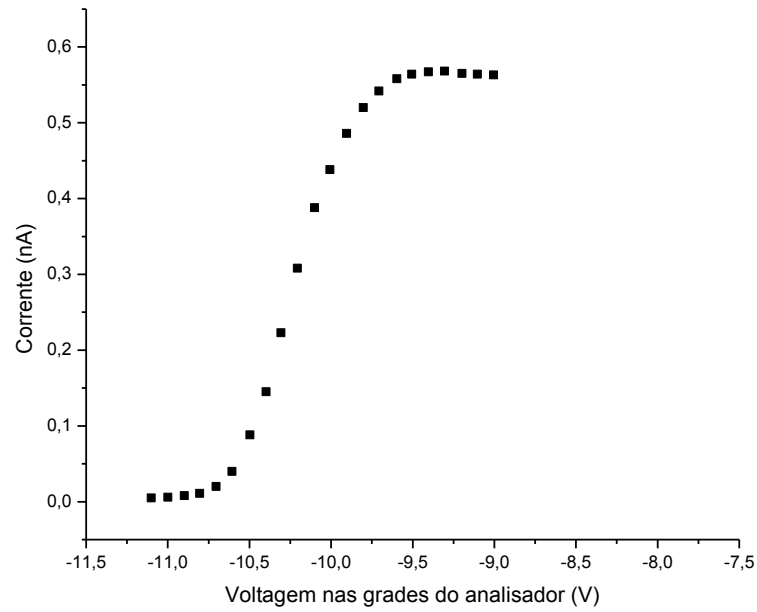


Figura 4.11: Espectro de energia do perfil do feixe de 10eV, com nova sintonia do canhão.

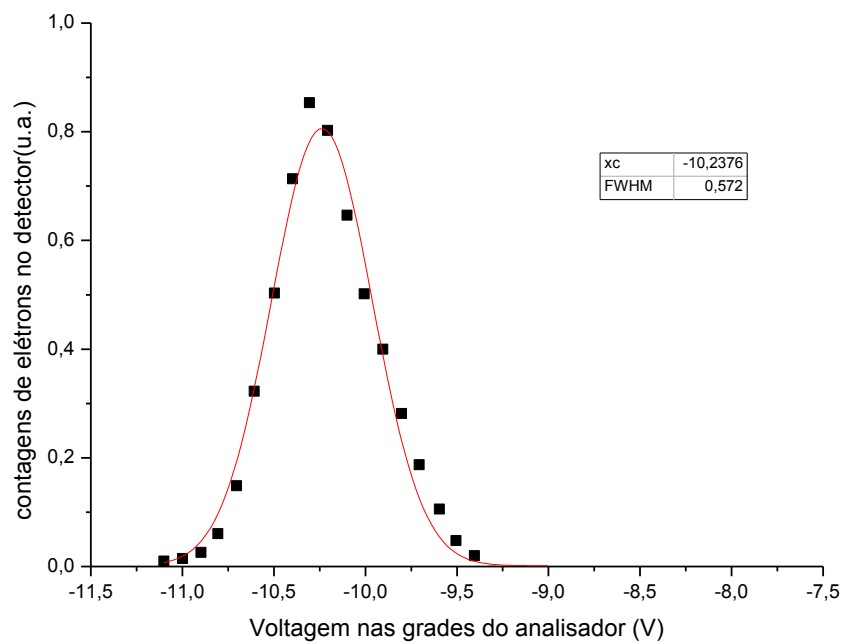


Figura 4.12: Derivada do gráfico anterior que fornece a distribuição energética do feixe de 10 eV. Resolução obtida igual a 572 meV.

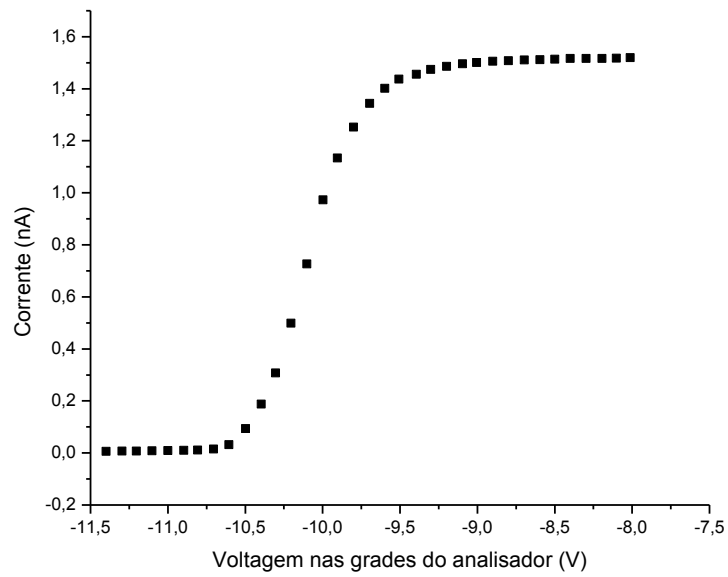


Figura 4.13: Espectro de energia do perfil do feixe de 10eV, com nova sintonia do canhão.

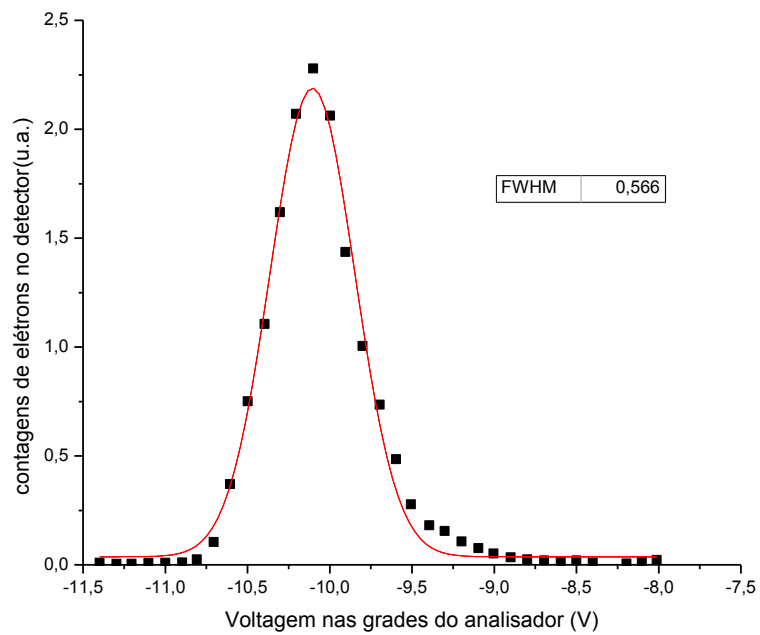


Figura 4.14: Derivada do gráfico anterior que fornece a distribuição energética do feixe de 10 eV. Resolução obtida igual a 566 meV.

- Feixes com 5 eV.

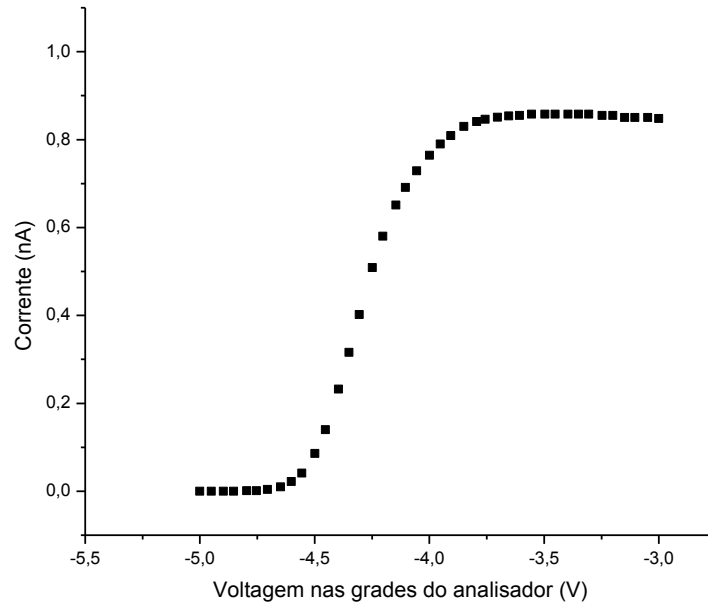


Figura 4.15: Primeiro espectro de energia do perfil do feixe de 5eV.

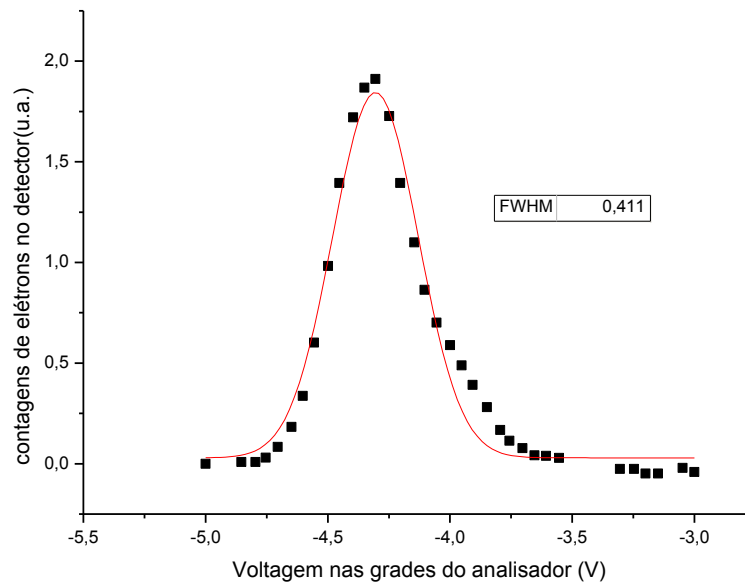


Figura 4.16: Derivada do gráfico anterior que fornece distribuição energética do feixe de 5 eV. Resolução obtida igual a 411 meV.

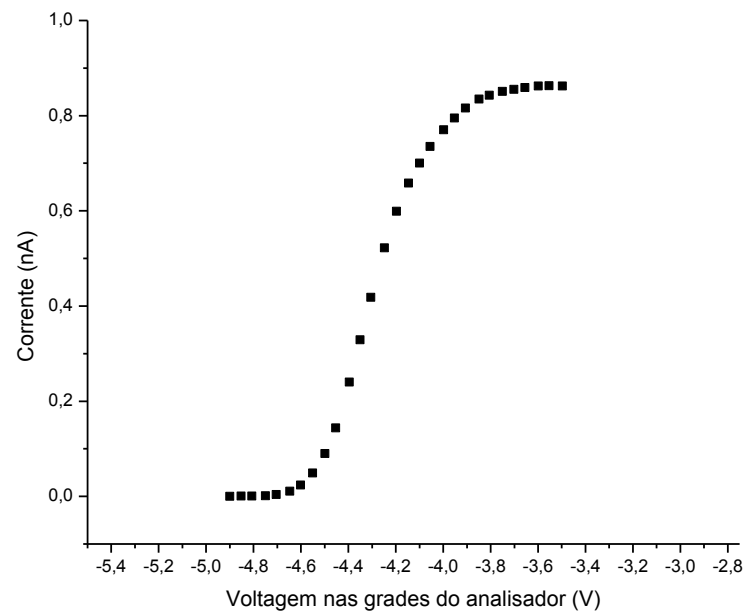


Figura 4.17: Espectro de energia do perfil do feixe de 5eV, com nova sintonia do canhão.

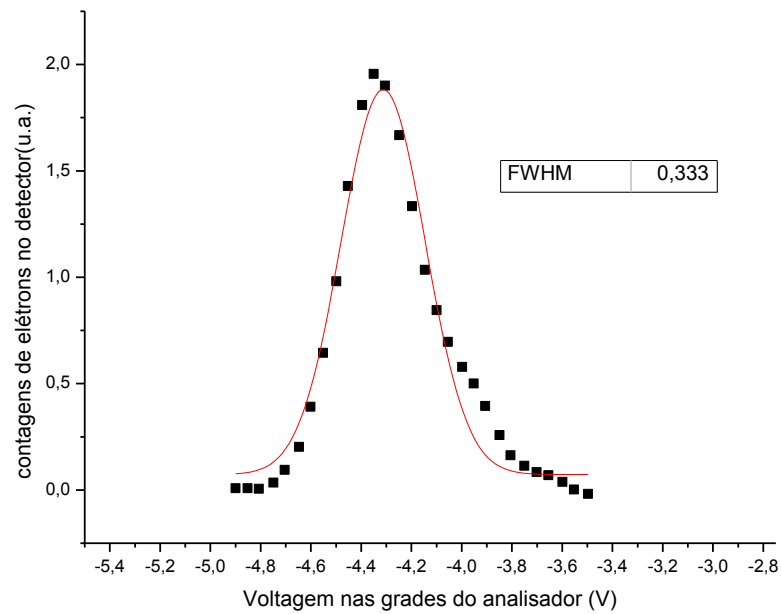


Figura 4.18: Derivada do gráfico anterior que fornece a distribuição energética do feixe de 5 eV. Resolução obtida igual a 333 meV.

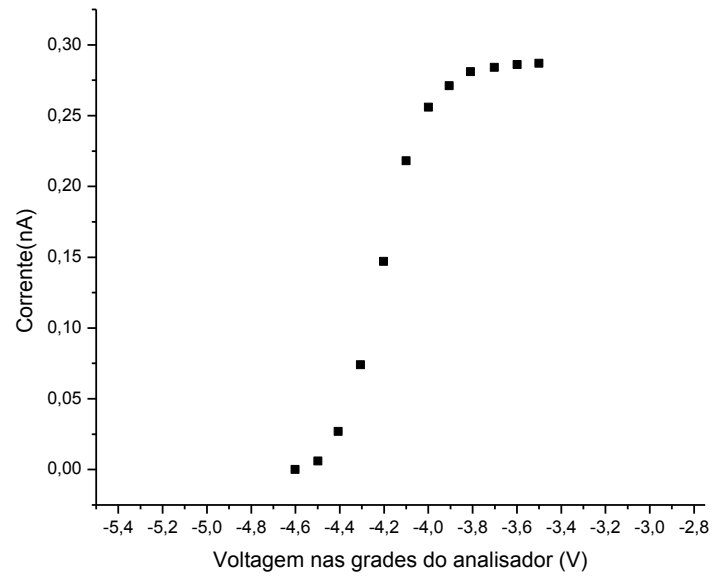


Figura 4.19: Espectro de energia do perfil do feixe de 5eV, com nova sintonia do canhão.

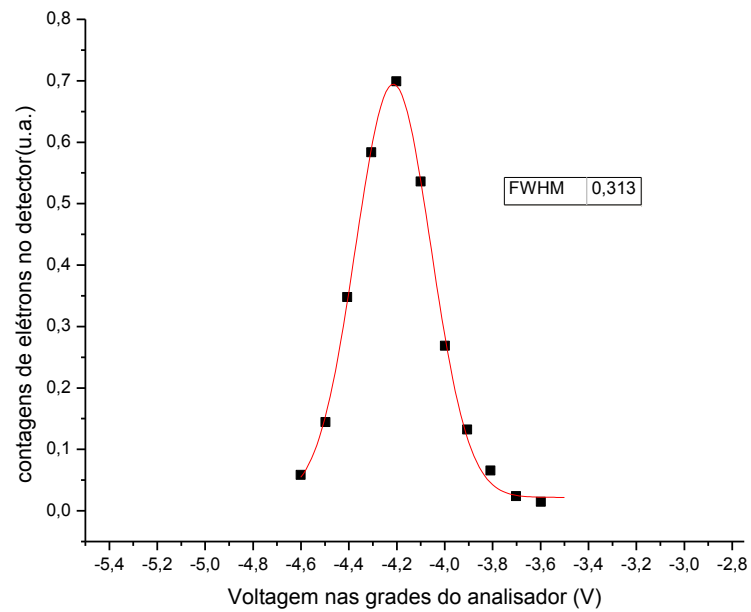


Figura 4.20: Derivada do gráfico anterior que fornece a distribuição energética do feixe de 5 eV. Resolução obtida igual a 313 meV.

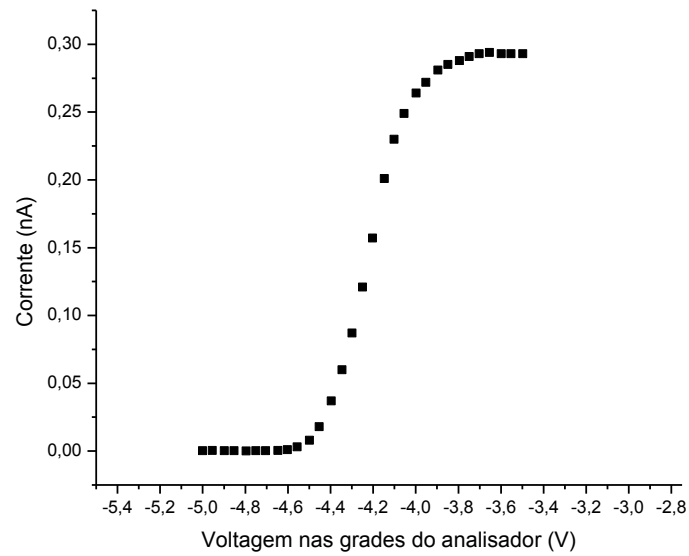


Figura 4.21:Espectro de energia do perfil do feixe de 5eV, com nova sintonia do canhão.

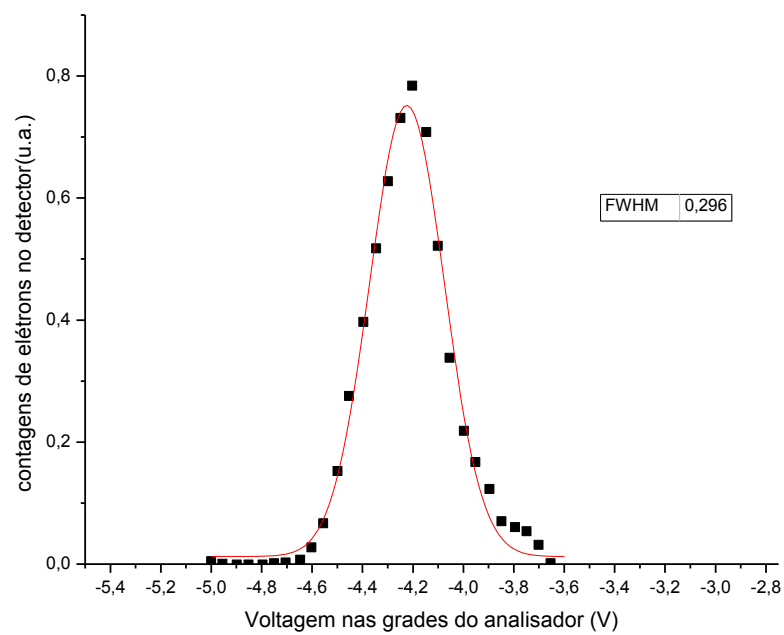


Figura 4.22: Derivada do gráfico anterior que fornece a distribuição energética do feixe de 5 eV. Resolução obtida igual a 296 meV.

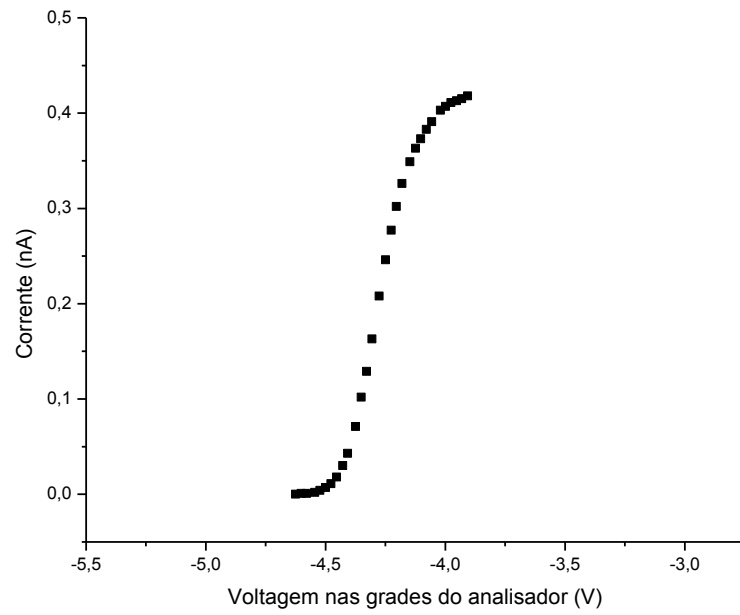


Figura 4.23: Espectro de energia do perfil do feixe de 5eV, com nova sintonia do canhão.

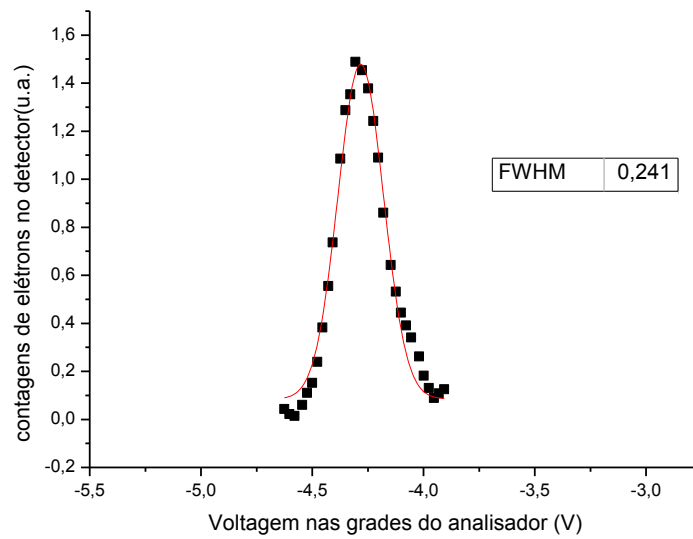


Figura 4.24: Derivada do gráfico anterior que dá distribuição energética do feixe de 5 eV.

- Feixes com 2 eV.

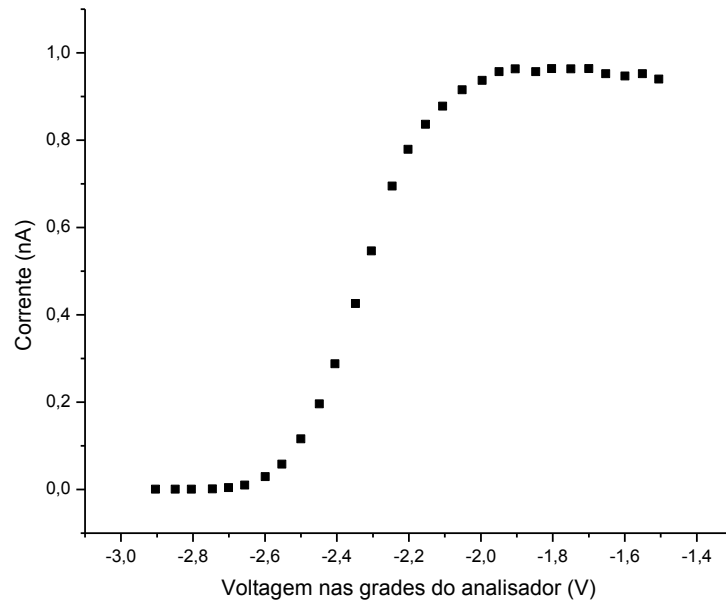


Figura 4.25 Espectro de energia do perfil do feixe de 2 eV,

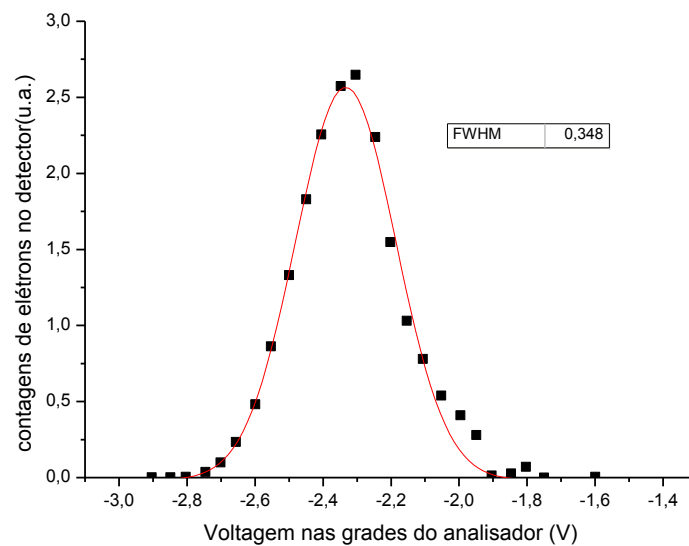


Figura 4.26: Derivada do gráfico anterior que fornece a distribuição energética do feixe de 2eV. Resolução obtida igual a 348 meV.

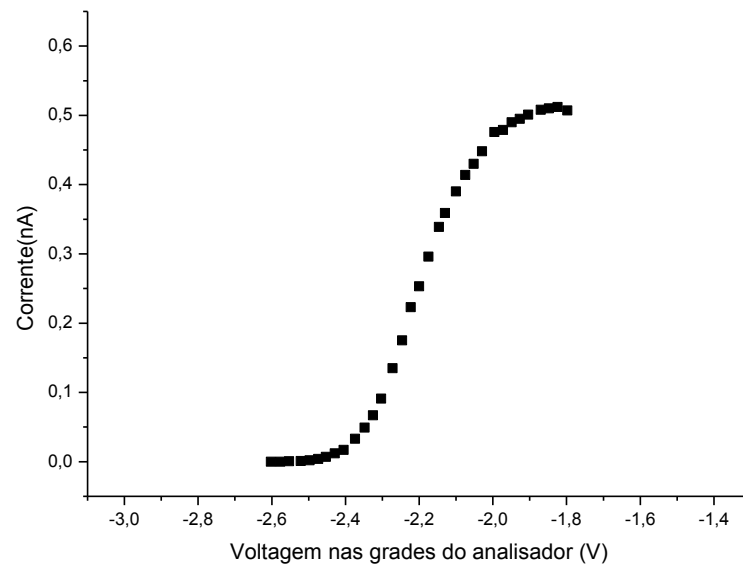


Figura 4.27: Espectro de energia do perfil do feixe de 2eV, com nova sintonia do canhão.

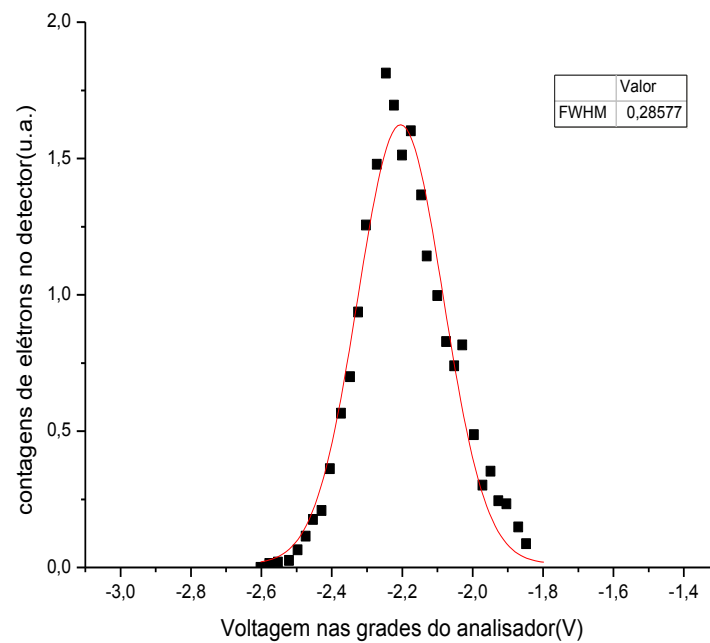


Figura 4.28: Derivada do gráfico anterior que fornece a distribuição energética do feixe de 2eV. Resolução obtida igual a 286 meV.

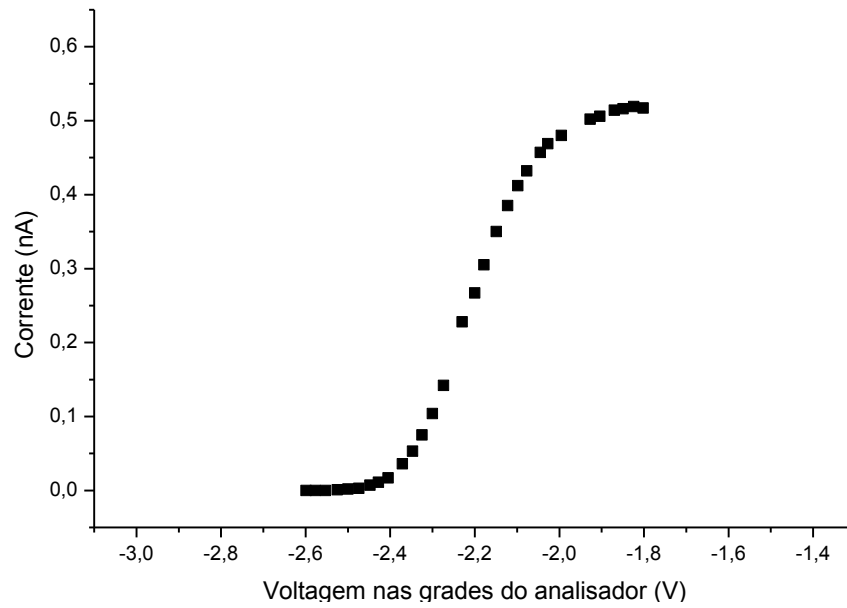


Figura 4.29: Espectro de energia do perfil do feixe de 2eV, com nova sintonia do canhão.

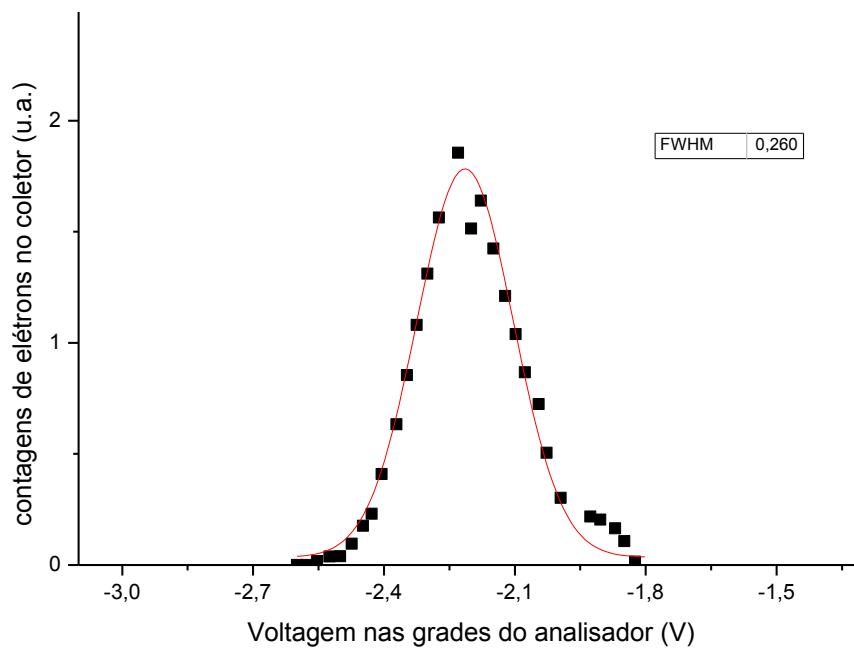


Figura 4.30: Derivada do gráfico anterior que fornece a distribuição energética do feixe de 2eV. Resolução obtida igual a 260 meV.

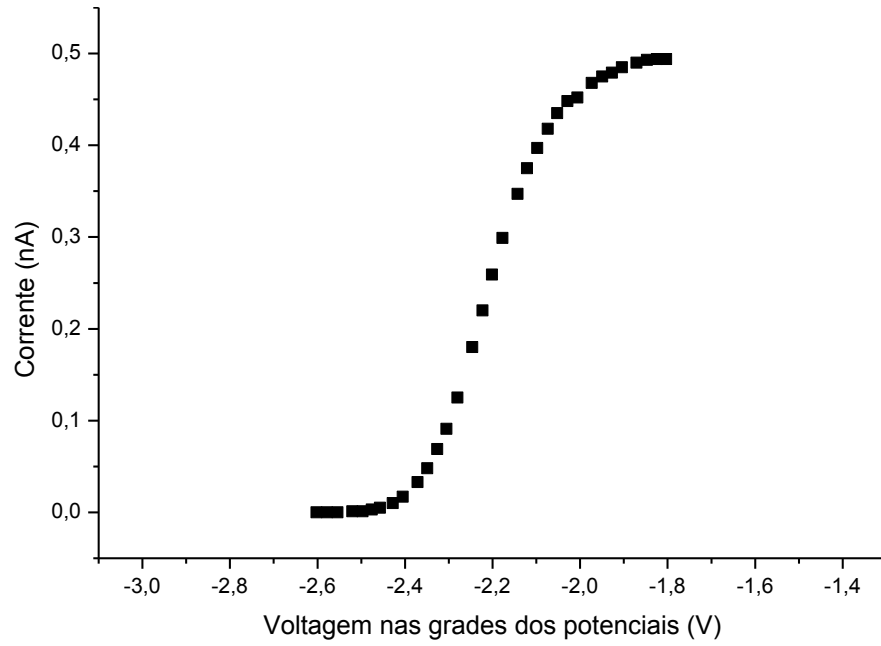


Figura 4.31: Espectro de energia do perfil do feixe de 2eV, com nova sintonia do canhão.

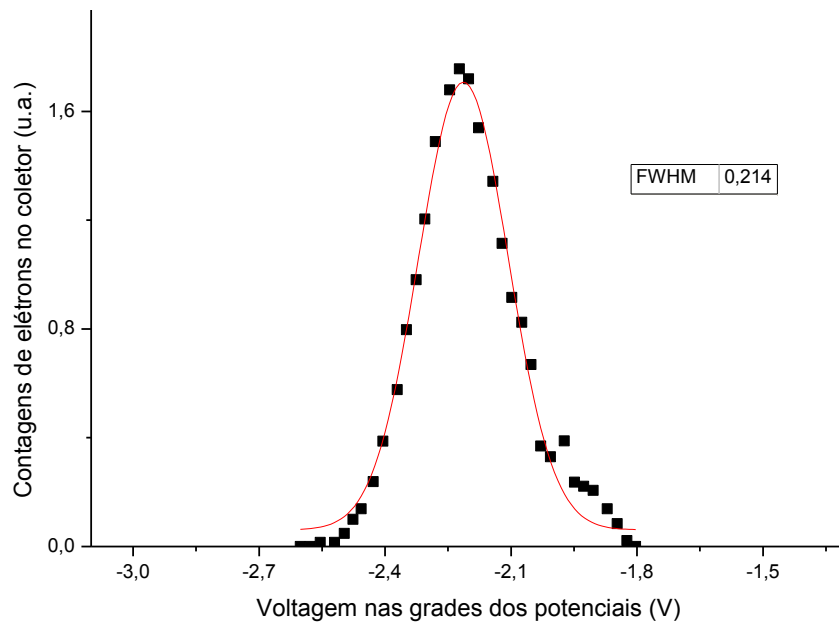


Figura 4.32: Derivada do gráfico anterior que fornece a distribuição energética do feixe de 2eV. Resolução obtida igual a 214 meV.

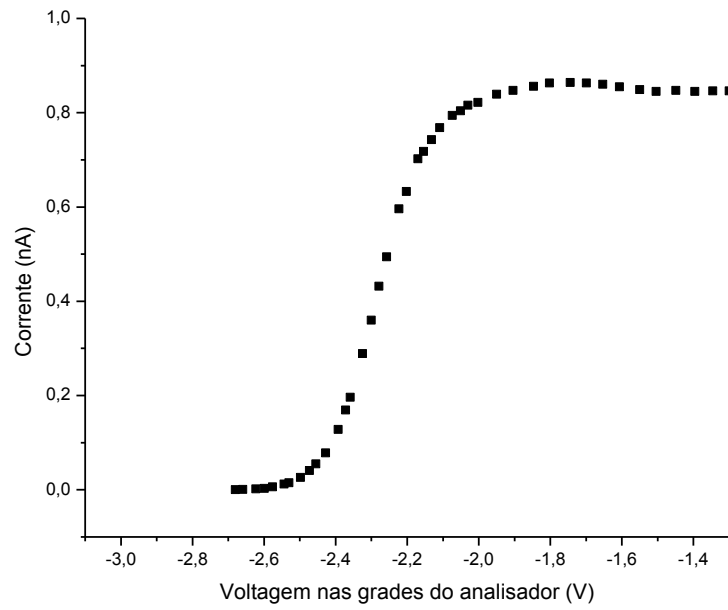


Figura 4.33: Espectro de energia do perfil do feixe de 2eV, com nova sintonia do canhão.

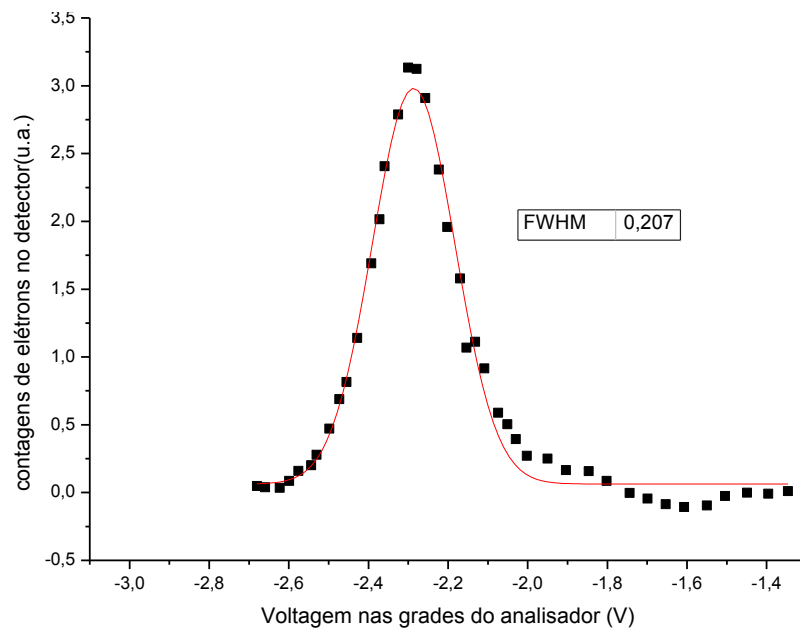


Figura 4.34: Derivada do gráfico anterior que fornece a distribuição energética do feixe de 2 eV. Resolução obtida igual a 207 meV.

•Feixes com 10 eV.

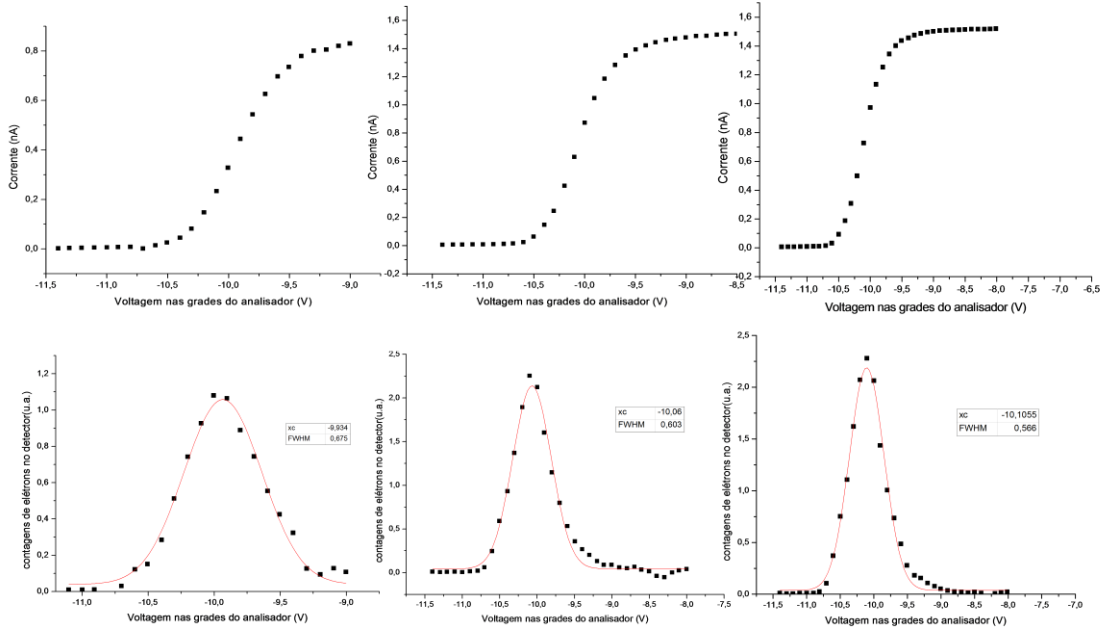


Figura 4.35: Evolução da melhoria na resolução do feixe produzido pelo canhão para energia de impacto de 10 eV.

•Feixes com 5 eV.

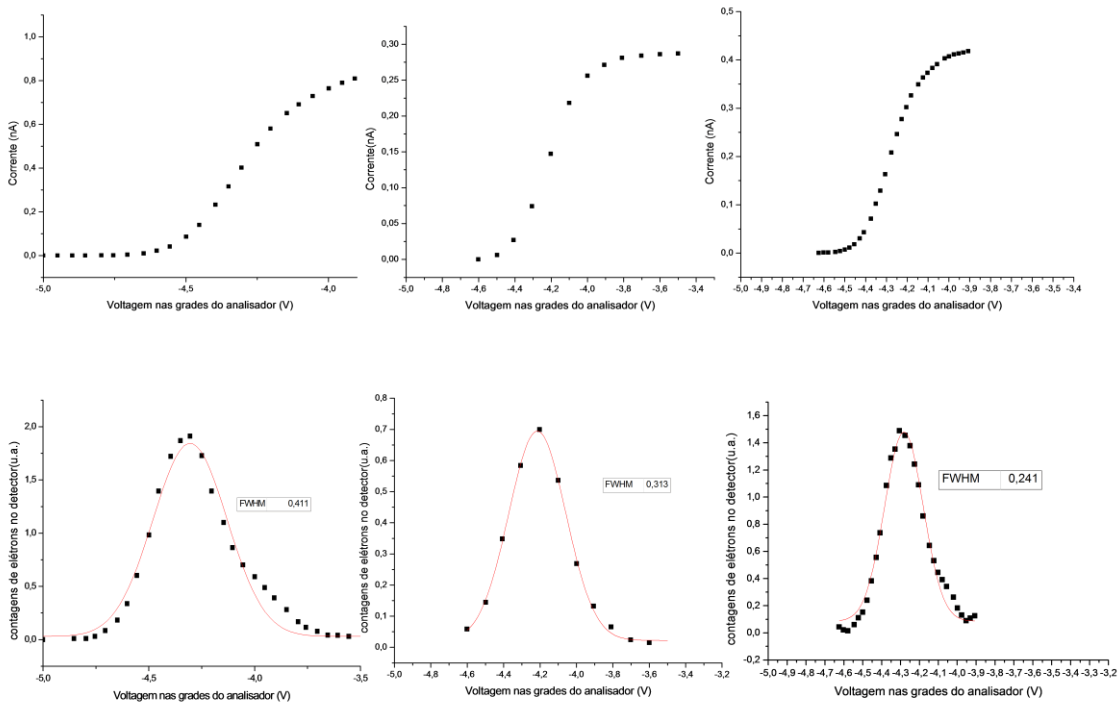


Figura 4.36: Evolução da melhoria na resolução do feixe produzido pelo canhão para energia de impacto de 5 eV.

•Feixes com 2 eV.

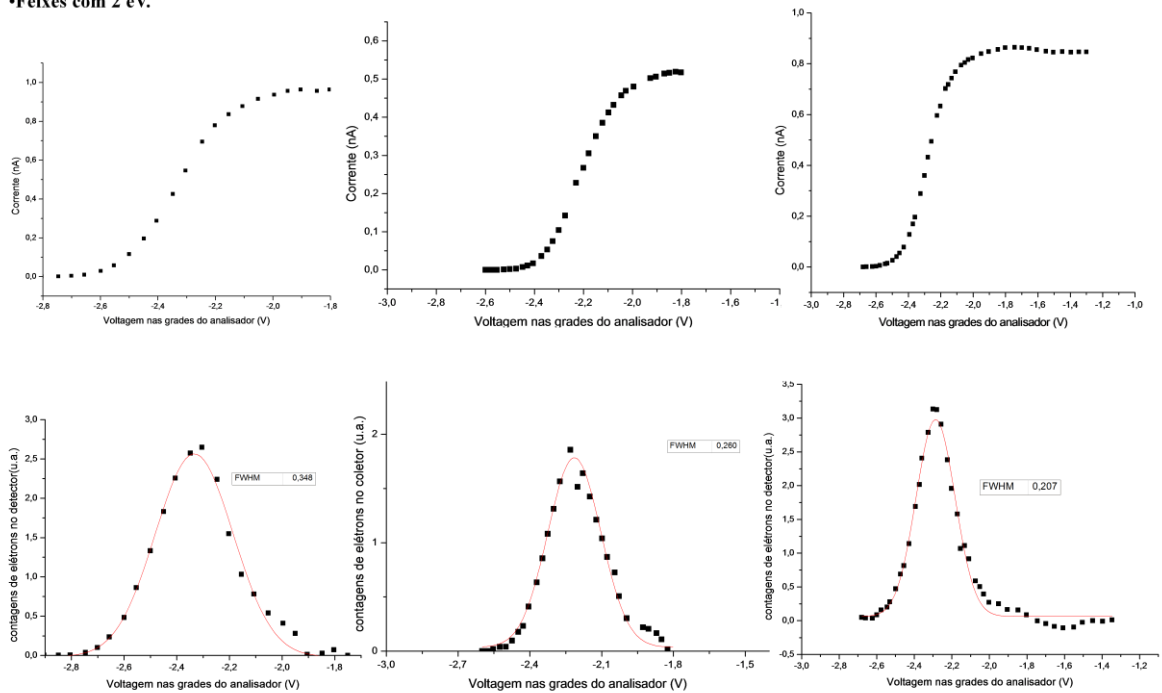


Figura 4.37: Evolução da melhoria na resolução do feixe produzido pelo canhão para energia de impacto de 2 eV.

As Figuras de 4.35 a 4.44 apresentam a evolução da otimização da resolução através da mudança de sintonia do canhão e também abaixamento da corrente do filamento, quando possível.

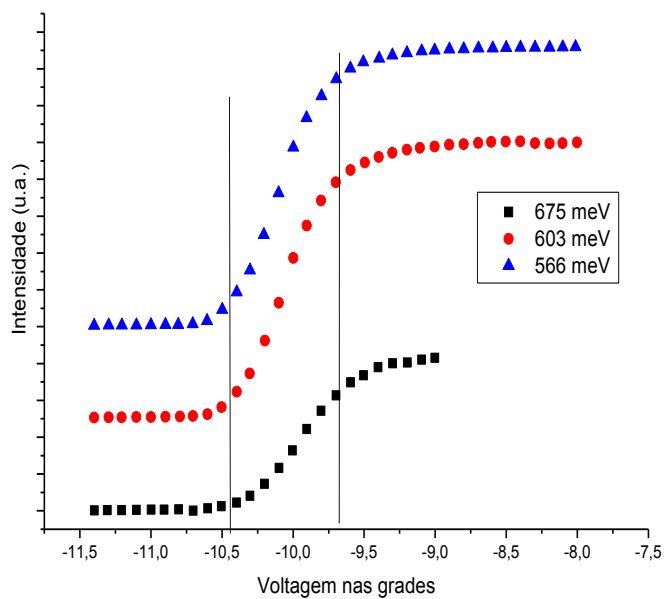


Figura 4.39: Comparação dos espectros de energia de retardamento para 10 eV.

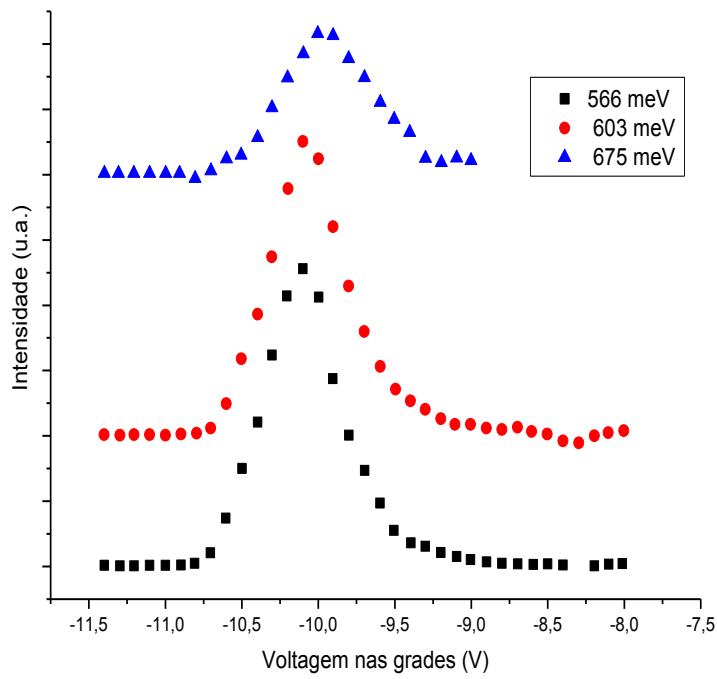


Figura 4.40: Melhora na resolução energética do feixe com energia de 10 eV.

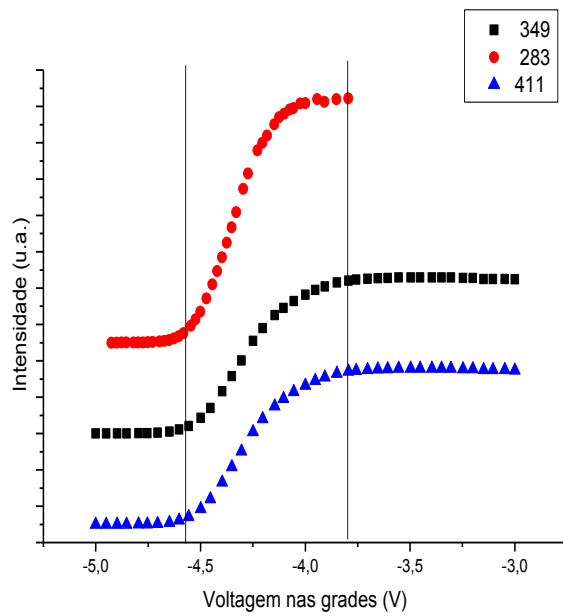


Figura 4.41: Comparação dos espectros de energia de retardamento para 5 eV.

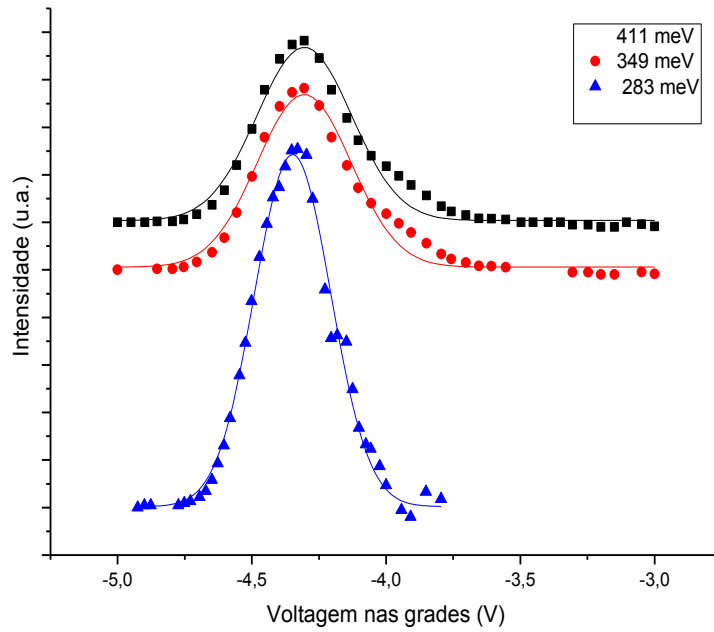


Figura 4.42: Melhora na resolução energética do feixe com energia de 5 eV. Novamente torna-se visível o quanto a largura à meia altura da distribuição energética pode ser melhorada através da otimização dos potenciais no canhão.

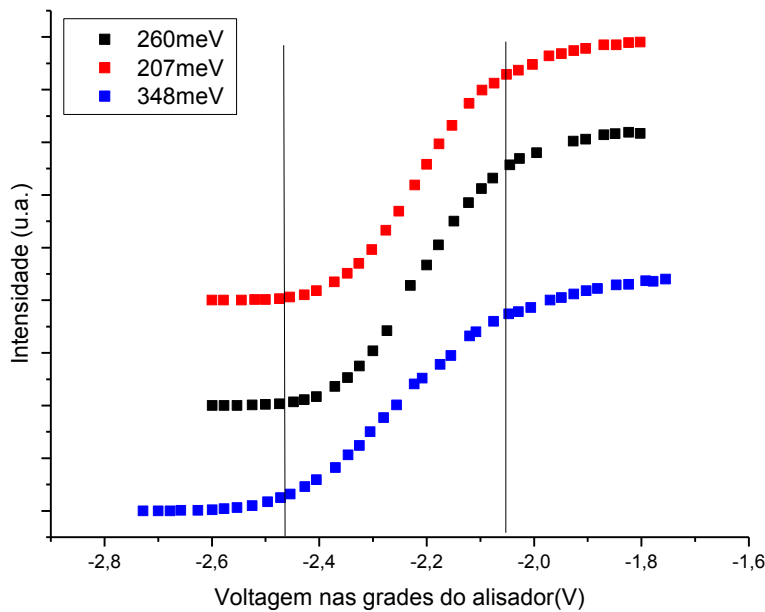


Figura 4.43: Melhora na resolução energética do feixe com energia de 2 eV.

É possível notar que para diferentes condições de sintonia da óptica eletrônica do canhão, é observado uma evolução na melhora da resolução da energia do feixe para energia em torno de 2 eV, já que o analisador de campo de retardamento seleciona o feixe para uma variação energética menor.

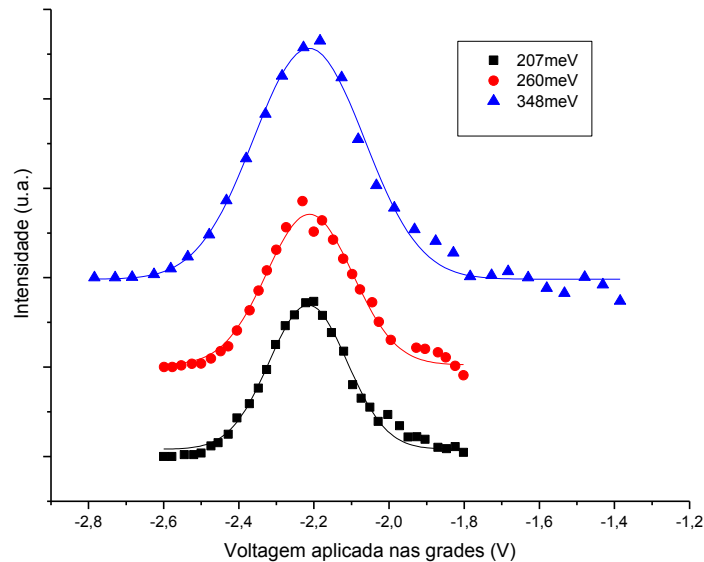


Figura 4.44: Comparação entre as resoluções obtidas para feixes de 2 eV. É observada uma melhora da resolução em energia do feixe a medida que a energia de passagem é diminuída.

Assim obtivemos:

Tabela 4.2: Valores de resolução observada no coletor de Faraday para as energias 2, 5 e 10eV.

$E_i(\text{eV})$	$\Delta E_{\text{observado}}(\text{meV})$
2	207
5	241
10	566

Todos os espectros obtidos foram adquiridos com energia de passagem no canhão de 2 eV. De acordo com a Equação 2.62, considerando um feixe ideal ou seja, totalmente colimado onde $\Delta\alpha$ e $\Delta\beta$ são iguais a zero, a resolução esperada do canhão seria de 60 meV. Entretanto,

com o aumento da energia de impacto, pela Lei de Helmholtz e Lagrange, Equação 2.49, a medida que se aumenta a energia dos elétrons produzidos no catodo, para desacelerar o feixe até a energia de passagem desejada no analisador, implica em piorar as condições de colimação e focalização do feixe, levando ao aumento de $\Delta\alpha$ e $\Delta\beta$. Desta forma, espera-se que a resolução do canhão piore a medida que a energia de impacto é aumentada. Assim, mesmo com a otimização da sintonia do canhão, esta lei física impõe a deteriorização das características de foco e colimação do feixe levando a piora da resolução do feixe produzido. Isto foi verificado em nosso experimento, embora tenhamos trabalhado para minimizar a defocalização e decolimação do feixe devido a outros efeitos, como aberrações. Baseado nos dados obtidos, considerando a resolução relativa do analisador constante, estimamos a resolução relativa de nosso Analisador de Campo Retardador está em torno de 0,027:

$$\frac{\Delta E}{E} = 0,027 \quad (4.2)$$

onde E é a energia relativa ao potencial nas grades e ΔE a resolução do analisador de campo retardador.

É importante ressaltar que:

- A resolução do analisador não é na realidade sempre constante, pois pode variar, por exemplo em função das condições de vácuo, da limpeza das superfícies de seus elementos;
- O poder de resolução de canhão também pode variar dependendo das condições de sintonia, condições de vácuo e da limpeza de seus elementos ópticos;
- Feixes eletrônicos menos energéticos são mais susceptíveis a campos elétricos e magnéticos espúrios;
- A resolução observada na verdade é uma convolução da resolução do canhão com a resolução do analisador de campo retardador:

$$(\Delta E_{observado})^2 = (\Delta E_{analisador})^2 + (\Delta E_{feixe})^2 \quad (4.3)$$

Para o caso de um feixe de 2 eV o que implica numa tensão de 2 Volts nas grades, temos que: para o ACR:

$$\Delta V = 0,027 \times 2 = 0,054 \quad (4.4)$$

O que significa que uma resolução em energia de $\Delta E_{\text{analisador}} = 54 \text{ meV}$.

Assim da equação (4.3), obtemos que para $\Delta E_{\text{observado}} = 207 \text{ meV}$, uma resolução para o feixe de:

$$\Delta E_{\text{feixe}} = 200 \text{ meV} \quad (4.5)$$

Para um feixe de 5 eV, a melhor resolução obtida neste trabalho foi de $\Delta E_{\text{observado}} = 241 \text{ meV}$. Da equação (4.2), para o caso de um feixe de 5 eV o que implica numa tensão de 5 Volts nas grades, temos que:

$$\Delta V = 0,027 \times 5 = 0,135 \quad (4.6)$$

O que significa que uma resolução em energia de $\Delta E_{\text{analisador}} = 135 \text{ meV}$.

Logo, da equação (4.3), desde que $\Delta E_{\text{observado}} = 241 \text{ meV}$, a resolução do feixe fica:

$$\Delta E_{\text{feixe}} = 200 \text{ meV} \quad (4.7)$$

Para um feixe de 10 eV, a melhor resolução obtida neste trabalho foi de $\Delta E_{\text{observado}} = 566 \text{ meV}$. Da equação (4.2), para o caso de um feixe de 10 eV o que implica numa tensão de 10 Volts nas grades, temos que:

$$\Delta V = 0,027 \times 10 = 0,27 \quad (4.8)$$

O que significa que uma resolução em energia de $\Delta E_{\text{analisador}} = 270 \text{ meV}$.

Logo, da equação (4.3), desde que $\Delta E_{\text{observado}} = 566 \text{ meV}$, a resolução do feixe fica:

$$\Delta E_{\text{feixe}} = 497 \text{ meV} \quad (4.9)$$

Logo, dos resultados obtidos temos para resolução do canhão:

Tabela 4.3: Valores observados da resolução do canhão

$E_0(\text{eV})$	$\Delta E_{\text{feixe}} (\text{meV})$
2	200
5	200
10	497

O melhor desempenho do canhão foi obtido para a energia de impacto de 5 eV, o que não é difícil de entender devido a susceptibilidade do feixe a baixas energias. Por outro lado, comparando-se o desempenho do canhão para as energias de 5 e 10 eV verifica-se um aumento, previsto teoricamente.

Logo, a monocromatização do canhão foi obtida, porém com desvios do valor ideal, como também é esperado. Para aumentar a resolução em energia deste canhão seria necessário diminuir sua fenda de entrada e saída, o que para feixes menos energéticos não é uma boa estratégia, pois resultaria em diminuir a intensidade do feixe, ou aumentar os raios das cascas cilíndricas, o que em geral é feito por outros grupos de pesquisadores fora do país. Porém, isso implica em aumentar o custo do equipamento, dado que seria necessário, por exemplo, utilizar grandes câmaras de vácuo, implicando no aumento da capacidade de bombeio do sistema de vácuo, custo na blindagem magnético, etc.

Desta maneira, pode-se concluir que a resolução para os feixes de baixa energia do canhão são satisfatoriamente monocromatizados em nosso equipamento, de acordo com a limitação física de nosso espectrômetro.

Capítulo 5

Conclusões

O objeto de estudo deste trabalho foi a otimização e caracterização de um canhão de elétrons monocromatizado composto por um seletor de energia ACD 127° , lentes eletrostáticas colimadoras e focalizadoras. A eficiência deste canhão, sem o estágio de monocromatização, foi estudada inicialmente, medindo-se a corrente do feixe produzido utilizando-se um coletor de Faraday localizado após a região de colisão. Para a análise do estágio de monocromatização aplicou-se um analisador de campo retardador, totalmente desenvolvido neste trabalho. O Laboratório de Física Atômica e Molecular (LEAM) da UFJF é pioneiro na construção de canhões de elétrons monocromatizados de baixa energia, especialmente cobrindo a região de 0,1 até 10 eV, e este trabalho contribui como um passo adiante neste segmento. Resultados importantes foram atingidos com a produção de feixes eletrônicos com baixíssimas energias. Estendeu-se a região de baixas energias que anteriormente era de 0,34 eV a 200 eV e para 0,105 eV a 200 eV. Nos trabalhos anteriores utilizava-se correntes de aquecimento no filamento maiores que 2,7 A. Com este trabalho a corrente de aquecimento passou a ser sempre menor que 2,5 A, chegando até a 2,3 A. Os valores de intensidade do feixe produzido subiram para valores impressionantemente altos. A máxima corrente obtida anteriormente era 0,42 nA para 0,3 eV e 111,6 nA para 41,5 eV, e passou a ser 0,1 nA para 0,105 eV e 280 nA para 160 eV.

Além da otimização do canhão de elétrons monocromatizado e sua caracterização, trabalhamos também em todos outros aspectos da implantação de um espectrômetro de impacto de elétrons que poderá ser aplicado em diferentes técnicas espectroscópicas no

LEAM, a saber: a espectroscopia de perda de energia de elétrons com varredura angular, para determinações espectroscópicas e valores de seções de choque diferenciais; espectroscopia de ressonâncias através da obtenção de formação de estados metaestáveis; espectroscopia de massa utilizando um analisador quadrupolo comercial HIDEN; e a espectroscopia próximo a limiares de impacto de elétrons.

O desenvolvimento passo a passo deste aparelho gerou condições para um amadurecimento profissional de formação experimental inigualável, uma vez que diversos elementos de formação experimental foram assimilados. Dentre estes se destacam, projetos de componentes de óptica eletrônica, desenvolvimento de elementos mecânicos, construção de circuitos eletrônicos de controle e aquisição de dados, tecnologia de feixes de partículas carregadas com baixa energia e monocromatizados, construção de um novo analisador de energia de campo retardador, e acima de tudo, confrontar com os percalços presentes na técnica de análise da distribuição energética do feixe de baixa energia, devido aos inúmeros problemas encontrados e resolvidos durante o desenvolvimento das experiências realizadas em nosso laboratório no decorrer do trabalho.

Como perspectivas futuras, o espectrômetro com valores de resolução conhecida será utilizado para espectroscopia de perda de energia de elétrons e estudo de ressonâncias, isto é captura eletrônica, associadas a diversos tipos de compostos gasosos. Desta forma, este trabalho foi de suma importância para o progresso de pesquisas futuras de diferentes técnicas espectroscópicas para vários tipos de amostra desenvolvidos no LEAM.

Referências

CHANTRY, P. J. An Automated Retarding Potential Difference Technique Using a Multichannel Scaler. *Rev. Sci. Instrum.*, v. 40, p. 884, 1969.

CHUTJIAN A, (2000), *Adv. At. Mol. Opt. Phys.*, 43, 373.

DONOSO, G.; MARTIN, P. Grid effects on velocity analyzers of variable geometry. *Rev. Sci. Instrum.*, v. 57, p. 1501-1505, ag. 1986.

DONOSO, G.; MARTIN, P.; PUERTA, J. Experimental verification of the grid effects in a velocity analyzer with variable geometry. *Rev. Sci. Instrum.*, v. 57, p. 1507-1511, ag. 1986.

Electron Molecule Interactions and Their Applications, edited by L.G. Christophorou, Academic, New York Vol. 1 and 2 (1984)

Electron Optics and Electron – Beam Device”, A. Zhigarev, Mir. Publisher Moscow, Moscow (1975).

ENLOE, C. L.; SHELL, J. R. Optimizing the energy resolution of planar retarding potential analyzers. *Rev. Sci. Instrum.*, v. 63, p. 1788-1791, 1992.

ENLOE, C. L. High-resolution retarding potential analyzer. *Rev. Sci. Instrum.*, v. 65, p. 507-508, fev. 1994.

GOHLKE S AND ILLENBERGER E, (2003), *Europhys. News*, 33, 207

GOLDEN, D. E.; ZECA, A. Energy Modulated High Energy Resolution Electron Spectrometer. *Rev. Sci. Instrum.*, v. 42, p. 210, 1971.

GRANNEMAN, E. H. A.; VAN DER WIEL, M. J. Transport, dispersion and detection of electrons, ions and neutrals. In: *Handbook on Synchrotron Radiation.*, Amsterdam: North-Holland Publishing Company, 1983, p.367-463.

HUCHITAL, D. A.; RIGDEN, J. D. Resolution and sensitivity of spherical-grid retarding-potential analyzer. *J. Appl. Phys.*, v. 43, n. 5, p. 2291-2302, maio 1972.

IBACH H, *Electron Energy Loss Spectrometer*, Springer-Verlag, Berlin-New York – London (1991).

ION AND ELECTRON SOURCES. C.E. Hill CERN, Geneva, Switzerland 1994. CERN Accelerator School "Cyclotrons, Linacs and their Applications", La Hulpe, Belgium, 28 April - 5 May 1994.

LINDAU, I.; HELMER, J. C.; UEBBING, J. New retarding field electron spectrometer with differential output. *The Review of Scientific Instruments.*, v. 44, p. 265-274, 1973.

M. A. Khakoo, J. Blumer, K. Keane, C. Campbell, H. Silva, M. C. A. Lopes, C. Winstead, V. McKoy, R. F. da Costa, L. G. Ferreira, M. A. P. Lima, and M. H. F. Bettega, *Physical Rev. A* 77, 042705 (2008).

MILLAR T J, in: *Atomic and Molecular Data and Their Applications*, ed. K.A. Berrington and K. L. Bell, American Institute of Physics, 81, New York (2001).

MOORE J H, DAVIS C C, COPLAN M A, *Building Scientific Apparatus*, 3th ed, New York Academic Press, Cambridge University.

NENOVSKI, P.; KUTIEV, I.; KARADIMOV, M. Effect of RPA transparency dependence on ion masses upon ion temperature and density determination with direct space measurements. *J. Phys. E: Sci. Instrum.*, v. 13, p. 1011-1016, 1980.

N J MASON; W R NEWELL. The dependence of electron gun performance on filament material. *Meas. Sci. Technol*, 1, 983-985, 1990.

RAMSEY N F (1956), *Molecular Beams*, Oxford University Press, Oxford. 114

SHIMAZAKI T, in: *Molecular Processes in Space*, ed. T Watanabe et. al. (New York: PLenum) 173 (1990).

Software Simion PC/PS2 - Version 6.0, D.A. Dahl and J.E. Delmore, Idaho National Engineering Laboratory, EG&G Idaho Inc. P.O., Box 1625, Idaho Falls, ID 83415

STAIB, P.; DINKLAGE, U. Recent Developments on an Improved Retarding-field Analyzer. *J. Phys. E: Sci. Instrum.*, v. 10, p. 914-921, 1977.

TANAKA H AND INOKUTI M, (2000), *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* 43, 1.X. Pan, P. Cloutier, D. Hutting, L. Sanche, *Phys. Rev. Lett.* 90, 20 (2003).

F. H. Read, A. Adams, e J. R. Soto-Montiel, *Journal of Physics E: Scientific Instruments* 4, 625 (1970).

E. Harting e F. H. Read, *Electrostatic Lenses*, Elsevier, Amsterdam, 1976.

R. A P Alessio, *Implantação de um espectrômetro de estados metaestáveis de alvos gasosos*. Dissertação de mestrado, UFJF, 2009.